



UNIVERSIDADE ESTADUAL DA PARAÍBA  
PRÓ-REITORIA DE PÓS-GRADUAÇÃO E PESQUISA  
CENTRO DE CIÊNCIAS E TECNOLOGIA  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM CIÊNCIA E  
TECNOLOGIA AMBIENTAL  
MESTRADO EM CIÊNCIA E TECNOLOGIA AMBIENTAL

OBSERVAÇÃO DA MARÉ LUNAR NAS MEDIDAS  
DE LUMINESCÊNCIA ATMOSFÉRICA  
EQUATORIAL POR FOTÔMETRO MULTICANAL

ALUNO: BISMARCK ABEKU NYAMEKYE KUSHIATOR

CAMPINA GRANDE-PB  
2017



Bismark Abeku Nyamekye Kushiator

OBSERVAÇÃO DA MARÉ LUNAR NAS MEDIDAS DE  
LUMINESCÊNCIA ATMOSFÉRICA EQUATORIAL  
POR FOTÔMETRO MULTICANAL

Dissertação apresentada ao Mes-  
trado de Ciência e Tecnologia Am-  
biental da Universidade Estadual da  
Paraíba - UEPB, em cumprimento  
às exigências parciais para obtenção  
do título de mestre.

Orientadores: Dr. Lourivaldo Mota Lima  
Dra. Ana Roberta Paulino

CAMPINA GRANDE-PB  
2017

É expressamente proibida a comercialização deste documento, tanto na forma impressa como eletrônica. Sua reprodução total ou parcial é permitida exclusivamente para fins acadêmicos e científicos, desde que na reprodução figure a identificação do autor, título, instituição e ano da dissertação.

K97o Kushiator, Bismark Abeku Nyamekye.  
Observação da maré lunar nas medidas de luminescência atmosférica equatorial por fotômetro multicanal [manuscrito] / Bismark Abeku Nyamekye Kushiator. - 2017.  
72 p. : il. color.

Digitado.  
Dissertação (Mestrado Ciência e Tecnologia Ambiental) - Universidade Estadual da Paraíba, Centro de Ciências e Tecnologia, 2017.  
"Orientação: Prof. Dr. Lourivaldo Mota Lima, Departamento de Física".  
"Co-Orientação: Profa. Dra. Ana Roberta da Silva Paulino, Departamento de Física".  
1. Maré lunar. 2. Luminescência. 3. Mesosfera. 4. Fotômetro. I. Título.

21. ed. CDD 520

FOLHA DE APROVAÇÃO

Bismark Abeku Nyamekye Kushiator

Título: Observação de maré lunar nas medidas de luminescência atmosférica equatorial por fotômetro multicanal.

Orientador: Prof. Dr. Lourivaldo Mota Lima.

Coorientadora: Profa. Dra. Ana Roberta da Silva Paulino

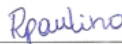
Dissertação apresentada à Universidade Estadual da Paraíba – UEPB, em cumprimento dos requisitos necessários para a obtenção do título de Mestre em Ciência e Tecnologia Ambiental.

Aprovada em: 19 / 05 / 2017.

Banca Examinadora



Prof. Dr.: Lourivaldo Mota Lima  
Orientador – UEPB



Profa. Dra.: Ana Roberta da Silva Paulino  
Coorientadora



Prof. Dr.: Ricardo Arlen Buriti da Costa  
Examinador Externo - UFCG



Prof. Dr.: Edvaldo de Oliveira Alves  
Examinador Interno – UEPB

CAMPINA GRANDE-PB  
2017

# Dedicatória

*À minha Mãe e toda a família*

# Agradecimentos

Meus mais sinceros agradecimentos ao Deus pela graça, favor e boa saúde durante todo o período de estudo na Universidade Estadual da Paraíba (UEPB) em Campina Grande.

Agradeço ao Prof. Dr. Lourivaldo Mota Lima e a Profa. Dra. Ana Roberta Da Silva Paulino, pela orientação encorajamento, opiniões construtivas, supervisão e ensinamentos durante essa jornada científica.

Agradeço à minha família, especialmente minha mãe pelo grande amor.

À Universidade Estadual da Paraíba que, através do Departamento de Física, permitiu a realização deste curso.

Agradeço também à CAPES, pelo apoio financeiro durante todo o período de estudo e minhas pesquisas .

Enfim, agradeço a todos que de alguma forma contribuíram e tornaram possível a elaboração deste trabalho.

## *Resumo*

Medidas da luminescência atmosférica obtidas através de fotômetro multicanal na região equatorial em São João do Cariri, Brasil ( $7,4^{\circ}\text{S}$ ;  $36,5^{\circ}\text{O}$ ) são usadas para identificar e caracterizar variações associadas à maré lunar. Os dados de luminescência de tempo solar das três emissões; OH (6, 2), OI5577 e  $O_2$  (0-1) foram suavizados com uma média de três meses para representar um mês, a fim de reduzir a variabilidade. As três emissões foram submetidas a análise espectral utilizando o peridograma de Lomb-Scargle para identificar a presença das periodicidades das marés em cada emissão de luminescência. Os resíduos de cada emissão foram obtidos como resultado da subtração do dia composto reconstruído utilizando as componentes diurna, semidiurna e terdiurna da maré solar. Para isto, foram utilizados três meses de medidas. Esta eliminação de sinais de maré solar produz emissões residuais de cada dado que são convertidas para o tempo lunar e submetidas a análises harmônicas para obter as amplitudes e fases mensais da componente semidiurna lunar para cada uma das três emissões. As séries temporais obtidas em um dia lunar composto mostra o componente lunar. A partir da análise dos dados foi possível identificar a assinatura da maré lunar semidiurna em cada emissão ao longo do ano de 2004 na região equatorial.

**Palavras-chave:** Maré Lunar , Luminescência , Mesosfera , Fotômetro



## *Abstract*

Atmospheric airglow measurements obtained by means of a multichannel photometer in the equatorial region of São João do Cariri, Brazil ( $7.4^{\circ}\text{S}$ ,  $36.5^{\circ}\text{O}$ ) was used to identify and characterize variations associated with lunar tide. The solar time luminescence data of the three emissions; OH (6, 2), O155577 and  $O_2(0-1)$  were smoothed with an average of three months to represent one month in order to reduce variability. The three emissions were subjected to spectral analysis using the Lomb-Scargle periodogram to identify the presence of tidal periodicities of each emission of airglow. The residual from each emission were obtained as a result of the subtraction of the reconstructed composite day using the components diurna, semidiurna and terdiurna of the solar tide, for each three months of measurements were used. This elimination of solar tide signals produced residual emissions of each data that are converted to lunar time and subjected to harmonic analysis to obtain the monthly amplitudes and phases of the lunar semidiurnal component for each of the three emissions. The time series obtained on a composite lunar day shows the lunar component. From the analysis of the data it was possible to identify the signature of the semidiurnal lunar tide in each emission throughout the year of 2004 in the equatorial region.

**Keywords:** Lunar Tide , Airglow , Mesosphere , Photometer

# Lista de Figuras

2.1	Geometria utilizada para o cálculo do potencial de maré . . . . .	29
3.1	Esquema do fotômetro MULTI-2 do Laboratório do INPE . . . . .	40
3.2	Esquema da unidade ótica do fotômetro MULTI-2, semelhante ao MULTI-3 . . . . .	41
3.3	Diagrama esquemático de um tubo fotomultiplicador . . . . .	44
3.4	Intensidade da OH (6,2) medida pelo fotômetro MULTI 3 em São João do Cariri entre abril e junho de 2004. . . . .	46
3.5	Periodograma de Lomb-Scargle referente aos dados de OH obtidos pelo fotômetro MULTI 3 em Cariri durante abril-maio-junho de 2004	47
3.6	Medidas da OH em Cariri a cada 2 minutos obtidas durante abril- maio-junho de 2004 e o respectivo ajuste . . . . .	48
3.7	Dia composto referente ao mês de maio de 2004 dos residuais da intensidade da OH (6,2) em Cariri, no tempo lunar . . . . .	48
4.1	Varição da amplitude média mensal (%) para a emissão OI5577 residual da maré lunar no ano de 2004. . . . .	52
4.2	Varição da Fase Média Mensal para a emissão residual de OI5577 da maré lunar no ano de 2004. . . . .	53

4.3	Variacão da amplitude média mensal (%) para a emissão residual de O2 (0-1) da maré lunar no ano de 2004. . . . .	54
4.4	Variacão da Fase Média Mensal para a emissão residual de O2 (0-1) da maré lunar no ano de 2004. . . . .	55
4.5	Variacão da amplitude média mensal (%) para a emissão residual de OH(6,2) da maré lunar no ano de 2004. . . . .	56
4.6	Variacão da Fase Média Mensal para a emissão residual de OH (6, 2) da maré lunar no ano de 2004. . . . .	57
4.7	Variaces mensais de Amplitudes (%) por cada emissão ao longo do ano. . . . .	58
4.8	Variaces mensais de Fase por cada emissão ao longo do ano. . . . .	59



# Lista de Tabelas

2.1	Composição do ar seco . . . . .	10
2.2	Principais periodicidades produzidas pelos potenciais gravitacionais	30
3.1	Características dos filtros de interferência usados no fotômetro MULTI-	
	3 . . . . .	40



# Lista de Abreviações

$[O]$	Densidade do oxigênio atômico
$\alpha^1\Delta_g$	Faça o ângulo da onda observada com a horizontal
$\beta$	Faça o ângulo da onda observada com a vertical
$\eta$	Eficiência Quântica
$\Gamma$	Coefficiente Eckarto
$\lambda$	Comprimento de onda
$\nu''$	Estado vibracional
$\omega$	Frequência angular
$\omega_I$	Sistema atmosférico infravermelho
$\pi$	Pi (radianos)
$\sum$	Somatória
$\theta$	Fase
$^{\circ}C/km$	Graus Celsius por quilômetro

$A(\nu',\nu'')$  Coeficiente de transição entre dois estados vibracionais

$A_1$  Tempo inverso de vida radiativa

$A_m$  Amplitude

$cm^3$  Centímetro cúbico

$eV$  Elétron-volts

$f(\nu')$  Produção fracional de um nível vibracional

$h\nu$  Energia

$H_2O$  Água

$I_\nu$  Intensidade Absoluta

$i_\nu$  Intensidade Relativa

$K^Q$  Parâmetro de decaimento via outros processos colisionais

$K_1$  Taxa de reação

$K_3^Q(\nu',\nu'')$  Parâmetro que representa o decaimento via colisão de  $\nu'$  para  $\nu''$

$O^*$  Oxigênio excitado

$O_2$  Oxigênio molecular

$O_3$  Ozônio

$OH^*$  Hidroxila Excitado Vibracionalmente

$PSD$  Densidade Espectral de Potência



$S_a$	Sensibilidade Absoluta
B	Espectro radiante
f	Frequência
H	Hidrogênio
j	Resposta do fotômetro por segundo
K	Kelvin
km	Quilômetro
nm	Nanômetro
OH	Hidroxila
OI5577	Oxigênio Atômico (Linha Verde)
R	Rayleigh
s	Segundos
T	Período
T	Temperatura

# Sumário

Lista de Figuras . . . . .	vii
Lista de Tabelas . . . . .	ix
Lista de Abreviações . . . . .	xi
<b>1 INTRODUÇÃO</b>	<b>1</b>
1.1 Objetivos . . . . .	5
1.1.1 Objetivo Geral . . . . .	5
1.1.2 Objetivos Específicos . . . . .	5
1.2 Justificativa . . . . .	6
<b>2 MARÉS ATMOSFÉRICAS</b>	<b>7</b>
2.1 A Atmosfera Terrestre . . . . .	7
2.1.1 Composição da Atmosfera . . . . .	9
2.1.2 Camadas da Atmosfera . . . . .	10
2.2 A Luminescência Atmosférica como Traçador da Atmosfera . . . . .	11
2.2.1 Classificação dos Fenômenos de Luminescência Atmosférica	13
2.2.2 Emissão volumétrica e o mecanismo de excitação . . . . .	13
2.2.3 Fotoquímica e Temperatura Rotacional da OH* . . . . .	17
2.2.4 A fotoquímica do oxigênio atômico [ $O(^1S)$ ] . . . . .	20

2.2.5	As bandas atmosféricas do $O_2(b^1 \Sigma_g^+)$ . . . . .	24
2.3	Maré Lunar na Atmosfera . . . . .	26
2.4	Observação das marés lunares . . . . .	33
<b>3</b>	<b>EQUIPAMENTO E METODOLOGIA</b>	<b>37</b>
3.1	Equipamento . . . . .	37
3.2	Localização . . . . .	38
3.3	Princípio de Operação do Instrumento . . . . .	38
3.4	Unidade Ótica . . . . .	41
3.4.1	Os filtros de interferência . . . . .	41
3.4.2	A Teoria do fotomultiplicador . . . . .	43
3.4.3	Calibração . . . . .	44
3.5	O Banco de Dados e a Metodologia de Análise . . . . .	45
3.5.1	O tratamento e a análise dos dados de fotômetro . . . . .	45
3.6	Identificação da maré lunar nas medidas de aeroluminescência . . . . .	45
3.7	Média mensal de Amplitudes e Fases . . . . .	49
<b>4</b>	<b>RESULTADOS E DISCUSSÃO</b>	<b>51</b>
4.1	Variações Mensais das Amplitude e Fase . . . . .	51
4.2	Comparação das Amplitudes e Fases nas Emissões . . . . .	57
4.3	Discussão . . . . .	59
<b>5</b>	<b>CONCLUSÕES</b>	<b>63</b>
	<b>Referências Bibliográficas</b>	<b>65</b>



# Capítulo 1

## INTRODUÇÃO

Diante das preocupações recentes com as mudanças no clima, a dinâmica da atmosfera tem se constituído como um parâmetro indicador para os investigadores desenvolverem o interesse em encontrar as causas. Nesse contexto, o estudo da variabilidade nos parâmetros atmosféricos, bem como das ondas atmosféricas e os efeitos de marés tem sido objeto de estudo no sentido de separar as variações naturais daquelas decorrentes da ação humana. O estudo da região da mesosfera e baixa termosfera tem recebido atenção com o objetivo de melhorar a compreensão das interações entre os fenômenos que ocorrem nas camadas inferiores, bem como as variações provocadas por efeitos externos

As ondas atmosféricas e as marés, em geral, são geradas em altitudes mais baixas e se propagam com diferentes velocidades até as regiões superiores da atmosfera. Essas ondas e marés interagem com o vento médio bem como umas com as outras causando mudanças na temperatura, pressão, densidade, etc. Por essa razão, o estudo das variações dos parâmetros das marés e das ondas atmosféricas da região superior da atmosfera, conhecida como região da alta mesosfera e baixa

termosfera (Mesosphere and Lower Thermosphere - MLT), ajuda na compreensão da circulação e do acoplamento entre as regiões acima e abaixo.

As marés atmosféricas são geradas termicamente pelo aquecimento solar como também gravitacionalmente pelos campos gravitacionais lunar e solar. A excitação térmica solar produz as marés com características dominantes na região da alta atmosfera, enquanto a ação gravitacional da Lua produz efeitos menos significativos, porém importantes. Já a força gravitacional do Sol exerce pouca influência na geração das marés gravitacionais na atmosfera terrestre. As marés devidas ao campo gravitacional lunar observadas na atmosfera têm períodos relacionados com o movimento aparente da Lua em torno da Terra.

As Marés atmosféricas lunares são geradas, principalmente, como resultado da atração gravitacional da Lua sobre as regiões mais baixas e mais densas da atmosfera ([Stening and Vincent, 1989](#)). O movimento vertical dos oceanos no limite inferior da atmosfera também pode contribuir para a geração de maré lunar ([Stening and Jacobi, 2001](#)).

A diferença fundamental entre as marés excitadas por campo gravitacional da Lua e aquelas devido ao aquecimento solar é que, no caso lunar, a força pode ser especificada com precisão, enquanto no caso da maré térmica solar as variações no tempo da distribuição de ozônio e vapor de água resultam em uma variação correspondente no forçante das marés contribuindo para um elevado grau de variabilidade na maré observada na região da alta atmosfera [Sandford and Mitchell \(2007\)](#).

As oscilações da maré lunar se propagam verticalmente para cima, atingindo as maiores amplitudes na mesosfera e baixa termosfera, uma vez que a densidade diminui com a altitude. As observações e os modelos recentes mostram os efeitos

da propagação de marés atmosféricas devido a ação gravitacional lunar no sistema termosfera/ionosfera (Forbes et al., 2013). Através da variação de maré lunar foi possível analisar os efeitos dinâmicos na dissociação de radiação ionizante (Geller, 1970). Uma visão global da maré semidiurna lunar na atmosfera pode ser encontrada em Paulino et al. (2013).

A maioria destas pesquisas revelaram resultados interessantes. Paulino et al. (2012) usaram dados de vento obtidos a partir de medidas por radar meteórico e verificaram componentes de maré lunar na mesosfera e baixa termosfera e reconheceram a grande variabilidade da maré semidiurna lunar. Esta maré apresenta uma fonte previsível e uma variabilidade bem conhecida que representa respostas as mudanças nas condições básicas da atmosfera ao longo da região de propagação. Assim, a determinação da maré lunar na atmosfera é uma excelente ferramenta para entender o mecanismo de acoplamento entre a atmosfera superior e inferior.

A determinação da maré lunar a partir de medidas obtidas por instrumentos individuais é na maioria das vezes difícil devido à proximidade do período da componente semidiurna solar (S2 - 12 horas solares) e a componente semidiurna lunar (M2 - 12,42 horas solares). Por conseguinte, a maioria dos investigadores usam frequentemente dois instrumentos para confirmar ou descartar os resultados obtidos por um, para permitir conclusões mais realistas. Além disso, uma longa série de dados com precisão suficiente e uma boa resolução temporal também pode ajudar a conseguir melhores resultados, uma vez que permite separar as componentes de forma mais eficiente.

Um dos diversos fenômenos que ocorrem na região da alta mesosfera é luminescência atmosférica, que é continuamente emitida pela da atmosfera planetária (Chamberlain et al., 1961). A luminescência que ocorre durante a noite no céu é

um fenômeno causado pela irradiação da atmosfera superior devido às emissões de espécies atmosféricas. Este brilho amorfo da noite tem sua intensidade presente em todas as latitudes da atmosfera da Terra, como resultado da absorção de radiação solar ultravioleta e de raios-X por átomos e moléculas e colisões entre moléculas ou partículas carregadas. A luminescência foi identificada pela primeira vez como um fenômeno da atmosfera da Terra por Yantema em 1909 ([Chamberlain et al., 1961](#)). No entanto, muitos pesquisadores começaram a notar a existência de um componente de luz no céu noturno da Terra, sendo que Newcomb e Burns foram os primeiros que observaram esse fenômeno visualmente nos anos 1901 e 1902. Chapman em 1931 propôs a teoria usada hoje para o mecanismo do airglow [Chapman and Lindzen \(1970\)](#).

As emissões do airglow têm sido usadas para estudar a dinâmica e o comportamento químico da alta atmosfera ([Myrabø et al., 1986](#)), como também para observar as marés lunares ([Savigny et al., 2015](#)). As marés lunares representam uma resposta global da atmosfera ao forçamento periódico da atração gravitacional da Lua na superfície da Terra, causando distúrbios na mesosfera e baixa termosfera e a interação com outras propriedades atmosféricas.

O estudo das marés lunar na mesosfera e na porção inferior da termosfera tem sido possível com o uso de várias observações a partir do solo. No caso da rede de radar global (e.g., [Pancheva and Mukhtarov, 2012](#); [Riggin et al., 1997](#); [Forbes, 1995](#) ; [Manson et al., 1982](#)) usado para estudar o comportamento das marés nos ventos atmosféricos. Estudos das influências das marés atmosféricas sobre as emissões da luminescência e na temperatura usando séries longas obtidas de observações a partir do solo (e.g., [Reed and Chandra, 1975](#); [Reisin and Scheer, 1996](#); [Takahashi et al., 1989](#)) e as observações de aeroluminescência a partir de



instrumentos a bordo de satélites (e.g., [Burrage et al., 1994](#); [Shepherd et al., 1999a](#); [Shepherd et al., 1999b](#)) mostraram uma grande variação no comportamento diurno das taxas de emissão de aeroluminescência em função do ano e da latitude.

A maioria dos estudos utilizam medidas obtidas por radar, ou de instrumentos a bordo de satélites para investigar a influência da maré lunar nos parâmetros da atmosfera neutra e ionizada. Contudo, na presente pesquisa a maré lunar foi investigada utilizando medidas das intensidades absolutas das emissões da luminescência atmosférica com as medições da intensidade de emissão de OH Meniel (6, 2), oxigênio molecular atmosférico  $O_2(0-1)$  e linha verde de oxigênio OI5577, obtidas a partir do fotômetro multicanal na região equatorial.

## 1.1 Objetivos

### 1.1.1 Objetivo Geral

- Observar a maré lunar nas medidas de luminescência atmosférica equatorial utilizando fotômetro multicanal.

### 1.1.2 Objetivos Específicos

- Determinar as amplitudes e fases da maré lunar nos dados de luminescência atmosférica obtidas com fotômetro.

## 1.2 Justificativa

O fenômeno da aeroluminescência atmosférica é um indicador dos processos que ocorrem na atmosfera. Por esta razão, o fenômeno pode servir como um bom traçador atmosférico. A partir das medidas da intensidade da hidroxila (OH) os efeitos de maré lunar podem ser observados, uma vez que esse fenômeno tem sido utilizado pelos pesquisadores para observar características dinâmicas da atmosfera ([Takahashi et al., 1984](#); [Fukuyama, 1976](#))

A intensidade das emissões da aeroluminescência tem uma relação direta com as espécies que reagem tornando mais fácil obter informações sobre a distribuição vertical. As ondas e marés influenciam a química a composição da atmosfera que muda a intensidade da luminescência devido às variações espaciais na intensidade de emissão refletidas pelas suas características. Além disso, as distintas emissões da luminescência atmosférica têm suas origens em altitudes diferentes, de modo que as medidas quase simultâneas das intensidades para as diferentes emissões fornecem elementos para identificar propagação vertical de ondas, dando assim pistas sobre o acoplamento nestas regiões.

# Capítulo 2

## MARÉS ATMOSFÉRICAS

### 2.1 A Atmosfera Terrestre

A atmosfera da Terra é um envelope gasoso em torno do planeta. De acordo com os cosmólogos, a Terra e a atmosfera tiveram suas origens há cerca de 4,6 bilhões de anos atrás, na sequência de um acontecimento cósmico. Após sua separação do Sol, a Terra começou a girar em torno de si mesmo sob o efeito da força gravitacional e girando em torno do seu eixo, como uma bola de fogo, envolvida por um envelope gasoso extremamente quente, chamado atmosfera primordial ([Saha, 2008](#)).

Acredita-se que no início a atmosfera terrestre era composta de uma mistura de dióxido de carbono ( $CO_2$ ), nitrogênio ( $N_2$ ), e vapor d'água ( $H_2O$ ), com traços de hidrogênio ( $H_2$ ). Uma mistura semelhante a que é expelida pelos presentes vulcões. No entanto, pode-se imaginar que a atmosfera primordial nessa fase deveria estar em uma grande agitação quando foi arremessada no espaço. Porém, o envelope gasoso quente, rapidamente foi arrefecido, condensado e solidificado,

formando uma crosta sólida nas camadas superficiais. Após isso, uma quantidade considerável de gases quentes e vapores voláteis foi liberada a partir do material fundido na superfície terrestre. Parte dos gases quentes e vapores que foram arrefecidos e a água foram condensadas para formar os oceanos. O restante do envelope gasoso permaneceu em torno do planeta, enquanto outra parcela foi armazenada em rochas. A atmosfera assim formada tinha uma preponderância de hidrogênio e pouco ou nenhum oxigênio, por isso não poderia comportar a vida como a que existe nos dias de hoje ([Saha, 2008](#)).

À medida que a Terra foi se arrefecendo, as ações químicas complexas e reações na crosta bem com as interações entre a crosta e a atmosfera gradualmente levaram à formação de uma atmosfera que poderia suportar uma forma primitiva de vida, como micróbios unicelulares que exigiam pouco oxigênio para a sua sobrevivência.

Tais formas microbianas de vida, também conhecidas como algas azuis-verdes, talvez, apareceram pela primeira vez nos oceanos onde elas absorviam dióxido de carbono e na presença de água e luz solar, oxigênio era liberado por um processo bioquímico conhecido como a fotossíntese das plantas verdes. O acúmulo de oxigênio na atmosfera facilitou a evolução das formas de vida mais complexas e multicelulares que se observa atualmente no planeta Terra. Acredita-se que todos estes desenvolvimentos ocorreram nos primeiros mil milhões de anos de história da Terra e que, desde então, a atmosfera terrestre foi gradualmente estabilizada para seu estado atual ([Saha, 2008](#)).

### 2.1.1 Composição da Atmosfera

A composição da atmosfera atual tem pouca semelhança com a composição da atmosfera inicial que era muito densa e composta por gases, tais como a amônia ( $NH_3$ ) e compostos, tais como bromo (Br), cloro (Cl), flúor (F) e enxofre (S). Esses tiveram a sua origem a partir da liberação de gases no interior da própria Terra. Ao longo do tempo a atmosfera foi modificada desde a sua composição primitiva, a qual, acredita-se ter sido uma mistura de vapor de água, dióxido de carbono ( $CO_2$ ), nitrogênio ( $N_2$ ), e vestígios de hidrogênio (H), semelhante ao que é emitido atualmente pelos vulcões (Seinfeld and Pandis, 1998).

Hoje, a atmosfera terrestre é considerada como sendo estável, e pode ser definida como uma camada fina de gás que envolve a Terra. Com o arrefecimento do planeta, o excesso de vapor de água ( $H_2O$ ) condensado, deu início a um ciclo de água intenso e a conseqüente produção dos oceanos. Com a chuva, vieram também grandes quantidades de dióxido de carbono dissolvido ( $CO_2$ ), sulfato ( $SO_4$ ) e cloro (Cl). Devido à sua baixa solubilidade em água, o nitrogênio ( $N_2$ ) tornou-se abundante na atmosfera da Terra, uma vez que ( $N_2$ ) é quimicamente inerte, não solúvel em água. O oxigênio (O) surgiu e foi acumulado na atmosfera, sobretudo devido à decomposição química da água pela luz solar (fotodissociação), liberando oxigênio molecular, ( $O_2$ ) por fotossíntese ( McEwan, 1975 ; Brasseur and Solomon, 2006)

A atmosfera da Terra, apesar de ter uma espessura de cerca de 1000 km, tem 99% da sua massa nos primeiros 40 km. A atmosfera da Terra consiste de uma mistura de gases, principalmente nitrogênio molecular (78%) e oxigênio molecular (21%). O vapor d'água, dióxido de carbono ( $CO_2$ ), e ozônio, juntamente

Tabela 2.1: Composição do ar seco

Gás Constituinte	Massa (%)	Volume(%)	Peso Molecular
Nitrogênio (N <sub>2</sub> )	75.51	78.09	28.02
Oxigênio (O <sub>2</sub> )	23.14	20.95	32.00
Argônio (Ar)	1.3	0.93	39.94
Dióxido de carbono (CO <sub>2</sub> )	0.05	0.03	44.01
Neônio (Ne)	1.2 x 10 <sup>-3</sup>	1.8 x 10 <sup>-3</sup>	20.18
Hélio (He)	8.0 x 10 <sup>-4</sup>	5.2 x 10 <sup>-4</sup>	4.00
Criptônio (Kr)	2.9 x 10 <sup>-4</sup>	1.0 x 10 <sup>-4</sup>	83.7
Hidrogênio (H <sub>2</sub> )	0.35 x 10 <sup>-5</sup>	5.0 x 10 <sup>-5</sup>	2.02
Xenônio (X)	3.6 x 10 <sup>-5</sup>	0.8 x 10 <sup>-5</sup>	131.3
Ozônio (O <sub>3</sub> )	0.17 x 10 <sup>-5</sup>	0.1 x 10 <sup>-5</sup>	48.0
Radônio (Rn)		6.0 x 10 <sup>-18</sup>	222.0

FONTE: [Saha \(2008\)](#)

com outros gases traços, representa menos do que 1% da atmosfera conforme apresentado na Tabela 2.1. Embora eles apareçam em pequenas quantidades, esses gases traços desempenham um papel importante para o balanço radiativo da Terra e nas propriedades químicas da atmosfera, porque eles são criados e destruídos em determinadas regiões e estão estreitamente ligados à circulação através de transporte, estas e outras espécies menores são altamente variáveis ([Seinfeld and Pandis, 1998](#)).

### 2.1.2 Camadas da Atmosfera

A atmosfera é convencionalmente dividida em camadas de acordo com a variação vertical da temperatura. De acordo com o comportamento vertical do gradiente de temperatura a camada que se estende desde o solo até cerca de 15 km de altitude, em que a temperatura diminui à medida que a altitude aumenta, é chamada de troposfera e é delimitada acima pela tropopausa. A camada acima da tropopausa até cerca de 50 km de altitude, em que a temperatura sobe com a altitude, é

chamada de estratosfera e é limitada superiormente pela estratopausa. A camada acima da estratopausa até cerca de 85-90 km, em que a temperatura decai com a altitude, é chamada de mesosfera e é limitada na borda superior pela mesopausa. Acima da mesopausa tem-se a termosfera, em que a temperatura aumenta com a altitude ([Saha, 2008](#)).

A troposfera é também chamada de baixa atmosfera. É nesta região que a maioria dos fenômenos, tais como ciclones, frentes, furacões, chuva, neve, raios e trovões, ocorrem. A estratosfera e mesosfera juntas são chamadas de média atmosfera. Uma característica notável da estratosfera é que ela contém a maior parte das moléculas de ozônio na atmosfera ([Saha, 2008](#)).

## 2.2 A Luminescência Atmosférica como Traçador da Atmosfera

A aeroluminescência é definida como a luz emitida continuamente pela atmosfera planetária ([Chamberlain et al., 1961](#)). Aeroluminescência é uma ocorrência natural em que o céu noturno emite luz em vários comprimentos de onda causados pela radiação solar. Este brilho de baixa intensidade, amorfo, que está sempre presente em todas as latitudes, proveniente da atmosfera, é causada pela absorção seletiva de radiação solar ultravioleta e raios-X por átomos e moléculas, mas também por colisões entre moléculas ou partículas carregadas. Devido a isso, o céu noturno nunca é totalmente escuro.

Geralmente, a aeroluminescência é confundida com a aurora que ocorre também em altas altitudes, a qual acontece devido às partículas energéticas, eletri-

camente carregadas (principalmente elétrons) que são aceleradas ao longo das linhas de campo magnético, adentram para a atmosfera superior, onde colidem com átomos de gás, causando as emissões. A aeroluminescência noturna ou a luz noturna ocorre em altitudes de cerca de 87 km a 300 km, em que átomos e moléculas são eletricamente e/ou vibro-rotacionalmente excitados por radiação solar ultravioleta e infravermelho durante o dia. À noite, os átomos ou moléculas se desexcitam e/ou se recombinam liberando energia em um comprimento de onda específico ou em bandas de emissão. Cada comprimento de onda tem uma cor específica e essas cores nos dão a ideia do tipo de átomos ou molécula responsável por essa emissão.

De acordo com [López-González et al. \(2007\)](#), [Newcomb \(1901\)](#) reconheceu no século XIX a existência da aeroluminescência como componente de luz do céu noturno terrestre. Uma revisão por [Yntema \(1909\)](#) relatou em 1788, um brilho no céu em altas altitudes, o qual aumentava gradualmente do zênite para o horizonte.

O uso de técnicas eletrônicas na observação infravermelha foi iniciada por [Elvey \(1943\)](#) e [Stebbins et al. \(1945\)](#), que usaram filtros passa banda com faixa bastante ampla para isolar determinadas regiões espectrais para a emissão próxima de 10400 Å. [Khomich et al. \(2008\)](#) realizaram uma investigação semelhante com quatro filtros sobrepostos, mas foram incapazes de identificar a emissão com segurança.

A existência do fenômeno "aeroluminescência", provavelmente foi descoberto antes de 1800. Seguindo a sugestão de [Struve \(1951\)](#) e [Elvey \(1950\)](#) introduziu o nome de "luminescência" pela primeira vez. Os dois principais eventos que levaram cientistas a descoberta de luminescência foram: falta de luz estelar espalhada ou luz galáctica e a intensidade da luz observada no horizonte e o brilho do céu



noturno.

### **2.2.1 Classificação dos Fenômenos de Luminescência Atmosférica**

Em geral, de acordo por Yantema em 1909 ([Chamberlain et al., 1961](#)) os espectros da luminescência podem ocorrer em três tipos diferentes; linhas espectrais sistema de bandas espectrais, e espectro contínuo de luminescência. De acordo com o ângulo zenital solar, a aeroluminescência atmosférica é subdividida em três classes: aeroluminescência diurna ("dayglow"), crepuscular ("twilight glow") e noturna ("nightglow").

A aeroluminescência diurna é mais proeminente quando comparada com as emissões noturnas, mas não pode ser claramente vista devido ao fundo brilhante da luz dispersada durante o dia.

A aeroluminescência crepuscular tem sua proeminência entre a noturna e a diurna. A maioria dos processos que levam ao fenômeno crepuscular é o resultado da excitação direta da luz solar. Existem dois tipos de aeroluminescência crepuscular conhecido como: do anoitecer e do amanhecer. A aeroluminescência noturna ocorre à noite quando toda a luz solar direta ou Rayleigh dispersada é praticamente ausente. Geralmente, as emissões noturnas são muito fracas na intensidade, e são da ordem de apenas algumas centenas de Rayleigh à noite.

### **2.2.2 Emissão volumétrica e o mecanismo de excitação**

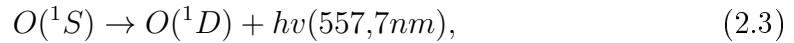
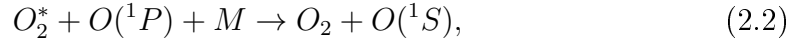
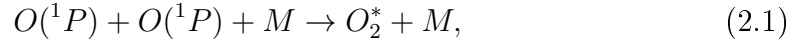
As emissões da aeroluminescência noturna das espécies químicas do oxigênio atômico (OI557,7nm), do oxigênio molecular  $O_2(0-1)$  e da hidroxila OH (6-2), usadas

nesta pesquisa são observáveis devido à emissão contínua. A emissão volumétrica é medida em partes por milhão (ppm). O espectro em frequência de radiação eletromagnética emitida por estas espécies são causadas pela transição de seu estado excitado para um estado estável (menor nível de energia).

A emissão da aeroluminescência noturna ocorre principalmente através de:

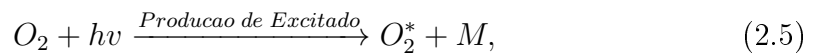
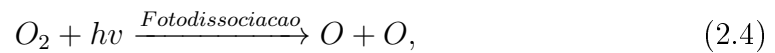
- Fotoionização: este processo ocorre quando a luz é emitida como resultado de desexcitação do fragmento ionizado de átomos e moléculas para um estado de energia mais baixo.
- Químio-aeroluminescência: Esta emissão ocorre a partir de reação química principalmente entre átomos e moléculas e de nitrogênio e moléculas de hidroxila. De acordo com esse processo, a aeroluminescência noturna ocorre quando a radiação solar quebra as moléculas durante o dia e emite a luz durante a reação de recombinação à noite. A químio-aeroluminescência ocorre entre as altitudes de 87 km a 300 km.

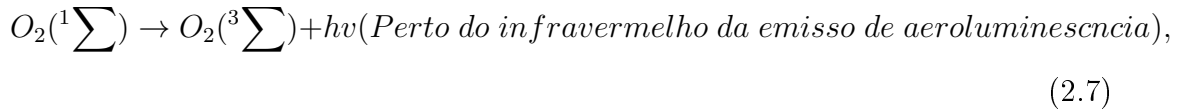
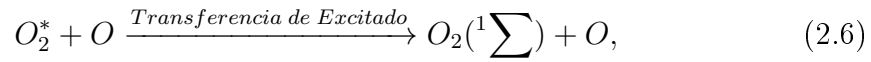
A Emissão de Oxigênio Atômico - A linha verde do oxigênio atômico possui comprimento de onda de 557,7nm. Esta emissão ocorre em altitudes de 90 a 100 km com pico de intensidade de emissão em 97 km de altitude. O processo de produção desta linha de emissão ocorre por causa da transição do elétron do estado de  $^1S$  para  $^1D$ . A transição de  $^1S$  para o singlete  $^1D$  não obedece à regra de seleção quântica para a transição de dipolo e é por isso que é considerada como transição proibida. Esta transição é realmente lenta, tornando assim o seu tempo de vida da emissão mais longo com intensidade que varia de 100R a 200R. O processo de produção da linha verde é a fosforescência (que é um processo de fotoluminescência). O mecanismo de produção de acordo com ([Barth, 1961](#)) é;



onde M é a composição atmosférica média de  $N_2$  e  $O_2$ .

A Emissão de Oxigênio Molecular – A banda de emissão do  $O_2(0-1)$  ocorre na altitude de 92 a 95 km. A produção dessa emissão origina-se devido à transição de elétrons de  $O_2 \ ^1 \sum_R^*$  para  $O_2 \ ^3 \sum_R^*$  com várias bandas atmosféricas vibracionais. A banda de  $O_2$  não pode permanecer no estado de fundamental de vibração. Isso é atribuído ao fato de que há uma absorção maciça perto do oxigênio no nível fundamental. A banda  $O_2(0-0)$  com comprimento de onda de 792,0 nm é um exemplo típico. Portanto, para que ocorra a banda de  $O_2$ , deve haver uma mudança no nível vibratório. A banda  $O_2(0-1)$  de comprimento de onda centrado em 864,0 nm é um exemplo porque só pode ser reabsorvida por moléculas no primeiro nível vibracional e pode ser observada a partir do solo. A intensidade total é conhecida por estar dentro de 3000R a 6000R. O mecanismo de excitação é dado a seguir.





M é a composição atmosférica média de  $N_2$  e  $O_2$ , Energia  $(E) = hv$ , \* significa excitado.

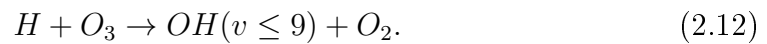
A Emissão do Radical Hidroxila - a origem do brilho do OH é praticamente devido ao nível vibro-rotacional de OH no mesmo estado eletrônico (com o nível vibratório entre 1 e 9). O radical OH encontra-se dentro da faixa de comprimento onda de 520,0 nm a 4μm tendo a sua intensidade total em torno de 4 MR. A banda OH (6-2) emite luz com intensidade entre 1000R e 3000R. A emissão de OH ocorre na altitude de aproximadamente 87 km. O mecanismo de excitação ([Meriwether, 1989](#)) é;



### 2.2.3 Fotoquímica e Temperatura Rotacional da OH\*

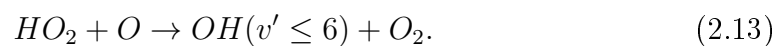
A maior parte dessas emissões luminescentes noturnas na atmosfera, compreendidas na faixa espectral variando de  $520nm$  a  $4\mu m$ , atribuídas nas transições vibração-rotacionais de radicais excitados, envolvendo o estado elétron-terra de OH, foram originalmente identificadas por (Meinel, 1950)

Bates e Nicolets (1950) propuseram que o principal mecanismo para a produção de emissão de  $OH^*$  a noite é a presença de luminescência na região superior da mesosfera e ocorre através da reação exotérmica;



A quantidade de energia liberada na reação, 3,33 eV, permite que os níveis vibratórios até  $v = 9$  sejam excitados, concordando com as observações de luminescência noturna  $OH^*$ . A ocupação ocorre preferencialmente nos níveis 7, 8 e 9 (Charters et al., 1971).

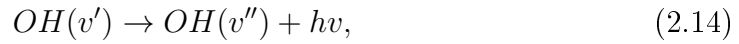
As distribuições dos níveis de vibração mais baixos ( $v \leq 6$ ) podem ser explicadas pela seguinte reação química adicional proposta por Le Texier et al. (1987):



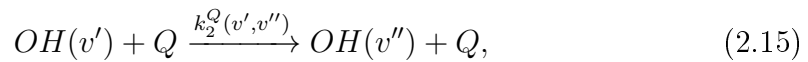
A quantidade de energia liberada por esta reação, 2,33 eV, é suficiente para excitar os níveis vibratórios é questionada. No entanto, a forte evidência de Sridharan and Ali (1985) sugere que esta reação não tem suficiente eficácia cinética para superar os níveis vibracionais.

Além disso, McDade et al. (1987) também sugerem que esta reação não produz

hidroxila vibracionalmente excitada ( $OH^*$ ). Portanto, neste mecanismo secundário, também foi sugerido que níveis mais baixos de hidroxila ( $OH^*$ ) vibracional ocorrem como resultado da cascata radiativa;



através de um processo de desativação de colisão

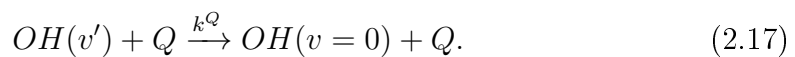


e processo de remoção químico

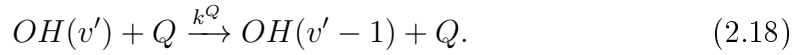


Resultados adicionais de estudos de laboratório por (Greet et al., 1997) mostraram que muitas das taxas de desativação vibratória utilizadas nos estudos da banda de Meinel podem conter erros graves, levando à questionamentos sobre as várias conclusões em estudos feitos com o uso deles. Na tentativa de determinar os coeficientes de desativação, se o mecanismo 2.12 é a única fonte de  $OH^*$  na química, McDade et al. (1987) consideram dois modelos:

- O modelo de desativação súbita ("morte súbita"); e
- O modelo em cascata por colisão ("cascata de colisão"):



Durante o processo de desativação vibratória no modelo de morte súbita, algumas suposições foram feitas, de modo que a colisão remove OH ( $v > 0$ ), que não constitui uma fonte vibratória (OH) de hidroxila:



Além disso, considerando o resultado para a reação 2.12 como no caso da única fonte de OH \*, assumindo que condições e reações de estado estacionário 2.14, 2.15 e 2.16 em um hidroxila fixo (OH) dentro da camada, as taxas de perda de produção de cada nível de vibração são equilibradas de modo que:

$$P(v') + \sum_{v''=v'+1}^9 [OH(v'')] \left\{ A(v'',v') + \sum_Q k_2^Q(v'',v')[Q] \right\} = [OH(v')] \left\{ A(v') + \sum_Q k_3^Q(v')[Q] \right\}, \quad (2.19)$$

onde  $P(v')$  representa a taxa de produção química nos níveis  $v'$  e  $k_3^Q(v')$  é removido o coeficiente total a esse nível pelos processos 2.15 e 2.16 em conjunto. Considerando a produção de substâncias químicas como  $P(v') = [H][O_3]k_1$ , a taxa de emissão volumétrica de uma determinada banda da OH\* ;

$$V_{OH^*}(v'',v') = \frac{A(v'',v')f(v')[H][O_3]k_1 + A(v'',v') \sum_{v''=v'+1}^9 [OH(v'')] \left\{ A(v'',v') + \sum_Q k_2^Q(v'',v')[Q] \right\}}{A(v') + \sum_Q k_3^Q(v')[Q]} \quad (2.20)$$

$f(v')$  representa a fração OH do estado vibracional  $v'$  que é formada na reação de 2.12,  $A(v',v'')$  é a probabilidade de transição entre os dois estados,  $A(v')$  é o inverso do tempo de vida nível ( $v'$ ).

Uma vez que o pico da camada de emissão  $OH^*$  situa-se cerca de  $87 \pm 2$  km (Takahashi et al., 1989), a temperatura rotacional  $TOH^*$ , tem sido utilizada como um bom parâmetro para estimar a temperatura da mesopausa, uma vez que o número de colisões durante o tempo de irradiação é tal que assegura o equilíbrio das populações em rotação com o meio Rees (1989).

A determinação da temperatura de rotação do  $OH^*$  é realizada por comparação das intensidades de duas ou mais linhas de uma mesma banda, visto que a temperatura é uma função da relação entre as intensidades de linhas de emissão e é expressa pela equação Mies (1974):

$$T_{n,m} = \frac{E_{v'}(J'_m) - E_{v'}(J'_n)}{k \ln \left[ \frac{I_n}{I_m} \frac{A(J'_m, v' \rightarrow J'_{m+1}, v')}{A(J'_n, v' \rightarrow J'_{n+1}, v')} \frac{2J'_m + 1}{2J'_n + 1} \right]}, \quad (2.21)$$

$T_{n,m}$  é a temperatura de rotação estimada a partir das intensidades relativas,  $I$ , as duas transições rotacionais de níveis  $J'_n$ ,  $J'_m$  o nível vibracional superior  $v'$ , para  $J'_{n+1}$ ,  $J'_{m+1}$  o nível vibracional mais baixo  $v''$ .  $E_{v'}(J)$  é o nível de energia  $J, n$ ,  $J, m$  e  $A(J', v' \rightarrow J'', v'')$  é o coeficiente de Einstein para a transição de  $J', v'$  para  $J'', v''$ .

#### 2.2.4 A fotoquímica do oxigênio atômico [ $O(^1S)$ ]

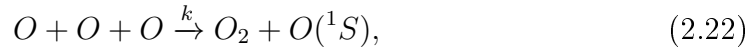
A linha verde foi a primeira emissão a ser estudada pelos pesquisadores e seu comprimento de onda de emissão de 557,7 nm foi detectado como sendo muito importante na luminescência atmosférica noturna. Sua importância é principalmente devido à baixa energia necessária, em torno de 4,17 eV, para excitar o estado fundamental ( $^1S$ ). A intensidade de emissão de oxigênio atômico varia entre 100 e 200 Rayleigh e o pico ocorre em torno de uma altitude de 97 km. O



estado excitado do oxigênio atômico  $O(^1S)$  é principalmente responsável pela sua emissão e mecanismo de excitação de dois passos para altitudes abaixo de 100 km.

Investigações recentes da intensidade integrada das emissões de oxigênio atômico, também verificaram sua presença na luminescência noturna na mesosfera superior, com um valor médio de 250 Rayleigh. No entanto, em baixas altitudes, a reação de Chapman constitui o principal mecanismo para a produção da linha verde 557,7 nm.

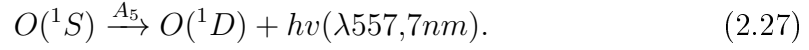
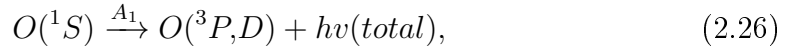
Por esta razão, [Chapman and Lindzen \(1970\)](#) sugeriu um mecanismo para fornecer a energia necessária para a excitação da linha verde, que envolve uma recombinação direta de três corpos. O processo de Chapman, o esquema cinético que produz a emissão da linha verde pode ser representado pelas seguintes reações:



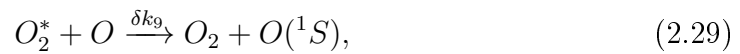
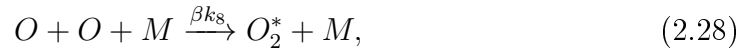
que é exotérmica, liberando a energia de 0,96eV , e as reações de desativação colisional para  $O(^1S)$ :



e as reações que representam a luminescência atmosférica da emissão  $O(^1S^1D)$ :



No entanto, a reação de Chapman não explica as observações. Isso ocorre porque a correlação entre dados obtidos em laboratório e observações *in situ* são possíveis somente quando um mecanismo envolvendo uma molécula intermediária de oxigênio molecular é proposto. Este mecanismo de transferência de energia, conhecido como reação de Barth (1964), é o mais aceito, embora o estado eletrônico de oxigênio molecular ainda não tenha sido conclusivamente identificado. O esquema cinético para produzir a emissão da linha verde através da reação é dado a seguir:



as reações de desativação colisional para a molécula intermediária





a reação de decaimento radiativo para a molécula intermediária:



as reações de desativação colisional para o  $O(^1S)$ , são, 2.23, 2.24, 2.25, e as reações que representam a aeroluminescência da emissão  $O(^1S-^1D)$ , chamada linha verde, são, 2.26 e 2.27 .

Lembrando que a taxa de emissão volumétrica,  $V$  (em fótons  $s^{-1}cm^3$ ) pode ser calculada pela expressão  $A_5[O(^1S)]$ , e supondo válida a aproximação de equilíbrio fotoquímico para a espécie excitada  $O(^1S)$ , e para a molécula intermediária , é fornecida por:

$$V_{557,7} = \frac{A_5 \beta k_8 [O]^2 [M] \delta k_9 [O]}{(A_1 + k_5 [O] + k_6 [O_2] + k_7 [N_2]) (A_* + k_9 [O] + k_{10} [O_2] + k_{11} [N_2])}. \quad (2.34)$$

Ao serem incorporadas as considerações descritas por McDade (1998), as quais também são utilizadas para a banda atmosférica  $O_2$ , a 2.34 pode ser rearranjada da seguinte maneira:

$$V_{557,7} = \frac{A_5 k_8 [O(^3P)]^3}{(A_1 + k_6 [O_2]) (C'^O [O] + C''(O2) [O_2])}, \quad (2.35)$$

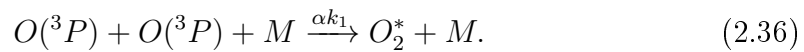
$C'^O$ ,  $C''(O2)$  são parâmetros empíricos (Mc Dade et al., 1986);  $A_5$  é a probabilidade de transição do  $O1557,7nm$ ;  $A_1$  é o tempo de vida radiativo inverso do  $O(^1S)$ ;  $K_8$  é o coeficiente de taxa para a recombinação de três corpos de oxigênio

atômico do ar e  $K_6$  é o coeficiente para quenching de  $O(^1S)$  por  $O_2$ .

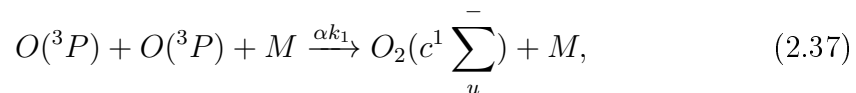
### 2.2.5 As bandas atmosféricas do $O_2(b^1 \Sigma_g^+)$

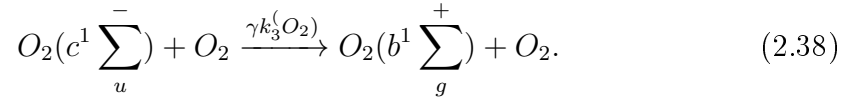
As bandas atmosféricas do  $O_2$  constituem o espectro de transição eletrônica ( $b^1 \Sigma_g^+$ ) onde se destacam as bandas  $O_2(0 - 0)$  centradas em 761,9nm e  $O_2(0 - 1)$  com origem em 864,5nm. apesar da banda  $O_2(0 - 0)$  apresentar uma intensidade de emissão cerca de 17 vezes maior em relação a banda  $O_2(0 - 1)$ , a sua medida do solo não é possível, devido a essa emissão ser absorvida pelo oxigênio atmosférico da baixa atmosfera. O pico da emissão da banda  $O_2(0 - 0)$  estabelece-se em aproximadamente 94 km de altitude. A intensidade total registrada para este sistema varia de  $3 \times 10^3$  a  $6 \times 10^3$  Rayleigh e pode sofrer variações devido a fenômenos dinâmicos que ocorrem na região da mesopausa.

Para o sistema atmosférico  $O_2$ , foram propostos dois mecanismos de excitação: mecanismo de Chapman e mecanismo de Barth. Chapman sugeriu que a emissão se daria através da recombinação de três corpos, chamada de excitação direta, onde:

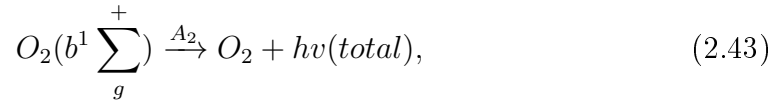
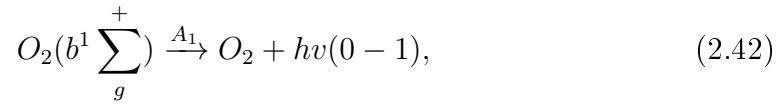
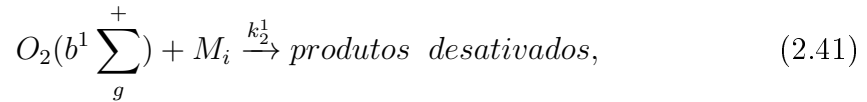


Já Barth dividiu o processo em duas etapas, e foi chamado de transferência de excitação, em que:





O esquema cinético é complementado com outras reações, como:



onde  $M_i = \{O, O_2, N_2\}_{i=1,2,3}$ , e M representa uma molécula média do ar atmosférico.

Assumindo a condição de equilíbrio fotoquímico, a taxa de emissão volumétrica da banda (0-1) atmosférica  $O_2(b^1 \sum_g^+)$ , em fótons/ $cm^3s$ , é expressa como:

$$V_{O_2} = \frac{A_1 \alpha k_1 [O]^2 [M] \gamma k_3^{O_2} [O_2]}{Q_1 Q_2}, \quad (2.44)$$

onde;

$$Q_1 = A_2 + k_2^{O_2}[O_2] + K_2^{N_2}[N_2] + k_2^O[O] \quad Q_2 = A_3 + k_3^{O_2}[O_2] + K_3^{N_2}[N] + k_3^O[O], \quad (2.45)$$

Rearranjando a 2.38:

$$\frac{Q_2}{\alpha\gamma k_2^{O_2}} = \frac{A_1 k_1 [O]^2 [M] [O_2]}{V_{O_2} Q_1}, \quad (2.46)$$

em que:  $(\frac{1}{\alpha\gamma})(1 + \frac{R K_3^{N_2}}{k_3^{O_2}}) = C^{O_2}$   $(\frac{1}{\alpha\gamma})(\frac{k_3^O}{K_3^{O_2}}) = C^O$ ,  $R = 4$ ,

assim após o rearranjo da 2.38, a mesma pode ser expressa como:

$$V_{O_2} = \frac{A_2 k_1 [O]^2 (N_2 + [O_2]) [O_2]}{(A_3 + K_2^{O_2} [O_2] + K_2 [N_2]) (C^{O_2} [O_2] + C^O [O])}, \quad (2.47)$$

$A_2$  é a probabilidade de transição do  $O_2$  atmosférico (0-1);  $A_3$  é o inverso do tempo de vida radiativo do  $O_2(b^1 \Sigma_g^+)$ ;  $k_1$  é o coeficiente de taxa para a recombinação de três corpos de oxigênio atômico no ar;  $K_2^{N_2}$  e  $K_2^{O_2}$  são os coeficientes de taxa para quenching de  $O_2(b^1 \Sigma_g^+)$  por  $O_2$  e  $N_2$ .

A excitação do estado eletrônico  $O_2(b^1 \Sigma_g^+)$  na atmosfera terrestre tem sido assunto de debate por vários anos, e a identificação do seu agente precursor através do mecanismo de transferência de energia permanece indefinida.

## 2.3 Maré Lunar na Atmosfera

A teoria das marés tem sido estudada ao longo de um período muito longo tornando-se, provavelmente, um dos mais antigos ramos da meteorologia dinâmica devido sua importância na atmosfera. Marés atmosféricas foram reconhecidas por

Newton e foram estudados por Laplace, tanto teórica como a partir de observações barométricas há quase 200 anos (Siebert, 1961). Entretanto, por muitos anos as tentativas de identificar a maré gravitacional na atmosfera falharam porque as observações disponíveis eram insuficientes. O primeiro resultado de identificação confiável foi publicado em 1847 por Sabine usando dados de pressão de região tropical obtidos do Observatório de Santa Helena. No entanto, a determinação confiável da maré lunar na atmosfera fora dos trópicos foi obtida a partir de Horário de Greenwich em 1918 por (Chapman and Lindzen, 1970) de acordo com Paulino et al. (2013).

Newton (1687), Laplace (1799), Kelvin (1882) e Rayleigh (1890) são alguns dos eminentes cientistas e pesquisadores que obtiveram vários resultados sobre marés atmosféricas. Observou-se que, as marés atmosféricas mostraram diversas variações com elevadas amplitudes nos trópicos enquanto que para outras latitudes as perturbações nos valores da pressão geralmente mostraram amplitudes pequenas (Paulino et al., 2013).

A existência das marés lunares na atmosférica surge devido à atração gravitacional da Lua sobre o sistema Terra-Oceano-Atmosfera. A força gravitacional da maré lunar na atmosfera é influenciada pela circulação induzida da terra sólida e oceanos, bem como a redistribuição de massa associada (Chapman and Lindzen, 1970). A resposta atmosférica da maioria dos possíveis períodos de maré lunar é relativamente pequeno, e o período mais proeminente de oscilação é da maré lunar semidiurna.

A maré lunar semidiurna ocorre em um período de 12,42 horas solar e é comumente referido como o modo de maré M2. Embora consideravelmente menor do que as componentes da maré solar, a maré M2 tem sido estudada há mais de

um século em muitas observações meteorológicas como também em modelos teóricos. Para estudar as variações sazonais das marés lunares atmosféricas a partir de observações, utilizam-se as mudanças atmosféricas que ocorrem nas medidas de airglow, temperatura, densidade e ventos, para separar as assinaturas devidas as marés lunares.

A força da maré lunar pode ser obtida pelo seguinte potencial:

$$J^{\sigma,s} = \sum_n J_n^{\sigma,s}(z) \Theta_n^{\sigma,s}(\theta), \quad (2.48)$$

$$v_n = \frac{\gamma h_n e^{-\frac{x}{2}}}{4aw^2} \left[ \frac{dy_n}{dx} - \frac{1}{2} y_n \right], \quad (2.49)$$

$$U_n = \frac{1}{f^2 - \cos^2 \theta} \left( \frac{d}{d\theta} + \frac{s \cot \theta}{f} \right) \Omega_n, \quad (2.50)$$

$$\Omega = -\frac{3}{2} \frac{\gamma M a^2}{D^3} \left[ \frac{3}{2} \left( \cos^2 \Delta - \frac{1}{3} \right) \left( \cos^2 \theta - \frac{1}{3} \right) + \frac{1}{2} \sin 2\Delta \cos(\alpha + \phi) + \frac{1}{2} \sin^2 \Delta \sin^2 \theta \cos 2(\alpha + \phi) \right], \quad (2.51)$$

na qual,  $\gamma$  é a constante gravitacional,  $M$  denota a massa da Lua ou do Sol,  $a$  é a distância entre o centro da Terra e o ponto P (como pode ser visto na Figura 2.1),  $D$  é a distância entre o centro da Terra e o centro da Lua ou do Sol (ver Figura 2.1),  $\alpha$  é o ângulo horário,  $\phi$  a longitude do ponto P e  $\Delta$  é o ângulo que localiza a Lua a partir do polo norte. O potencial descrito na equação 2.50 foi desenvolvida por (Lamb,1932).

A força da maré semidiurna lunar, é a que apresenta maior amplitude



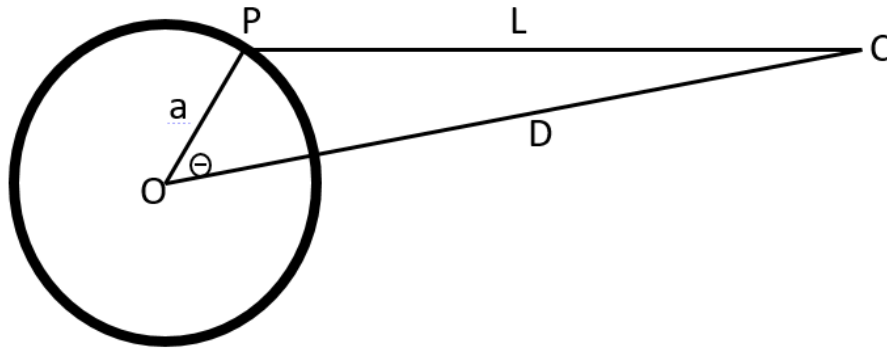


Figura 2.1: Geometria utilizada para o cálculo do potencial de maré  
 Fonte: [Chapman and Lindzen \(1970\)](#)

dentre todas as marés geradas devido ao potencial gravitacional da Terra e da Lua. Supondo que a órbita da Lua em torno da Terra seja um círculo perfeito e esteja no mesmo plano que o equador da Terra, o potencial gravitacional geraria apenas a componente semidiurna.

Porém, a órbita da Lua possui uma pequena excentricidade e um ângulo com respeito ao plano do equador da Terra. Portanto, a componente semidiurna não é única gerada por este potencial. Um raciocínio semelhante pode ser aplicado ao caso da atração gravitacional do Sol em relação à Terra. [Doodson \(1921\)](#) estudou detalhadamente o potencial gravitacional e, baseado neste trabalho, [Siebert \(1961\)](#) calculou as periodicidades produzidas por ambos os potenciais gravitacionais. Na Tabela 2.2 são descritas as principais periodicidades com potenciais dados em  $cm^2/s^2$ :

Nas expressões tem-se:

$$\sigma_0 = \frac{2\pi}{\text{Idia sideral}}, \quad (2.52)$$

Tabela 2.2: Principais periodicidades produzidas pelos potenciais gravitacionais

Maré	Descrição	Período (horas)	Potencial ( $cm^2/s^2$ )
$O_1$	quase diurna lunar	25,819	$-6585.N_2^1(\theta)sen[(\sigma_0 - 2\sigma_1^L)t + \phi]$
$P_1$	quase diurna solar	24,04	$-3067.N_2^1(\theta)sen[(\sigma_0 - 2\sigma_1^L)t + \phi]$
$K_1$	diurna luni-solar	23,934	$+9268.N_2^1(\theta)sen(\sigma_0 t + \phi)$
$N_2$	semidiurna lunar elíptica	12,66	$-1518.N_2^2(\theta)cos[(2\sigma_2^L - \sigma_1^S + v)t + 2\phi]$
$M_2$	semi diurna lunar	12,42	$-7933.N_2^2(\theta)cos[2(\sigma_2^L t + \phi)]$
$S_2$	semi diurna solar	12,00	$-3700.N_2^2(\theta)cos[2(\sigma_2^S t + \phi)]$
$K_2$	semi diurna luni-solar	12,00	$-1055.N_2^2(\theta)cos[2(\sigma_0 t + \phi)]$

FONTE: [Chapman and Lindzen \(1970\)](#)

$$\sigma_1^L = \frac{2\pi}{1 \text{ mês lunar}}, \quad (2.53)$$

$$\sigma_1^S = \frac{2\pi}{1 \text{ ano sideral}}, \quad (2.54)$$

em que  $\sigma_2^L$  é a taxa de rotação angular da Terra em torno dela própria com respeito à Lua e é dada por  $\sigma_2^L = \sigma(0) - \sigma_1^L$  e com respeito ao Sol é  $\sigma_2^S = \sigma(0) - \sigma_1^S$ . Os termos  $N_2^1(\theta) = \frac{3}{2}sen2\theta$  e  $N_2^2(\theta) = 3sen^2\theta$ , são os polinômios associados de Legendre,  $t$  é o tempo em hora universal e  $\phi$  é a longitude. Mais informações sobre a função de excitação gravitacional podem ser obtidas em [Chapman and Lindzen \(1970\)](#).

$N_2$  é o principal harmônico que depende da variação da distância entre a Lua e a Terra. A presença desta oscilação em dados geofísicos foi verificado por Bartels e Johnston (1940).

Considerando apenas os modos simétricos, a expansão do potencial gravitacional para a maré semidiurna lunar torna-se:

$$\Omega = (-23662.\Theta_2 - 5615.\Theta_4 - 2603.\Theta_6 \dots) \cos(2(\sigma_2^L t + \phi)), \quad (2.55)$$

em que  $\Theta_n$  é a função de Hough para cada  $n$ . Para cada modo tem-se um autovalor ( $h_n$ ) e um coeficiente ( $C_{n,m}$ ) cujos valores podem ser vistos na Tabela 3.7 de [Chapman and Lindzen \(1970\)](#).

Assim como a maré semidiurna solar, a maior parte da excitação da maré semidiurna lunar é concentrada no modo 2. No caso das marés gravitacionais, a função de excitação devido à absorção solar é tomada igual a zero e a equação 2.48 torna-se homogênea. A função de excitação entra apenas na condição de contorno da equação 2.49, sendo assim, a excitação das marés gravitacionais é concentrada em apenas um nível.

[Sawada \(1956\)](#) analisou a resposta da atmosfera a função de excitação mostrada na equação 2.52 para várias distribuições de temperatura ( $T_0$ ) e verificou que diferentemente da maré semidiurna solar, a amplitude e a fase da maré semidiurna lunar na pressão de superfície é muito dependente da distribuição da temperatura. Tendo em vista que as funções de Hough e a profundidade equivalente destas oscilações são bem parecidas, esta diferença se deve apenas à diferença entre as funções de excitação, pois o potencial gravitacional se concentra em apenas um nível e o potencial térmico se distribui em um amplo intervalo da atmosfera.

Como já foi mencionado,  $\Theta_n$  são as autofunções da equação de Laplace e  $h_n$  são os autovalores, sendo assim, cada par de autofunção e autovalor constitui um modo de maré. Em geral, a seguinte nomenclatura é utilizada para identificar os modos de maré:  $\Theta_n^s$  ou apenas (s,n), sendo,  $s$  o número de onda zonal,  $n$  um índice meridional (este parâmetro fornece o número de nós em latitude e

informação sobre a simetria da onda) e a informação do período da onda. Por exemplo, a maré diurna (1,1) corresponde ao primeiro modo simétrico propagante da maré diurna.

Como as marés atmosféricas são oscilações de escala global que acompanham o movimento aparente da Lua ou do Sol, elas podem ser classificadas como migrante e não migrante. As marés migrantes são ondas que se propagam para oeste com o movimento aparente da Lua ou do Sol. As marés não migrantes podem se propagar para oeste ou para leste e também podem ser estacionárias. A maré não migrante apresenta velocidade de fase diferente da maré migrante.

Variações de marés nos campos atmosféricos podem ser representadas matematicamente da seguinte maneira:

$$A_{n,s} \cos(n\Theta t - s\lambda - \phi_{n,s}), \quad (2.56)$$

com  $t$  sendo o tempo em dias (hora universal),  $\Theta = 2\pi/\text{dia}$  a taxa de rotação da Terra,  $\lambda$  a longitude,  $s$  o número de onda zonal,  $n$  denota os sub-harmônicos de um dia Lunar ou Solar, ou seja,  $n = 1$  corresponde à maré diurna,  $n = 2$  à maré semidiurna,  $n = 3$  à maré terdiurna e assim por diante.  $A_{n,s}$  (amplitude) e  $\phi_{n,s}$  (fase) são funções da altitude e da latitude. Em cada altitude e latitude a resposta da maré é obtida pela soma sobre ' $n$ ' e ' $s$ '. Além disso, nesta equação as marés podem ser consideradas propagantes para oeste ( $s > 0$ ), para leste ( $s < 0$ ) e aprisionada ( $s = 0$ ).

A presença de marés não migrantes em observações na pressão de superfície foi primeiro reportada por Chapman e Westfold (1956) e Kato (1989). Porém, sua detecção em altitudes superiores na atmosfera só foi possível com as medidas

globais de satélite. As medidas de satélite permitem separar as marés migrantes das não migrantes e estudar suas estruturas globais (Pancheva et al,2010).

## 2.4 Observação das marés lunares

Muitos cientistas e pesquisadores ao longo de décadas têm realizado várias investigações sobre as causas, influência e efeitos das marés lunares na atmosfera terrestre em diferentes regiões da superfície da Terra usando diferentes instrumentos. Isso resultou em resultados diferentes, conclusões e recomendações para estudos adicionais mais abrangentes sobre as marés lunares em uma escala global.

Medidas de vento do instrumento HRDI a bordo do UARS foram empregadas por [Zhang and Forbes \(2013\)](#) para determinar os ventos de maré lunar M2 para o intervalo de altitudes entre 80 e 115 km em torno de 72° de latitude. As amplitudes típicas obtidas foram da ordem de 4-12 m/s, e os comprimentos de onda verticais de aproximadamente 40-50 km, foram obtidos acima de 100 km de altitude, porém valores maiores foram obtidos abaixo de 100 km.

A maré lunar medida concorre em amplitude e fase acima de 100 km com a calculada pelo modelo linear de maré (GSWM) que inclui os efeitos de ventos médios realistas e dissipação na propagação vertical da perturbação das marés. Os ventos de maré lunar semidiurna observados foram consistentes com as simulações do modelo GSWM em amplitude e fase, com amplitudes máximas entre cerca de 40°N e 60° N, nos solstícios. As amplitudes dos ventos de maré lunar foram de 10-15 m/s, enquanto que as simuladas pelo GSWM foram de 15-25 m/s. As menores amplitudes obtidas das observações do HRDI provavelmente são devidas em parte à supressão da amplitude na construção da média climatológica resultante da

variabilidade de fase ano a ano na maré lunar.

Medidas de vento por radar meteorológico sobre Castle Eaton (52°N) e Esrange (68°N) foram usados por [Sandford and Mitchell \(2007\)](#) para estudar a maré lunar na região da alta mesosfera e baixa termosfera, em que assinatura da maré lunar de 12,42 h (M2) foi identificada em ambos os locais. Em ambos os locais, a maré lunar tem amplitudes máximas no inverno com um segundo máximo de outono, e atingiram valores maiores do que 11 m/s. Comprimentos de onda verticais são muito variáveis, assumindo valores de cerca de 15 km no verão para mais de 60 km no inverno. As comparações com o modelo de (Vial e Forbes,1994) revelam boa concordância em geral, exceto no caso dos comprimentos de onda verticais do verão, em que os obtidos das observações foram significativamente mais curtos do que os previstos.

Uma visão global da maré lunar semidiurna usando dados de temperatura coletados pelo instrumento SABER a bordo do satélite TIMED foi apresentada por [Paulino et al. \(2013\)](#). As estruturas da maré foram estudadas para a faixa de altura de 20 a 120 km, entre  $\pm 50^\circ$  de latitude e centrada em cada mês de fevereiro de 2002 a janeiro de 2012. Uma assinatura clara da maré lunar semidiurna (12,42) foi observada nos dados. As melhores condições de propagação para a maré lunar semidiurna são alcançadas na região de termosfera inferior. A assimetria entre os hemisférios e a variabilidade sazonal é observada nas amplitudes da maré. Variações longitudinais também são observadas, o que revela a existência de componentes não-migrantes além da maré lunar migrante dominante.

[Huruhata \(1965\)](#) estudou os possíveis efeitos da maré lunar nas medidas da aeroluminescência noturna usando 2 anos de dados de valores absolutos da intensidade do OI5577. Diferente dos resultados de Tohmatsu (1961) e Nagata(1961),

que encontraram que o mínimo da intensidade da linha verde ocorre em torno dos horários de maré baixa, [Huruhata \(1965\)](#) não observou efeito aparente da maré lunar na variação diurna na hora lunar na intensidade média do OI5577.

[Forbes and Geller \(1972\)](#) forneceram um importante resultado sobre o efeito da dinâmica da maré semidiurna lunar na aeroluminescência noturna do OI5577 das regiões E e F. De acordo com seus resultados, as variações para maré lunar semidiurna usando o mecanismo de Barth e a reação de Chapman para o OI5577 da região E são da mesma ordem que as variações observadas no OI5577 e uma boa concordância das fases também foi obtida. Para o OI5577 da região F a contribuição da maré lunar semidiurna foi grosseiramente da mesma ordem da variação calculada para a região E, mas a fase foi diferente. A dinâmica da maré lunar semidiurna calculada mostrou ser suficiente para produzir uma variação lunar na linha verde e foi semelhante à variação observada a partir de medidas da aeroluminescência noturna.

Estudo realizado por [Savigny et al. \(2015\)](#) usando medidas de aeroluminescência noturna em latitudes tropicais obtidas do instrumento SCIAMACHY (Scanning Imaging Absorption Spectrometer for Atmospheric Cartography) observou a bordo do satélite Envisat. Assinatura de maré lunar semidiurna na temperatura rotacional da OH e obteve concordância com simulações de modelo em escala global. Além da presença de sinais da maré lunar, estatisticamente significativos, em diferentes parâmetros, os autores também encontraram uma relação coerente entre os parâmetros estudados, sugerindo que as assinaturas observadas são, em grande parte devido as movimentos verticais. As análises fornecem evidências de que as assinaturas da maré lunar semidiurna estão realmente presentes nos parâmetros da aeroluminescência noturna.

Os resultados dessas pesquisas motivaram nosso interesse em usar as emissões atmosféricas para estudar e observar as marés lunares, analisando os dados para obter as amplitudes e fases das modulações das marés e também variações sazonais sobre a região equatorial do Brasil.



# Capítulo 3

## EQUIPAMENTO E METODOLOGIA

### 3.1 Equipamento

Os processos que ocorrem em várias regiões da atmosfera devido a estas alterações podem ser rastreados com vários instrumentos e equipamentos sob várias condições, tendo em conta os parâmetros: temperatura, pressão, densidade, e absorção de radiação solar por outras espécies atmosféricas. Portanto, a pesquisa busca usar o fenômeno aeroluminescência como uma ferramenta na investigação dos constituintes dentro da região MLT onde ocorrem as emissões e transferência de massa e energia a partir desta região, para estudar as marés lunares como parte da circulação atmosférica causando mudanças na atmosfera.

A fotometria é uma das técnicas utilizadas para medir a intensidade da luminescência atmosférica. O princípio da fotometria da luminescência atmosférica baseia-se na elevada sensibilidade do aparelho utilizado para medir a intensidade

de um fluxo de fótons (Kirchhoff, 1984). Os resultados apresentados neste estudo são baseados em medidas obtidas com fotômetro de superfície durante o ano 2004.

## 3.2 Localização

O fotômetro multicanal foi instalado no município de São João do Cariri, (7,40°S, 36,5°O), localizado no nordeste do Brasil, para observação da luminescência ou fenômeno aeroluminescência na região equatorial. O local de observação foi criado dentro da área da estação meteorológica do município. A cidade mais próxima com luminosidade elevada, Campina Grande está localizado a cerca de 80 km do observatório, de forma que o efeito de luz artificial é pequeno nas observações de aeroluminescência. A cidade está localizada em uma altitude de 500 m acima do nível do mar e o clima local é muito seco, cerca de 20-35% de umidade durante o verão (Buriti et al., 2004).

A razão para a escolha desse local se deu por conta de ser um dos lugares mais secos do Brasil na região equatorial e a presença de nuvens durante a noite ser muito rara, oferecendo boas condições de observação para obter dados precisos e eficientes para a pesquisa.

## 3.3 Princípio de Operação do Instrumento

O objetivo principal do fotômetro multicanal é medir a taxa de emissão volumétrica de airglow na atmosfera. Portanto, o fotômetro mede a intensidade da radiação da emissão da aeroluminescência no comprimento de onda selecionado utilizando a técnica de filtro de interferência para selecionar o comprimento de

onda da radiação a ser medida e um fotomultiplicador para a medição da intensidade da radiação.

O fotômetro multi-3 utilizado no observatório consiste de cinco filtros de interferência para selecionar os comprimentos de onda, uma lente convergente e um diafragma para a determinação do campo de visão, uma fotomultiplicadora que atua como um detector de fótons da máquina, e um microcomputador que controla e gerencia todas as operações do equipamento. Tem um diâmetro de abertura de 60 milímetros e campo de visada de dois graus com o zênite local. Cinco filtros de 62,5 milímetros de diâmetro estão dispostos em uma superfície circular que gira automaticamente, levando cerca de 3 minutos para executar uma sequência de medições juntamente com a verificação do nível de ruído.

As medições da intensidade de cada linha de emissão e a radiação de fundo contínua são realizadas separadamente através da varredura a partir do comprimento de onda central através da inclinação do filtro durante a observação pela utilização de um motor de passo. A Tabela 3.1 apresenta as características do fotômetro multi-3, enquanto a Figura 3.1 mostra uma visão esquemática de um fotômetro semelhante.

Figura 3.2 fornece uma visão detalhada dos dois motores de passo. O motor de passo M1, é usado para mover a roda de filtro, permitindo assim a rotação do filtro de interferência, enquanto o motor M2, é utilizado para inclinar o filtro de interferência em relação ao seu eixo óptico permitindo uma varredura de comprimentos de onda em torno do comprimento de onda central.

Tabela 3.1: Características dos filtros de interferência usados no fotômetro MULTI-3

$N_o$	Filtro	Canal	Comprimento de onda (nm)	Largura de banda (nm)	Sensibilidade (cps/R)	Medida
1	(OI(5577))	21	557,7	1,07	41,1	OI5577
		60	555,0	1,31	16,6	BG
2	(NaD)	19	589,2	1,24	30,3	D1 & D2
		50	586,6	1,37	19,0	OH(6,2)R
		72	583,8	1,61	9,1	BG
3	(OI(6300))	19	630,0	1,17	44,4	OI6300
		50	627,0	1,21	40,8	BG
4	(OH(6,2))	7	848,0	1,16	22,1	BG
		31	846,6	1,19	20,2	P1(4)
		59	843,1	1,33	15,6	P1(3)
		76	839,9	1,39	12,7	P1(2)
5	(O2A(0,1))	12	872,8	1,08	17,9	BG
		57	868,0	1,24	16,4	Ramo P
		69	866,0	1,27	-	Pico
6		1	-	-	-	Ruido

FONTE: Adaptada de Takahashi et al., 2002

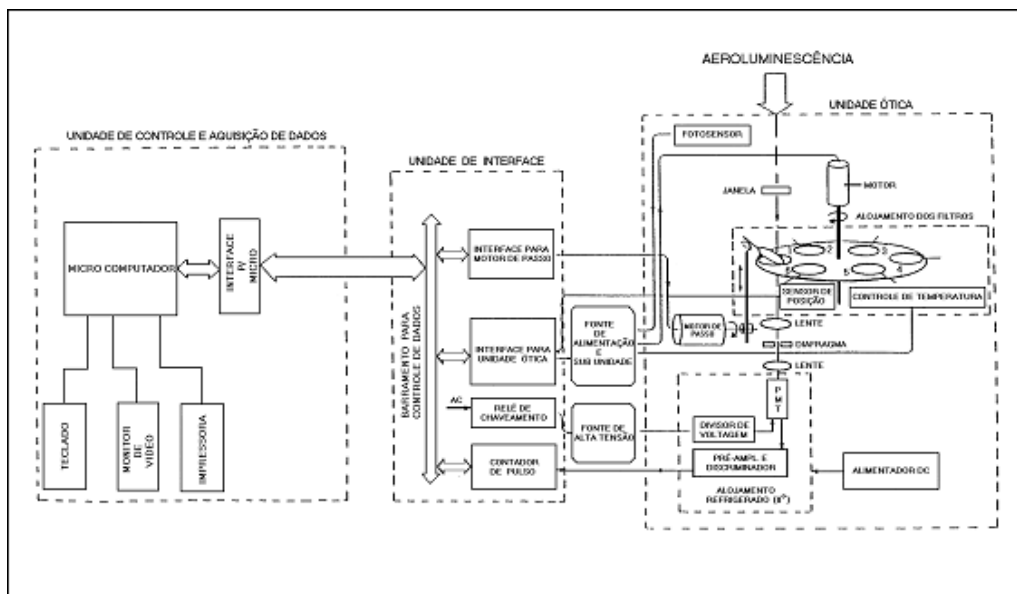


Figura 3.1: Esquema do fotômetro MULTI-2 do Laboratório do INPE

FONTE: Melo et al. (1993, p.4)

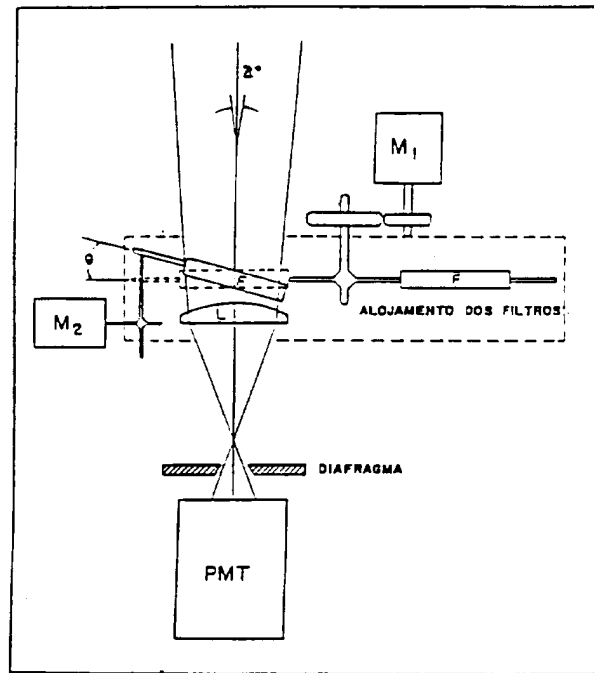


Figura 3.2: Esquema da unidade ótica do fotômetro MULTI-2, semelhante ao MULTI-3

FONTE: Melo et al. (1997 p.57)

### 3.4 Unidade Ótica

A unidade ótica é considerada a principal unidade do fotômetro e é dividida em partes que são filtro de interferência inclinável, lente convergente, disco de calibração, diafragma e tubo fotomultiplicador.

#### 3.4.1 Os filtros de interferência

A faixa de comprimento de onda a ser estudada é determinada pelo filtro de interferência. Um motor de passo é utilizado para fazer a inclinação do filtro, em relação ao seu eixo ótico, para obter uma varredura em relação ao seu eixo central, fazendo com que possa ser possível medir as emissões de luminescência

atmosférica noturna em regiões específicas do espectro eletromagnético.

Cada um dos cinco filtros de interferência do multi-3 é usado para observar aeroluminescência em diferentes regiões do espectro eletromagnético, com a radiação de fundo. Eles estão alojados em uma bandeja rotativa chamada de "roda de filtros". Quando o filtro está pronto para fazer uma medição, o motor de passo M2 faz com que o filtro se incline, permitindo verificação nesse comprimento de onda. A relação entre o ângulo de inclinação do filtro e o deslocamento do filtro que permite a passagem da radiação em um comprimento de onda específico é dada por (Eather and Reasoner, 1969)

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = -\frac{\theta^2}{2\mu^2}, \quad (3.1)$$

onde  $\theta$  é o ângulo de inclinação do filtro,  $\Delta\lambda$  é o deslocamento no comprimento de onda,  $\lambda_0$  é o comprimento de onda central do filtro quando a inclinação é zero ( $\theta = 0$ ) e  $\mu$  é o índice de refração efetiva do filtro. O motor de passo M2 tem um deslocamento de resolução  $0.9^\circ$  angular, permitindo uma centena de diferentes posições para cada filtro.

Assim, cada filtro tem 100 canais disponíveis para as medições de aeroluminescência que variam de 0 a 99, com cada um desses canais permitindo a passagem de um comprimento de onda diferente. Com isso, é preciso saber quais os canais que permitem a passagem de certos comprimentos de onda dentro das intensidades de emissão de luminescência atmosférica que se deseja medir. Para determinar os canais dentro do qual o fotômetro irá medir a intensidade da aeroluminescência, o mesmo é calibrado usando um monocromador para seleccionar os comprimentos de onda desejados para medições no laboratório.

A curva de transmissão do filtro de interferência pode sofrer um deslocamento no comprimento quando existe uma variação na temperatura no ambiente do filtro. Um valor  $0.25 \text{Å} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$  foi estimada por [Eather and Reasoner \(1969\)](#), e esta mudança não acontece quando o filtro é mantido em um ambiente com uma temperatura controlada em torno de  $28^\circ\text{C}$ . A temperatura é controlada através de dois transistores de potência e um sensor de temperatura.

### 3.4.2 A Teoria do fotomultiplicador

Um tubo fotomultiplicador, utilizado para a detecção de luz de sinais muito fracos, é um dispositivo fotoemissivo em que a absorção de um fóton resulta na emissão de um elétron. Estes detectores funcionam amplificando os elétrons gerados por um fotocátodo exposto a um fluxo de fótons. O seu princípio de funcionamento é baseado no efeito fotoelétrico por emissão de elétrons secundários. A Figura 3.3 mostra um diagrama esquemático do fotomultiplicador. Basicamente, o fotomultiplicador compreende um tubo de descarga de vidro, o fotocátodo, um conjunto de diodos, um ânodo e um contador de impulsos elétricos.

Os fótons óticos selecionados atingem o cátodo pelo qual os elétrons são emitidos como resultado do efeito fotoelétrico. Os fotoelétrons emitidos são acelerados por uma diferença de potencial para o primeiro diodo onde mais elétrons são liberados via emissão secundária. Esses elétrons emitidos são acelerados novamente para o próximo diodo, liberando mais elétrons. Depois, há uma reação em cadeia que libera mais e mais elétrons por emissões secundárias. No final do processo, os elétrons atingem o ânodo do fotomultiplicador, que recolhem e os transforma num pulso crescente, que por sua vez é amplificado e convertido num pulso digital,

que é, finalmente, enviado a um sistema eletrônico que conta os impulsos. Um dos parâmetros importantes do fotomultiplicador é a sua eficiência quântica, a qual é definida como a razão entre o número de elétrons ejetados (foto-cátodo) e o número de fótons incidentes no cátodo. A eficiência de conversão de foto-eletrônicos varia fortemente com uma frequência de radiação incidente. Então, para escolher um fotomultiplicador como um fotodetector, o espectro de emissão de luminescência atmosférica da região a ser medida deve ter uma boa eficiência quântica.

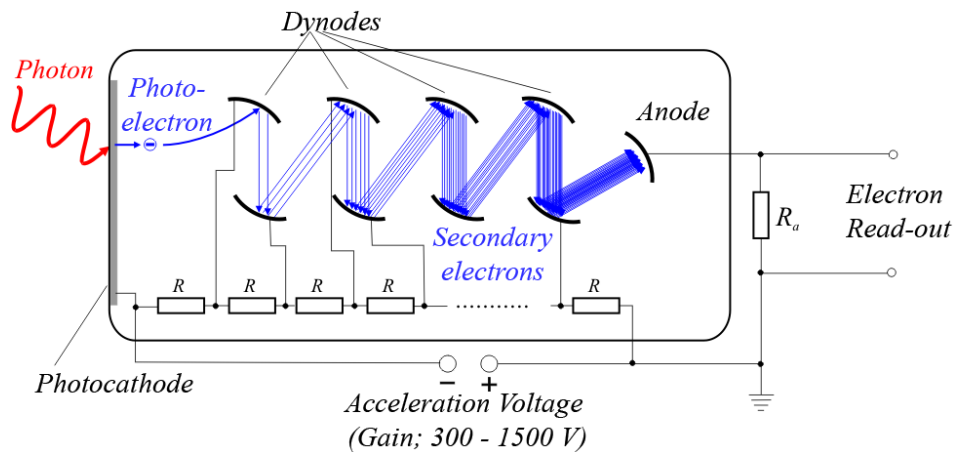


Figura 3.3: Diagrama esquemático de um tubo fotomultiplicador

FONTE:upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/5/55/Photomultiplier\_schema\_en.png

### 3.4.3 Calibração

A calibração do instrumento é um requisito importante a fim de ser capaz de usar o aparelho para a avaliação das suas características e para medir corretamente a intensidade da luminescência atmosférica. A transmissão e a sensibilidade absoluta dos filtros de interferência do fotômetro devem ser conhecidas. O esquema e o aparato experimental para determinar os parâmetros na calibração do fotômetro



foram descritos por [Melo et al. \(1993\)](#) e [Wrasse \(2004\)](#)

## 3.5 O Banco de Dados e a Metodologia de Análise

Para a observação da presença de marés lunares sobre a região equatorial, utilizou-se as emissões atmosféricas devidas a (OH) (6,2), oxigênio atômico  $O_2(0-1)$ , linha verde de oxigênio (OI5577) do fotômetro multicanal. A metodologia empregada foi o tratamento dos dados para remover as variações já bem definidas, com a variação diurna para cada emissão para a observação das marés lunares nos residuais desses dados.

### 3.5.1 O tratamento e a análise dos dados de fotômetro

As emissões atmosféricas são muito sensíveis à contaminação espectral de outras fontes. Por esta razão, os dados foram tratados para remoção da contaminação através de um método qualitativo e eficiente considerando as medições de fundo (BG) para cada emissão registrada pelo fotômetro. Isto foi feito selecionando a emissão registrada com os respectivos fundos, menor ou igual a  $3\text{Rayleigh}/\text{nm}$  como dados de qualidade viáveis para identificar marés lunares.

## 3.6 Identificação da maré lunar nas medidas de aeroluminescência

As séries no tempo solar para os dados de emissão de OH (6, 2), IO5577 e  $IO_2(0-1)$  de 3 meses foram utilizadas para representar um mês, a fim de reduzir a varia-

bilidade. São utilizadas medidas a cada intervalo de dois minutos sobre o tempo solar variando de 18 horas de 4 horas do dia seguinte. Na Figura 3.4 estão representados os dados obtidos para a emissão da OH (6,2) entre abril e julho de 2004, em São João do Cariri, medidos no tempo solar local.

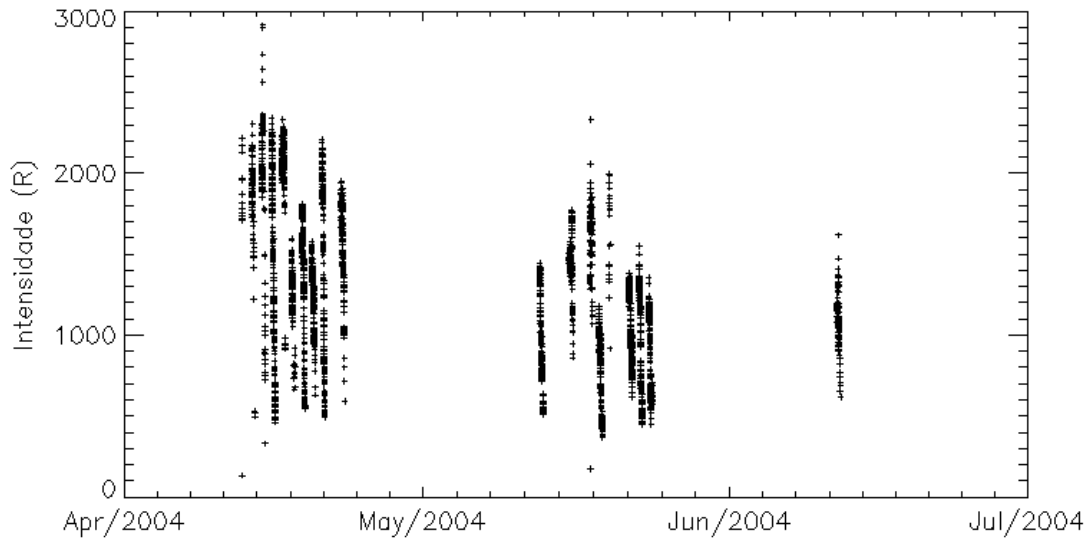


Figura 3.4: Intensidade da OH (6,2) medida pelo fotômetro MULTI 3 em São João do Cariri entre abril e junho de 2004.

Para identificar a presença de periodicidades nas medições de aeroluminescência, os dados foram submetidos a análise espectral utilizando o método do peridograma de Lomb-Scargle [Lomb \(1976\)](#) e [Scargle \(1982\)](#) como mostrado graficamente na Figura 3.5. O resultado é referente aos dados registrados durante abril-maio-junho do ano de 2004, que mostram a presença das oscilações terdiurna, semidiurna e diurna nas emissões de aerodinâmica em 8, 12 e 24 horas, respectivamente.

Com a finalidade de obter a estimativa das amplitudes e fases das marés lunares nas emissões da aeroluminescência, o dia composto referente a cada mês foi construído usando as medidas obtidas a cada 2 minutos, em que foram con-

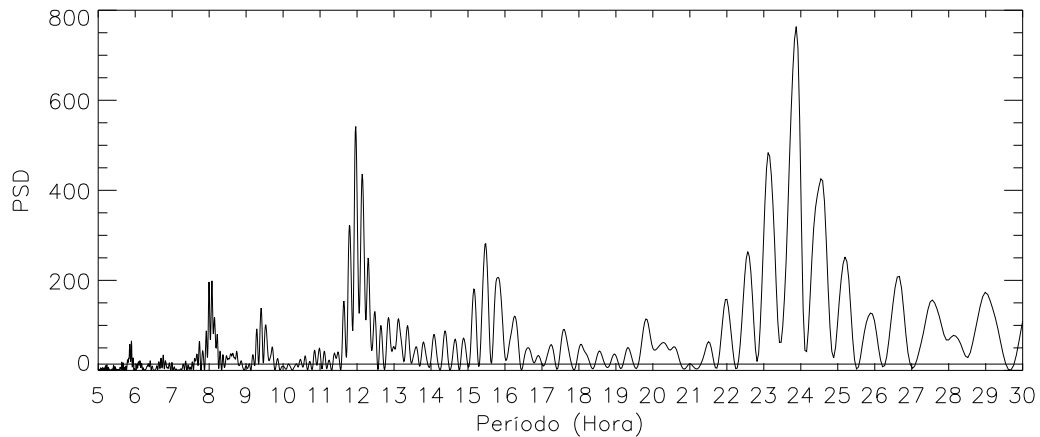


Figura 3.5: Periodograma de Lomb-Scargle referente aos dados de OH obtidos pelo fotômetro MULTI 3 em Cariri durante abril-maio-junho de 2004

siderados: o mês de referência juntamente com o mês anterior e o seguinte. Por exemplo, o dia composto referente ao mês de fevereiro, foi obtido usando os meses de janeiro, fevereiro e março. Na Figura 3.6 estão representadas as medidas da OH em Cariri obtidas a cada dois minutos a partir dos meses de abril-maio-junho de 2004 juntamente com o ajuste.

Os residuais foram obtidos subtraindo o comportamento médio da emissão mostrado pelo ajuste (linha sólida) na Figura 3.6 dia a dia.

O objetivo foi remover todas as oscilações de marés solares, presentes nas emissões. Esta eliminação de sinais de marés solares produz dados de emissões residuais que são convertidos para o tempo lunar, as quais são submetidos a análise harmônica para obter as amplitudes e as fases da maré lunar para cada uma das três emissões.

Na Figura 3.7 tem-se representado o dia composto referente ao mês de maio de 2004 dos residuais da intensidade da OH (6,2) em Cariri, no tempo lunar, juntamente com o ajuste obtido conforme descrito na próxima seção.

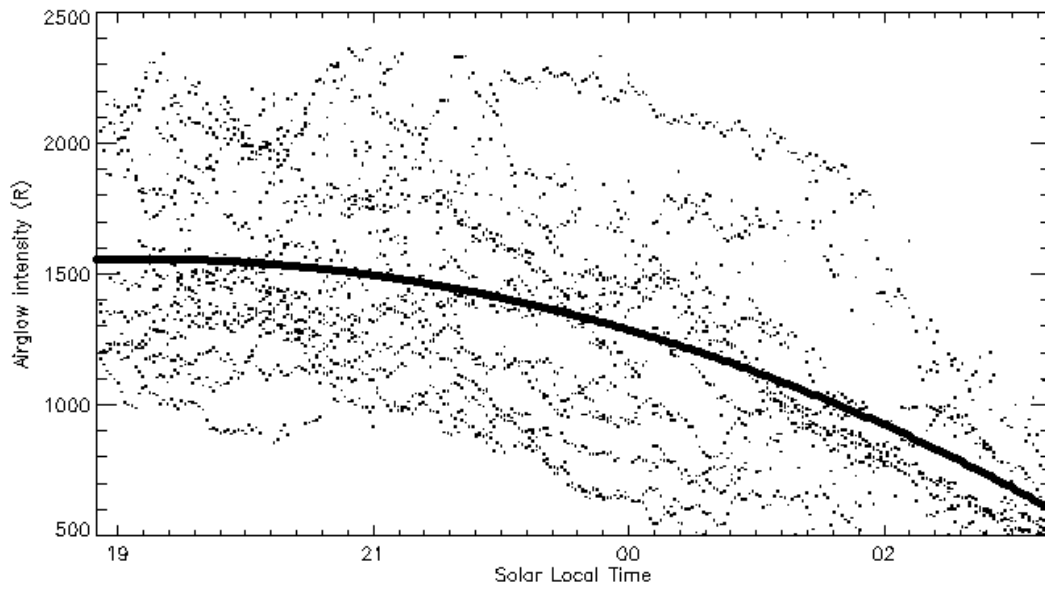


Figura 3.6: Medidas da OH em Cariri a cada 2 minutos obtidas durante abril-maio-junho de 2004 e o respectivo ajuste

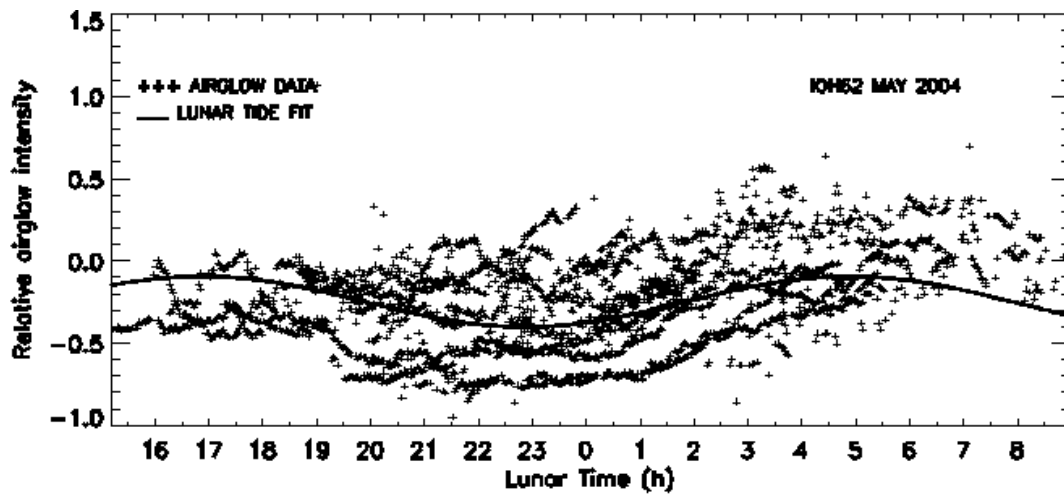


Figura 3.7: Dia composto referente ao mês de maio de 2004 dos residuais da intensidade da OH (6,2) em Cariri, no tempo lunar

### 3.7 Média mensal de Amplitudes e Fases

Marés lunares na atmosfera têm-se revelado difícil de estudar por causa de suas amplitudes serem relativamente pequenas quando comparados com as marés solares. Na região da MLT, as marés lunares nas medidas de vento raramente atingem amplitudes maiores do que  $10ms^{-1}$ . Além disso, as suas frequências estão próximas das marés solares, sendo necessário um conjunto de dados longos para fornecer a resolução espectral necessária para distinguir entre as componentes solares e lunares (Sandford and Mitchell, 2007).

Apesar da dificuldade na identificação de assinaturas de maré lunar na região MLT, uma série de estudos tem detectado a sua presença tendo como base dados para um período longo de observações. Estudos realizados por vários autores têm investigado mediante diferentes métodos de isolamento da maré lunar a partir de séries temporais de dados geofísicos. Stening et al. (1997) utilizaram o método dos mínimos quadrados, obtendo resultados ajustados com precisão às frequências de marés. Winch and Cunningham (1972) concluíram que o método dos mínimos quadrados oferece o melhores resultados e mais vantagens em termos de precisão em comparação com o método da série de Fourier. Por esta razão, optou-se por utilizar o método dos mínimos quadrados para esta pesquisa para obter os resultados.

O tempo de medições para cada emissão foi registrado em tempo solar foi convertido para o tempo lunar que tem uma fase consistente com marés lunares. A relação usada nesta conversão é representada na equação 3.2 dada como;

$$\tau = t - v \tag{3.2}$$

onde  $t$  é o tempo solar e  $v$  é a idade da Lua.

Após a conversão dos dados do tempo solar para o tempo lunar, uma análise harmônica foi usada para determinar a amplitude e a fase durante cada período sazonal, utilizando um ajuste de mínimos quadrados de acordo com a equação;

$$S = \bar{S} + \sum_{n=1}^3 R_n \cos(n\tau + \phi_n) \quad (3.3)$$

onde nesta equação,  $\tau$  indica o tempo lunar,  $\bar{S}$  representa o valor médio do parâmetro estudado (intensidade da OH,  $O_2(0-1)$  e OI5577),  $n$  é sub-harmônico de um dia lunar,  $R_n$  e  $\phi_n$  são a amplitude e fase, respectivamente.

# Capítulo 4

## RESULTADOS E DISCUSSÃO

Neste capítulo apresenta-se e discute-se os resultados obtidos a partir da análise mensal da resposta da atmosfera terrestre à força da maré lunar, utilizando medidas de intensidade obtidas por um fotômetro multicanal em São João do Cariri. As emissões integradas de OI5577,  $O_2(0-1)$  e OH (6,2) foram utilizadas para observar as variações mensais de amplitudes e fases da maré lunar semidiurna na região equatorial brasileira. Na seção 4.1 descreve-se o comportamento mensal da amplitude e fase da maré lunar ao longo do ano, bem como os desvios dos resultados de cada emissão e na seção 4.2 os resultados são discutidos em comparações com as literaturas relacionadas.

### 4.1 Variações Mensais das Amplitude e Fase

Na Figura 4.1 os resultados são apresentados para as amplitudes mensais médias da maré lunar semidiurna obtidas a partir dos residuais das intensidades de emissão do OI5577 durante o ano de 2004. Segundo a figura, as amplitudes da maré

lunar semidiurna foram baixas no início do ano, mas aumentou de forma constante para máximo em julho e diminuiu acentuadamente e permaneceu constante em agosto e setembro para um segundo máximo em outubro, após o qual as amplitudes diminuíram até dezembro, mostrando variabilidade ao longo do período. Valores abaixo de 3,5% foram registrados em janeiro, fevereiro, março, agosto e setembro com um valor mínimo de 0,6% em maio. Os valores máximos foram observados em junho, julho, outubro e novembro, quando atingiram percentuais de 7,5%, 11,8%, 11,3% e 8,2%, respectivamente. As barras de erro indicam que as amplitudes mensais variam pouco para cada mês, exceto em junho em que o desvio foi de 0,5%.

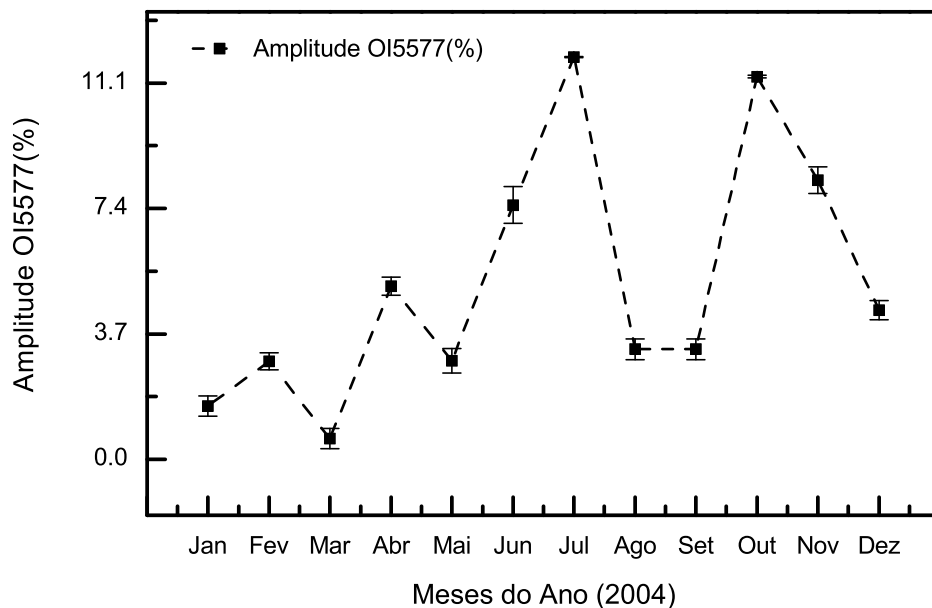


Figura 4.1: Variação da amplitude média mensal (%) para a emissão OI5577 residual da maré lunar no ano de 2004.

A Figura 4.2 mostra as fases médias mensais e seus respectivos desvios padrões para as taxas de emissão OI5577 no ano de 2004. Em geral, o comportamento



das fases (tempo em que a amplitude é máxima) mostra regularidade ao longo do ano, com exceção de janeiro e março (3,4 h), quando as amplitudes semidiurnas da maré lunar são muito baixas, e dezembro (3,6 h). As fases registradas mostram que o primeiro máximo da maré semidurna ocorreu por volta das 8 horas em fevereiro e abril, por volta das 7 horas em maio, outubro e novembro, e por volta das 6 horas entre junho e setembro. As barras de erro indicam que em geral as fases também variam a cada mês, onde os desvios-padrão são menores em todo o ano, exceto no mês de março com desvio grande de 0,6h e menos de 0,2 h para outros meses.

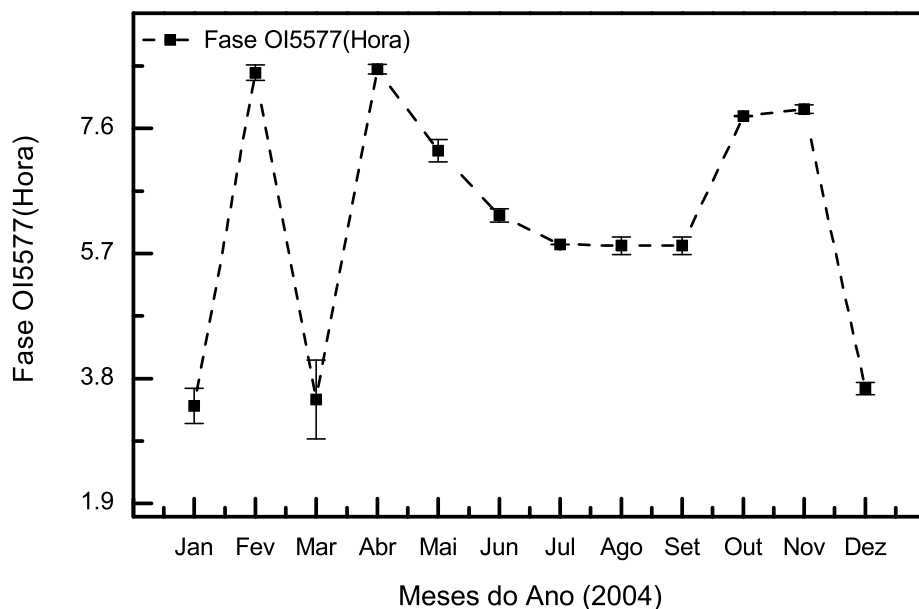


Figura 4.2: Variação da Fase Média Mensal para a emissão residual de OI5577 da maré lunar no ano de 2004.

A Figura 4.3 mostra as amplitudes mensais da maré lunar semidiurna obtidas dos residuais das medições de emissão de O<sub>2</sub> (0-1) luminescentes. As amplitudes foram baixas nos meses de janeiro, fevereiro, abril, agosto, setembro e dezembro,

com percentuais abaixo de 3,7% eo mínimo em março em 0,56%. As amplitudes semidiurnais das marés foram maiores nos meses de junho, outubro e novembro, com porcentagens de 9,0%, 13,0% e 8,1%, respectivamente, com o máximo em julho em 15,6%. Os desvios-padrão, em geral, foram de menos em 0,4%, exceto nos meses de junho e julho que apresentaram desvios maiores de 0,56% e 0,89%, respectivamente.

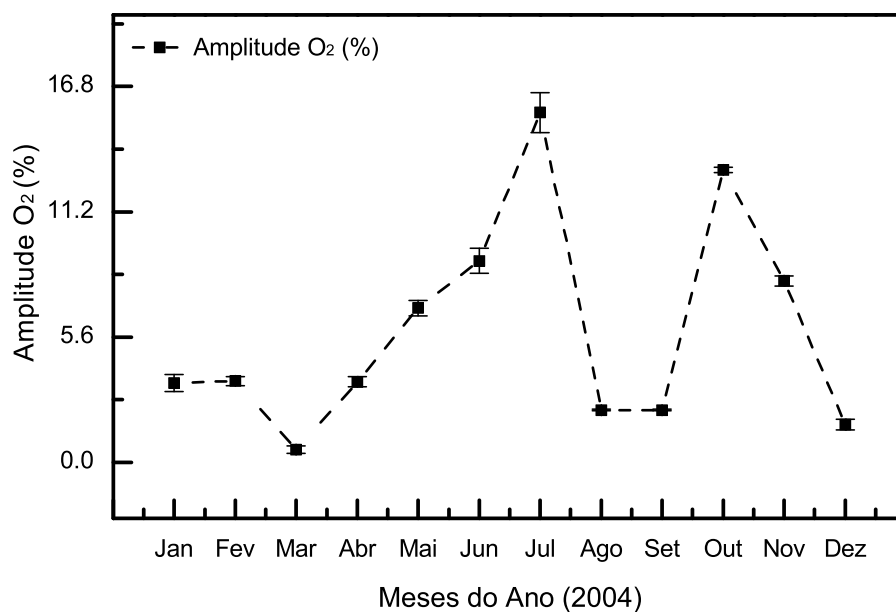


Figura 4.3: Variação da amplitude média mensal (%) para a emissão residual de O<sub>2</sub> (0-1) da maré lunar no ano de 2004.

A Figura 4.4 apresenta as variações das médias mensais da fase lunar semi-diurna, presentes nas medições de luminescência  $O_2(0 - 1)$  no ano de 2004, com suas respectivas barras de erro. Em geral, as fases mostram regularidade e mostram variabilidade ao longo do ano em que os tempos que a maré lunar semi-diurna atinge o primeiro máximo ocorrem em torno de 8 h entre janeiro e maio, mudando para aproximadamente 6 h entre junho e setembro, para retornar 8 h em outubro

e novembro. Em dezembro, o tempo em que o mínimo da maré lunar é registrado é de cerca de 4 h. Os desvios-padrão para as fases foram inferiores a 0,2 h ao longo do ano, excepto em março, com 0,4 h.

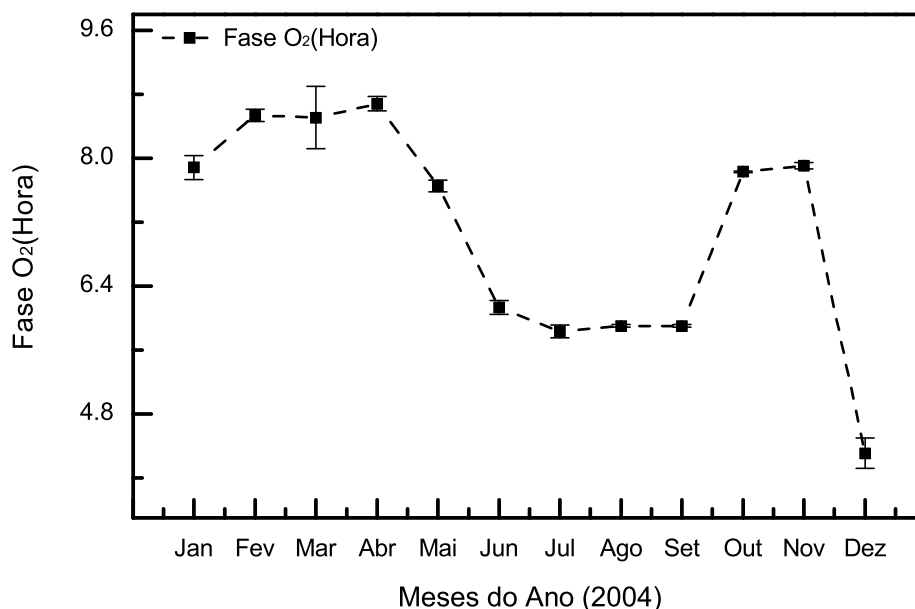


Figura 4.4: Variação da Fase Média Mensal para a emissão residual de O<sub>2</sub> (0-1) da maré lunar no ano de 2004.

A Figura 4.5 mostra os resultados das amplitudes de marés lunares semidiurnas obtidas dos residuais da taxa de emissão de OH (6, 2). Como pode ser visto na figura, as amplitudes da maré semidiurna foram baixas, com valores abaixo de 5,0% para janeiro, fevereiro, abril, agosto, setembro, outubro, novembro, dezembro e um mínimo de 1,3% em março durante o ano de 2004 os maiores valores foram registrados em maio, junho e máximo em julho, quando as amplitudes atingiram percentuais de 7,2%, 9,1% e 13,6%. O desvio padrão foi da ordem de 0,5% em novembro, 0,6% em junho e julho, porém todos os outros meses foram inferiores a 0,5%.

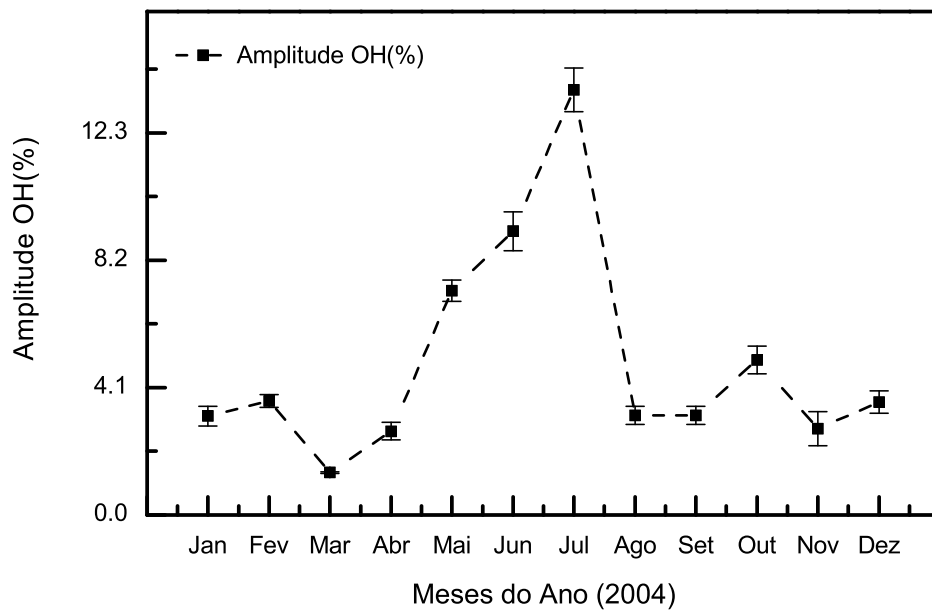


Figura 4.5: Variação da amplitude média mensal (%) para a emissão residual de OH(6,2) da maré lunar no ano de 2004.

A Figura 4.6 mostra as variações das médias mensais da fase lunar semidiurna, presentes nas medições de luminescência OH em 2004, com as suas barras de erro. As fases mostram variabilidade ao longo do ano com os tempos quando a maré lunar semidiurna atinge o primeiro máximo ocorrendo em torno de 8,8 h nos meses de março, maio e outubro. Entre junho e setembro, a maré lunar atingiu seus primeiros máximos entre 6,7 e 7,7 h. Em janeiro, fevereiro, abril e novembro, as fases mostram que os primeiros picos lunar semidiurnas ocorreram entre 3,5 h e 4 h, enquanto que em dezembro que ocorreu em 5,6 h. Os desvios padrão para as fases foram muito menores em fevereiro, março, maio, junho e julho (0,02-0,09 h) e variou de 0,12 h para 0,27 h nos outros meses.

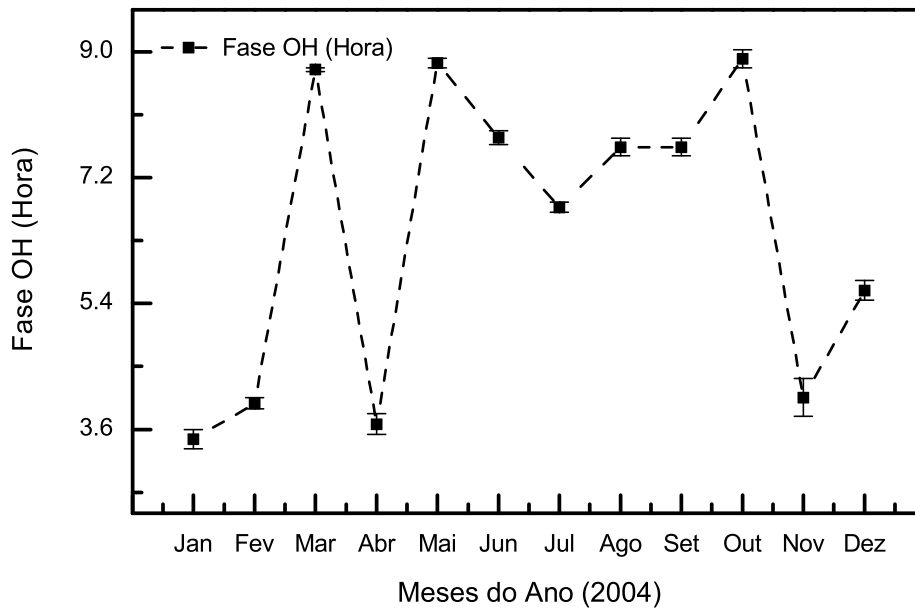


Figura 4.6: Variação da Fase Média Mensal para a emissão residual de OH (6, 2) da maré lunar no ano de 2004.

## 4.2 Comparação das Amplitudes e Fases nas Emissões

Também comparamos os resultados das amplitudes mensais médias em cada emissão em um único ano usando o histograma como representado na Figura 4.7. O histograma mostra as amplitudes das três emissões onde as barras cheias de preto, branco com linhas inclinadas, e cinza claro representam as amplitudes referentes às emissões de OI5577,  $O_2$  e OH (6,2), respectivamente. Notamos que a amplitude máxima para cada uma das três emissões ocorreu no mês de julho, enquanto as amplitudes mínimas ocorreram no mês de março. A maior parte das amplitudes médias mensais foi inferior a 3,7%, para duas emissões diferentes  $O_2$  (0-1) e OI5577, 7 para 6 meses diferentes durante o ano de 2004 e similarmente, as

amplitudes médias mensais foram inferiores a 3,7% para 8 diferentes meses no mesmo ano para OH (6, 2). Além disso, a emissão de  $O_2(0-1)$  tem a amplitude média mensal máxima de 15,63% superior a 13,67% para a emissão de OH (6,2) e 11,86% para as emissões de OI5577, respectivamente.

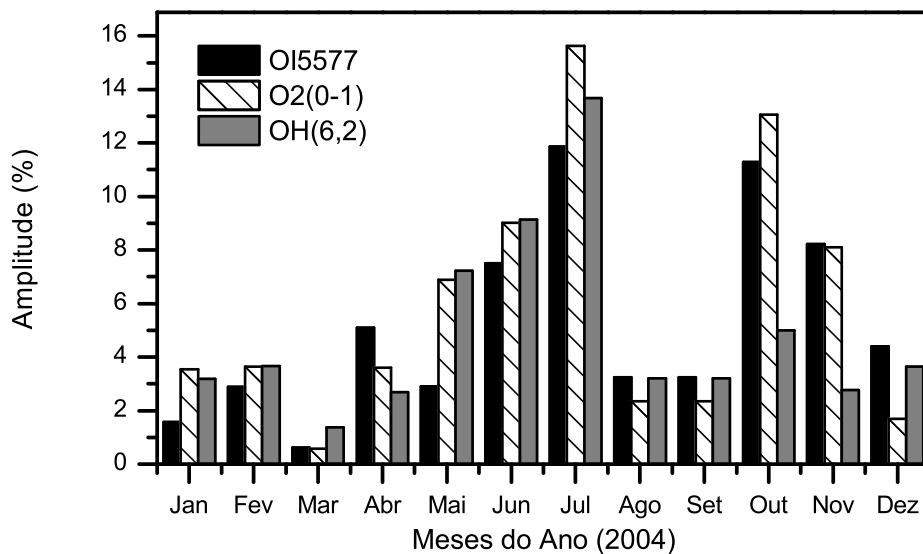


Figura 4.7: Variações mensais de Amplitudes (%) por cada emissão ao longo do ano.

A Figura 4.8 mostra as variações das médias mensais da fase lunar semidiurna presente em todas as três medições de luminescência em 2004. O histograma mostra as três emissões onde a barra cheia de cinza representa a taxa de emissão de OH, branca com linha preta representa a taxa de emissão de  $O_2(0 - 1)$  de oxigênio atômico barra cheia de preto representa a taxa de emissão da linha verde de oxigênio. Conforme mencionado, as fases da maré lunar semidiurna para as três emissões variam ao longo do ano, contudo, as fases para essas emissões seguem o mesmo comportamento entre maio e outubro. Verifica-se também que os horários

em que a resposta da maré lunar semidiurna na emissão da OH ocorre sempre após as respostas nas emissões do  $O_2$  e OI5577, indicando propagação descendente de fase, o que é compatível com propagação de energia para cima.

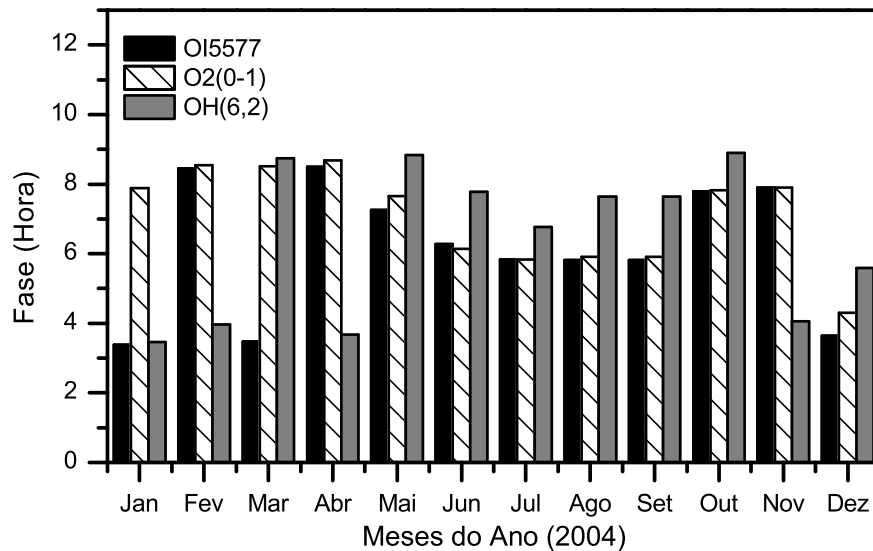


Figura 4.8: Variações mensais de Fase por cada emissão ao longo do ano.

### 4.3 Discussão

Os resultados do presente trabalho mostram que a maré lunar semidiurna foi observada ao longo do ano, em que as amplitudes foram maiores nos meses de junho e julho para as três emissões correspondentes, conforme mostra a Figura 4.7. Utilizando medições de vento da região entre 80 e 100 km de altitude obtidos a partir dos dados do radar meteórico em São João do Cariri-PB, [Paulino et al. \(2015\)](#) verificou que as amplitudes da maré lunar semidiurna na componente meridional são mais altas do que na componente zonal de janeiro a março e de agosto

a novembro. As maiores amplitudes da componente zonal foram registradas em abril ( 4 m/s), junho ( 4 m/s) e em dezembro ( 5-6 m/s) acima de 93 km. As menores amplitudes no componente meridional foram observadas de maio a julho para todas as alturas e em junho abaixo de 96 km.

[Semenov and Shefov \(1997\)](#) encontraram sinais de maré lunar nas taxas de emissão do OI 5577 da ordem de 1-2%. [Khomich et al. \(2008\)](#) relataram variações de maré lunar semidiurna na taxa de emissão da OH de cerca de 2%. No entanto, em ambos os estudos, a significância estatística dos resultados apresentados é questionada. As amplitudes para a maré lunar semidiurna encontradas por [Savigny et al. \(2015\)](#) foram de 2,25% para a linha verde do oxigênio e de 0,94% para a OH (3-1). As maiores amplitudes obtidas no presente estudo (0,5-4,3% para OI5577 e 1,9-4,5% para OH) foram maiores do que as variações encontradas por [Semenov and Shefov \(1997\)](#), [Khomich et al. \(2008\)](#) , e [Savigny et al. \(2015\)](#), para as respectivas emissões.

Os resultados do presente estudo também revelaram que, de acordo com suas fases, as assinaturas da maré lunar semidiurna nas emissões  $O_2(0 - 1)$  e OI5577 ocorrem quase simultaneamente, praticamente em todos os meses de 2004, com exceção de janeiro e março . Em geral, a resposta da maré lunar semidiurna na emissão de OH ocorre com um atraso em relação  $O_2(0 - 1)$  e OI5577, entre maio e outubro, e dezembro.

As diferenças de fase da maré lunar semidiurna nas emissões de OH e OI5577 em São João do Cariri foram de 1,0 h e 0,5 h para os meses de junho e julho, respectivamente, utilizando dados de 2004, precisamente quando as amplitudes foram maiores. Resultado consistente com o encontrado por [Savigny et al. \(2015\)](#) obtidos com dados de 8 anos (2003 a 2011) para emissões de OH e OI5577, sendo



1,4 h. As diferenças de fases da maré lunar entre a OH e as demais emissões, mostram que o atraso de fase é descendente, o que indica propagação ascendente da onda de maré lunar.



# Capítulo 5

## CONCLUSÕES

No presente estudo são apresentados sinais da maré lunar semidiurna em parâmetros de luminescência noturna terrestre, incluindo as emissões do OI5577, da OH (6, 2) e do  $O_2(0 - 1)$  na região da alta mesosfera e baixa termosfera. Os dados foram obtidos a partir do fotômetro multicanal instalado no observatório de São João do Cariri (7,4 ° S, 36,5 ° O), região equatorial do Brasil, durante o ano de 2004.

Os resultados obtidos indicam a presença de oscilação que pode estar associada a maré lunar semidiurna ao longo do ano nas emissões do OI5577, OH (6,2) e  $O_2(0-1)$ , em que as amplitudes foram mais elevadas nos meses de junho e julho para as três emissões.

As amplitudes maiores para o OI5577 foram de 7,5% a 11,86% e para a (OH) foram de 7,2% a 13,6%, e foram bem maiores do que as encontradas por [Semenov and Shefov \(1997\)](#), [Khomich et al. \(2008\)](#) e [Savigny et al. \(2015\)](#), para as respectivas emissões.

As amplitudes exibidas pelas três emissões representam uma propagação verti-

cal das marés ao longo de todo o ano de 2004, com movimento de fase descendente, como as assinaturas da maré lunar semidiurna para as emissões OI5577,  $O_2(0-1)$  e OH (6,3) atingiram um máximo de 11,86%, 15,6% e 13,67%, respectivamente.

A relação coerente entre as três emissões sugere que as assinaturas observadas com variações de amplitudes e fases impulsionadas por movimentos verticais ao longo do ano, confirmando que as assinaturas de marés semidiurnas lunares estão de fato presentes nas medidas de luminescência em acordo com os resultados de [Savigny et al. \(2015\)](#).

A diferença de fase entre as três emissões (OH,  $O_2(0-1)$ , OI5577) em São João do Cariri foi de 1,09 horas, o que é consistente em comparação com os resultados de [Savigny et al. \(2015\)](#), entre as emissões de OH e OI5577, que foi de 1,4 horas.

Como trabalho futuro, propõe-se estudar as variações sazonais das marés lunares das regiões equatoriais ao longo de uma década.

# Referências Bibliográficas

Barth, C. (1961). 5577-angstrom airglow. In *Science*, volume 134, page 1426.  
AMER ASSOC ADVANCEMENT SCIENCE 1200 NEW YORK AVE, NW,  
WASHINGTON, DC 20005.

Brasseur, G. P. and Solomon, S. (2006). *Aeronomy of the middle atmosphere: chemistry and physics of the stratosphere and mesosphere*, volume 32. Springer Science & Business Media.

Buriti, R., Takahashi, H., Gobbi, D., de Medeiros, A., Nepomuceno, A., and Lima, L. (2004). Semiannual oscillation of the mesospheric airglow at 7.4 s during the psomos observation period of 1998–2001. *Journal of atmospheric and solar-terrestrial physics*, 66(6):567–572.

Burrage, M., Arvin, N., Skinner, W., and Hays, P. (1994). Observations of the o2 atmospheric band nightglow by the high resolution doppler imager. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 99(A8):15017–15023.

Chamberlain, J. W. et al. (1961). Physics of the aurora and airglow.

Chapman, S. and Lindzen, R. (1970). Atmospheric tides, 200 pp. *D. Reidel, Hingham, Mass.*

- Chapman, S. and Tschu, K. (1948). The lunar atmospheric tide at twenty-seven stations widely distributed over the globe. In *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, volume 195, pages 310–323. The Royal Society.
- Charters, P., Macdonald, R., and Polanyi, J. (1971). Formation of vibrationally excited oh by the reaction  $\text{h} + \text{o}_3$ . *Applied optics*, 10(8):1747–1754.
- Doodson, A. T. (1921). The harmonic development of the tide-generating potential. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 100(704):305–329.
- Eather, R. and Reasoner, D. (1969). Spectrophotometry of faint light sources with a tilting-filter photometer. *Applied optics*, 8(2):227–242.
- Elvey, C. (1950). Note on the spectrum of the airglow in the red region. *The Astrophysical Journal*, 111:432.
- Elvey, C. T. (1943). Observations of the light of the night sky with a photoelectric photometer. *The Astrophysical Journal*, 97:65.
- Forbes, J. and Geller, M. (1972). Lunar semidiurnal variation in oi (5577 a) nightglow. *Journal of Geophysical Research*, 77(16):2942–2947.
- Forbes, J. M. (1995). Tidal and planetary waves. *The upper mesosphere and lower thermosphere: a review of experiment and theory*, pages 67–87.
- Forbes, J. M., Zhang, X., Bruinsma, S., and Oberheide, J. (2013). Lunar semi-diurnal tide in the thermosphere under solar minimum conditions. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 118(4):1788–1801.

- Fukuyama, K. (1976). Airglow variations and dynamics in the lower thermosphere and upper mesosphere—1. diurnal variation and its seasonal dependency. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 38(12):1279–1287.
- Geller, M. A. (1970). An investigation of the lunar semidiurnal tide in the atmosphere. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 27(2):202–218.
- Greet, P., French, W., Burns, G., Williams, P., Lowe, R., and Finlayson, K. (1997). Oh (6–2) spectra and rotational temperature measurements at davis, antarctica. In *Annales Geophysicae*, volume 16, pages 77–89. Springer.
- Huruhata, M. (1965). Lunar tidal effect on the oxygen green line in the night airglow. *Journal of Geophysical Research*, 70(23):5979–5980.
- Khomich, V. Y., Semenov, A. I., and Shefov, N. N. (2008). *Airglow as an indicator of upper atmospheric structure and dynamics*. Springer Science & Business Media.
- Le Texier, H., Solomon, S., and Garcia, R. (1987). Seasonal variability of the oh meinel bands. *Planetary and space science*, 35(8):977–989.
- Lima, L. (2004). Observações de ondas planetárias na região da mesopausa equatorial e de baixas latitudes do hemisfério sul.
- Lomb, N. R. (1976). Least-squares frequency analysis of unequally spaced data. *Astrophysics and space science*, 39(2):447–462.
- López-González, M., García-Comas, M., Rodríguez, E., López-Puertas, M., Shepherd, M., Shepherd, G., Sargoytchev, S., Aushev, V., Smith, S., Mlynczak,

- M., et al. (2007). Ground-based mesospheric temperatures at mid-latitude derived from o 2 and oh airglow data: Comparison with saber measurements. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 69(17):2379–2390.
- Malin, S. and Schlapp, D. (1980). Geomagnetic lunar analysis by least-squares. *Geophysical Journal International*, 60(3):409–418.
- Manson, A., Meek, C., Gregory, J., and Chakrabarty, D. (1982). Fluctuations in tidal (24-, 12-h) characteristics and oscillations (8-h-5-d) in the mesosphere and lower thermosphere (70–110 km): Saskatoon (52° n, 107° w), 1979–1981. *Planetary and Space Science*, 30(12):1283–1294.
- McDade, I. (1998). The photochemistry of the mlt oxygen airglow emissions and the expected influences of tidal perturbations. *Advances in Space Research*, 21(6):787–794.
- McDade, I., Llewellyn, E., Murtagh, D., and Greer, R. (1987). Eton 5: Simultaneous rocket measurements of the oh meinel  $\delta v = 2$  sequence and (8, 3) band emission profiles in the nightglow. *Planetary and space science*, 35(9):1137–1147.
- McEwan, M. (1975). Lf phillips chemistry of the atmosphere. *Arnold, London*, page 21.
- Meinel, I. (1950). Oh emission bands in the spectrum of the night sky. *The Astrophysical Journal*, 111:555.
- Melo, S., Gobbi, D., Takahashi, H., Teixeira, N., and Lobo, R. (1993). O fotôme-



- tro multi-2: Experiência de calibração-1992. *Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos/SP.*
- Meriwether, J. W. (1989). A review of the photochemistry of selected nightglow emissions from the mesopause. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 94(D12):14629–14646.
- Mies, F. H. (1974). Calculated vibrational transition probabilities of oh ( $x2\pi$ ). *Journal of Molecular Spectroscopy*, 53(2):150–188.
- Myrabø, H., Deehr, C., Romick, G., and Henriksen, K. (1986). Mid-winter intensities of the night airglow o2 (0–1) atmospheric band emission at high latitudes. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 91(A2):1684–1690.
- Newcomb, S. (1901). A rude attempt to determine the total light of all the stars. *The Astrophysical Journal*, 14:297.
- Pancheva, D. and Mukhtarov, P. (2012). Planetary wave coupling of the atmosphere–ionosphere system during the northern winter of 2008/2009. *Advances in Space Research*, 50(9):1189–1203.
- Paulino, A., Batista, P., and Batista, I. (2013). A global view of the atmospheric lunar semidiurnal tide. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 118(23).
- Paulino, A., Batista, P., and Clemesha, R. (2012). Lunar tides in the mesosphere and lower thermosphere over cachoeira paulista (22.7° s; 45.0° w). *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 78:31–36.
- Paulino, A., Batista, P., Lima, L., Clemesha, B., Buriti, R., and Schuch, N. (2015).

- The lunar tides in the mesosphere and lower thermosphere over brazilian sector. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 133:129 – 138.
- Reed, E. I. and Chandra, S. (1975). The global characteristics of atmospheric emissions in the lower thermosphere and their aeronomic implications. *Journal of Geophysical Research*, 80(22):3053–3062.
- Rees, M. H. (1989). *Physics and chemistry of the upper atmosphere*, volume 1. Cambridge University Press.
- Reisin, E. R. and Scheer, J. (1996). Characteristics of atmospheric waves in the tidal period range derived from zenith observations of o2 (0–1) atmospheric and oh (6-2) airglow at lower midlatitudes. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 101(D16):21223–21232.
- Riggin, D. M., Fritts, D. C., Tsuda, T., Nakamura, T., and Vincent, R. A. (1997). Radar observations of a 3-day kelvin wave in the equatorial mesosphere. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 102(D22):26141–26157.
- Saha, K. (2008). *The Earth's Atmosphere: Its Physics and Dynamics*. Springer Science & Business Media.
- Sandford, D. and Mitchell, N. (2007). Lunar tides in the mesosphere over ascension island (8° s, 14.4° w). In *Annales Geophysicae*, volume 25, pages 9–12.
- Savigny, C., Lednyts'kyi, O., Forbes, J., and Zhang, X. (2015). Lunar semidiurnal tide in the terrestrial airglow. *Geophysical Research Letters*, 42(9):3553–3559.
- Sawada, R. (1956). The atmospheric lunar tides and the temperature profile in the upper atmosphere. *Geophys. Mag*, 27:213–236.

- Scargle, J. D. (1982). Studies in astronomical time series analysis. ii-statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data. *The Astrophysical Journal*, 263:835–853.
- Seinfeld, J. H. and Pandis, S. N. (1998). Atmospheric chemistry and physics, 1326 pp.
- Semenov, A. and Shefov, N. (1997). An empirical model of nocturnal variations in the 557.7-nm emission of atomic oxygen. 3. emitting layer altitude. *Geomagn Aeronomy*, 37:470–474.
- Shepherd, G. G., Zhang, S., and Wang, X. (1999a). Variability in mlt dynamics and species concentrations as observed by windii. *Earth, planets and space*, 51(7-8):845–853.
- Shepherd, M., Ward, W., Prawirosoehardjo, B., Roble, R., Zhang, S.-P., and Wang, D. (1999b). Planetary scale and tidal perturbations in mesospheric temperature observed by windii. *Earth, planets and space*, 51(7-8):593–610.
- Siebert, M. (1961). Atmospheric tides. *Advances in Geophysics*, 7:105–187.
- Sridharan, S. and Ali, M. A. (1985). Interactive buckling in thin-walled beam-columns. *Journal of engineering mechanics*, 111(12):1470–1486.
- Stebbins, J., Whitford, A. E., and Swings, P. (1945). A strong infrared radiation from molecular nitrogen in the night sky. *The Astrophysical Journal*, 101:39.
- Stening, R., Forbes, J., Hagan, M., and Richmond, A. (1997). Experiments with a lunar atmospheric tidal model. *JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH-ALL SERIES-*, 102:13–465.

- Stening, R. and Jacobi, C. (2001). Lunar tidal winds in the upper atmosphere over collm. In *Annales Geophysicae*, volume 18, pages 1645–1650. Springer.
- Stening, R. and Vincent, R. (1989). A measurement of lunar tides in the mesosphere at adelaide, south australia. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 94(A8):10121–10129.
- Struve, O. (1951). Recent progress in stellar spectroscopy. *The Astronomical Journal*, 56:114–115.
- Takahashi, H., Sahai, Y., and Batista, P. (1984). Tidal and solar cycle effects on the oi 5577 Å, nad and oh (8, 3) airglow emissions observed at 23° s. *Planetary and space science*, 32(7):897–902.
- Takahashi, H., Sahai, Y., Clemesha, B., Simonich, D., Teixeira, N., Lobo, R., and Eras, A. (1989). Equatorial mesospheric and f-region airglow emissions observed from latitude 4 south. *Planetary and space science*, 37(6):649–655.
- Winch, D. and Cunningham, R. (1972). Lunar magnetic tides at watheroo. *Journal of geomagnetism and geoelectricity*, 24(4):381–414.
- Wrasse, C. M. (2004). Estudo de geração de ondas de gravidade atmosféricas.
- Yntema, L. (1909). On the brightness of the sky and total amount of starlight. *Publications of the Kapteyn Astronomical Laboratory Groningen*, 22:1–55.
- Zhang, J. T. and Forbes, J. M. (2013). Lunar tidal winds between 80 and 110 km from uars/hrdi wind measurements. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 118(8):5296–5304.