



UNIVERSIDADE FEDERAL DE CAMPINA GRANDE
CENTRO DE CIÊNCIAS E TECNOLOGIA
UNIDADE ACADÊMICA DE FÍSICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO DO MESTRADO EM FÍSICA

FLÁVIO PEREIRA MOURA

**ONDAS SECUNDÁRIAS GERADAS POR INTERAÇÃO NÃO - LINEAR ENTRE MARÉ E
ONDA PLANETÁRIA.**

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

CAMPINA GRANDE - PB
2023

FLÁVIO PEREIRA MOURA

ONDAS SECUNDÁRIAS GERADAS POR INTERAÇÃO NÃO - LINEAR ENTRE MARÉ E ONDA PLANETÁRIA

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de pós-graduação em Física da Universidade Federal de Campina Grande - UFCG, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Física.

Área de concentração: Física da alta atmosfera.

Orientadores: Prof. Dr. Ricardo Arlen Buriti da Costa e Prof. Dr. Fábio do Egito Gomes.

Campina Grande - PB
2023

FLÁVIO PEREIRA MOURA

ONDAS SECUNDÁRIAS GERADAS POR INTERAÇÃO NÃO - LINEAR ENTRE MARÉ E ONDA PLANETÁRIA.

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de pós-graduação em Física da Universidade Federal de Campina Grande - UFCG, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Física.

Área de concentração: Física da alta atmosfera.

Orientadores: Prof. Dr. Ricardo Arlen Buriti da Costa e Prof. Dr. Fábio do Egito Gomes.

Aprovado em: 11/12/2023.

BANCA EXAMINADORA

Prof. Dr. Ricardo Arlen Buriti da Costa (Orientador)
Universidade Federal de Campina Grande (UFCG)

Prof. Dr. Fábio do Egito Gomes (Co-orientador)
Universidade Federal de Campina Grande (UFCG)

Prof. Dr. Igo Paulino da Silva (Examinador interno)
Universidade Federal de Campina Grande (UFCG)

Prof^ª. Dr^ª. Ana Roberta da Silva Paulino (Examinador externo)
Universidade Estadual da Paraíba (UEPB/CCT)



**MINISTÉRIO DA EDUCAÇÃO
UNIVERSIDADE FEDERAL DE CAMPINA GRANDE
PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA**

Rua Aprígio Veloso, 882, - Bairro Universitário, Campina Grande/PB, CEP 58429-900

FOLHA DE ASSINATURA PARA TESES E DISSERTAÇÕES

FLÁVIO PEREIRA MOURA

Ata da defesa para concessão do grau de mestre em Física, realizada em 11 de dezembro de 2023.

Aos onze dias do mês de dezembro do ano de dois mil e vinte e três, reuniram-se em caráter de solenidade pública, os membros da comissão designada para avaliar **FLÁVIO PEREIRA MOURA** ao grau de Mestre em Física, área de concentração Física. Foram componentes da Banca Examinadora os especialistas: o professor **Ricardo Arlen Buriti da Costa** (Orientador) – Doutor em Física, o professor **Fábio do Egito Gomes** (Coorientador) – Doutor em Física, o professor **Igo Paulino** – Doutor em Física, a professora **Ana Roberta da Silva Paulino** – Doutora em Física, sendo o primeiro, segundo e o terceiro integrantes do corpo docente da Universidade Federal de Campina Grande, e a quarta, integrante do corpo docente da Universidade Estadual da Paraíba. **HORA DE INÍCIO: 09h00min** – **LOCAL: Auditório da UAF**. Dando início aos trabalhos, o Presidente da Banca, professor **Ricardo Arlen Buriti da Costa**, após declarar os objetivos da reunião, apresentou o(a) candidato(a) **FLÁVIO PEREIRA MOURA**, a quem concedeu a palavra para que dissertasse oral e sucintamente sobre o tema apresentado, intitulado “**Ondas secundárias geradas por interação não linear entre maré e onda planetária**”. Após discorrer o referido tema, o(a) candidato(a) foi arguido(a) pelos examinadores na forma regimental. Ato contínuo, passou a Comissão, em caráter secreto, a proceder a avaliação e julgamento do trabalho, concluindo por atribuir-lhe o conceito Aprovado. Face à aprovação, declarou o Presidente estar o(a) avaliado(a), legalmente habilitado(a) a receber o Grau de Mestre em Física, cabendo à Universidade Federal de Campina Grande, providências para a expedição do Diploma a que o(a) mesmo(a) faz jus. Nada mais havendo a tratar, foi lavrada a ata, que será submetida à aprovação da Comissão Examinadora. Campina Grande, 11 de dezembro de 2023.

Prof. Dr. Ricardo Arlen Buriti da Costa
Presidente da Comissão e Orientador

Prof. Dr. Fábio do Egito Gomes
Coorientador

Prof. Dr. Igo Paulino
Examinador interno

Profª. Drª. Ana Roberta da Silva Paulino
Examinador externo

Flávio Pereira Moura
Candidato

Francisco de Assis de Brito
Coordenador do Programa

2 - APROVAÇÃO

2.1. Segue a presente Ata de Defesa de Tese de Mestrado do(a) candidato(a) **FLÁVIO PEREIRA MOURA**, assinada eletronicamente pela Comissão Examinadora acima identificada.

2.2. No caso de examinadores externos que não possuam credenciamento de usuário externo ativo no SEI, para igual assinatura eletrônica, os examinadores internos signatários certificam que os examinadores externos acima identificados participaram da defesa da tese e tomaram conhecimento do teor deste documento.



Documento assinado eletronicamente por **RICARDO ARLEN BURITI DA COSTA, PROFESSOR 3 GRAU**, em 12/12/2023, às 14:58, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 8º, caput, da [Portaria SEI nº 002, de 25 de outubro de 2018](#).



Documento assinado eletronicamente por **Flavio Pereira Moura, Usuário Externo**, em 12/12/2023, às 15:11, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 8º, caput, da [Portaria SEI nº 002, de 25 de outubro de 2018](#).



Documento assinado eletronicamente por **Ana Roberta da Silva Paulino, Usuário Externo**, em 12/12/2023, às 15:11, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 8º, caput, da [Portaria SEI nº 002, de 25 de outubro de 2018](#).



Documento assinado eletronicamente por **FABIO DO EGITO GOMES, PROFESSOR(A) DO MAGISTERIO SUPERIOR**, em 21/02/2024, às 15:54, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 8º, caput, da [Portaria SEI nº 002, de 25 de outubro de 2018](#).



A autenticidade deste documento pode ser conferida no site <https://sei.ufcg.edu.br/autenticidade>, informando o código verificador **4067001** e o código CRC **BD7290A7**.

M929o Moura, Flávio Pereira.
Ondas secundárias geradas por interação não-linear entre maré e onda planetária / Flávio Pereira Moura. – Campina Grande, 2023.
113 f. : il. color.

Dissertação (Mestrado em Física) – Universidade Federal de Campina Grande, Centro de Ciências e Tecnologia, 2023.
"Orientação": Prof. Dr. Ricardo Arlen Buriti da Costa, Prof. Dr. Fábio do Egito Gomes".
Referências.

1. Física da Alta Atmosfera. 2. Ondas de Kelvin. 3. (MLT). 4. Maré Diurna. 5. Interação Não-linear. 6. Ondas Planetárias. I. Costa, Ricardo Arlen Buriti da. II. Gomes, Fábio do Egito. III. Título.

CDU 551.513.11(043)

A Deus, pelo dom da vida.

DEDICO.

AGRADECIMENTOS

A jornada acadêmica é uma tapeçaria tecida com a colaboração de muitas mãos, cada fio uma contribuição significativa para o desenho final. É com profunda gratidão que reconheço aqueles cujo apoio foi fundamental na realização deste trabalho.

Primeiramente, expresso minha profunda gratidão aos meus orientadores, Dr. Fábio do Egito Gomes e Dr. Ricardo Arlen Buriti da Costa. Suas orientações e seus ensinamentos, oferecidos com paciência frente às minhas dificuldades, foram fundamentais; em momentos decisivos, eles praticamente pegaram na minha mão para guiar meus passos. Os ensinamentos ministrados, foram a bússola que guiou minha pesquisa, assegurando que cada passo tomado estivesse firmemente no caminho do rigor técnico e da produção acadêmica.

À minha esposa, Háckilla K. C. Moura, cujo amor incondicional, paciência e compreensão iluminaram os dias mais sombrios desta jornada. Aos meus filhos, Lukas, Sophia e Hannah, que com seus sorrisos e abraços me lembravam constantemente do propósito maior do meu esforço e do doce fruto que este árduo trabalho podia trazer. Gratidão ao casal, Pr. Daniel e Sarah Ruley pelo apoio num momento muito difícil.

Agradeço às diretoras Francisca Campos, da escola EEFM Monsenhor Constantino Vieira/PB, e Altamira Cristina, da EEMTI Filgueiras Lima/CE, pela compreensão em momentos fundamentais. Nestes espaços de aprendizado, não só ensinei mas também aprendi lições valiosas que se entrelaçaram com as páginas deste estudo.

Aos amigos Glória e Raul, cujo suporte não se mede, minha gratidão. Raul, você foi a fonte de encorajamento no momento de dúvida e a voz da razão em tempos de incerteza. Aos professores Dr. Igo Paulino, Dra. Ana Roberta, Dr. Douglas Fregolente, Dra. Mirleide Dantas e Dr. Diego Marcelli, gratidão. Este trabalho é um reflexo do apoio e contribuição que cada um de vocês compartilharam comigo. Por tudo isso, meu mais sincero, muito obrigado.

"Nada é tão fácil quanto parece, e tudo leva mais tempo do que se pensa".

Lei de Murphy

"Foi tão árduo que esqueci até pelo que lutava, e mesmo assim, não conseguia mais parar de lutar".

Autor desconhecido.

Resumo

Este estudo investigou as interações não-lineares entre a onda de Kelvin ultra rápida e a maré diurna, utilizando dados de vento do radar meteorológico coletados em São João do Cariri-PB (7,4°S; 36,5°O) durante o ano de 2020. Este estudo teve como objetivo principal investigar a interação não-linear entre a onda de Kelvin ultra rápida e a maré diurna na alta mesosfera equatorial. Para isso, focamos na identificação e caracterização das ondas de Kelvin e na identificação de possíveis ondas secundárias geradas por essa interação. A metodologia e ferramentas analíticas utilizadas para análise de dados incluíram a transformada wavelet, o periodograma Lomb-Scargle e métodos estatísticos, como o ajuste de curvas, que nos permitiu calcular os parâmetros das ondas como também identificar as frequências indicativas de interações não-lineares, especificamente em 0,75 ou 1,25 ciclo por dia. A análise dos resultados revelou sinais consistentes de ondas secundárias — resultantes da interação não-linear entre as ondas primárias: maré e Kelvin — em altitudes e períodos diversos, em particular nos intervalos dos dias do ano 1-16 e 240-260. Os resultados mostraram vários aspectos fundamentais, conseguimos identificar e caracterizar as ondas de Kelvin, calculamos parâmetros como estruturas de fase, comprimentos de onda e amplitudes. Em seguida, caracterizamos a maré diurna, calculando seus parâmetros, como comprimento de onda, estrutura de fase e amplitude. Além disso, prosseguimos com a identificação e a caracterização das ondas secundárias, calculamos seus comprimentos de onda e amplitudes. Esta etapa foi importante para jogar luz no entendimento das interações não-lineares entre as ondas primárias que resultam em secundárias. Observamos modulações na amplitude da maré no mesmo período da onda de Kelvin, um achado importante, embora complexo, mas que evidencia a ocorrência da interação não-linear. Esses resultados mostram a importância de se refinar os métodos de análise para uma melhor compreensão das variações sazonais e de outros fatores que influenciam as perturbações do vento zonal.

Palavras-chave: Ondas de Kelvin, Maré diurna, interação não-linear, (MLT).

Abstract

This study investigated the nonlinear interactions between the ultrafast Kelvin wave and the diurnal tide using meteor radar wind data collected in São João do Cariri-PB (7.4°S; 36.5°W) during the year 2020. The main objective of this study was to investigate the nonlinear interaction between the ultrafast Kelvin wave and the diurnal tide in the high equatorial mesosphere. To achieve this, we focused on identifying and characterizing Kelvin waves and identifying possible secondary waves generated by this interaction. The analytical methodology and tools used for data analysis included a transformed wavelet, Lomb-Scargle periodogram, and statistical methods such as curve fitting, which allowed us to calculate wave parameters and identify frequencies indicative of nonlinear interactions, specifically at 0.75 or 1.25 cycles per day. The analysis of results revealed consistent signals of secondary waves resulting from the nonlinear interaction between the primary waves: tide and Kelvin at various altitudes and periods, particularly within the intervals of days 1-16 and 240-260 of the year. The results highlighted several fundamental aspects: we successfully identified and characterized Kelvin waves, calculated parameters such as phase structures, wavelengths, and amplitudes. Next, we characterized the diurnal tide by calculating its parameters, including wavelength, phase structure, and amplitude. Furthermore, we proceeded with the identification and characterization of secondary waves, calculating their wavelengths and amplitudes. This step was crucial for shedding light on the understanding of nonlinear interactions between primary waves that lead to secondary waves. We observed modulations in tidal amplitude during the same period as the Kelvin wave, an important finding that, although complex, underscores the occurrence of nonlinear interactions. These results demonstrate the significance of refining analysis methods for a deeper understanding of seasonal variations and other factors that impact zonal wind disturbances.

Keywords: Kelvin waves, Diurnal tide, Non-linear interaction, MLT.

Sumário

1	INTRODUÇÃO	1
1.1	Investigando a interação entre ondas na Alta Mesosfera Equatorial	1
1.2	Visão geral da dissertação	4
2	Fundamentação, caracterização das ondas atmosféricas e análise na MLT.	5
2.1	Composição e estrutura da atmosfera	5
2.1.1	Definição de onda	13
2.1.2	Estrutura da atmosfera	15
2.2	Ondas Atmosféricas	19
2.2.1	Ondas de Gravidade	21
2.2.2	Marés Atmosféricas	23
2.2.3	Ondas Planetárias	24
2.3	Ondas de Kelvin com períodos de 3 – 4 dias	25
3	As equações de movimento para um fluido na atmosfera	30

3.1	A 2ª lei de Newton aplicada a um fluido na atmosfera.	30
3.1.1	Dinâmica de um fluido.	30
3.1.2	Equações do movimento para um fluido atmosférico	32
3.1.3	As equações primitivas	34
3.2	Interação não – linear	40
3.2.1	Equações linearizadas para a teoria não-linear	43
4	Análise de dados	46
4.1	O radar meteórico SKiYMET	46
4.1.1	Método dos mínimos quadrados para o cálculo da amplitude e fase da onda.	51
4.1.2	Cálculo da incerteza de propagação da onda de Kelvin e da maré	53
5	Resultados e Discussões	55
5.1	Definição de onda secundária resultante da interação não-linear.	59
5.1.1	Observações de interação não-linear a partir do periodograma de Lomb-Scargle.	60
5.1.2	Parâmetros da onda de Kelvin.	69
5.2	Resultados para a onda secundária com base no periodograma de Lomb-Scargle.	72
5.2.1	Comprimento de onda da maré diurna	76
5.3	Discussão dos resultados para a onda secundária como resultado da interação não-linear	78

5.3.1	Análise de resultados da interação não-linear a partir da modulação da maré pela onda de Kelvin.	80
5.3.2	Síntese analítica dos resultados	85
6	Conclusão	89
	Bibliografia	92

Lista de Figuras

1.1	Vento zonal (painel superior esquerdo) e meridional (painel superior direito) a 91 km de altitude e seus respectivos espectros de potência de Fourier normalizados (painéis no canto inferior esquerdo e direito). Fonte: Egito et. al., (2020) [9].	2
1.2	Amplitude da maré diurna no vento zonal modulada pela UFKW, evento em março de 2005. Fonte: Egito et. al., (2020) [9].	3
2.1	Camadas atmosféricas	8
2.2	Gráfico da amplitude de uma onda numa corda, oscilando conforme a equação de onda senoidal com amplitude e frequência definidas.	14
2.3	Produção de ozônio na Estratosfera. Fonte: NOAA. [30]	16
2.4	Perfil vertical anual médio da temperatura e da pressão em 5° S. Os valores foram tomados do modelo CIRA-86 (The COSPAR International Reference Atmosphere). Fonte: (ALVES, 2007) [2].	18
2.5	Fontes de variabilidade meteorológica na atmosfera média impactando o sistema termosfera-ionosfera. Fonte: McCormack et al.2021 [26].	20

2.6	Ondas de Gravidade Atmosféricas sobre o Mar Árábico. Fonte: Visible Infrared Imaging Radiometer Suite a bordo do satélite Suomi NPP (2012). Disponível em: https://www.dvidshub.net/image/835819/atmospheric-gravity-waves-over-arabian-sea-image-day . Acesso em: 17 jul. 2023.	22
2.7	Dinâmica de interação na troposfera-estratosfera-mesosfera, incluindo contribuição de ondas de gravidade e ondas planetárias. Fonte: ARISE Project. Disponível em http://arise-project.eu/atmospheric-dynamics.php . Acesso em 17/07/23. [1]	23
2.8	Esquema de uma onda de Rossby de comprimento de onda longo, com $Q = f(\theta_2)/H_2 = f(\theta_1)/H_1$	25
2.9	Lozano, (2023).	27
3.1	Esquema da localização de um ponto acima da superfície da Terra. Fonte: (EGITO, 2009) [16].	34
4.1	Radar meteórico SKiYMET. Fonte: EGITO et al. 2023 [11].	47
4.2	Imagem do Estado da Paraíba com destaque para os municípios de João Pessoa, Campina Grande, São João do Cariri e Cajazeiras. Fonte: Adaptado de Alves, Azevedo e Silva (2014) [3].	48
4.3	Transformada Wavelet mostrando a densidade espectral de potência na altitude de 82 km, com destaque para alguns picos que correspondem às possíveis assinaturas das ondas de Kelvin e às marés diurnas. O eixo horizontal indica o tempo medido em dias do ano de 2020.	49
4.4	Espectro zonal da amplitude de Fourier no período de 60 a 75 (29/fev - 15/mar) de 2020.	50

5.1	Transformada wavelet para densidade média anual da energia da componente zonal. Os resultados são para as camadas atmosféricas centradas em (a) 82 km, (b) 85 km, (c) 88 km, (d) 91 km, (e) 94 km e (f) 98 km.	57
5.2	Densidade Espectral de Potência em função da frequência (ciclos por dia) observados entre os dias 1 ao dia 16 de janeiro de 2020. A linha reta horizontal indica o nível de confiança de 90%.	61
5.3	Densidade Espectral de Potência em função da frequência (ciclos por dia), observados entre os dias 60 ao dia 75 (29/fev - 15/mar) de 2020.	63
5.4	Densidade Espectral de Potência em função da frequência (ciclos por dia), observados entre os dias 88 ao dia 103 (28/mar - 12/abr) de 2020.	65
5.5	Densidade Espectral de Potência em função da frequência (ciclos por dia), observados entre os dias 210 ao dia 230 (28/jul - 17/ago) de 2020.	66
5.6	Densidade Espectral de Potência em função da frequência (ciclos por dia), observados entre os dias 240 ao dia 260 (27/ago - 16/set) de 2020.	68
5.7	Amplitude da onda com a propagação de fase e o comprimento da onda de Kelvin com estrutura de fase descendente e seus respectivos máximos em cada altitude. ($T = 3,8$ dias)	70
5.8	Segue as mesmas características da Figura 5.7, com $v = -10,4$ km/dia e comprimento de onda vertical igual a $\lambda = 45,7 \pm (4,4)$ km, ($T = 4,4$ dias).	70
5.9	Segue as mesmas características da Figura 5.7, com $v = -12,4$ km/dia e comprimento de onda vertical igual a $\lambda = 46,0 \pm (11,9)$ km, ($T = 3,7$ dias).	71

5.10	Segue as mesmas características da Figura 5.7, com $v = -9,8$ km/dia e comprimento de onda vertical igual a $\lambda = 37,1 \pm (2,3)$ km, ($T = 3,8$ dias).	71
5.11	Segue as mesmas características da Figura 5.7, com $v = -11,1$ km/dia e comprimento de onda vertical igual a $\lambda = 44,4 \pm (6,7)$ km, ($T = 4,0$ dias).	72
5.12	Dados de vento da onda secundária com $v = -47,5$ km/dia e comprimento de onda vertical igual a $\lambda = 37,5 \pm (11,3)$ km, ($T = 0,79$ dia, $f = 1,266$ ciclo/dia).	75
5.13	Dados de vento da onda secundária com $v = -36,6$ km/dia e comprimento de onda vertical igual a $\lambda = 28,6 \pm (5,4)$ km, ($T = 0,781$ dia, $f = 1,28$ ciclo/dia).	75
5.14	Gráfico de contorno que mostra a amplitude da maré diurna em relação ao horário do dia e à altitude. Dados de vento da maré diurna durante o período de 240 ao dia 260.	76
5.15	Dados de vento da maré diurna com $v = -33$ km/dia e comprimento de onda vertical igual a $\lambda = 33 \pm (2,9)$ km. A linha em vermelho representa o ajuste de curva.	77
5.16	Dados de vento da maré diurna com $v = -16$ km/dia e comprimento de onda vertical igual a $\lambda = 16,2 \pm (2,6)$ km.	78
5.17	A imagem mostra uma série temporal de análise harmônica da amplitude, medida em m/s, com dados de vento da maré (DOY - Day of Year) janelada entre 1 ao dia 16 de janeiro de 2020.	81
5.18	O mesmo da Figura 5.17, análise harmônica janelada no intervalo de 60 ao dia 75 (29/fev - 15/mar) de 2020.	82
5.19	O mesmo da Figura 5.17, análise harmônica janelada no intervalo de 88 ao dia 103 (28/mar - 12/abr) de 2020.	83

5.20 O mesmo da Figura 5.17, análise harmônica janelada no intervalo de 210 ao dia 230 (28/jul - 17/ago) de 2020.	84
5.21 A imagem apresenta uma série temporal de amplitudes em m/s ao longo de vários dias (DOY - Day of Year) em diferentes altitudes em km de uma análise harmônica janelada no intervalo de 240 ao dia 260 (27/ago - 16/set) de 2020.	85

Lista de Tabelas

2.1	Composição média da atmosfera da Terra até cerca de 100 km	10
2.2	Características de ondas planetárias, de maré, de gravidade e de Kelvin	12
2.3	Dimensão temporal das ondas atmosféricas.	21
2.4	Características das ondas de Kelvin.	26
4.1	Fase da onda.	52
5.1	Ocorrências da onda de Kelvin em várias altitudes durante 2020.	59
5.2	Comparação dos comprimentos de onda para diferentes intervalos de DOY.	79

Capítulo 1

INTRODUÇÃO

1.1 Investigando a interação entre ondas na Alta Mesosfera Equatorial

Este trabalho concentra-se no estudo da interação entre duas ondas na região da alta mesosfera equatorial, com um foco específico na compreensão da interação não-linear entre as ondas de Kelvin e a maré diurna. A interação entre essas duas ondas primárias pode gerar uma possível onda secundária cuja frequência característica é a soma ou a diferença entre as frequências das ondas e a principal evidência da ocorrência dessa interação é quando a maré diurna está sendo modulada na mesma frequência da onda de Kelvin.

Essa complexa dinâmica de interações entre ondas de Kelvin e a maré diurna é um exemplo ilustrativo das várias formas de ondas atmosféricas que podem ocorrer na mesosfera equatorial. Neste trabalho, focamos especificamente naquelas ondas cujo mecanismo de força restauradora é a gravidade. Esta força restauradora atua de forma a contrabalançar as perturbações, tendendo a restauração do estado de equilíbrio inicial.

Os fenômenos ondulatórios, como a perturbação de um meio, propagam-se transportando energia e momento. De maneira simples, uma onda numa corda exemplifica esse conceito: um pulso gerado por uma força \vec{F} aplicada cria uma periodicidade sustentada pelo equilíbrio entre essa força e

a elasticidade da corda. Este conceito pode ser estendido para compreensão das ondas atmosféricas do tipo gravidade, por exemplo, quando uma parcela de ar é deslocada, uma força gravitacional contrária surge, tentando restaurar o equilíbrio, resultando numa oscilação com uma frequência característica.

Esta compreensão das ondas e de como elas se propagam e interagem é importante para o foco deste trabalho. Aqui, nosso objetivo é investigar a interação não-linear entre as ondas de Kelvin e a maré diurna, utilizando os dados de vento zonal. De acordo com a teoria linear, as ondas Kelvin são fenômenos confinados à região equatorial, que se propagam para leste e também verticalmente. Elas são caracterizadas por apresentarem perturbações apenas na direção zonal (Andrews, 1987) [4]. Esta característica justifica a nossa escolha em não incluir dados de vento meridional no estudo, já que o sinal das ondas Kelvin é atenuado à medida que o vento se afasta da região do Equador. A Figura 1.1 ilustra estas características: o vento zonal tem um sinal forte da onda de Kelvin, enquanto no vento meridional o sinal é consideravelmente fraco. A figura destaca também a interação não-linear entre as ondas de Kelvin e a maré diurna, com dados e resultados de trabalho já publicado.

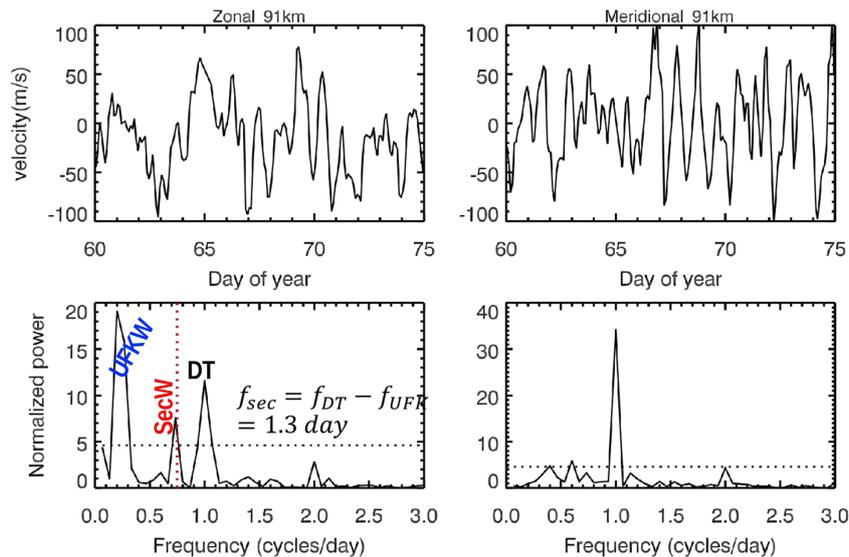


Figura 1.1: Vento zonal (painel superior esquerdo) e meridional (painel superior direito) a 91 km de altitude e seus respectivos espectros de potência de Fourier normalizados (painéis no canto inferior esquerdo e direito). Fonte: Egito et. al., (2020) [9].

A análise dos espectros de potência de Fourier para os ventos zonal e meridional, como apresentado na Figura 1.1 acima, permite uma análise com relação às diferentes frequências de ondas atmosféricas. No painel esquerdo inferior temos o sinal da maré diurna na frequência de 1,0 ciclo/dia e o sinal da onda ultra rápida de Kelvin na frequência de 0,25 ciclo/dia. Notavelmente, a frequência de 0,75 ciclo/dia sugere uma interação não-linear da onda de Kelvin com a maré diurna sendo este sinal uma possível assinatura da onda secundária. Esta evidência pode ser ratificada quando se verifica numa análise harmônica que a amplitude da maré diurna está sendo modulada na mesma frequência da onda ultra rápida de Kelvin, conforme se verifica na Figura 1.2 a seguir.

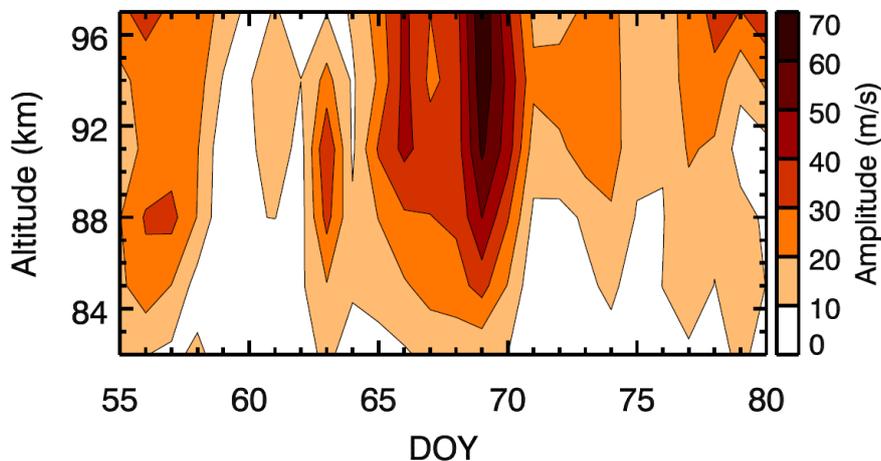


Figura 1.2: Amplitude da maré diurna no vento zonal modulada pela UFKW, evento em março de 2005. Fonte: Egito et. al., (2020) [9].

Observando a Figura 1.2 acima nota-se que a amplitude da maré diurna no vento zonal está sendo modulada no mesmo período da onda ultra rápida de Kelvin (UFKW), em aproximadamente 3 a 4 dias. Esta modulação na mesma frequência caracteriza a presença de interações não-lineares atestando as hipóteses levantadas anteriormente. A análise harmônica serve, portanto, como uma ferramenta valiosa para mostrar essas interações não-lineares e reforça a relevância dos resultados obtidos na Figura 1.1. À luz desses achados (e.g.¹, Egito, 2018; Egito, 2020; Gan et al., 2017; Nystron et al., 2018; Nguyen et al., 2016; Pancheva et al., 2000; Pancheva et al., 2004; Teitelbaum et

¹A abreviação "e.g." é uma sigla do latim "exempli gratia", que significa "por exemplo", significando que, a fonte, pode ser consultada sobre o assunto mencionado.

al., 1991) [9, 10, 14, 29, 31, 33, 34, 40], o próximo passo de nossa investigação envolve aprofundar o entendimento dos mecanismos envolvidos na interação não-linear e na modulação da maré diurna, calcular os parâmetros das ondas de Kelvin e da maré diurna e determinar como tais interações podem influenciar os parâmetros da onda secundária como resultado de ocorrência da interação entre essas ondas primárias.

Neste estudo, utilizando dados de vento coletados em São João do Cariri-PB, investigamos interações complexas entre a onda de Kelvin ultra rápida e a maré diurna, por meio de métodos analíticos estatísticos, incluindo a transformada wavelet e o periodograma Lomb-Scargle. Este trabalho visa identificar padrões de ondas secundárias geradas por interações não-lineares, ilustrando assim a interconexão entre conceitos fundamentais de ondas e fenômenos atmosféricos complexos.

1.2 Visão geral da dissertação

- ☞ No Capítulo 2 é feita uma abordagem das ondas atmosféricas, desde uma concepção básica de onda como perturbações até sua classificação em Ondas de Gravidade, Marés Atmosféricas e Ondas Planetárias, com ênfase na região da Mesosfera e baixa Termosfera (MLT)². Analisamos a periodicidade dessas ondas atmosférica na MLT.
- ☞ No Capítulo 3 apresentamos as equações de movimento para um fluido na atmosfera comentando as forças newtonianas e inerciais que regem o movimento para um fluido atmosférico e as equações primitivas como também as equações da teoria não-linear.
- ☞ No Capítulo 4 é apresentado o instrumento utilizado para obtenção dos dados de vento bem como a metodologia utilizada na obtenção para a análise dos dados.
- ☞ No capítulo 5 são apresentados os principais resultados obtidos com a caracterização das ondas estudadas com a transformada wavelet e o periodograma Lomb-Scargle.
- ☞ No capítulo 6 são apresentadas as principais conclusões deste trabalho.

²MLT – (Mesosphere and Lower Thermosphere).

Capítulo 2

Fundamentação, caracterização das ondas atmosféricas e análise na MLT.

2.1 Composição e estrutura da atmosfera

A atmosfera, uma intrincada camada de gases e partículas, envolve a Terra graças à força gravitacional. É devido à força gravitacional que a atmosfera permanece ao redor do nosso planeta desempenhando um papel fundamental em proporcionar condições favoráveis à proteção e manutenção da vida na Terra, além de ser um ambiente repleto de interações diversas. Através de uma série de interações, a atmosfera regula o clima, protege contra radiações prejudiciais e, entre outras funções, mantém a temperatura média global em equilíbrio.

Segundo dados do NOAA¹, no século 20, a média global foi de 13,9 °C (57,0 °F), sendo 2022 o sexto ano mais quente desde que os registros globais começaram a ser feitos em 1880, com 0,86 °C (1,55 °F) acima da média. Caso não houvesse atmosfera na Terra o efeito estufa não existiria e a temperatura média da superfície da Terra segundo dados do INPE², seria de -18 °C.

A radiação solar que alcança a Terra, parte dela atravessa a atmosfera e é parcialmente absorvida pela superfície terrestre, o que gera em sua superfície ondas de calor e esta, então, emite

¹National Oceanic and Atmospheric Administration; Disponível em: <https://bit.ly/NOAA-nationalOcean>

²<https://bit.ly/dadosINPE>

energia na forma de radiação infravermelha e que fica presa na atmosfera provocando o fenômeno chamado efeito estufa. Assim, enquanto a atmosfera é em grande parte transparente à radiação solar, ela apresenta uma certa absorção em relação às ondas de calor geradas na superfície da Terra mantendo a temperatura global média praticamente constante.

Comparado ao planeta Mercúrio, a importância de uma atmosfera fica ainda mais evidente. Mercúrio, cuja atmosfera é tão tênue que pode-se considerar que não existe atmosfera lá e isso lhe confere uma característica singular extrema de que durante o dia, quando voltado para o Sol, atinge 430 °C, enquanto à noite, longe da luz solar direta, cai bruscamente para -180 °C³ [28]. Assim, por não possuir atmosfera, Mercúrio experimenta variações bruscas de temperatura, tornando a vida, tal qual a conhecemos, praticamente impossível.

A atmosfera é dividida em camadas que apresentam características dinâmicas intrínsecas e distintas em cada uma delas. A primeira delas é a Troposfera, seu nome deriva do grego "*tropos*" (τρόπος "virar" ou "mudar"), com início desde o nível do mar se estendendo até cerca de 8 a 15 km de altitude, isso porque, a altura exata pode variar dependendo da latitude, sendo mais alta nos trópicos e mais baixa nos polos. Nesta camada tem-se a formação de nuvens de 2 a 12 km e é nesta altitude que sobrevoam os aviões comerciais visando evitar as condições climáticas mais severas encontradas na troposfera inferior.

Depois temos a Estratosfera, (do lat. "*stratus*" sig. cobertura) localizada por volta de 15 a 50 km de altitude, é nesta camada que predomina o ozônio, O_3 , a chamada camada de ozônio que absorve a maior parte da radiação ultravioleta (UV) do Sol e desempenha um papel crucial na proteção da vida na Terra. A maior concentração de ozônio se localiza nessa camada, por volta de 20 a 30 km de altitude. Balões meteorológicos ou sondas, usados para pesquisa científica, podem atingir altitudes cerca de 40 quilômetros.

A Mesosfera (do grego "*meso*" (μέσος) "meio" ou "intermediário") é a terceira camada

³Disponível em <<https://solarsystem.nasa.gov/planets/mercury/in-depth/>>.

atmosférica terrestre localizada entre cerca de 50 a 85km de altitude, é nesta camada onde ocorre a ablação, termo usado para descrever a queima de um meteoróide quando entra na atmosfera, devido ao atrito com as moléculas do ar causando aquecimento extremo e desintegração. O fenômeno da queima chamado de meteoro, observado como "riscos de luz" conhecido popularmente de "estrelas cadentes". A temperatura na mesosfera diminui com a altitude sendo a camada mais fria da atmosfera, o que será detalhado mais adiante.

A Termosfera (do grego "*thermos*" (θερμός) "quente" ou "calor") é a quarta camada atmosférica da Terra com maior extensão em relação as demais e estendendo-se de 85 até cerca de 600 km; embora exista uma região de fronteira denominada pausa que será detalhada mais adiante, é a camada que apresenta temperaturas extremamente altas devido à absorção da radiação solar. Embora elétrons livres possam ser encontrados em outras camadas da atmosfera, é nesta região que eles estão em maior abundância. É devido à radiação ionizante que faz com que elétrons sejam arrancados de seus átomos e moléculas. Contudo, a ionosfera começa em torno de 60 km na mesosfera, é nesta região da Termosfera que se localiza a chamada ionosfera, camada essencial para a propagação de ondas de rádio para a Terra.

É também nesta região que ocorrem as auroras boreais⁴ (hemisfério Norte) e austrais⁵ (hemisfério Sul). Estas são causadas pela interação do campo magnético terrestre com partículas carregadas originárias do vento solar. Quando essas partículas colidem com os átomos e moléculas presentes na termosfera, elas emitem luz, criando o fenômeno visual conhecido como aurora. Embora, a maioria das auroras ocorrem entre 100 e 250 quilômetros, elas podem ocorrer até cerca de 500 km.

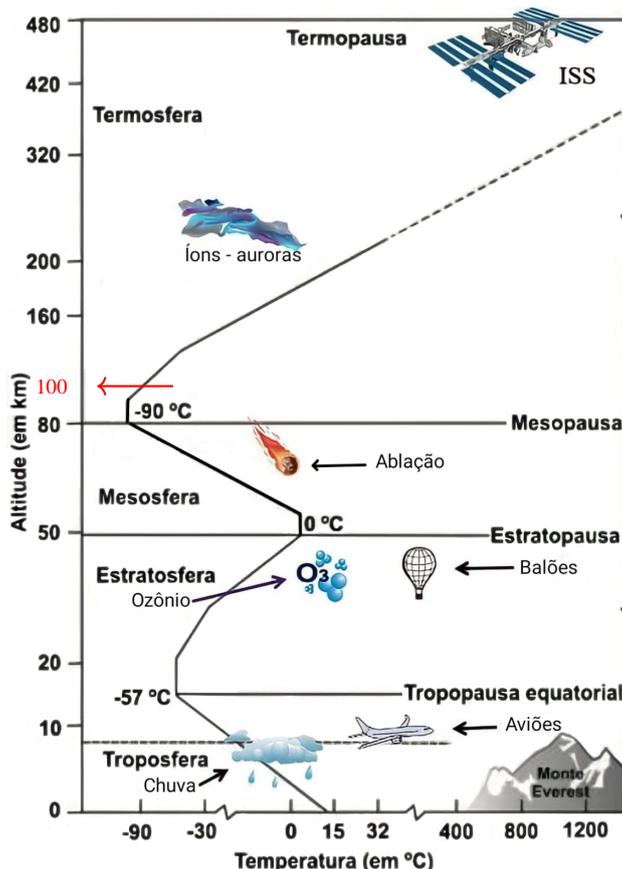
A Exosfera é a camada mais externa da atmosfera, situada logo após a Termosfera, começando aproximadamente entre 600 a 1000 km de altitude. Essa é uma estimativa aproximada, pois nessa região, não utilizamos valores precisos, pois existe uma região de transição entre uma e outra camada, chamada de 'pausa', por exemplo; termopausa. Acima da termopausa, ou seja, na exosfera, a

⁴Bóreas, na mitologia grega, é o deus que personifica o vento norte.

⁵Do latim, "australis" ou "austral – significa – do sul".

atmosfera é extremamente fina e as partículas de gases são capazes de moverem-se para o espaço aberto, ou espaço sideral. A seguir, mostramos a Figura 2.1 que descreve essas camadas e suas características em relação à altitude.

Figura 2.1: Camadas atmosféricas



Fonte: (Adaptado de Christopherson, R. W. (2012) [6]. Disponível em: <https://bit.ly/47nJ6Se>. Acesso em: 06/11/2023.)

Nessa pesquisa, focamos nossa atenção na região da MLT da atmosfera terrestre. Para entender melhor as implicações desta região, detalharemos as camadas atmosféricas que exerce o maior impacto direto em nosso clima nas condições meteorológicas como também a região compreendida entre 80 a 100 km de altitude. Começando com a troposfera, que é onde acontecem os principais fenômenos climáticos e mudanças meteorológicas, como chuva, vento e nuvens, sua extensão se dar desde a superfície da Terra, ao nível do mar, até uma altitude que pode variar entre 8 e

15 km, considerando que esse intervalo seria a fronteira de separação entre a Troposfera e Estratosfera, também chamada de Tropopausa e que pode variar dependendo da localização geográfica (regiões polares ou equatorial) e da época do ano.

Além das variações climáticas e meteorológicas mencionadas anteriormente, que ocorrem predominantemente na troposfera, há também fatores como radiação solar⁶, energia⁷, momento⁸ e variações zonais⁹ que influenciam a variabilidade desses parâmetros, estes são relevantes, visto que essa região é altamente suscetível às alterações e possui um papel importante no equilíbrio energético da atmosfera. Por isso, a compreensão desses fatores é crucial para melhorar as projeções sobre modelos que melhor descrevam o comportamento da atmosfera em toda sua dinamicidade.

No contexto dos fatores mencionados que influenciam a variabilidade dos parâmetros atmosféricos, devemos considerar a estrutura da atmosfera da Terra. Esta começa pela troposfera e se estende até a termosfera, nesse intervalo concentramos nossa atenção na mesosfera e baixa termosfera, uma pequena região de transição compreendida entre 80 km e 100 km de altitude. Esta região é designada MLT (Mesosphere and Lower Thermosphere), onde ocorrem diversos processos que afetam o equilíbrio e a composição da atmosfera tornando-a muito dinâmica, por isso, a compreensão desses processos é essencial para prever e atenuar os impactos das variações atmosféricas na tecnologia e nas atividades em que pessoas se utilizem de dispositivos para navegação como o GPS, por exemplo.

Nesta região atmosférica tem-se cada vez mais aumentado o interesse pelo estudo dos processos dinâmicos e químicos, especialmente na área próxima à mesopausa. Há uma necessidade de cada vez mais de se investigar e entender os mecanismos relacionados às transformações globais decorrentes do efeito das atividades humanas e seus desdobramentos naturais.

⁶Radiação solar: influencia a temperatura, a pressão e a circulação atmosférica.

⁷Energia: referindo-se às trocas de energia entre as camadas da atmosfera e a superfície terrestre.

⁸Momento: relacionado ao movimento e a transferência de momento entre as camadas atmosféricas, como os ventos.

⁹Variações zonais: mudanças na distribuição de características atmosféricas em diferentes zonas, como latitude e altitude.

Interações entre partículas energizadas e atmosfera neutra na MLT são responsáveis pela formação e destruição de moléculas presentes nesta região, como o ozônio e a hidroxila. Essas interações ocorrem mais rapidamente na mesosfera em função das condições físicas e químicas dessa região, isso leva a uma diminuição na concentração de ozônio e outras moléculas em reações químicas e fotodissociação induzida pela radiação solar e por partículas energizadas. A composição da atmosfera terrestre em se tratando de gases é composta basicamente numa proporção de 78% de nitrogênio molecular, 21% de oxigênio molecular sendo esses dois gases os mais abundantes representando quase 99% do volume gasoso presente na atmosfera. A Tabela 2.1 a seguir nos dá uma visão geral dos constituintes de concentração gasosa da atmosfera terrestre até cerca de 100 km de altitude.

Tabela 2.1: Composição média da atmosfera da Terra até cerca de 100 km

Gás Constituinte		Concentração	Massa molecular
Nitrogênio	(N ₂)	78,08	28,02
Oxigênio	(O ₂)	20,94	32,00
Argônio	(A)	0,94	39,44
Vapor de água	(H ₂ O)	0-4	18,02
Dióx. de carbono	(CO ₂)	325 (p.p.m)	44,01
Neon	(Ne)	18 (p.p.m)	20,18
Hélio	(He)	5 (p.p.m)	4,00
Kriptônio	(Kr)	1 (p.p.m)	83,70
Hidrogênio	(H)	0,5 (p.p.m)	2,02
Ozônio	(O ₃)	0-12 (p.p.m)	48,00

Variação da composição da atmosfera com a altitude Homosfera (até 100 km).

Fonte: Adaptado de PEIXOTO, J. P. (1979). [35]

A dinâmica da MLT é fortemente influenciada pela propagação de ondas atmosféricas, como as ondas de gravidade, ondas planetárias e ondas de maré, estas são geradas na tropopausa algo em torno de 50 km de altitude, conforme mostra a Figura 2.1. Essas ondas podem transferir energia e momento de uma camada para outra, desempenhando um papel fundamental na circulação e na distribuição de constituintes atmosféricos. A interação das ondas atmosféricas com o vento médio¹⁰

¹⁰O termo "vento médio" é usado na meteorologia para descrever o fluxo de vento que representa uma média temporal

pode levar à formação de instabilidades dinâmicas, resultando em turbulência e mistura na MLT.

Além da influência das ondas atmosféricas mencionadas, a complexidade da dinâmica da MLT é acentuada pela presença de Oscilações Intrasazonais (ISO). Estas oscilações são flutuações atmosféricas do vento zonal observadas na mesosfera equatorial e na baixa termosfera. Estudos observacionais apresentam a importância das ISO na modulação dos ventos cujo período varia entre 10 a 100 dias (e.g., Andrews, 1987; Miyoshi and Fujiwara, 2006, apud Egito et al., 2018), [4] [27] [10].

Na região equatorial, em baixa latitude, os ventos zonais apresentam características da Quasi-Biennial Oscillation (QBO), com ocorrência de aproximadamente 28 meses na região da estratosfera e provoca alternância dos ventos leste e oeste. Temos também oscilações Semi-Annual Oscillation - SAO que envolvem a variação regular dos ventos na estratosfera equatorial em um ciclo de aproximadamente 6 meses. Hirota (1978), [18] afirma que o comportamento de longo prazo das ondas de Kelvin, na baixa estratosfera equatorial mostram haver predominâncias dessas ondas quando o momento básico de oeste está aumentando no QBO. Isso é bastante coerente porque, como as ondas de Kelvin se propagam para leste, estas têm predominância maior quando a fase de ventos de oeste (momento básico de oeste) está aumentando nas oscilações quase-bienal, pois durante a fase ascendente da QBO, em que os ventos estão se fortalecendo, as ondas de Kelvin são mais frequentes na MLT.

De modo geral, a dinâmica da mesosfera e baixa termosfera (MLT) é influenciada por uma variedade de processos dinâmicos como o vento zonal médio cuja característica é a presença de oscilações de grandes amplitudes e longos períodos (ALVES, 2017) [2].

No ambiente equatorial, os processos dinâmicos são distintos dos encontrados em outras latitudes, e os movimentos ondulatórios em grande escala apresentam características únicas quando comparados aos observados em latitudes médias e altas. Nessa região, existem ondas que exibem propriedades combinadas de ondas de gravidade e ondas de Rossby, como a onda de Kelvin e a e/ou espacial.

onda mista de Rossby-Gravidade, que são exemplos notáveis (Matsuno, 1966; Holton, 1972; Holton, 1992) [25] [20] [19]. Um aspecto fundamental das ondas equatoriais é o seu confinamento latitudinal, o que significa que sua propagação ocorre apenas ao longo do equador, com amplitudes diminuindo conforme a latitude aumenta.

As ondas equatoriais têm um papel significativo no equilíbrio energético da atmosfera equatorial. Por exemplo, estudos das variações sazonais de ondas de Kelvin ultra-rápidas revelaram que as alterações nas amplitudes dessas ondas são dominadas por uma periodicidade semi-anual, sugerindo uma relação entre elas e as oscilações semi-anuais mesosféricas e/ou estratosféricas (Yoshida et al., 1999). Supõe-se que o transporte de momentum associado às ondas equatoriais seja parcialmente responsável pelo forçante da oscilação quase bienal da estratosfera (Andrews et al., 1987).

Tabela 2.2: Características de ondas planetárias, de maré, de gravidade e de Kelvin

Tipo de onda	Período
Onda planetária	2, 5, 10 e 16 dias.
Onda de maré	8 h, 12 h, 24 h.
Onda de gravidade	5 min a algumas horas.
Onda de Kelvin	3 a 20 dias

De acordo com Alves (2017) [2], estudos publicados a respeito do tema para a compreensão acerca da dinâmica na área próxima à mesopausa equatorial e às latitudes baixas do hemisfério sul ainda é pouco e isso indica que há uma necessidade de pesquisas adicionais que colaborem para um melhor entendimento através da identificação, caracterização e tipificação de movimentos periódicos que melhor descrevam o comportamento dinâmico dessa região.

A finalidade principal deste trabalho é investigar a interação não linear entre a onda de Kelvin ultra rápida e a maré atmosférica, com dados de ventos meteóricos da alta mesosfera equatorial do nordeste brasileiro sobre São João do Cariri-PB (7,4°S; 36,5°O). Para alcançar esta meta, os

objetivos específicos incluem: identificar a ocorrência de ondas de Kelvin e extrair seus parâmetros; identificar as assinaturas de possíveis interações não lineares; e caracterizar as interações não lineares em termos das ondas secundárias geradas e seus parâmetros, como amplitude, propagação vertical de fase e comprimento de onda vertical.

2.1.1 Definição de onda

Uma onda, de maneira bem simples, é uma perturbação provocada em um meio no qual se propaga transportando energia e momento. No caso de uma corda, uma força \vec{F} aplicada nesta seria o pulso a causa que provoca a propagação, conferindo-lhe uma periodicidade advinda do equilíbrio entre a força \vec{F} (pulso) e uma força restauradora na corda, a qual poderíamos chamar de "elasticidade" da própria corda. Se a aplicação de tal força \vec{F} cessasse, a onda se desfaria em decorrência do desequilíbrio entre essas forças.

A equação $y(x,t) = A \sin(kx - \omega t)$ é conhecida como a função de onda harmônica, descrevendo o comportamento de uma onda se propagando no tempo e espaço. O termo $y(x,t)$ fornece o deslocamento vertical da onda e A é a amplitude ou altura da onda em uma determinada posição x e tempo t , o seno fornece a periodicidade da onda. O termo kx descreve a variação espacial com k sendo o número de onda que é uma medida de quantas oscilações ocorre por unidade de comprimento (m), semelhantemente, o termo ωt descreve a variação temporal sendo ω a frequência angular por unidade de tempo.

Figura 2.2: Gráfico da amplitude de uma onda numa corda, oscilando conforme a equação de onda senoidal com amplitude e frequência definidas.

O número de onda, representado pela letra k , é uma medida fundamental, ele indica o número de ciclos de onda por unidade de distância. Matematicamente é definido como o inverso do comprimento de onda λ cuja unidade é radianos por metro:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (2.1)$$

Com isso a velocidade de fase de uma onda, v_p , pode ser expressa em termos da frequência angular ω e do número de onda k :

$$v_p = \frac{\omega}{k} \quad (2.2)$$

Além disso, a frequência angular ω está diretamente relacionada à frequência f da onda por:

$$\omega = 2\pi f \quad (2.3)$$

Substituindo as relações para ω e k na expressão de v_p , obtemos a fórmula que relaciona a

velocidade da onda com seu comprimento de onda e frequência:

$$v_p = \frac{2\pi f}{\frac{2\pi}{\lambda}} \rightarrow v = \lambda f \quad (2.4)$$

Por outro lado, a velocidade de grupo v_g é definida como a velocidade com que a energia da onda ou informação que ela possui se propaga. Matematicamente é a derivada parcial da frequência angular em relação ao número de onda:

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} \quad (2.5)$$

Portanto, enquanto a velocidade de fase v_p é determinada pela relação entre a frequência da onda e seu comprimento de onda, a velocidade de grupo v_g depende de como a frequência angular varia com o número de onda..

2.1.2 Estrutura da atmosfera

A atmosfera terrestre é convencionalmente dividida em cinco camadas principais, cada uma com suas próprias características físicas e químicas distintas. Essas camadas são separadas por quatro regiões de transição chamadas pausas. Na Figura 2.4, podemos ter uma visão geral das cinco camadas da atmosfera terrestre, em ordem crescente de altitude, logo abaixo uma descrição detalhada de cada uma delas. A curva na cor preta representa a temperatura e seu comportamento ao longo das camadas, nesta curva podemos notar uma diminuição da temperatura na Troposfera

Essa tendência pode ser atribuída ao modo como o Sol aquece Terra: inicialmente, a radiação solar aquece a superfície terrestre, que, por sua vez, aquece o ar acima dela, a superfície ao absorver a radiação solar se torna a fonte primária de calor, transferindo essa energia térmica para o ar próximo à superfície por condução e convecção. Assim, as temperaturas mais elevadas são encontradas próximas ao solo, diminuindo progressivamente com o aumento da altitude. Esse fenômeno é reforçado pelo processo adiabático de resfriamento do ar à medida que este ascende e se expande na

atmosfera, onde a pressão é menor, contribuindo para a diminuição da temperatura com a altitude (Haby, 2024) [17].

Já na Estratosfera esta correlação entre pressão e temperatura não se mantém, pois apesar das partículas continuarem diminuindo, conseqüentemente, a pressão também diminui, o que se tem é um aumento da temperatura devido à absorção da radiação solar por parte de ozônio. A interação desta radiação com o oxigênio molecular na atmosfera terrestre é um processo complexo que resulta em um aumento de temperatura e na formação de ozônio. A Figura 2.3 ilustra a reação de produção do O₃, na Estratosfera.

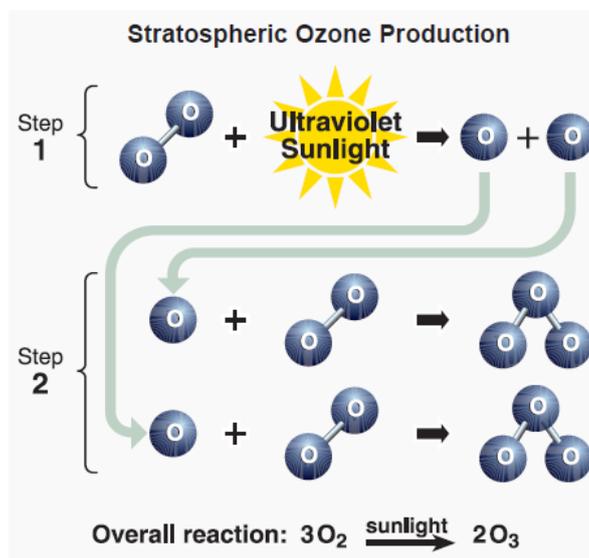


Figura 2.3: Produção de ozônio na Estratosfera. Fonte: NOAA. [30]

A radiação de alta energia, como os raios ultravioleta (UV) interage diretamente com as moléculas de oxigênio levando à ionização do oxigênio, com isso, a energia dos fótons solares é tão grande que eles conseguem arrancar elétrons das moléculas de oxigênio. A equação a seguir mostra de forma simplificada a reação de produção do O₃.



Segundo Martins (2007) [24], a formação do ozônio ocorre por meio de um processo fotoquímico e isso envolve a fotólise do dióxido de nitrogênio (NO_2), que é rapidamente convertido de NO em NO_2 , em processo de combustão. A seguir temos uma equação que diminui a quantidade de oxigênio em decorrência de processos de queima, como uma das razões para a diminuição do ozônio.



Continuando sobre a leitura da Figura 2.4, percebe-se que, logo após a estratosfera, fora da camada que apresenta concentração de ozônio, há uma diminuição de temperatura na mesosfera, voltando a aumentar na termosfera. Isso é explicado pelo fato de a densidade das moléculas diminuir e as poucas partículas ali presentes estarem em altas velocidades sob a ação de altas energias ionizantes.

A curva vermelha representa a diminuição da pressão à medida que aumenta a altitude mostrando uma redução significativa por volta dos 40 km de altura.

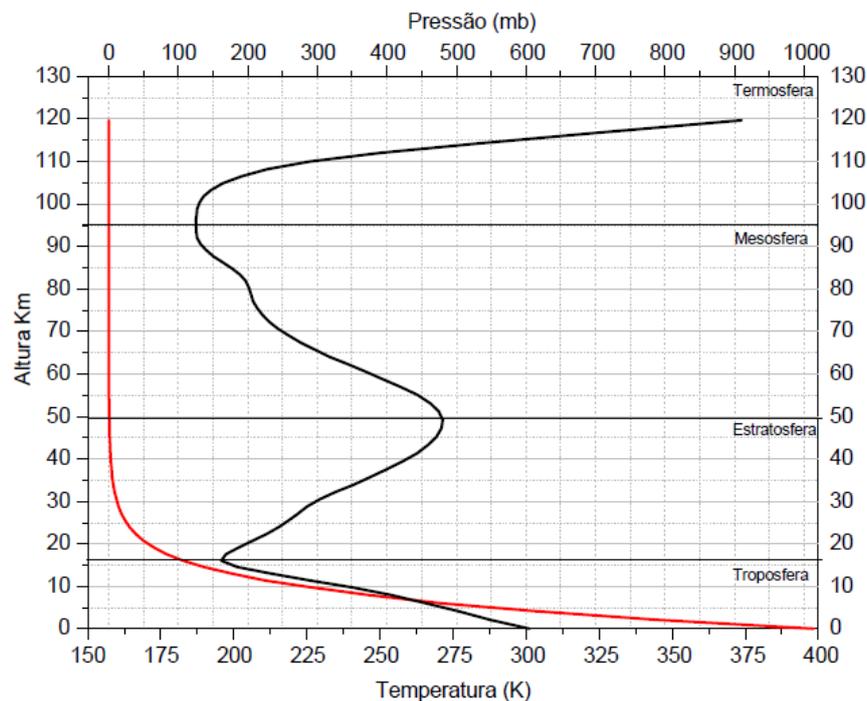


Figura 2.4: Perfil vertical anual médio da temperatura e da pressão em 5° S. Os valores foram tomados do modelo CIRA-86 (The COSPAR International Reference Atmosphere). Fonte: (ALVES, 2007) [2].

De modo geral, na Figura 2.4, temos o comportamento da temperatura nas camadas atmosféricas começando por volta de 300 K na Troposfera, camada mais baixa da atmosfera e que se estende da superfície da Terra até cerca de 12 km de altitude, em média, é nela onde ocorrem os fenômenos de interesse meteorológico (Alves, 2007) [2]. Ela contém a maioria dos gases da atmosfera, incluindo nitrogênio (N_2), oxigênio (O_2) e dióxido de carbono (CO_2), metano (CH_4), bem como vapor de água (H_2O).

A mesosfera é uma camada da atmosfera que se estende de cerca de 50 a 95 km de altitude e está localizada acima da estratopausa, é nesta região que se concentra nosso estudo sobre as ondas de Kelvin ultra rápida devido à dinâmica que ali acontece como, por exemplo, a mistura constante de gases desde 50 km até 110 km de altura. É também nesta camada que ocorrem a ablação dos meteoróide ao entrar em contato com a atmosfera. Na mesosfera a temperatura diminui com a altitude, e as temperaturas mais frias da atmosfera terrestre são atingidas nessa região, podendo

chegar a valores menores do que 180 K na mesopausa em torno de 100 km. Além disso, na mesosfera o processo de radiação é muito importante na remoção de calor. Segundo Alves, (2007), a remoção de calor na mesosfera é uma característica importante e ocorre principalmente por processos de radiação, com diminuição de temperatura como pode ser vista, na Figura 2.4. No entanto, a baixa temperatura dessa região não pode ser explicada somente por esses processos, sendo necessária a consideração dos movimentos ondulatórios e de transferência de momentum.

A termosfera se estende de uma altitude por volta de 95 a 600 km de altitude. É nesta camada que ocorrem as auroras devido à interação entre partículas carregadas do Sol e a atmosfera terrestre. A temperatura na termosfera aumenta com a altitude devido à absorção da radiação solar.

2.2 Ondas Atmosféricas

As ondas atmosféricas são fenômenos presentes em várias camadas da atmosfera, sendo particularmente estudadas na alta mesosfera ou baixa termosfera. Essas ondas podem ocorrer em altitudes que variam de 50 km a mais de 100 km, dependendo do tipo e das condições atmosféricas. São perturbações que se propagam na atmosfera terrestre deslocando o ar enquanto transportam energia e *momentum*. Elas atuam como forçantes de outras perturbações na atmosfera e, por isso, é importante descrever a atmosfera levando em conta variáveis do campo de fundo como temperatura, pressão e densidade que afetam a composição atmosférica de gases, moléculas e íons.

A Figura 2.5 fornece uma representação visual e apresenta exemplos de influenciadores internos da variabilidade do sistema Termosfera-Ionosfera, incluindo ondas de escala planetária, ondas de gravidade e marés. Estes fenômenos são originados na troposfera e na estratosfera e ascendem através da atmosfera média, que neste contexto se estende até cerca de 150 km de altitude (McCormack et al.2021) [26].

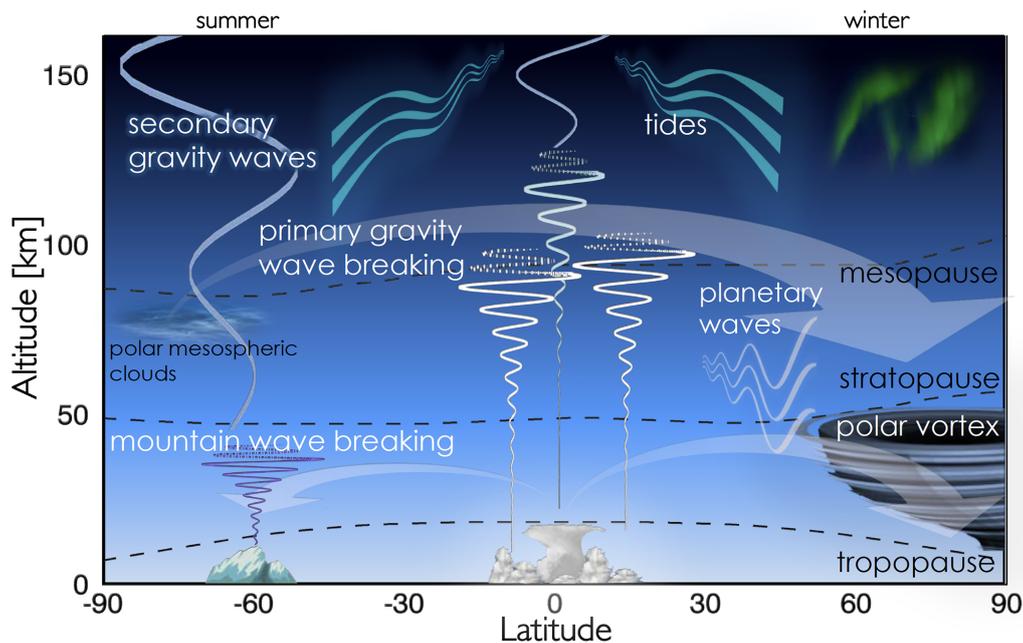
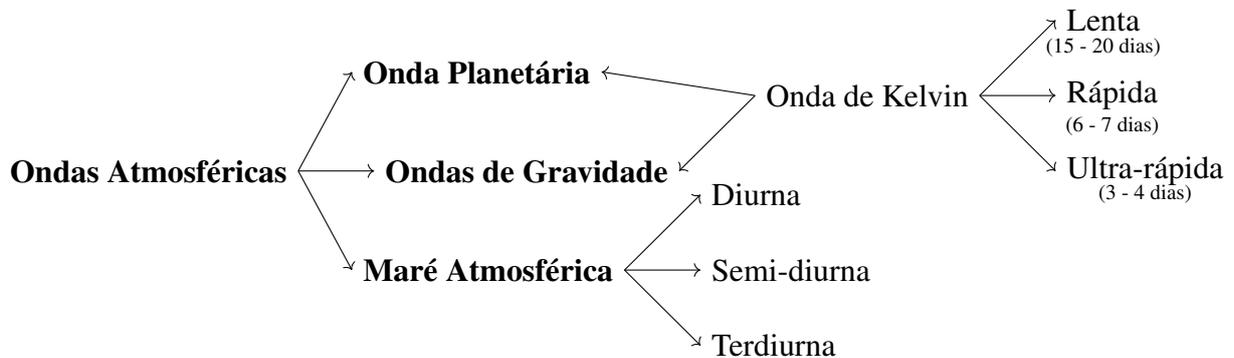


Figura 2.5: Fontes de variabilidade meteorológica na atmosfera média impactando o sistema termosfera-ionosfera. Fonte: McCormack et al.2021 [26].

Para caracterizar de forma precisa a periodicidade e a natureza dinâmica desses fenômenos atmosféricos, recorreremos a ferramentas matemáticas avançadas. O *Lomb-Scargle* é um algoritmo bem conhecido, a análise de dados com o periodograma de Lomb-Scargle é empregada para detectar e caracterizar periodicidade em séries temporais que podem apresentar irregularidades ou espaçamento não uniforme (Jacob, 2018) [41]. Já a transformada *wavelet*¹¹ é um método analítico que analisa variações de potência em séries temporais, destacando-se por sua capacidade de identificar periodicidades em diferentes escalas temporais e não necessita de uma série estacionária (Santos, 2013) [37]. Contudo, é importante considerar que a atmosfera é uma entidade contínua, onde não há diferença entre a constituição de uma partícula e outra, o que significa que é possível estudar uma região de forma microscópica e expandir os resultados de forma macroscópica. Portanto, a descrição da atmosfera deve ser feita de forma quantitativa e contínua, levando em conta as variações dessas variáveis ao longo do espaço e do tempo. As principais ondas atmosféricas de interesse geofísico são

¹¹O termo *wavelet* deriva do francês "*ondelette*", que significa 'onda pequena' e é traduzido para o português como ondaletas.

categorizadas de acordo com seu período. As ondas atmosféricas são diferenciadas uma da outra pela dimensão espacial e principalmente temporal, entre elas, destacam-se as Ondas de gravidade, Marés atmosféricas e Ondas planetárias.



Temporal	Período
Onda Planetária	2, 5, 10 e 16 dias
Onda de gravidade	5 min a algumas horas
Maré atmosférica	24h, 12h, 8h

Tabela 2.3: Dimensão temporal das ondas atmosféricas.

2.2.1 Ondas de Gravidade

As ondas de gravidade de interesse geofísico são geradas principalmente pela flutuação da pressão atmosférica. Apresentam características de dimensões espaciais da ordem de centenas de quilômetros e da dimensão temporal cujo período vai de 5 minutos a algumas horas e escala horizontal de alguns milhares de quilômetros. Quando uma parcela de ar é deslocada verticalmente, sendo a gravidade o mecanismo restaurador, este tenta restaurá-la à sua posição original, criando uma oscilação.

Quando há uma variação pressão em uma determinada região da atmosfera, ocorre uma perturbação no gradiente de pressão dessa região, gerando ondas de gravidade. As ondas de gravidades surgem da combinação da estratificação e dos efeitos da força de Coriolis. Sua origem se

deve ao desequilíbrio entre a força gravitacional e o gradiente de pressão. As ondas de gravidades apresentam como efeitos de sua ocorrência o surgimento de turbulência na atmosfera, transporte de momento e energia, como também, interação com marés e ondas planetárias, apresentando em média comprimento de ondas horizontais menores que 50 km. Na Figura 2.6 na qual é possível ver nuvens com "estrias" que aparecem frente a superfície do mar sendo também um exemplo de reflexão de ondas de gravidade.

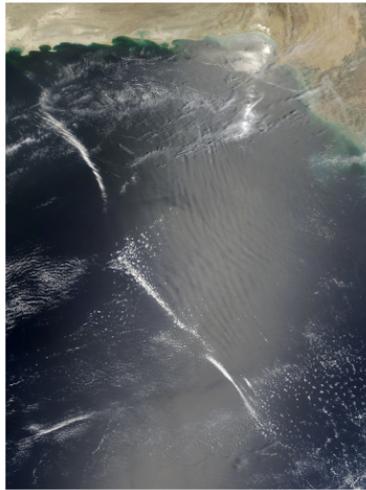


Figura 2.6: Ondas de Gravidade Atmosféricas sobre o Mar Árábico. Fonte: Visible Infrared Imaging Radiometer Suite a bordo do satélite Suomi NPP (2012). Disponível em: <https://www.dvidshub.net/image/835819/atmospheric-gravity-waves-over-arabian-sea-image-day>. Acesso em: 17 jul. 2023.

As ondas de gravidade apresentam como efeitos de sua ocorrência o surgimento de turbulência na atmosfera, transporte de momento e energia, como também, interação com marés e ondas planetárias, apresentando em média comprimento de ondas horizontais menores que 50 km, haja vista que, ondas cujos comprimentos sejam maiores que 50 km são difícil de serem observadas Takahashi et al. (2009) [39].

2.2.2 Marés Atmosféricas

Marés atmosféricas são oscilações cujos períodos são sub-harmônicos do dia solar ou lunar. São oscilações com período de 24, 12, 8 h, ou seja, são submúltiplos do dia solar (COSTA, 1999) com escala da ordem da circunferência da Terra, sendo a maré atmosférica também classificada como onda de gravidade, pois a força restauradora que nela atua é a gravidade, embora existam modos de maré cuja força restauradora são forças fictícias e nesse caso, não reportaremos a estes, mas sim aos modos nos quais as ondas correspondem à resposta ressonante da atmosfera, como uma oscilação forçada devido à absorção da radiação solar fazendo com que a onda oscile de acordo com os submúltiplos do dia solar, ou seja, quando perturbada a atmosfera produz ondas nos períodos mencionados acima, podendo oscilar livremente. Assim a principal característica para diferenciar entre uma outra onda é justamente o período e a extensão espacial.

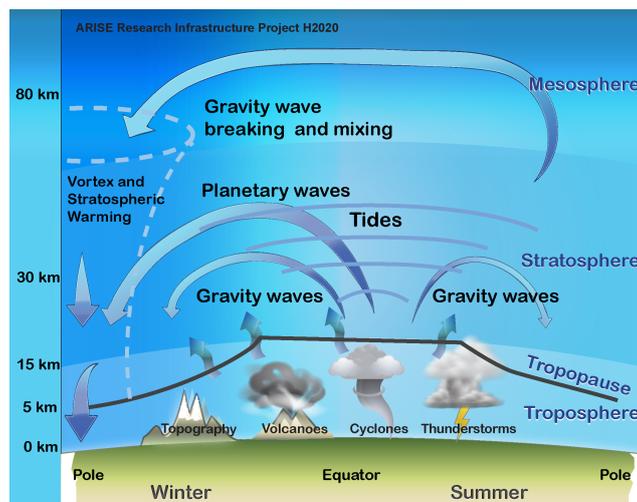


Figura 2.7: Dinâmica de interação na troposfera-estratosfera-mesosfera, incluindo contribuição de ondas de gravidade e ondas planetárias. Fonte: ARISE Project. Disponível em <http://arise-project.eu/atmospheric-dynamics.php>. Acesso em 17/07/23. [1]

A Figura 2.7 mostra ondas sendo geradas na baixa atmosfera por atividade meteorológica podendo se propagar verticalmente e elas vão afetar a atmosfera como, por exemplo, a geração de ondas planetárias, de gravidade e maré, por atividades convectivas, assim, essas ondas transferem

energia e momento na atmosfera.

Isaac Newton (1643–1727) descreveu o modelo gravitacional em seu livro *Philosophiae Naturalis Principia Mathematica* e, a partir dele, podemos descrever e compreender o comportamento das marés oceânicas como consequência de forças gravitacionais exercidas no alinhamento Sol - Terra - Lua. No caso das marés oceânicas é a Lua que exerce a maior influência, sendo a principal responsável por este efeito, devido a sua proximidade em relação à Terra. Sobre a atmosfera terrestre Newton concluiu que efeito similar também deveria acontecer na atmosfera, embora, fosse mais difícil de se observar, pois a atmosfera é muito dinâmica. As marés atmosféricas ou marés solares são produzidas pela absorção da radiação solar, infravermelho, pelo vapor de água presente na troposfera como também pela radiação ultravioleta através do ozônio na estratosfera, forçantes na mesosfera, e pode ser designadas de diurnas, semidiurnas e terdiurnas (COSTA, 1999) [8].

2.2.3 Ondas Planetárias

Ondas planetárias ou ondas de latitude média, também chamadas de ondas de Rossby, são oscilações com período de vários dias, aproximadamente, entre 2, 5, 10 e 16 dias, cuja origem é devido ao balanço entre gravidade, Coriolis e o gradiente de pressão, surgem devido ao aquecimento aliado à curvatura da Terra e a sua rotação (COSTA, 1997) [7]. São classificadas como ondas do tipo inerciais, pois a força restauradora se dá devido às forças fictícias em decorrência da rotação da Terra, como por exemplo, a Força de Coriolis e centrífuga. Sua origem está relacionada com ondas de gravidade. Estas ondas transportam energia e momento em escala global, não apenas no sentido longitudinal, mas também latitudinal (de norte a sul) e de um hemisfério para o outro e inter-hemisférico [e.g., Lieberman and Riggin, 1997] [21].

Segundo Costa et al., (1999) a oscilação mais relevante é a de 5 dias que se move em direção ao oeste, seu movimento oscilatório é simétrico em relação ao equador com pico em uma latitude média. [8]. São provocadas especialmente devido às diferenças de temperaturas entre o solo e o

oceano, são ondas de caráter global, nas quais o período pode levar dias, se propagam horizontalmente e apresentam deslocamentos verticais, podendo ter comprimento de milhares de quilômetros, ou seja, ondas planetárias são perturbações de grande escala horizontal e em cujo efeitos de rotação da Terra são relevantes para elas.

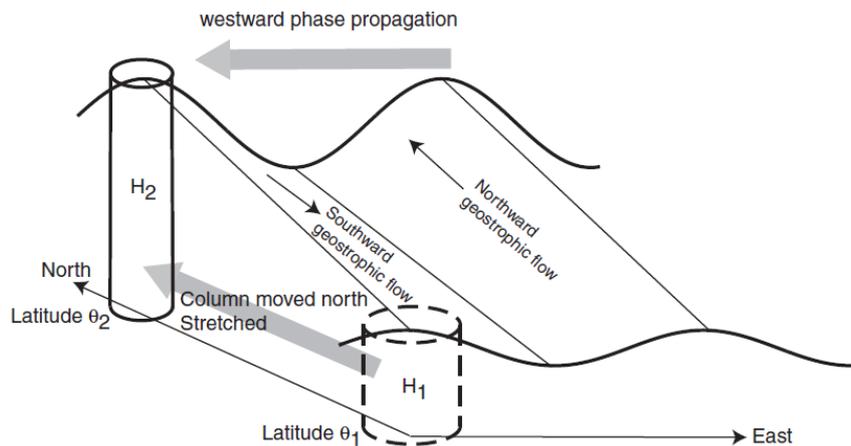


Figura 2.8: Esquema de uma onda de Rossby de comprimento de onda longo, com $Q = f(\theta_2)/H_2 = f(\theta_1)/H_1$ ¹². Fonte: Talley et al., (2011) [38].

Figura 2.8, Ilustra uma onda de Rossby de grande escala. O movimento geostrofico, que é influenciado por diferenças na pressão atmosférica, desloca massas de ar para o norte ou sul. Esse processo resulta em uma propagação para o oeste. De acordo com Talley et al (2011), a velocidade das ondas de Rossby pode ser tanto para oeste quanto para leste. Para ondas com comprimentos de onda longos (mais de aproximadamente 50 km), a velocidade de grupo é para o oeste, enquanto para comprimentos de onda curtos, é para leste, mesmo que a velocidade de fase zonal seja para oeste.

2.3 Ondas de Kelvin com períodos de 3 – 4 dias

A onda de Kelvin, ultra rápida ou UFKW, é um tipo de onda atmosférica que ocorre na região da Mesosfera-Lower-Thermosphere (MLT), entre 80 e 120 km de altitude, é também uma onda de

¹²Q é denominado de conservação da vorticidade potencial na ausência de vorticidade relativa (hemisfério norte), devido o equilíbrio com a vorticidade planetária causando um alongamento em razão de f, o parâmetro de Coriolis.

gravidade, pois a força restauradora é a gravidade. A tabela a seguir mostra um panorama da onda de Kelvin.

Tabela 2.4: Características das ondas de Kelvin.

Classificação	Período (dias)	V (m/s)	λ_z (km)	Identificada por
Lenta	15-20	20-40	10	Wallace e Kousky, 1968
Rápida	6-7	50-80	20	Hirota, 1978
Ultra rápida	3-4	120	40	Salby et al., 1984

Fonte: SILVA, L. P. D. (2015). [42]

A Tabela 2.4 apresenta uma rápida classificação das ondas de Kelvin. Nela temos as ondas lenta, descobertas por Wallace e Kousky em 1968 [42] que possuem um período de 15 a 20 dias, velocidade de 20 a 40 m/s e uma altitude de 10 km. As ondas rápida, identificadas por Hirota em 1978 [18], têm um período de 6 a 7 dias, velocidade de 50 a 80 m/se altitude de 20 km. Por fim, as ondas ultra rápidas, descobertas por Salby et al.(1984) [36], apresentam um período de 3 a 4 dias, velocidade de fase horizontal de 120 m/s e comprimento de onda vertical de 40 km.

Podemos notar também que, a partir da Tabela 2.4 essas ondas, tanto as lentas quanto as rápidas, se diferenciam uma das outras em comprimento de onda e velocidade de fase. Estas ondas têm sido estudadas na estratosfera e mesosfera, acredita-se que elas não consigam ultrapassar a mesopausa devido ao seu comprimento de onda vertical comparativamente curto cerca de 10 a 20 km, já que sofre amortecimento por dissipação térmica (Egito, 2009) [16]. Em contrapartida, as ondas ultra-rápidas de Kelvin, inicialmente descobertas por Salby na estratosfera, têm a capacidade de se propagar acima da mesopausa devido ao seu comprimento de onda vertical mais extenso e sua velocidade de fase dada por ω/k^{13} e ser consideravelmente alta (Forbes, 2000).

A principal característica dessa onda é a sua direção de propagação sendo sempre para leste e em torno do Equador onde a força de Coriolis é nula e, por esta razão, a rotação da Terra não interfere ou desvia a propagação da onda de Kelvin, sendo também, por esta razão, que sua intensidade

¹³O número de onda é dado pela equação, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, que é o número de ciclos de uma onda, ocorrendo em certa distância.

diminui à medida que se afasta desta região em direção aos polos. A força de Coriolis é dada pela seguinte equação:

$$\vec{F}_c = -2m(\vec{\Omega} \times \vec{v}) \tag{2.11}$$

sendo \vec{F}_c representa a força de Coriolis, m é a massa do objeto em movimento, \vec{v} é o vetor velocidade do objeto ou uma parcela de ar, e $\vec{\Omega}$ é o vetor velocidade angular da Terra.

A força de Coriolis atua perpendicularmente à direção do movimento. Para as ondas de Rossby, a força de Coriolis é relevante, pois elas se movem em latitudes onde essa força é significativa. Por outro lado, as ondas de Kelvin se movem ao longo do equador, onde a força de Coriolis é efetivamente zero devido à rotação da Terra. Assim, a força de Coriolis tem um impacto menor nas ondas de Kelvin do que nas ondas de Rossby.

Ainda sobre a força de Coriolis, a equação $f_o = 2\Omega \text{sen}(\phi_o)$ é uma representação desta força em um ponto específico da Terra e o parâmetro $\text{sen}(\phi_o)$, em relação a ϕ_o , é a latitude do ponto onde a força de Coriolis está sendo calculada, por isso em latitude zero a força é zero, pois esta força depende do ângulo entre a direção do movimento e o eixo de rotação da Terra, como ilustra a Figuras 2.9b que mostra os vetores perpendiculares.

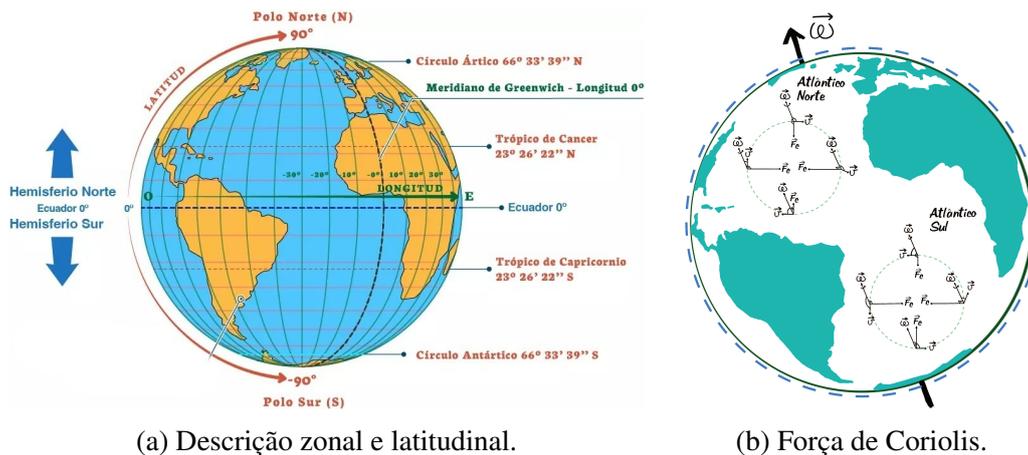


Figura 2.9: Mapa mostrando as principais linhas de latitude e longitude. Adaptado de Lozano (2023) [23] e Chesman, (2023) [5].

A longitude é a linha imaginária vertical, com marco zero conforme o referencial do meridiano de Greenwich. As linhas de latitude são horizontais e circulam a Terra paralelamente ao Equador que tem marco zero para a latitude. O Trópico de Câncer e o Trópico de Capricórnio estão localizados a aproximadamente 23,5° Norte e 23,5° Sul.

Segundo Yoshida (1999), [43] as ondas de Kelvin apresentam uma característica única na transferência de momento, ocorrendo apenas na direção leste e desempenham um papel importante na interação das ondas e fluxos médios. Estudos mostram que, embora não haja uma correlação direta entre a Oscilação Mesosférica Semianual (MSAO)¹⁴ e as ondas de Kelvin, a periodicidade de Oscilação Semianual (SAO)¹⁵ da atividade das ondas de Kelvin ultra rápida pode estar associada à interação com os ventos médios abaixo da faixa de observação do radar meteórico (MWR)¹⁶. Essa interação é controlada principalmente por ondas atmosféricas geradas na baixa atmosfera e se propagam horizontal e verticalmente. Assim, as ondas de Kelvin estão relacionadas à Oscilação Semianual (SAO) na estratosfera (YOSHIDA, p. 6, 1999; ALVES, p. 20, 2007). A deposição de momentum resultante da quebra ou dissipação dessas ondas, juntamente com processos convectivos, tem um papel crucial na sustentação da circulação global da atmosfera média (ALVES, 2007) [2]. Outra característica interessante das perturbações equatoriais é que as ondas de baixa frequência ficam presas perto da região do equador.

A onda de Kelvin se manifesta como uma oscilação na temperatura atmosférica, com amplitudes da ordem de 3-10K e períodos de cerca de 3 – 4 dias, numa altitude com faixa de 20 – 120 km (Forbes, 2009) [13]. A geração da UFKW está associada a instabilidades na interface entre a camada neutra da atmosfera e a ionosfera, que podem ser causadas por perturbações na camada F da ionosfera. Essas instabilidades geram ondas na camada neutra, que se propagam para cima e para baixo na atmosfera, causando as oscilações na temperatura.

¹⁴(MSAO) – Mesospheric Semiannual Oscillation – Fenômeno observado na mesosfera.

¹⁵(SAO) – Semiannual Oscillation – Fenômeno observado na estratosfera.

¹⁶MWR (Meteor Wind Radar). Coleta dados de vento na atmosfera terrestre, especialmente na mesosfera e na termosfera.

A UFKW pode ser detectada e estudada por meio de técnicas de observação remota, como radar meteorológico e imagens de satélite. Essas técnicas permitem medir a variação da temperatura na MLT e monitorar a evolução da UFKW ao longo do tempo. A presença da UFKW é importante para entender a dinâmica da atmosfera terrestre e suas interações com o espaço. Ele pode afetar a propagação de ondas na ionosfera e interferir em comunicações de rádio de longa distância. Além disso, a UFKW também pode ter efeitos na distribuição de partículas suspensas na atmosfera, o que pode ter implicações para o clima e a qualidade do ar.

Capítulo 3

As equações de movimento para um fluido na atmosfera

3.1 A 2ª lei de Newton aplicada a um fluido na atmosfera.

Uma aproximação útil no modelo que descreve os fenômenos atmosféricos considera a Terra como um referencial inercial. Embora esta não seja uma suposição estritamente correta devido à rotação da Terra, pois o movimento circular é acelerado, porém essa aproximação nos permite aplicar a 2ª lei de Newton. Assim, é possível estudar o comportamento da atmosfera utilizando forças fictícias, como as forças centrífuga e Coriolis. De acordo com Newton, a taxa de variação do momento linear de um sistema de partículas é igual à soma de todas as forças que atuam nele, podemos dizer também que essa proporcionalidade da mudança de movimento, provocada pela força, é o momento da partícula.

3.1.1 Dinâmica de um fluido.

Utilizando a segunda lei de Newton, podemos tomá-la como ferramenta para estudar a dinâmica da atmosfera com base em quatro forças, a saber,

- ☞ Gravitacional.
- ☞ Força devido ao gradiente de pressão. (empuxo)

- ☞ Fricção
- ☞ Forças externas

Definimos gradiente de pressão como a variação da pressão com relação à posição em uma direção, exemplo $\frac{dp}{dz} = -\rho g$. Considerando que a atmosfera esteja em equilíbrio hidrostático, sendo a pressão diminuída à medida que aumenta a altitude, ou seja, o gradiente de pressão que é vertical e para cima é equilibrado com a força peso das moléculas para baixo, ou "densidade do fluido" (ρ). Já a força de fricção está relacionada a viscosidade do ar atmosférico tanto na atmosfera neutra quanto na ionizada, tendo, assim, as partículas neutras arrastadas por outras ionizadas. Já as forças de Coriolis e centrífuga são decorrentes do movimento de rotação da Terra, que neste caso, tomando uma pequena parcela de área, adotaremos como sendo um referencial inercial.

Para um fluido, a segunda lei de Newton é expressa em termos de força resultante e mudança de momento. Isso é conhecido como a equação do momento ou a equação de Navier-Stokes. A equação do momento é dada por:

$$\frac{d\vec{U}}{dt} = -2\vec{\Omega} \times \vec{U} - \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p + \vec{g} + \vec{F} \quad (3.1)$$

Em que \vec{U} é o vetor velocidade do fluido, ρ é a densidade, p é a pressão do fluido, $\vec{\Omega}$ é o vetor velocidade angular da Terra, \vec{g} é a aceleração da gravidade e \vec{F} representa as forças dissipativas e os forçantes externos, $\frac{d\vec{U}}{dt}$ representa a taxa de variação temporal do vetor velocidade (\vec{U}) de um elemento de ar, ou seja, a velocidade de um elemento de ar mudando ao longo do tempo. O termo $-2\vec{\Omega} \times \vec{U}$ representa o efeito da força de Coriolis, causada pela rotação da Terra, porém isso é uma questão advinda da necessidade de se escrever uma equação semelhante à 2ª lei de Newton, válida em referenciais inerciais, o que não é o caso, pois a rotação da Terra é um referencial não-inercial e por essa razão dizemos que essas forças são fictícias. O efeito da força de Coriolis é proporcional à velocidade do elemento de ar e atua perpendicularmente à sua direção, causando um desvio do movimento importante para explicar a circulação atmosférica em larga escala. O termo $-\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p$

representa o gradiente de pressão na atmosfera. Aqui, ρ é a densidade do ar, p é a pressão atmosférica, e $\vec{\nabla}$ é o operador nabla, indica a variação espacial. A força de pressão atua na direção do gradiente de pressão, de regiões de alta pressão para regiões de baixa pressão (e.g., EGITO, 2009) [16].

O vetor gravitacional (\vec{g}) aponta para baixo e tem magnitude aproximadamente constante perto da superfície terrestre. \vec{F} é um vetor genérico que representa outras forças externas que podem estar atuando no elemento de ar, como forças de atrito, forçantes externos.

A equação expressa o balanço entre as forças que atuam no elemento de ar e a mudança na sua velocidade. Essa equação é essencial para o estudo de fenômenos da dinâmica atmosférica e, por fim, temos a contribuição da viscosidade em um fluido.

$$\mu \nabla^2 \vec{U} + (\lambda + \mu) \nabla(\nabla \cdot \vec{U}) \quad (3.2)$$

Os parâmetros μ e λ têm uma relação inversamente proporcional com a densidade, isto é, $1/\rho$. Como resultado, na medida em que ascendemos em altitude na atmosfera e a densidade atmosférica cai, observa-se um aumento correspondente na viscosidade. Esta viscosidade torna-se um fator crucial na alta atmosfera. Segundo Gomes (2009) [16], a viscosidade tem a função de dissipar ou reduzir o momento macroscópico na atmosfera entre as partículas.

Além da segunda lei de Newton, a descrição da atmosfera também utiliza a lei dos gases ideais, representada pela equação $p = \rho R^* T$, em que $R^* = \frac{R}{M} = 287 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$. Este modelo considera os princípios da conservação da massa e da energia (EGITO, 2009) [16].

3.1.2 Equações do movimento para um fluido atmosférico

A seguir temos as equações que regem o movimento para a teoria linear, usadas para descrever o comportamento de um fluido na atmosfera, a exemplo da equação 3.3 de equilíbrio de momento descreve um balanço entre as diferentes forças sobre uma determinada parcela de vento ou partícula

em rotação na atmosfera.

$$\frac{d\vec{U}}{dt} = -2m\vec{\Omega} \times \vec{U} - \frac{1}{\rho}\nabla p + \vec{g} + \vec{F}_r \quad (\text{Equilíbrio de momento}) \quad (3.3)$$

A Equação 3.4 de conservação da energia descreve essa conservação para um gás na atmosfera esta equação é também uma forma da primeira lei da termodinâmica (que é uma afirmação da conservação de energia) (EGITO, 2009) [16].

$$c_v \frac{dT}{dt} + p \frac{d\alpha}{dt} = Q \quad (\text{Conservação da Energia}) \quad (3.4)$$

Sendo $c_v \frac{dT}{dt}$ a taxa de mudança de energia interna do gás, c_v é o calor específico a volume constante, $p \frac{d\alpha}{dt}$ é a taxa de mudança da energia devido à expansão ou compressão do gás, realizando trabalho, p é a pressão do gás e $\alpha = \frac{1}{\rho}$ é o volume específico e Q é taxa de aquecimento por unidade de massa. Em síntese, esta equação nos mostra a mudança da energia interna, a realização de trabalho com a mudança de volume e transferência de calor (1ª Lei da Termodinâmica), ou seja, a taxa de mudança de energia interna do gás mais a taxa de mudança de energia devido à expansão ou compressão do gás deve ser igual à energia adicionada como calor.

A Equação 3.5 faz uma descrição da continuidade da massa e nos fornece a variação da densidade (ρ) com o tempo em um ponto fixo do espaço. Isso significa que ele representa a mudança temporal da densidade de um fluido em um determinado ponto.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{U}) = P - L \quad (\text{Equação de Continuidade}) \quad (3.5)$$

Neste caso, \vec{U} é o vetor de velocidade e ρ é a densidade do fluido. A taxa na qual a "massa" sai de um ponto no espaço é representada pelo divergente do campo vetorial $\nabla \cdot (\rho \vec{U})$ que representa a taxa de variação da massa de fluido por unidade de volume em um determinado ponto. $P - L$ são os termos de produção e perda de massa. Assumindo que não há criação (ganho) nem perda de massa, $P - L$ é considerado igual a zero em várias aplicações da equação da continuidade.

A Equação 3.6 diz respeito a conservação da massa e da energia sendo $R^* = R/M = 287J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$, e R é a constante universal dos gases ideais e M é a massa molecular média da atmosfera, tudo isso, levando-se em consideração os princípios da conservação da massa e da energia (EGITO, 2009) [16].

$$p = \rho R^* T \quad (\text{Lei dos gases ideais}) \quad (3.6)$$

3.1.3 As equações primitivas

A partir das equações do movimento, para um fluido na atmosfera, note a equação $\bar{U} = u\hat{i} + v\hat{j} + w\hat{k}$ que se refere a velocidade do vento (fluido) em coordenadas esféricas das componentes zonal (u : *leste-oeste*), meridional (v : *norte-sul*) e vertical (w) nas direções x , y e z dos vetores unitários \hat{i} , \hat{j} e \hat{k} .

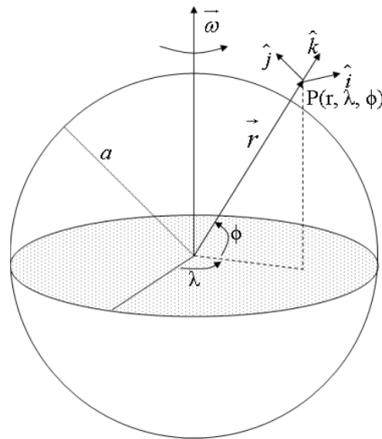


Figura 3.1: Esquema da localização de um ponto acima da superfície da Terra. Fonte: (EGITO, 2009) [16].

Na Figura 3.1 temos a representação do comportamento de um fluido em um ponto específico $P(r, \lambda, \phi)$ que representa uma parcela de um vento médio ou partícula, na atmosfera terrestre, em que r é a distância desse ponto P ao centro Terra, (λ) é a longitude e (ϕ) a latitude, com a coordenada vertical (z^*) escrita em termos de r , em que a é o raio da Terra, isto é, $z^* = r - a$. A seguir, temos as

componentes de cada coordenada.

$$u = r \cos \lambda \frac{d\lambda}{dt} \quad (3.7)$$

- Componente zonal da velocidade do vento ou parcela de ar (u) com relação à taxa de variação da longitude (λ) em função do tempo t , ou seja, a velocidade na direção leste-oeste.

$$v = r \frac{d\phi}{dt} \quad (3.8)$$

- Componente meridional da velocidade (v) do vento meridional na direção norte-sul com relação a taxa de variação da latitude (ϕ) em função do tempo t .

$$w = \frac{dz^*}{dt} \quad (3.9)$$

- Esta equação descreve a velocidade vertical (w) em termos da taxa de variação da posição (z^*) com o tempo (t) em relação a altitude acima da superfície da Terra, descrevendo a velocidade de descida ou subida do vento ou parcela de ar.

A partir dessas equações, ou coordenadas, podemos reescrever a equação do movimento para um fluido em termos das componentes zonal, meridional e vertical da seguinte forma:

$$\frac{du}{dt} = uv \frac{\tan \phi}{r} - \frac{uw}{r} + 2\Omega v \sin \phi - 2\Omega w \cos \phi - \frac{1}{\rho r \cos \phi} \frac{\partial p}{\partial \lambda} + F_\lambda \quad (3.10)$$

$$\frac{dv}{dt} = -u^2 \frac{\tan \phi}{r} - \frac{vw}{r} - 2\Omega u \sin \phi - \frac{1}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial \phi} + F_\phi \quad (3.11)$$

$$\frac{dw}{dt} = \frac{u^2 + v^2}{r} + 2\Omega \cos \phi - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g + F_z \quad (3.12)$$

Vejamos cada termo em relação a componente zonal do fluido, $\frac{du}{dt}$, na Equação 3.10, podemos dizer que para as demais componentes meridional e vertical seguem a mesma analogia resultando nas forças friccionais e os forçantes externos zonal, meridional e vertical F_λ , F_ϕ e F_z . Assim, temos.

Aceleração do fluido.
Aceleração de Coriolis (meridional / vertical)
Forças externas

Aceleração Centrífuga (com latitude ϕ)
Gradiente de pressão

Coriolis - vertical

$$\frac{du}{dt} = uv \frac{\tan \phi}{r} - \frac{uw}{r} + 2\Omega v \sin \phi - 2\Omega w \cos \phi - \frac{1}{\rho r \cos \phi} \frac{\partial p}{\partial \lambda} + F_\lambda$$

Agora, a partir da Equação 3.12 que descreve a mudança de velocidade vertical (w) do fluido ao longo do tempo (t), ou seja, mostra a força que impulsiona o transporte de um fluido deslocando-se verticalmente e que pode ser simplificada em $\frac{dp}{dz^*} = -\rho g$, quando consideramos o equilíbrio hidrostático entre o empuxo provocado numa parcela do fluido devido o gradiente de pressão vertical e a força peso da massa de ar.

Além disso, outro parâmetro é adicionado às equações primitivas, o geopotencial que é definido como o trabalho necessário para deslocar verticalmente um elemento de massa de um ponto de referência ao nível do mar até uma altura z^* , (e.g.,EGITO, 2009, ANDREWS, 1987) [16], [4]. Podemos dizer também que o geopotencial é a energia por unidade de massa associada à posição do objeto sujeito a um campo gravitacional que a equação hidrostática , matematicamente, pode ser escrita da seguinte forma:

$$\Phi = \int_0^{z^*} g dz \tag{3.13}$$

A partir da equação hidrostática com equação dos gases ideais, podemos reescrever a Equação 3.13 da seguinte forma:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = \frac{RT}{H} \tag{3.14}$$

Substituindo a coordenada (z^*) pela coordenada log-pressão, conforme relatado por Egito (2009) [16], podemos obter a seguinte relação (Andrews, 1987) [4]:

$$z \equiv -H \ln \left(\frac{p}{p_s} \right) \tag{3.15}$$

Na Equação 3.15 é utilizada para expressar a altura em relação ao nível do mar, em que p_s e T_s é a pressão e temperatura (constante) no nível de referência, com H é a altura de escala média definida por $H \equiv \left(\frac{RT_s}{g}\right)$. Afim de simplificar as equações que descrevem o movimento de uma parcela de ar na atmosfera, podem admitir uma região ou altitude z^* muito menor que um comprimento da ordem do raio da Terra (a) e na diagramação de vetores e componentes da Figura 3.1, tomemos, a partir desse argumento que numa atmosfera rasa $a \gg z^*$, ou seja, $r \approx a$. Dessa forma as equações do movimento de um fluido atmosférico podem ser escrita como:

$$\frac{du}{dt} = uv \frac{\tan \phi}{a} + 2\Omega v \sin \phi - \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} + F_\lambda \quad (3.16)$$

$$\frac{dv}{dt} = -u^2 \frac{\tan \phi}{a} - 2\Omega u \sin \phi - \frac{1}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial \phi} + F_\phi \quad (3.17)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} - \frac{RT}{H} = 0 \quad (3.18)$$

Quanto as equações da conservação da energia e da massa vamos reescrevê-las tomando $\kappa = R/c_p$, considerando o calor específico c_p à pressão constante e a densidade representada por $\rho = \rho_s e^{-\frac{z}{H}}$ em que ρ_s é a densidade do fluido no nível de referência, assim, sobre as equações de conservação da energia e da massa podemos reescrevê-las, obtendo as equações 3.19 na qual descreve que a taxa de mudança da temperatura com o tempo deve ser igual ao calor adicionado ao sistema menos o calor transportado para cima/baixo na escala média de altura (H) e 3.20 que descreve a conservação da massa, da seguinte forma:

$$\frac{dT}{dt} + \frac{\kappa T_w}{H} = Q \quad (3.19)$$

$$\frac{1}{a \cos \phi} \left[\frac{du}{d\lambda} + \frac{d(v \cos \phi)}{d\phi} \right] + \frac{1}{\rho_o} \frac{d(\rho_o w)}{dz} = 0 \quad (3.20)$$

Sendo:

- $\frac{dT}{dt} \rightsquigarrow$ taxa de mudança da temperatura com o tempo;

- $\frac{\kappa T_w}{H} \rightsquigarrow$ taxa de mudança da temperatura devido ao transporte vertical de calor;
- $Q \rightsquigarrow$ taxa de aquecimento por unidade de volume;
- $H \rightsquigarrow$ escala média de altura na atmosfera.
- $\frac{1}{a \cos \phi} \rightsquigarrow$ fator de escala variando com a latitude (ϕ).
- $\frac{du}{d\lambda} \rightsquigarrow$ taxa de mudança do vento zonal (leste-oeste) com a longitude (λ).
- $\frac{d(\rho_0 w)}{dz} \rightsquigarrow$ taxa de mudança da densidade com a altitude.

Essas equações foram reescritas desta forma para que possamos obter soluções particulares de primeira ordem de modo que elas possam descrever ou responder ao comportamento de um fluido, como as ondas atmosféricas, de soluções lineares. Do mesmo modo, para descrever o comportamento de um fluido atmosférico cuja pressão decresce com a altitude é mais conveniente utilizar a temperatura potencial (θ) do que a temperatura (T), pois isso simplifica algumas das equações que descrevem o fluido. A temperatura potencial é definida como uma parcela de ar com temperatura (T) e pressão (p) teria caso fosse comprimida ou expandida sem trocas de calor até alcançar uma pressão padrão (p_s), conforme a equação a seguir (EGITO, 2009; HOLTON, 1992) [16] [20]:

$$\theta = T \left(\frac{p_s}{p} \right)^\kappa \quad (3.21)$$

Com a Equação 3.21 reescrevemos as equações hidrostática que mostra a taxa de variação do geopotencial (θ) com a altura (z) explicitando que pressão, densidade e temperatura diminuem com a altura e, a Equação 3.23, que mostra a taxa de variação da temperatura do geopotencial, é igual a energia total do sistema, da seguinte forma:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = \frac{1}{RH} e^{\frac{-\kappa z}{H}} \quad (3.22)$$

$$\frac{d\theta}{dt} = Q \quad (3.23)$$

Todas estas equações (3.16), (3.17), (3.20), (3.22), e (3.23) constituem o conjunto das equações primitivas.

As soluções procuradas para as equações primitivas perturbadas devem ter uma forma ondulatória, com periodicidade zonal e vertical, e com as amplitudes das perturbações dependentes da distância ao equador, de modo que tendam a se anular quando se afasta do equador. Matematicamente, isto pode ser expresso conforme descrito em Egito (2009), as soluções das equações primitivas alteradas por perturbações apresentam um padrão oscilatório com periodicidade tanto na direção zonal quanto na vertical. A amplitude dessas perturbações é influenciada pela proximidade ao equador, diminuindo à medida que se distancia dele. Matematicamente, isso pode ser descrito assim:

$$\begin{bmatrix} u'(y) \\ v'(y) \\ w'(y) \\ \Phi'(y) \end{bmatrix} = e^{z/2H} \begin{bmatrix} \hat{u}(y) \\ \hat{v}(y) \\ \hat{w}(y) \\ \hat{\Phi}(y) \end{bmatrix} e^{i(kx+mz-\omega t)} \quad (3.24)$$

$$u'(y) = e^{z/2H} \hat{u}(y) e^{i(kx+mz-\omega t)} \quad (3.25)$$

$$v'(y) = e^{z/2H} \hat{v}(y) e^{i(kx+mz-\omega t)} \quad (3.26)$$

$$w'(y) = e^{z/2H} \hat{w}(y) e^{i(kx+mz-\omega t)} \quad (3.27)$$

$$\Phi'(y) = e^{z/2H} \hat{\Phi}(y) e^{i(kx+mz-\omega t)} \quad (3.28)$$

sendo $\hat{u}(y)$, $\hat{v}(y)$, $\hat{w}(y)$, $\hat{\Phi}(y)$ são respectivamente:

- $\hat{u}(y)$ refere-se à amplitude da perturbação da componente zonal (u), ou seja, na direção leste-oeste.
- $\hat{v}(y)$ refere-se à amplitude da perturbação da componente meridional (v), ou seja, na direção norte-sul.
- $\hat{w}(y)$ é a amplitude da perturbação da componente vertical.
- $\hat{\Phi}(y)$ refere-se à amplitude da perturbação associada ao geopotencial Φ que é energia por unidade de massa associada a posição do objeto sujeito a um campo gravitacional.
- k e m são os números de onda zonal e vertical.

As ondas de Kelvin são caracterizadas por uma estrutura confinada à região do Equador com amplitudes que diminuem à medida que se afastam dele. Segundo Forbes, (2009) [13], elas possuem amplitudes da ordem de 3-10K, período de cerca de 3 – 4 dias, numa altitude que varia de 20 – 120 km e na região do Equador em $\pm 50^\circ$ de latitude. As amplitudes das perturbações dependem da latitude, então, os termos $e^{i(kx+mz-\omega t)}$ refletem a periodicidade zonal e vertical das ondas e isso é essencial para compreender seu movimento e propagação na atmosfera.

3.2 Interação não – linear

A interação não-linear entre ondas de maré e ondas de Kelvin na Mesosfera e baixa Termosfera (MLT) é um fenômeno complexo que ocorre em altitudes cerca de 80 km de altitude. A interação não-linear entre estas ondas, mais especificamente, maré diurna e onda de Kelvin na Mesosfera e Termosfera manifesta-se de maneira significativa como evidência na modulação das amplitudes da maré diurna. Esta interação complexa é uma evidência da formação de ondas secundárias. A modulação da amplitude da maré pela onda de Kelvin é também uma evidência da ocorrência dessas interações não-lineares resultando nas assinaturas da onda secundária. O estudo dessas modulações proporciona "insights"valiosos sobre como as ondas de Kelvin, que têm origem basicamente meteorológica – atividade convectiva na troposfera – afetam as marés.

Embora não se conheça bem onde essas interações começam, o que temos são medidas entre 80 e 100 km de altitude que nos permitem investigar o que ocorre nessa região. Essas medições revelam padrões específicos nas ondas secundárias, como o comprimento de onda e a estrutura de fase

Segundo Forbes (2017) ao longo do caminho, ocorrem interações não lineares entre diferentes tipos de ondas, modificando as ondas em interação e dando origem a ondas secundárias que aumentam a complexidade espaço-temporal da dinâmica e que a interação não-linear entre maré e uma onda

planetária é convencionalmente vista em termos da onda de período mais longo (PW¹) modulando a onda de período mais curto (maré). Acredita-se que essa interação resulte na geração de ondas secundárias de “soma” e/ou “diferença” na frequência das ondas de maré e planetárias, que são denominadas de ondas secundárias (FORBES, 2017) [12].

Além disso, este processo é influenciado por vários fatores, como as ondas de maré e de Kelvin, as condições atmosféricas locais, entre outros. A interação não-linear entre ondas de maré e ondas de Kelvin pode ter impactos significativos na dinâmica da atmosfera na MLT, afetando o transporte de energia, momentum e massa, bem como as propriedades das camadas da atmosfera na MLT.

Do ponto de vista teórico devemos ter ondas secundárias cujas frequências são a soma das frequências da onda de maré com a da onda de Kelvin que é uma onda de escala planetária, ou a diferença entre as frequências dessas ondas. Como também, o número de onda zonal e vertical deve obedecer a essa mesma relação entre as frequências dessas ondas, na qual s é o número de onda zonal e k é o número de onda vertical, conforme descrevem as equações a seguir que mostram as propriedades da interação entre marés atmosféricas (tides) e ondas planetárias (planetary waves).

Segundo Pancheva, et. al., (2004) [34] [40], a interação entre uma maré e uma onda planetária resulta na geração de ondas secundárias cujas frequências, fases e números de onda correspondem a soma ou a diferença das ondas primárias e a soluções para as ondas secundárias é dada pela equação a seguir.

$$f = f(\theta) \exp(z) \exp[i(\sigma t + s\lambda + kz - \Phi)] \quad (3.29)$$

- i é a unidade imaginária, indica uma função de onda complexa.
- σt representa a variação temporal da onda, sendo σ é a frequência e t é o tempo.
- $s\lambda$ representa a variação espacial da onda, sendo s é o número de onda zonal sendo λ o

¹Do inglês "planetary waves".

comprimento de onda vertical.

- k_z representa a variação espacial da onda na direção vertical.
- Φ é a fase da onda.

$$\sigma = \sigma_T \pm \sigma_{PW} \quad (3.30)$$

$$s = s_T \pm s_{PW} \quad (3.31)$$

$$k = k_T \pm k_{PW} \quad (3.32)$$

$$\Phi = \Phi_T \pm \Phi_{PW} \quad (3.33)$$

Essas equações expressam a frequência (σ), o número de onda (s) zonal, (k) é o número de onda vertical e (Φ) é a fase, parâmetros da onda, aos quais iremos também calcular o comprimento de onda vertical da maré e da onda de Kelvin, como também das ondas secundárias quando a maré e a onda de Kelvin estiverem interagindo, que é justamente o que esperamos encontrar e verificar se este comprimento de onda coincide com os comprimentos que teoricamente já é previsto na teoria quando se mede os comprimentos da maré e da onda de Kelvin, nessa perspectiva queremos obter (σ_T, s_T, k_T) e das ondas planetárias ($\sigma_{PW}, s_{PW}, k_{PW}$).

Em resumo, queremos encontrar as ondas secundárias, caracterizá-las calculando o comprimento de onda vertical, comparando a estrutura de amplitude delas e fazer o mesmo com a onda de Kelvin e da maré e verificar se os resultados conferem com o que é previsto teoricamente, conforme a relação abaixo para seus respectivos comprimentos de onda, detalhado mais adiante.

$$\frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda_T} \pm \frac{2\pi}{\lambda_K}$$

3.2.1 Equações linearizadas para a teoria não-linear

A partir das equações do movimento podemos obter as soluções da teoria linear da onda, como, por exemplo, para um vento a equação $u = \bar{u} + u'$ em que \bar{u} representa um vento médio (campo de fundo), que seria a solução de equilíbrio ou a média a longo prazo das equações acima somada a uma pequena perturbação, u' , que estamos admitindo como solução do tipo onda, ou seja, é a perturbação em relação a essa média da equação que nos fornece as parcelas do vento \bar{u} para cada uma das equações, em relação aos parâmetros como temperatura, pressão, etc.

A relação $u' \propto e^{i(kx+mz-\omega t)}$ é uma forma comum de representar uma onda linearizada ou uma perturbação que evolui com o tempo e o espaço. A perturbação pode ser pequena em comparação com o campo de fundo. Sendo k o número de onda zonal também chamado número de onda horizontal e m é o número de onda vertical, respectivamente, e ω é a frequência da onda relacionada ao período (EGITO, 2009) [16].

Ao linearizar uma equação, ou seja, ao fazermos os produtos das perturbações, por exemplo, u' e T' sendo a perturbação no vento e a perturbação na temperatura, esses termos são ignorados na teoria linear, pois são relativamente pequenos, daí chamamos de equações linearizadas, pois nas equações de movimento só aparecem termos lineares nas quais só aparece a perturbação em primeira ordem. Já na teoria não-linear, temos em tais equações os termos que envolvem o produto dessas perturbações. Para pensarmos em como acontece essa linearização, vejamos as contas a partir da equação geral dos gases, $p = \rho R^* T$ e olhando para a equação de linearização $u = \bar{u} + u'$, podemos admitir que temos uma pressão média somada a uma perturbação, com $p = \bar{p} + p'$, $\rho = \bar{\rho} + \rho'$ e $T = \bar{T} + T'$ assim, temos;

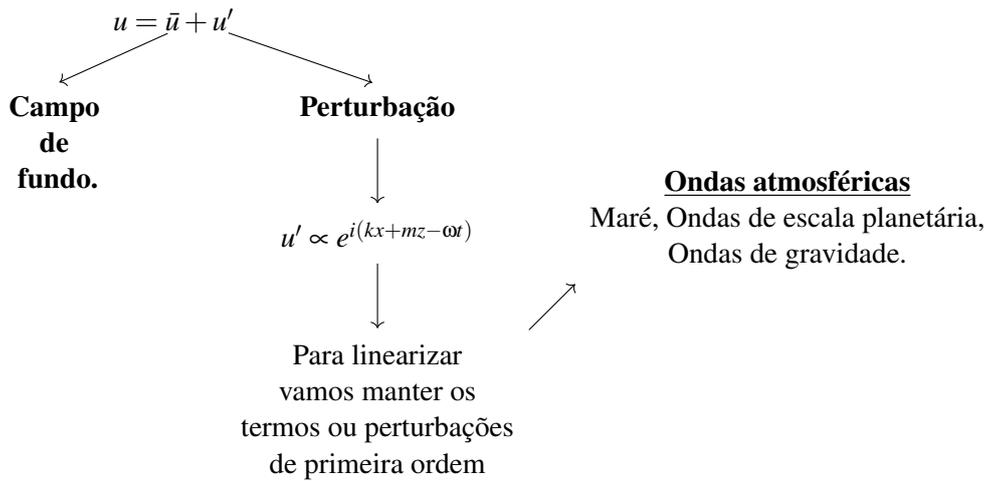
$$\bar{p} + p' = (\bar{\rho} + \rho') R^* (\bar{T} + T')$$

$$\bar{p} + p' = R^* (\bar{\rho} \bar{T} + \bar{\rho} T' + \rho' \bar{T} + \rho' T')$$

Termo pequeno

Os termos linha ($'$) são as perturbações do tipo onda. O intuito é manter na equação apenas os termos lineares, ou seja, as perturbações de potência 1 admitindo que as perturbações são do tipo onda,

ou seja, com amplitude $e^{i(kx+mz-\omega t)}$, e por isso o termo $\rho'T'$ é desprezado, pois ele é relativamente pequeno. Essa abordagem permite estudar ondas como maré, ondas de escalas planetárias e ondas de gravidades, pois elas surgem da teoria linear. E com relação à interação não-linear, é necessário manter os termos de segunda ordem para produzir soluções adicionais com base em (σ_T, s_T, k_T) e das ondas planetárias $(\sigma_{PW}, s_{PW}, k_{PW})$.



No contexto da teoria linear, o "campo de fundo" refere-se ao estado básico ou condição média do ambiente atmosférico, como temperatura, pressão e velocidade do vento ainda não alterada por perturbações ondulatórias que se propagam no tempo e no espaço (EGITO, 2009) [15]. Em termos simples, é o estado padrão ou a condição geral da atmosfera antes de ser perturbada por fatores externos, ou internos.

No contexto da teoria não-linear, é essencial manter os termos de segunda ordem nas equações para obter soluções adicionais além das soluções lineares já conhecidas. Estas soluções adicionais correspondem às ondas secundárias que surgem da interação entre ondas primárias, como a maré e a onda de Kelvin. Vejamos a relação entre número de onda e comprimento de onda, expressa pela equação.

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \tag{3.34}$$

Sobre as frequências das ondas secundárias para análise no periodograma Lomb-Scargle, elas podem ser descritas como sendo a soma ou a diferença das frequências das ondas primárias. Esta relação é ilustrada pela seguintes simplificação:

$$\text{Frequência da onda secundária} \rightarrow (\text{usando o sinal "+" } f = 1,25 \text{ ciclo/dia}) \quad (3.35)$$

$$\text{Frequência da onda secundária} \rightarrow (\text{usando o sinal "-" } f = 0,75 \text{ ciclo/dia}) \quad (3.36)$$

Assim, a relação entre os comprimentos de onda das ondas primárias e secundárias, a partir do número de onda, é dada por:

$$\frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda_T} \pm \frac{2\pi}{\lambda_K} \quad (3.37)$$

ou

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\lambda_T} \pm \frac{1}{\lambda_K} \longrightarrow \lambda = \frac{\lambda_T \cdot \lambda_K}{\lambda_T \pm \lambda_K} \quad (3.38)$$

Esta equação relaciona o comprimento de onda secundárias com os das ondas primárias (maré e Kelvin).

Capítulo 4

Análise de dados

4.1 O radar meteórico SKiYMET

O SKiYMET é um radar meteórico utilizado para monitorar a mesosfera, que é uma região da atmosfera localizada entre aproximadamente 50 km e 100 km de altitude. Esse tipo de radar é projetado para detectar rastros ionizados deixados pelos meteoroides durante o processo de ablação, quando eles entram em contato com a atmosfera terrestre.

Durante a ablação, os meteoroides perdem massa ao entrarem na atmosfera. Nesse processo, eles liberam partículas. Estas, apesar de não afetarem significativamente a dinâmica da atmosfera, são fundamentais para estudos atmosféricos. A razão é que os meteoros deixam rastros ionizados. Esses rastros podem provocar mudanças locais na composição química e na temperatura da atmosfera. O SKiYMET é capaz de detectar essas mudanças e coletar informações sobre a mesosfera, o que é importante para entendermos melhor a interação entre a atmosfera e o espaço.



Figura 4.1: Radar meteórico SKiYMET. Fonte: EGITO et al. 2023 [11].

Além disso, o SKiYMET é utilizado para estudar a estrutura da mesosfera e os processos que ocorrem nessa região da atmosfera. O radar meteórico, localizado em São João do Cariri-PB ($7,4^{\circ}\text{S}$; $36,5^{\circ}\text{O}$), capta informações na frequência de 35,24 MHz e potência de pico de 12kW. Os dados de vento zonal são obtidos nas camadas Mesosfera e termosfera, mais especificamente, centradas nas altitudes de 82, 85, 88, 91, 94, e 98 km. Os dados correspondem à média horária dos eventos detectados pelo radar com resolução temporal de 1 hora (ALVES, 2007) [2].

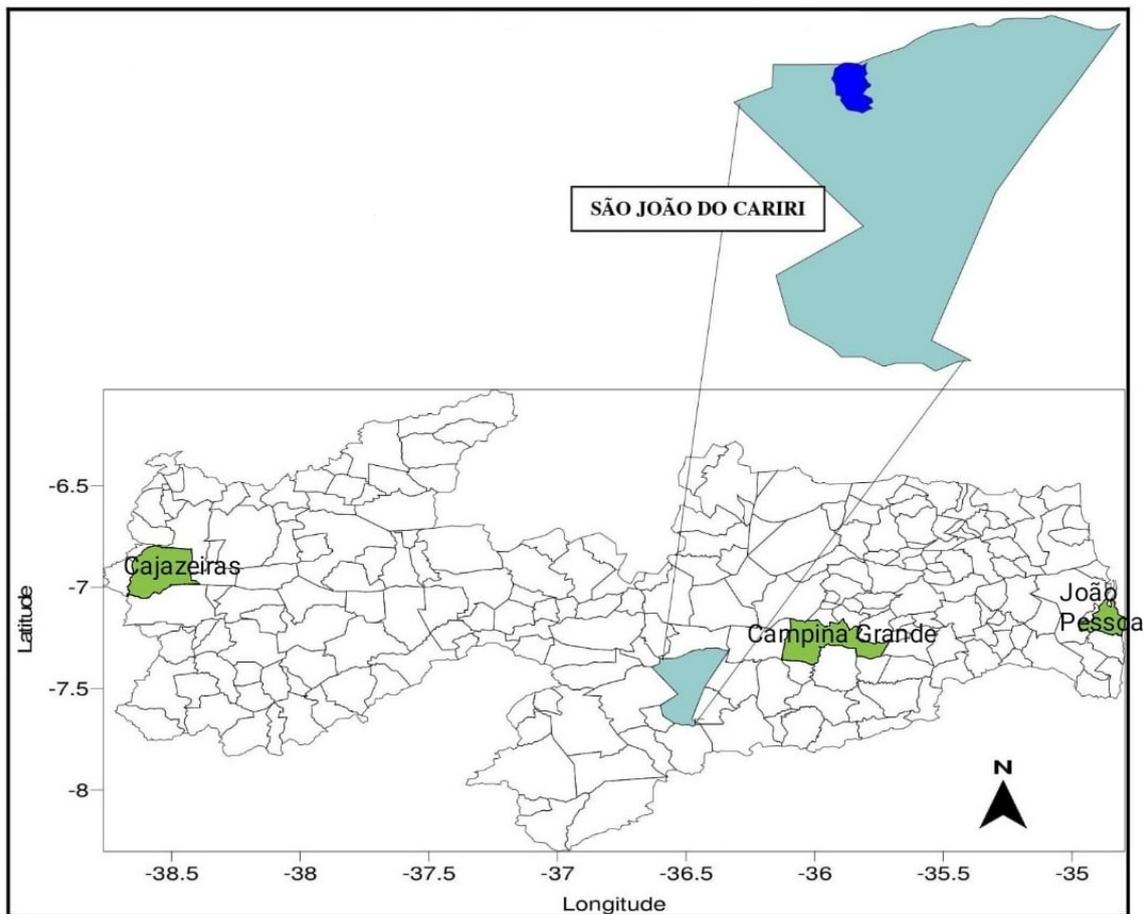


Figura 4.2: Imagem do Estado da Paraíba com destaque para os municípios de João Pessoa, Campina Grande, São João do Cariri e Cajazeiras. Fonte: Adaptado de Alves, Azevedo e Silva (2014) [3].

O funcionamento do SKiYMET baseia-se em um princípio relativamente simples: quando um meteoróide entra na atmosfera, ele deixa um rastro de partículas ionizadas que se deslocam a altas velocidades devido às colisões com a atmosfera neutra. Esse rastro de partículas ionizadas, com pequena vida curta, podem ser detectadas por um radar que emite ondas de rádio na direção da região onde os meteoróides estão entrando na atmosfera. Ao atingir as partículas ionizadas, as ondas de rádio são refletidas de volta ao radar, onde são detectadas e registradas. Com base no tempo necessário para o retorno das ondas de rádio ao radar, é possível determinar a altitude e a velocidade das partículas ionizadas, bem como outras informações sobre a dinâmica da Mesosfera e Baixa Termosfera (MLT).

O SKiYMET utiliza um transmissor de rádio de alta potência que emite pulsos de rádio com duração de cerca de 50 microssegundos, operando em uma frequência de 35,24 MHz. Esses pulsos são enviados para uma antena transmissora, que direciona as ondas de rádio para a região da mesosfera. Segundo Alves (2007), quando os meteoróides ingressam na atmosfera terrestre, eles colidem com as moléculas gasosas. As colisões entre os meteoróides e as moléculas atmosféricas produzem ablação e, assim, formam-se trilhas contendo gás ionizado que podem refletir ondas de rádio. Quando as ondas de rádio provenientes do radar alcançam estas partículas ionizadas, são refletidas e detectadas pelas cinco antenas receptoras que, juntas, fazem uma interferometria do sinal captado por elas. Com isso é determinado a velocidade do vento e sua direção de propagação entre altitudes de 80 a 100 km. Os dados coletados pelo SKiYMET serão utilizados para estudar a dinâmica da mesosfera, incluindo a interação entre partícula ionizada e a atmosfera neutra, e investigar a interação não linear entre a onda de Kelvin de período ultra rápida e a maré atmosférica.

Para identificar se está sendo gerada onda secundária, primeiramente utilizaremos a Transformada Wavelet para identificar e caracterizar a onda de Kelvin. A seguir temos a Figura 4.3 que mostra os picos de máximos do sinal da onda em alguns períodos com destaque para os picos da onda de Kelvin e da maré diurna.

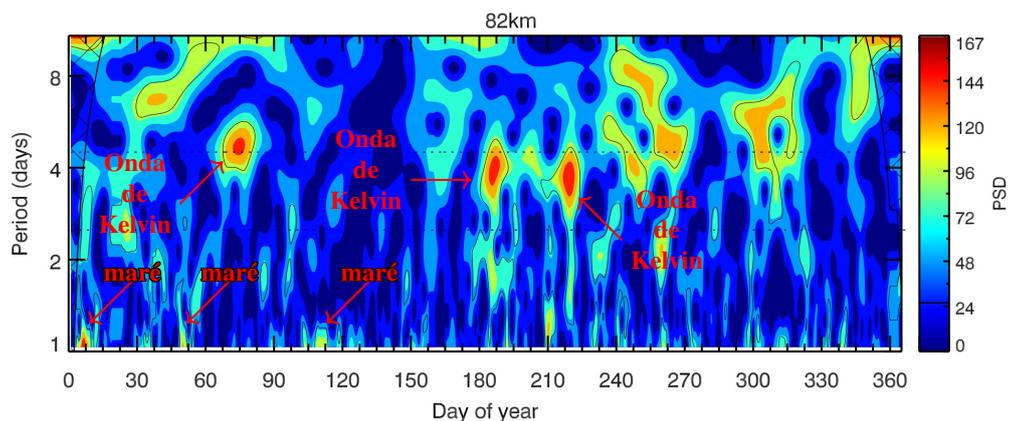


Figura 4.3: Transformada Wavelet mostrando a densidade espectral de potência na altitude de 82 km, com destaque para alguns picos que correspondem às possíveis assinaturas das ondas de Kelvin e às marés diurnas. O eixo horizontal indica o tempo medido em dias do ano de 2020.

Depois aplicaremos o periodograma Lomb-Scargle o qual possibilitará a identificação da onda secundária tal qual é feito com a transformada de Fourier, como mostra a Figura 4.4, para os dados de vento no momento em que aparece onda de Kelvin na frequência de 0,25 ciclo por dia, a maré diurna na frequência de 1,0 ciclo por dia e uma marcação na frequência de 1,25 ciclo por dia.

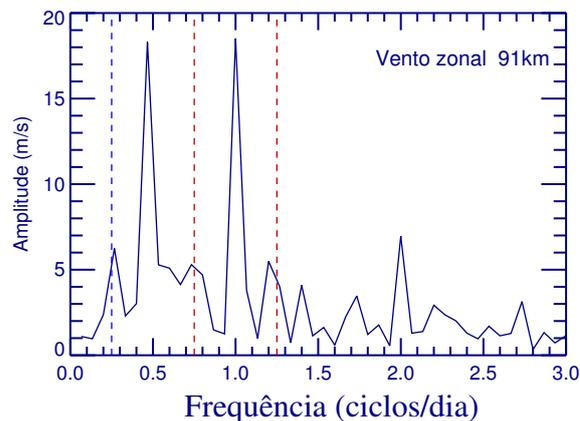


Figura 4.4: Espectro zonal da amplitude de Fourier no período de 60 a 75 (29/fev - 15/mar) de 2020.

A Figura 4.4 é um gráfico de vento zonal que mostra o espectro de amplitude de Fourier em que, na horizontal, tem-se a frequência em ciclos por dia e, no eixo vertical, a amplitude. Neste gráfico, no 3º pico, é possível identificar a presença da maré diurna com frequência de 1 ciclo-dia⁻¹, ou seja, 24 h. No primeiro pico da figura, tem-se uma onda com frequência de aproximadamente 0,25 ciclo-dia⁻¹, isso equivale a um período de 4 dias, o que corresponde a onda de Kelvin, com amplitude de aproximadamente 6 ms⁻¹.

Podemos verificar que, na frequência de aproximadamente 0,75 ciclo-dia⁻¹, temos outro pico e este caracteriza uma possível presença de onda secundária, pois ela tem como característica a soma ou a subtração das frequências da maré diurna e da onda de Kelvin, ou seja, as possíveis ondas secundárias que podem ser geradas, caso as ondas de maré diurna e de Kelvin interajam, vão ter frequências de 0,75 ciclo-dia⁻¹ que é a diferença entre as duas frequências ou de 1,25 ciclo-dia⁻¹ que é a soma das duas frequências e, assim, designada ondas secundárias.

4.1.1 Método dos mínimos quadrados para o cálculo da amplitude e fase da onda.

Para o cálculo de fase da onda temos em cada ponto as altitudes e os instantes em que a onda tem um máximo. A distância vertical se refere à diferença de altitudes entre dois pontos consecutivos onde a onda alcança um máximo, isso implica que conhecendo o instante e a distância entre cada altitude, é possível calcular a velocidade de fase vertical da onda e conseqüentemente temos o comprimento de onda vertical pela relação $v = \lambda/T$ ou $v = \lambda \cdot f$.

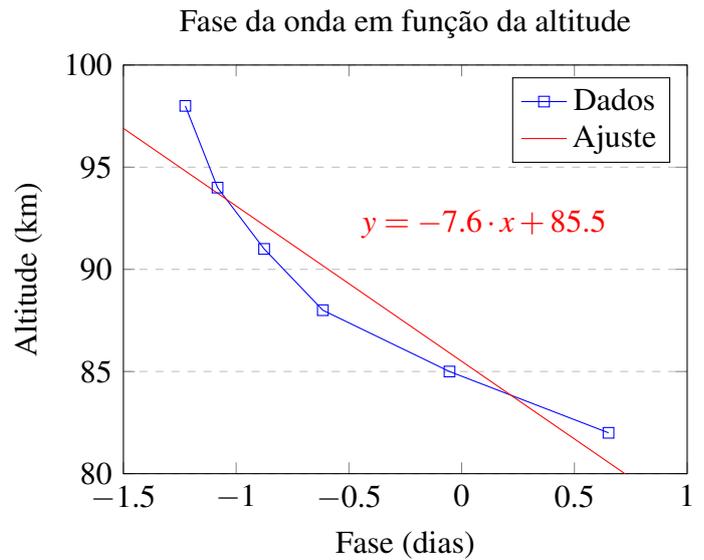
Para gerar o gráfico de fase, Tabela 4.1.1, é preciso fazer um ajuste de curva por meio do método dos mínimos quadrados que trata do melhor ajuste para o conjunto de dados da fase da onda por meio da minimização da soma dos quadrados das diferenças entre os valores da fase e os valores previstos pela reta de ajuste, uma regressão linear do tipo $y = ax + b$, na qual a é o coeficiente angular que representa a inclinação da reta cuja tangente do ângulo é exatamente a velocidade de fase da onda e b é o coeficiente linear. Para obter esses coeficientes a e b partimos da função $[F(a,b)]$ com o intuito de encontrar uma relação de dependência em termos de a e b com os pontos que queremos minimizar a distância da reta de ajuste. Em seguida, calculamos as derivadas parciais com relação a a e b a fim de obter os valores de a , que é o coeficiente angular da reta e nesse caso a velocidade vertical de fase da onda e b que é o coeficiente linear da reta.

Após esse cálculo, com os coeficientes a e b determinados, utilizando o método dos mínimos quadrados, escrevemos a equação que representa o ajuste de fase e com isso determinamos a velocidade de fase vertical chegando ao resultado de $v = -7,6$ km/dia e a equação de ajuste linear $y = -7,6x + 85,5$ com $R^2 = 0,89$, sendo este, o coeficiente de determinação R^2 , que indica a qualidade do ajuste da linha de regressão em 89%

Os dados de entrada de fase da onda (dias) em relação à altitude (em quilômetros) e são apresentados na tabela e gráfico a seguir e foram utilizados para obter a equação de ajuste.

Tabela 4.1: Fase da onda.

Altitude (km)	Fase da onda (dias)
82	0.651182
85	-0.0539289
88	-0.615636
91	-0.875950
94	-1.08257
98	-1.22550



Aplicando o método dos mínimos quadrados para realizar uma regressão linear, obtemos a seguinte equação:

$$y = -7,7x + 85,6 \quad e \quad R^2 = 0,89$$

Assim, a partir dos pontos obtemos a função com os termos a e b e em seguida, com as derivadas parciais, chegamos aos coeficientes a e b e conseqüentemente a equação de ajuste linear dos pontos da fase com as seguintes equações:

$$F(a,b) = \sum_{i=1}^n (ax_i + b - y_i)^2 \quad (4.1)$$

Agora, para encontrar os valores de a e b que minimizam essa função, tomamos as derivadas parciais com respeito a a e b e igualamos a zero:

$$\frac{\partial F}{\partial a} = \sum_{i=1}^n 2(ax_i + b - y_i)x_i = 0 \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial F}{\partial b} = \sum_{i=1}^n 2(ax_i + b - y_i) = 0 \quad (4.3)$$

Resolvendo o sistema de equações acima, obtemos os valores de a e b que minimizam a

função $F(a,b)$, dessa forma obtemos as figuras com os parâmetros da onda de Kelvin, secundária e maré que podem ser verificadas a partir das seguintes referências: Figura 5.7, 5.12 e 5.15.

4.1.2 Cálculo da incerteza de propagação da onda de Kelvin e da maré

Para calcular e obter o comprimento de onda secundária precisamos dos comprimentos das ondas de Kelvin, da maré diurna e também da incerteza de propagação dessas ondas. A partir da teoria, temos a seguir o cálculo para o comprimento da onda secundária esperado, conforme a relação do número de onda zonal e os comprimentos de onda secundária, onda de Kelvin e da maré diurna respectivamente, λ , λ_K e λ_T :

$$\frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda_T} \pm \frac{2\pi}{\lambda_K}$$

Ou

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\lambda_T} \pm \frac{1}{\lambda_K} \longrightarrow \lambda = \frac{\lambda_T \cdot \lambda_K}{\lambda_T \pm \lambda_K} \quad (4.4)$$

Considerando as incertezas associadas aos comprimentos de onda das ondas de Kelvin e da maré diurna que cada uma delas têm, é necessário calcular a incerteza de propagação resultante da interação. Esta incerteza é derivada das variações nos comprimentos de onda ou desvio padrão. Para obter essa incerteza de propagação, recorreremos ao cálculo das derivadas parciais a partir da Equação 4.4. Esse processo nos permite analisar o tamanho das incertezas individuais no resultado.

$$\lambda = \frac{\lambda_T \cdot \lambda_K}{\lambda_T \pm \lambda_K} \longrightarrow \lambda = \lambda_T \cdot \lambda_K \cdot (\lambda_T \pm \lambda_K)^{-1}$$

$$\sigma^2 = \left(\frac{\partial \lambda}{\partial \lambda_T} \right)^2 \cdot \sigma_T^2 + \left(\frac{\partial \lambda}{\partial \lambda_K} \right)^2 \cdot \sigma_K^2 \quad (4.5)$$

Aqui, temos a parcela de incerteza da propagação da onda de Kelvin, esta parte nos fornece a contribuição específica da onda de Kelvin na incerteza total de propagação, após a derivação temos a

Equação 4.6.

$$\frac{\partial \lambda}{\partial \lambda_T} = \frac{\lambda}{\lambda_T} - \frac{\lambda}{\lambda_T \pm \lambda_K} = \frac{\lambda^2}{\lambda_T^2} \quad (4.6)$$

Neste ponto temos a parcela da incerteza da propagação da maré diurna e calculamos a contribuição específica da incerteza, após a derivação temos a Equação 4.7.

$$\frac{\partial \lambda}{\partial \lambda_K} = \frac{\lambda_T}{\lambda_T \pm \lambda_K} - \frac{\lambda}{\lambda_T \pm \lambda_K} = \frac{\lambda^2}{\lambda_K^2} \quad (4.7)$$

Assim, por meio da Equação 4.8, obtemos a incerteza total de propagação com a soma de cada parcela, decorrentes das ondas de Kelvin e da maré diurna. Esta contribuição, dada por cada uma das derivadas parciais resulta na incerteza total σ , conforme expresso a seguir:

$$\sigma^2 = \left(\frac{\lambda^2}{\lambda_T^2} \right)^2 \cdot \sigma_T^2 + \left(\frac{\lambda^2}{\lambda_K^2} \right)^2 \cdot \sigma_K^2 \longrightarrow \sigma^2 = \left(\frac{\lambda}{\lambda_T} \right)^4 \cdot \sigma_T^2 + \left(\frac{\lambda}{\lambda_K} \right)^4 \cdot \sigma_K^2 \quad (4.8)$$

Com a Equação 4.8 podemos obter a incerteza de propagação da onda secundária e comparar com os comprimentos λ , λ_K e λ_T , conforme os valores organizados na Tabela 5.2, da seção 5.3 de resultados.

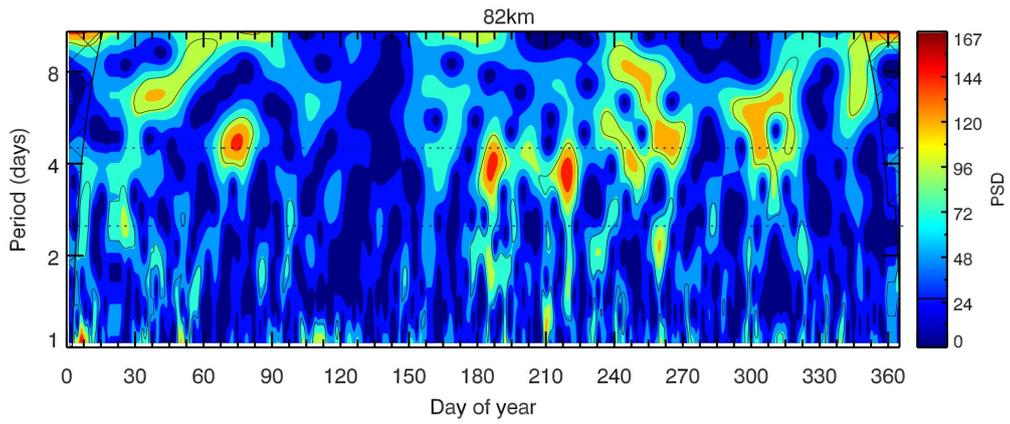
Capítulo 5

Resultados e Discussões

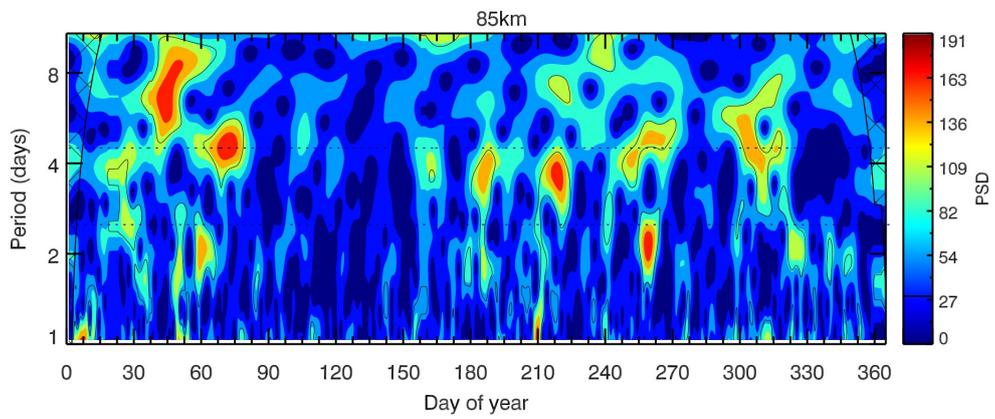
As ondas de Kelvin são caracterizadas por apresentarem uma perturbação com amplitude zonal intensa, porém com baixa amplitude na componente meridional. A seguir, na Figura 5.1, são apresentados os resultados da energia espectral do vento zonal, observados entre 85 a 98 km, em São João do Cariri-PB, durante o ano de 2020. A análise dos espectros foi realizada utilizando a transformada Wavelet, levando em consideração períodos que ocorreram de 1 a 8 dias.

No gráfico de wavelet do espectro apresentado na Figura 5.1 – (a) é possível observar um pico em torno dos dias 65 a 75 (05/mar-15/mar)¹. Este período, centrado em torno de 4 dias e indicado pela linha tracejada, pode ser indicativo de uma onda de Kelvin. Esses picos sugerem a presença de uma variação periódica no sinal dos dados de vento e, por essa razão, podem estar relacionados à onda de Kelvin durante esse período. De forma semelhante, outras oscilações podem ser identificadas entre os dias 180 e 188 dias/ano, bem como entre os dias 212 e 218 dia/ano, apresentando maior intensidade e um período de 3 dias. Adicionalmente, oscilações nos dias 247 e 263 também são observáveis, porém com menor intensidade e um período de 4 dias. Por estas evidências, nos concentramos na onda de 3 – 4 dias. A tabela a seguir mostra um panorama da onda de Kelvin. Vejamos as figuras.

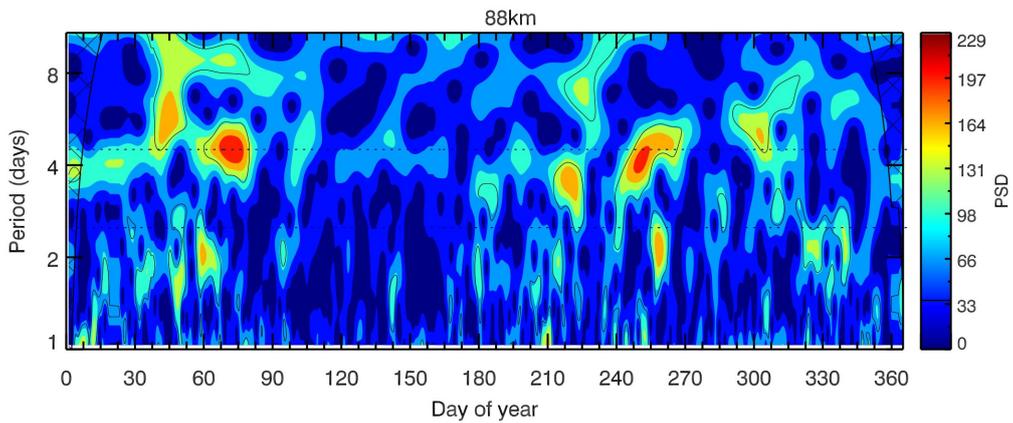
¹Janeiro (1-31), Fevereiro (32-60), Março (61-91), Abril (92-121), Maio (122-152), Junho (153-182), Julho (183-213), Agosto (214-244), Setembro (245-274), Outubro (275-305), Novembro (306-335), Dezembro (336-366).



(a)



(b)



(c)

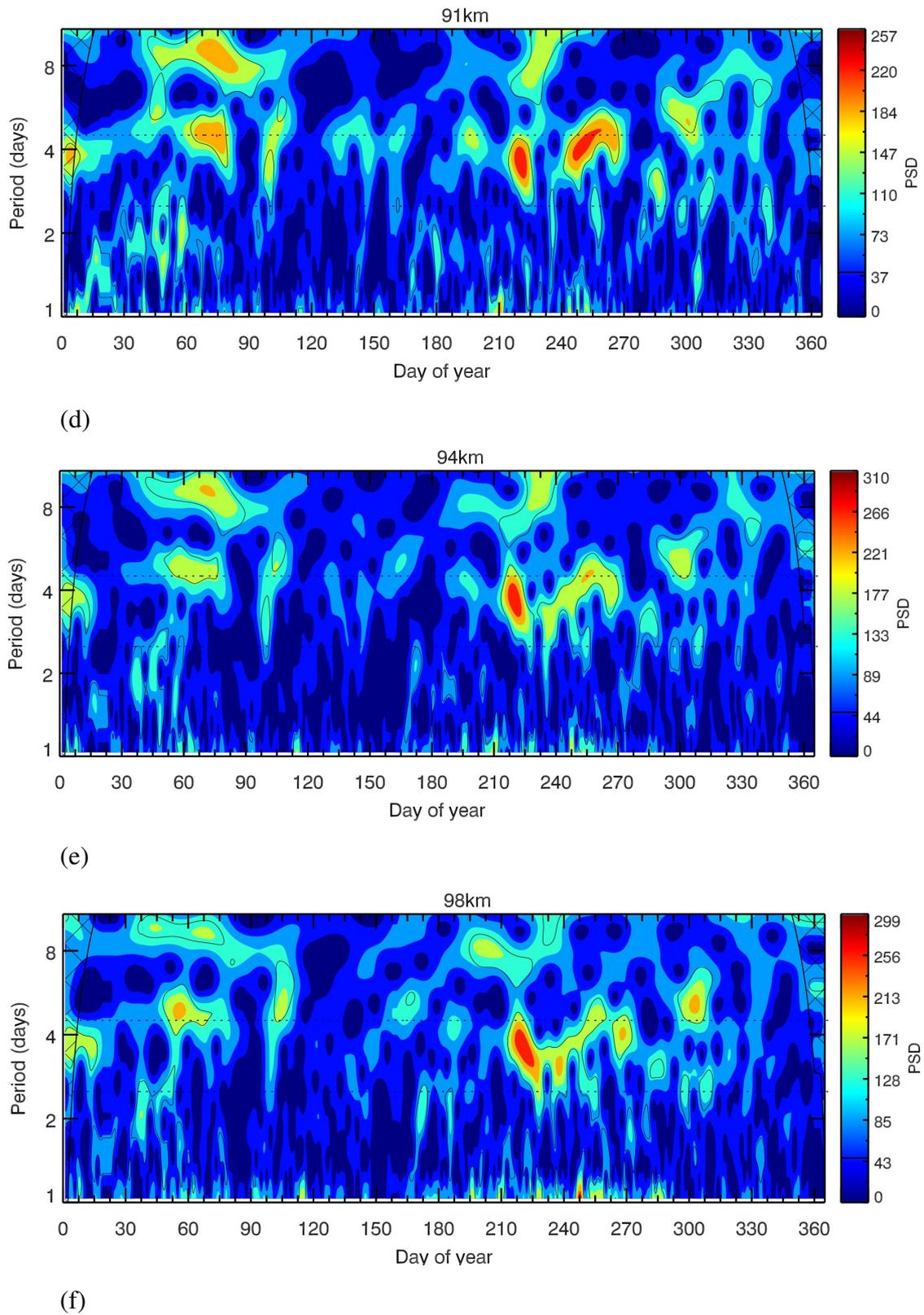


Figura 5.1: Transformada wavelet para densidade média anual da energia da componente zonal. Os resultados são para as camadas atmosféricas centradas em (a) 82 km, (b) 85 km, (c) 88 km, (d) 91 km, (e) 94 km e (f) 98 km.

Ainda na Figura 5.1 (b), na altitude de 85km, observamos um intenso sinal de onda de 3 a 4 dias nos seguintes intervalos: 60 a 75 (29/fev-15/mar), 180 a 188 (28/jun-06/jul), 210 a 215 (28/jul-02/ago), 240 a 247 (27/ago-03/set) e 292 a 315 (18/out-10/nov). Esse padrão é semelhante ao apresentado na Figura 5.1 (b), (c), (d) e (e), o que indica que a onda está se propagando e que descreveremos mais adiante a direção de propagação da onda quanto a estar se deslocando para cima ou para baixo. Ao analisar os dados do vento zonal, notamos picos que identificam a maré diurna, com manifestações ao longo do ano. Mais especificamente, há manifestações em torno do dia 8 (05/jan), e alguns picos nos dias \approx 52 (21/fev), 210 (28/jul), 240 (27/ago) e 314 (09/nov). Além disso, ocorre uma forte oscilação da energia espectral de quase dois dias por volta de 60 (29/fev), 190 (08/jul) 250 a 260 (06/set-16/set) e 313 (08/nov).

De forma semelhante, na Figura 5.1 (b), na altitude de 88 km, é possível identificar oscilações entre os dias 60 ao dia 88 (29/fev-28/mar), bem como aproximadamente entre os dias 210 ao dia 214 (28/jul-1/ago). Essas oscilações apresentam assinaturas de ondas de Kelvin com períodos de 3 a 4 dias. Além disso, oscilações também podem ser observadas no intervalo de tempo entre os dias 240 ao dia 256 (27/ago-12/set), embora com menor intensidade e, ainda assim, em um período de 4 dias. Devido a essas evidências, focamos na análise das ondas com períodos de 3 a 4 dias para investigar interações não lineares que resultem em ondas secundárias.

Assim, na Figura 5.1 (c), (d) e (e) são apresentadas, da mesma forma que em (a), e (b), as densidades de energia espectral dos ventos na componente zonal para as alturas 91km, 94km e 98km, respectivamente, nelas há um padrão de repetição do sinal da onda de Kelvin cuja intensidade de picos da energia espectral obtida pela transformada wavelet, ilustrados nos gráficos, respectivamente, é possível identificar oscilações comuns em vários momentos ao longo do ano, com períodos próximos a 1 - 2 dias, 3 - 4 dias e 5 - 8 dias. Porém, na faixa de período de 3-4 dias, o espectro de potência do vento indica a presença de oscilações comuns e mais evidente do vento zonal.

De modo geral, na Figura 5.1, temos ocorrência de picos no período de 3–4 dias, que é a

região de interesse porque é nesse ponto que podemos encontrar com maior frequência periodicidades que caracterizam a onda de Kelvin (Salby et al., 1984) [36]. Segundo Egito et al., (p. 3, 2018) [10], é possível observar as variações de periodicidades nos dados de vento e temperatura de 3 a 4 dias com ocorrência em todas as estações do ano, sendo mais notáveis nos meses de janeiro, março, julho, agosto e novembro. Em nosso caso, temos a seguir a Tabela 5.1 que mostra as altitudes e os dias do ano em que identificamos a ocorrência da onda de Kelvin de acordo com os gráficos da transformada wavelet.

Tabela 5.1: Ocorrências da onda de Kelvin em várias altitudes durante 2020.

Altitude (km)	Dia do ano, em 2020				
	1 - 16 jan (1-16)	29 fev - 15 mar (60-75)	28 mar - 12 abr (88-103)	28 jul - 17 ago (210-230)	27 ago - 16 set (240-260)
82	Presente	Presente	Presente	Presente	Presente
85	Presente	Presente	Presente	Presente	Presente
88	Presente	Presente	Presente	Presente	Presente
91	Presente	Presente	Presente	Presente	Presente
94	Presente	Presente	Presente	Presente	Presente
98	Presente	Presente	Presente	Presente	Presente

A Tabela 5.1 apresenta as assinaturas da onda de Kelvin, destacando especificamente os dias do ano em que o sinal foi detectado em todas as altitudes. Esta compilação em tabela é para facilitar a visualização e interpretação das ocorrências da onda de Kelvin obtida com a transformada wavelet e que, os mesmos sinais, será utilizado posteriormente com o periodograma Lomb-Scargle para detectar sinais da interação não-linear.

5.1 Definição de onda secundária resultante da interação não-linear.

As ondas secundárias, como já mencionadas anteriormente, surgem da interação não-linear entre a maré diurna e a onda de Kelvin. É possível detalhar mais especificamente, conforme descrição

a seguir: a maré diurna cuja frequência é de $1 \text{ ciclo}\cdot\text{dia}^{-1}$ ao interagir com a onda de Kelvin, com frequência de $0,25 \text{ ciclo}\cdot\text{dia}^{-1}$, resultará numa possível assinatura da onda secundária cuja frequência pode ser de $0,75 \text{ ciclo}\cdot\text{dia}^{-1}$ ou de $1,25 \text{ ciclo}\cdot\text{dia}^{-1}$. Nesta relação a frequência que as ondas de Kelvin e maré diurna quando interagindo uma à outra pode resultar na frequência de $0,75 \text{ ciclo}\cdot\text{dia}^{-1}$, como na relação $\sigma = \sigma_T \pm \sigma_{PW}$. Caso contrário, se numa interação não-linear de interferência dessas duas ondas for uma "soma", a frequência será de $1,25 \text{ ciclo}\cdot\text{dia}^{-1}$ que é exatamente a soma das duas frequências da maré diurna (frequência $1 \text{ ciclo}\cdot\text{dia}^{-1}$) com a onda de Kelvin (frequência $0,25 \text{ ciclo}\cdot\text{dia}^{-1}$).

5.1.1 Observações de interação não-linear a partir do periodograma de Lomb-Scargle.

A seguir, faremos uma análise espectral com o periodograma Lomb-Scargle a partir dos sinais da ocorrência da onda de Kelvin, conforme indicado na Tabela 5.1. Esta tabela mostra todas as assinaturas da onda ao longo do ano, contendo apenas os sinais que aparecem em todas as altitudes. Esta seleção visa facilitar a compreensão e decidir quais pontos dessas ocorrências serão analisados através do periodograma Lomb-Scargle.

A partir dessa identificação de ocorrência do sinal em todas as altitudes aplicamos o periodograma para filtrar os dados e apontar os possíveis sinais da onda secundária. Identificamos os dias do ano e as altitudes da atmosfera nas quais ocorreram sinais da onda de Kelvin, pois apesar de a maré diurna mesmo que apresente sinal fraco e/ou até mesmo sinal forte, esta onda sempre estará presente em quaisquer observações, pois estudos mostram que a ocorrência da maré diurna está sempre presente na MLT. Daí constatou-se a necessidade de fazer a análise observando somente a ocorrência do sinal da onda de Kelvin.

A seguir apresentaremos os gráficos, com análise espectral feita através do periodograma de Lomb-Scargle nos dias em que os resultados estão coerentes com a teoria de interação não-

linear e conforme o periodograma apresenta sinais da assinatura da onda secundária nas frequências mencionadas.

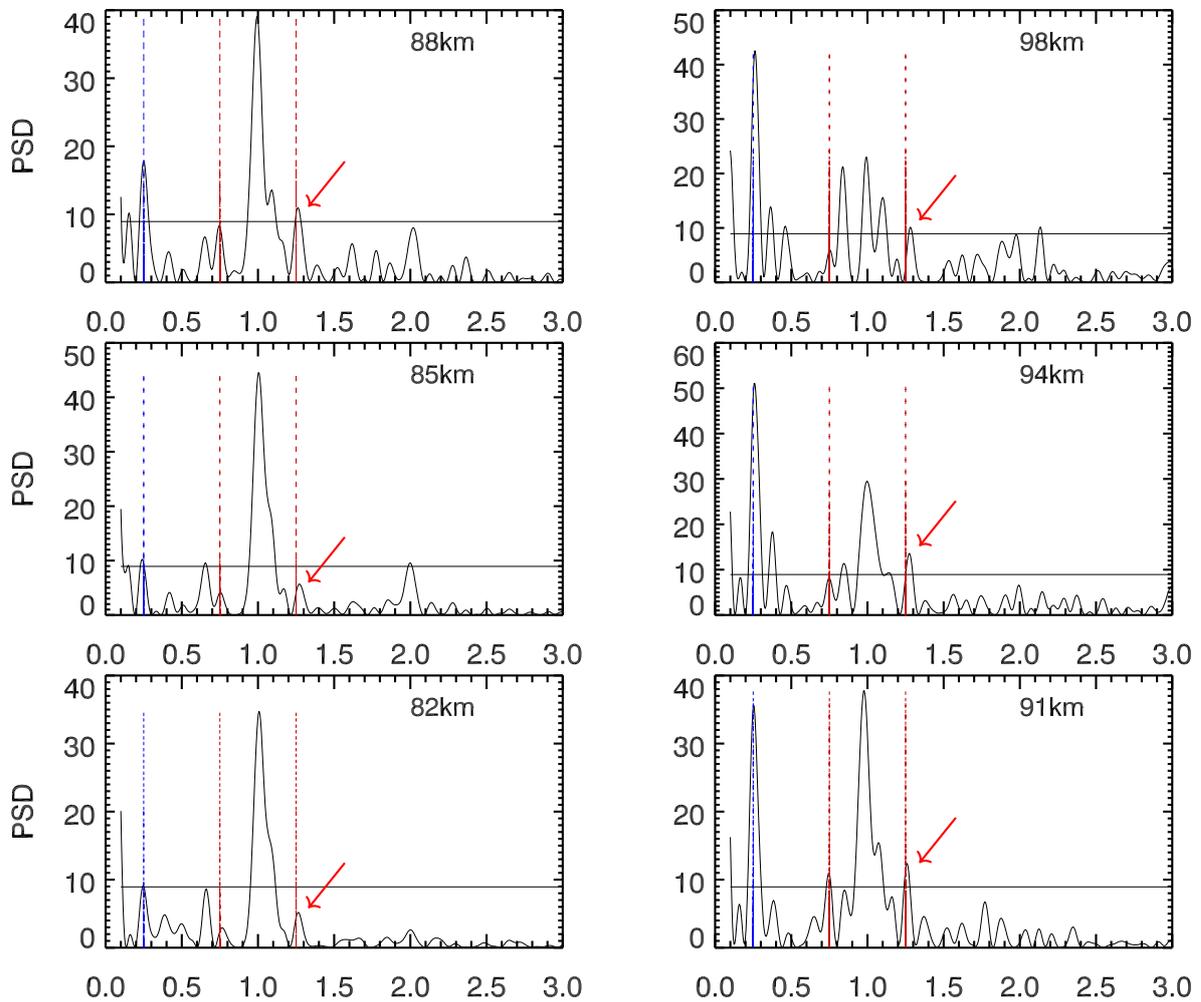


Figura 5.2: Densidade Espectral de Potência em função da frequência (ciclos por dia) observados entre os dias 1 ao dia 16 de janeiro de 2020. A linha reta horizontal indica o nível de confiança de 90%.

A Figura 5.2, apresenta a Densidade Espectral de Potência (PSD)² e a frequência de ciclos por dia. As três linhas pontilhadas verticalmente identificam, respectivamente, na linha pontilhada de cor azul a frequência da onda de Kelvin e as outras duas linhas pontilhadas, na cor vermelha, representam as possíveis assinaturas da onda secundária que estão posicionadas exatamente nas frequências 0,75 ou 1,25 ciclo·dia⁻¹ conforme a equação $\sigma = \sigma_T \pm \sigma_{PW}$. Temos um sinal consistente na altitude de

²PSD é a abreviação de Power Spectral Density (Densidade Espectral de Potência.)

88 km em que a onda de Kelvin está bem caracterizado na frequência de $0,25 \text{ ciclo}\cdot\text{dia}^{-1}$, em torno de 10 PSD e vai se intensificando à medida que a altitude aumenta chegando próximo de 20 PSD. Quanto ao sinal da maré, na frequência de $1,0 \text{ ciclo}\cdot\text{dia}^{-1}$, está na faixa de 40 PSD resultando no sinal da onda secundária de frequência 0,75 que está quase tocando a linha de confiança na PSD próximo de 10 e outro com frequência de $1,25 \text{ ciclo}\cdot\text{dia}^{-1}$ acima da linha de confiança, em 10 PSD evidenciando a ocorrência da interação não-linear resultando na onda secundária nessa altitude.

Ainda na Figura 5.2 o sinal da onda secundária também está presente nas altitudes de 91 km, 94 km e 98 km e nestas altitudes percebe-se que a onda de Kelvin tem um pulso de densidade Espectral entre 40 a 50 PSD, intensidade maior que as altitudes inferiores e a onda secundária tem pulso acima da linha de confiança. Assim, entre os dias 1 ao dia 16 de janeiro de 2020, a onda secundária apareceu nas altitudes de 82 km, 85 km, 88 km, 91 km, 94 km e 98 km.

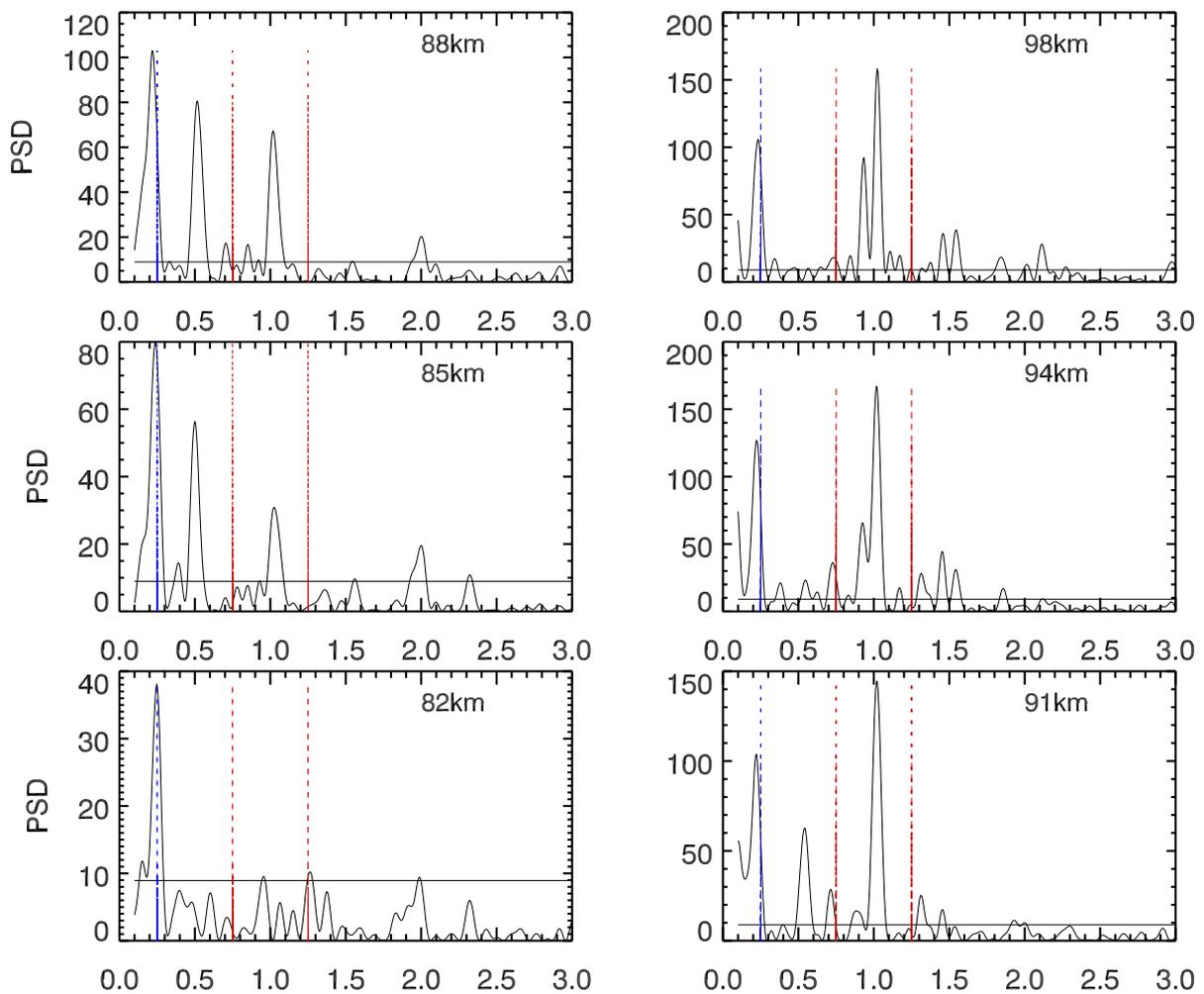


Figura 5.3: Densidade Espectral de Potência em função da frequência (ciclos por dia), observados entre os dias 60 ao dia 75 (29/fev - 15/mar) de 2020.

A Figura 5.3 mostra as assinaturas da onda de Kelvin e da maré diurna que resultaram em ondas secundárias observadas durante o período do dia 60 ao dia 75, nos meses de fevereiro e março com os dados de vento de 2020. Ao observarmos a Tabela 5.1 percebemos que nesse período as ondas de Kelvin foram mais consistentes, praticamente constante nos mesmos intervalos de dias e em todas as altitudes, por esta razão, o sinal no gráfico é mais forte e mais intenso em PSD se intensificando à medida que a altitude aumenta. Em 88 km temos um sinal forte da onda de Kelvin ($0,25 \text{ ciclo}\cdot\text{dia}^{-1}$) próximo de 40 PSD e a maré ($1,0 \text{ ciclo}\cdot\text{dia}^{-1}$) e essa característica está presente nas demais altitudes, porém o sinal da onda secundária não é consistente.

Na altitude de 85 km, tanto a onda de Kelvin quanto a maré diurna estão aumentando a intensidade de PSD, com a primeira chegando a 80 PSD e a última alcançando valores em torno de 30 PSD, porém com a assinatura da onda secundária abaixo da linha de confiança. Já na altitude de 88 km, a onda de Kelvin apresenta um pico acima de 100 PSD ainda que posicionada ligeiramente antes da frequência de $0,25 \text{ ciclo}\cdot\text{dia}^{-1}$, o mesmo comportamento se nota com a maré, mas também com alta (PSD) em torno de 70 e a onda secundária com pico um pouco antes de $0,75 \text{ ciclo}\cdot\text{dia}^{-1}$, sendo assim, uma possível assinatura desta onda.

Características semelhantes também acontecem na altitude de 91 km. A onda de Kelvin se mantém com mesma intensidade em torno de 100 PSD e a maré tem um pico por volta de 150 PSD, com isso, o sinal da onda secundária é forte em torno de 25 PSD na frequência de $0,75 \text{ ciclo}\cdot\text{dia}^{-1}$, a mesma característica se confirma nas altitudes de 94 km e 98 km. Com isso, entre os dias 60 ao dia 75 a onda secundária apareceu nas altitudes de 82 km, 91 km, 94 km e 98 km, mas não aparece em todas as altitudes.

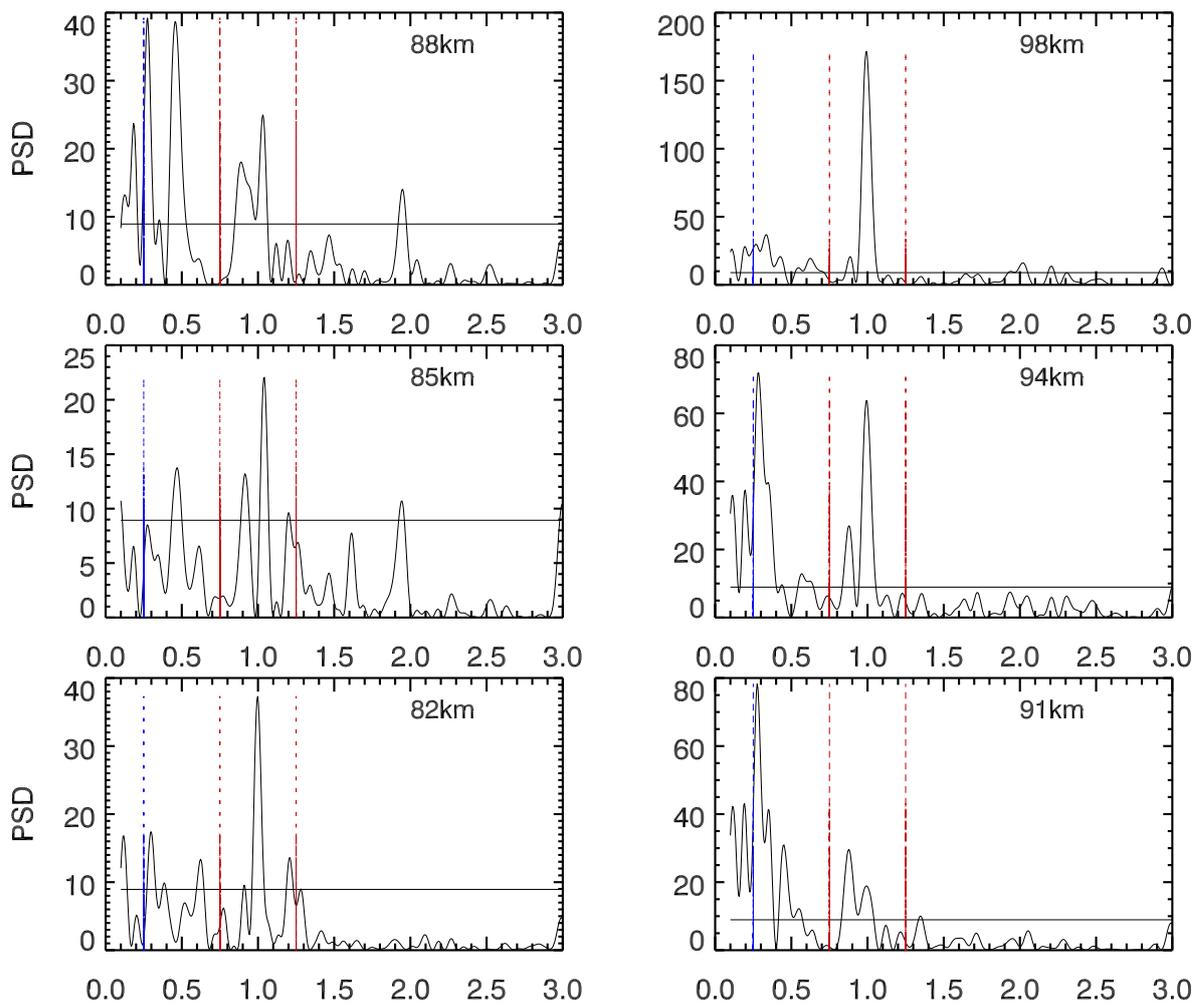


Figura 5.4: Densidade Espectral de Potência em função da frequência (ciclos por dia), observados entre os dias 88 ao dia 103 (28/mar - 12/abr) de 2020.

Na Figura 5.4 podemos notar as possíveis assinaturas da onda secundária nas altitudes 82 km, em que se verifica na linha azul pontilhada na vertical que na frequência $0,25 \text{ ciclo}\cdot\text{dia}^{-1}$ correspondente a onda de Kelvin, esta se localiza ligeiramente abaixo de 20 PSD e com a maré diurna próxima de 40 PSD. Podemos notar também que na frequência de $0,75 \text{ ciclo}\cdot\text{dia}^{-1}$, o pico mostra uma possível assinatura da onda secundária, ligeiramente abaixo da linha horizontal, margem de confiança. Todavia, na frequência de $1,25 \text{ ciclo}\cdot\text{dia}^{-1}$ temos um pico que marca a onda secundária tocando a margem de confiança evidenciando uma possível assinatura dessa onda.

Já na altitude de 85 km, temos a onda de Kelvin com sinal fraco, um pouco abaixo de 10

PSD e a maré com sinal forte, acima de 20 PSD e as duas frequências 0,75 e 1,25 ciclo·dia⁻¹ da onda secundária se apresenta abaixo da linha de confiança. Semelhantemente, na altitude de 88 km, apesar da frequência da onda de Kelvin ter um aumento chegando próximo de 40 PSD enquanto a frequência da maré se manteve, a onda secundário aparece com pequeno sinal. O mesmo ocorre na altitude de 91 km, o sinal da onda de Kelvin aumentou chegando próximo de 80 PSD, porém a onda secundária não ficou evidente e assim, nas altitudes de 94 km e 95 km, não se verificou a presença da onda secundária, mesmo com sinal forte da onda de Kelvin e da maré. Com isso, entre os dias 88 ao dia 103 a onda secundária apareceu apenas na altitude 82 km e 85 km.

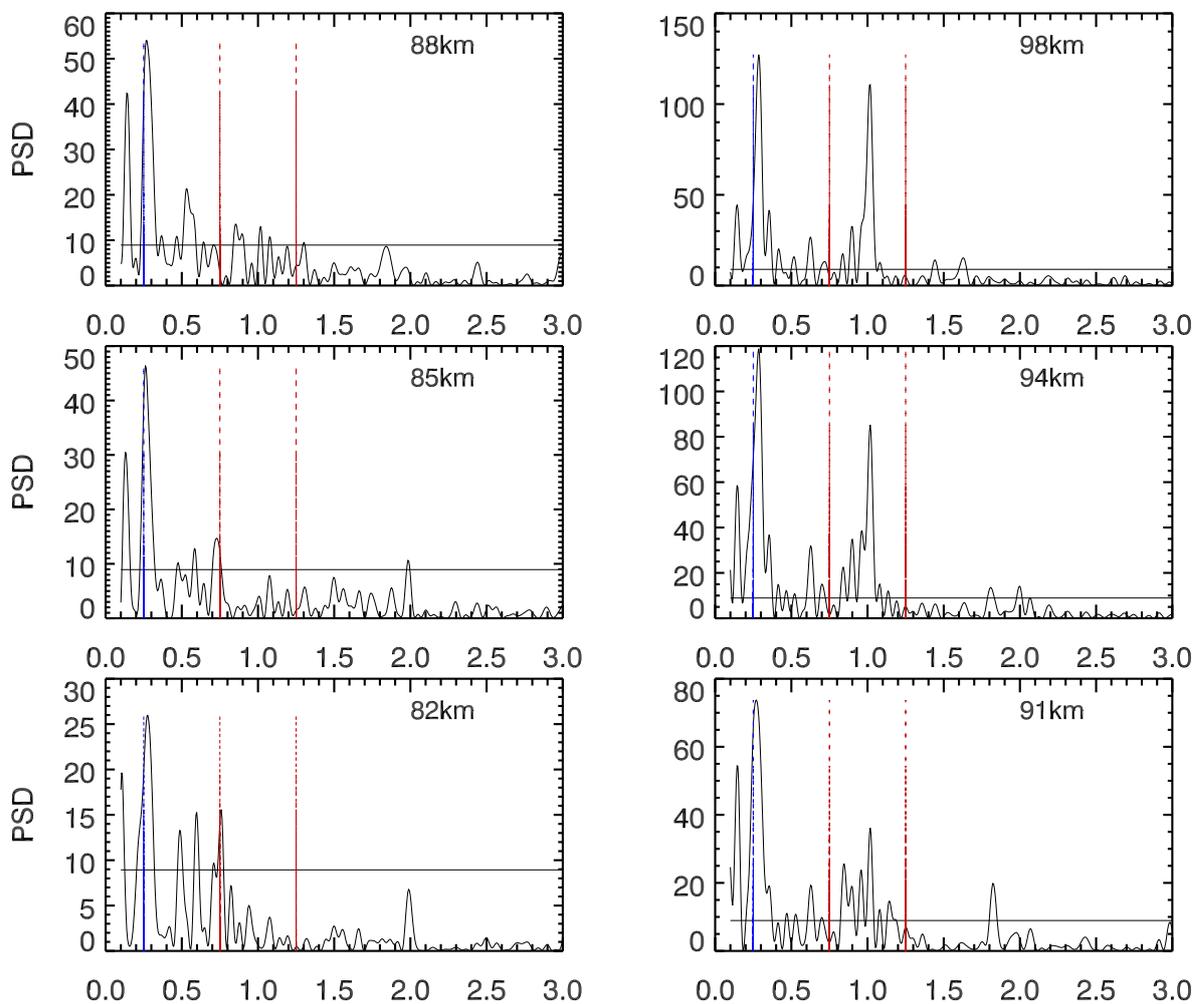


Figura 5.5: Densidade Espectral de Potência em função da frequência (ciclos por dia), observados entre os dias 210 ao dia 230 (28/jul - 17/ago) de 2020.

Após analisarmos a Figura 5.4, é importante destacar que os dias de observação são essenciais para uma interpretação precisa das ondas secundárias, conforme a Tabela 5.1. Ela fornece evidências de onde encontrar a onda secundária sendo onde o sinal da onda de Kelvin é forte e em todas as altitudes o local provável, porém é com o periodograma Lomb-Scargle que atestamos de fato a ocorrência do sinal da onda secundária a qual ocorreu apenas na altitude de 82 km e 85 km durante o período de 88 ao dia 103 dias.

Todavia, ao analisarmos outro período de observação, no período de 210 ao dia 230 dias, observamos alguns resultados da ocorrência da onda secundária conforme apresentado na Figura 5.5, nela temos na altitude de 82 km um sinal forte da onda de Kelvin acima de 25 PSD e um sinal fraco da maré diurna, no entanto, o sinal da onda secundária é bastante forte, em torno de 15 PSD na frequência aproximada de 0,75, o mesmo pode se dizer da altitude de 85 km permanecendo as mesmas características havendo apenas um aumento no sinal da onda de Kelvin chegando próximo de 50 PSD. Já na altitude de 88 km, há um aumento do sinal tanto da onda de Kelvin quanto da maré diurna estando o sinal, possivelmente, da onda secundária tocando a linha de confiança, porém na frequência de 1,25 ciclo por dia.

Na altitude de 91 km, o sinal da onda de Kelvin continua aumentando chegando próximo de 80 PSD como também o sinal da maré tem um aumento. Estes dois, tanto o da onda de Kelvin quanto o da maré apresentam ligeiro desvio à direita da marcação vertical azul e vermelho por esta característica e levando em consideração a equação, $\sigma = \sigma_T \pm \sigma_{PW}$, temos também uma possível assinatura da onda secundária. O mesmo padrão se mostra também nas altitudes 94 km e 98 km. Com isso, entre os dias 210 ao dia 230, a onda secundária apareceu nas altitudes 82 km, 85 km, 88 km, 91 km, 94 km e 98 km, porém em frequências que se alternam e por isso, nessa altitude não temos o sinal consistente da onda secundária.

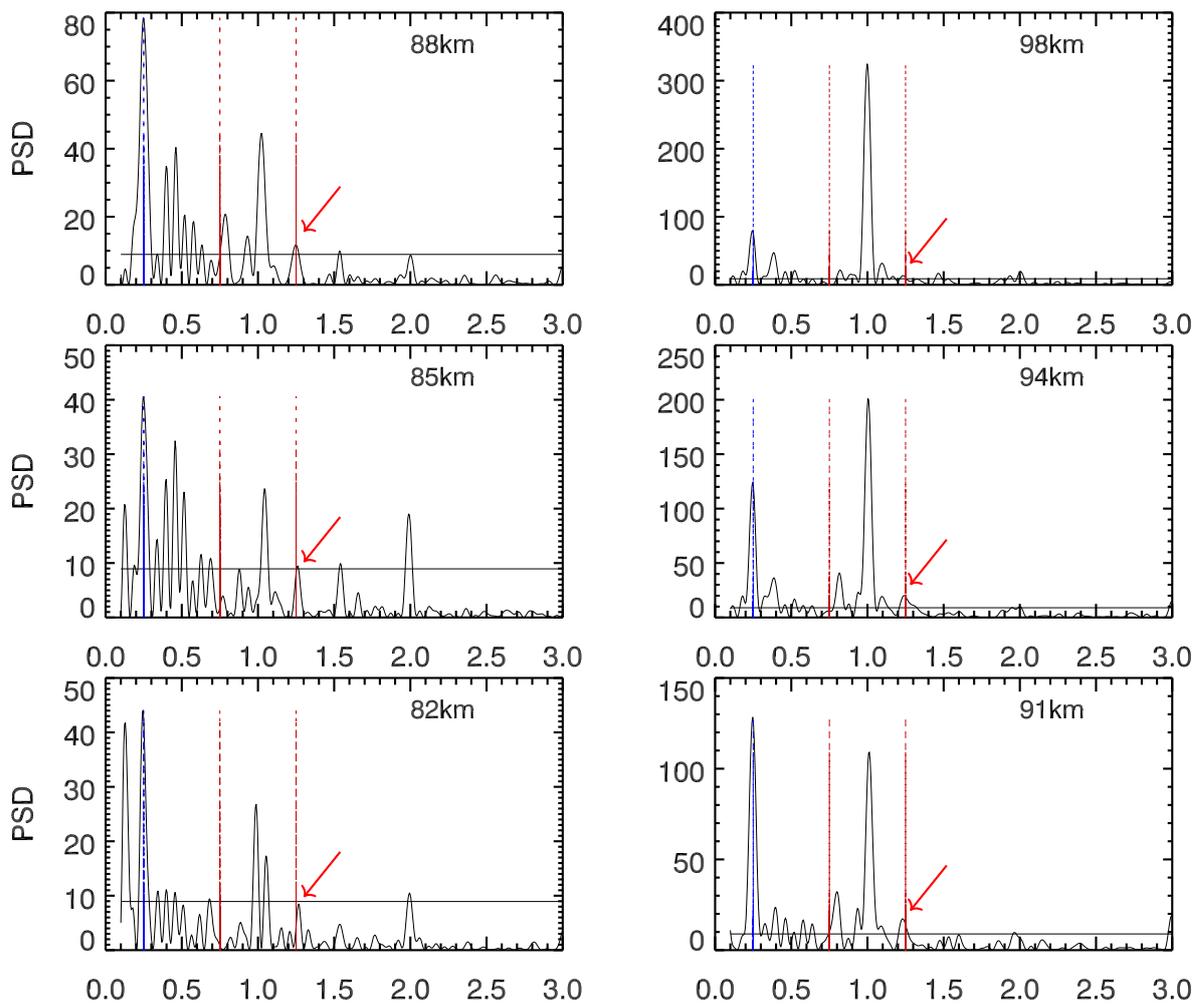


Figura 5.6: Densidade Espectral de Potência em função da frequência (ciclos por dia), observados entre os dias 240 ao dia 260 (27/ago - 16/set) de 2020.

Na Figura 5.6, na altitude de 82 km, a onda de Kelvin está perfeitamente caracterizada com um sinal forte ultrapassando 40 PSD, como também o sinal da maré diurna chegando próximo de 30 PSD e o sinal da onda secundária está quase tocando a linha de confiança. Já na altitude de 85 km, com praticamente as mesmas características da altitude 82 km, a onda de Kelvin e a maré diurna se mantêm, mas com a onda secundária apresentando sinal ligeiramente acima da linha de confiança, evidenciando a ocorrência da interação não-linear nessa altitude. Novamente, na altitude de 88 km, as ondas de Kelvin e a maré mantêm as mesmas características de aumento do sinal na PSD e também com sinal evidente da onda secundária. Na altitude de 91 km, os sinais das ondas de

Kelvin e maré ultrapassam 100 PSD mostrando também o sinal da onda secundária bem acima da margem de confiança como também na altitude de 94 km e 98 km.

Esta interação entre a onda de Kelvin e a maré não é linear como prever a teoria, o que pode ser verificado nesta Figura 5.6 nas altitudes 91 km, 94 km e 98 km é perceptível que apesar do sinal PSD das ondas de Kelvin e da maré aumentarem significativamente, a mesma proporção não se verifica com a onda secundária, pois esta interação embora esteja presente, ela não aumentou na mesma proporção. Com isso, entre os dias 240 ao dia 260, a onda secundária apareceu em todas as altitudes estudadas, ainda que, a altitude de 82 km, tenha apresentado sinal abaixo da linha de confiança, mas as demais altitude sustentam a hipótese que a onda secundária está, nesse período, se propagando em todas as altitudes.

Essas observações foram realizadas em intervalos diários ao longo de 366 dias. Os fundamentos dessas análises vêm dos gráficos da transformada wavelet, ilustrados na Figura 5.1, como também da Tabela 5.1. Destacamos que, as evidências da assinatura da onda secundária são observáveis nos dias 1 ao dia 16 de janeiro, 60 ao dia 75 (29/fev - 15/mar), 88 ao dia 103 (28/mar - 12/abr) e 210 ao dia 230 (28/jul - 17/ago) e de 240 ao dia 260 (27/ago - 16/set), porém somente os períodos 1 ao dia 16 e 240 ao dia 260 mostraram assinaturas da onda secundária em todas as altitudes. Assim, este capítulo trouxe uma visão mais aprofundada das complexidades associadas à análise da onda secundária, ressaltando a importância de uma observação cuidadosa para discernir sua presença.

5.1.2 Parâmetros da onda de Kelvin.

Conforme descrito na metodologia, a Equação 4.1 nos fornece o ajuste de curva e a Figura 5.7 tem a reta de ajuste plotada conforme mencionado, com velocidade $v = -7,7$ km/dia e comprimento de onda vertical igual $\lambda = 29,1 \pm (5,0)$ km.

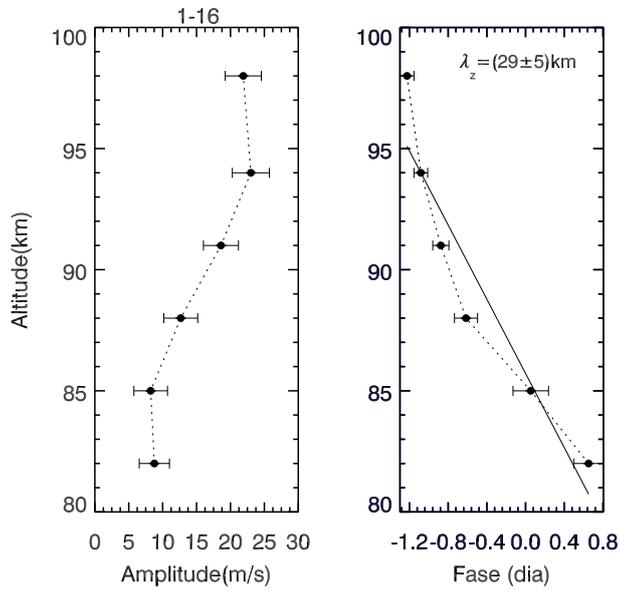


Figura 5.7: Amplitude da onda com a propagação de fase e o comprimento da onda de Kelvin com estrutura de fase descendente e seus respectivos máximos em cada altitude. ($T = 3,8$ dias)

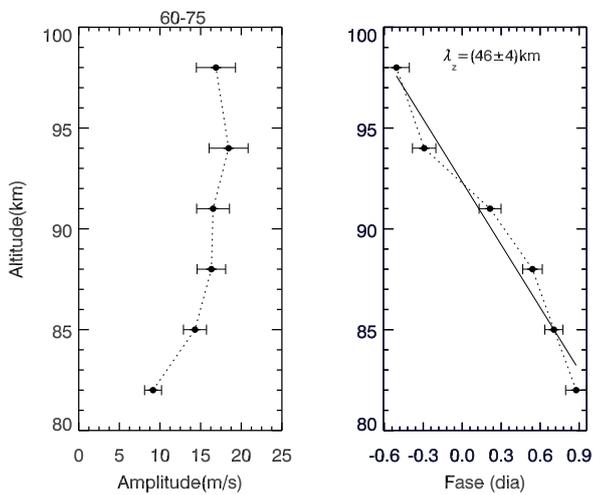


Figura 5.8: Segue as mesmas características da Figura 5.7, com $v = -10,4 \text{ km/dia}$ e comprimento de onda vertical igual a $\lambda = 45,7 \pm (4,4) \text{ km}$, ($T = 4,4$ dias).

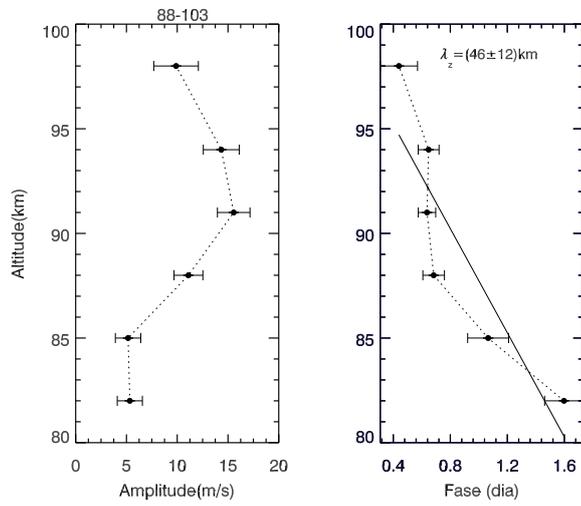


Figura 5.9: Segue as mesmas características da Figura 5.7, com $v = -12.4 \text{ km/dia}$ e comprimento de onda vertical igual a $\lambda = 46.0 \pm (11.9) \text{ km}$, ($T = 3,7 \text{ dias}$).

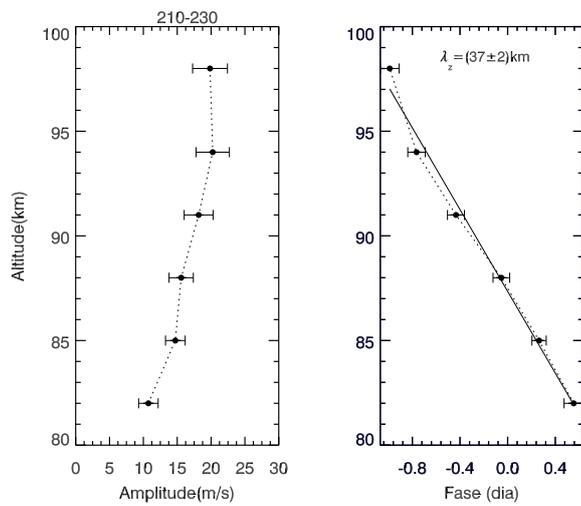


Figura 5.10: Segue as mesmas características da Figura 5.7, com $v = -9,8 \text{ km/dia}$ e comprimento de onda vertical igual a $\lambda = 37,1 \pm (2,3) \text{ km}$, ($T = 3,8 \text{ dias}$).

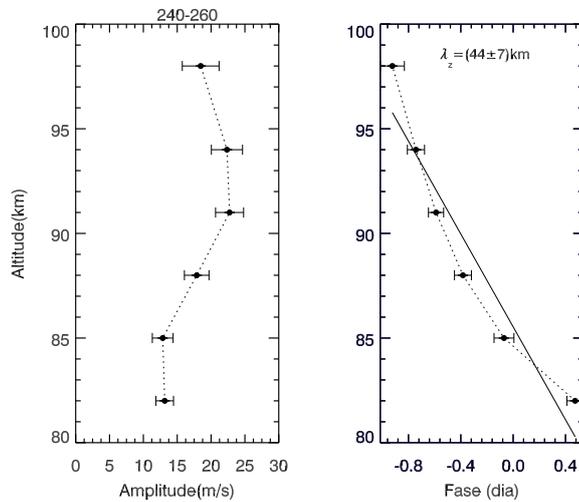


Figura 5.11: Segue as mesmas características da Figura 5.7, com $v = -11,1 \text{ km/dia}$ e comprimento de onda vertical igual a $\lambda = 44,4 \pm (6,7) \text{ km}$, ($T = 4,0 \text{ dias}$).

Os gráficos, foram plotados com base nos resultados calculados dos comprimentos de onda, amplitude e fase da onda de Kelvin, estes exibem uma estrutura consistente e bem comportada em todas as altitudes. Os padrões de fase descendente, associadas aos máximos observados, juntamente com a velocidade de propagação ascendente, mostram-se consistentes, demonstrando a regularidade das ondas de Kelvin durante esse período de observações.

5.2 Resultados para a onda secundária com base no periodograma de Lomb-Scargle.

Faremos aqui uma análise espectral a partir dos gráficos do periodograma Lomb-Scargle para discussão dos valores para a velocidade e comprimento de onda secundária como resultado da interação não linear.

Na Figura 5.2, referente ao intervalo de **1 ao dia 16** dias, observamos um sinal da onda secundária, na frequência de aproximadamente 1,25 ciclo por dia. Em altitudes de 82 km e 85 km,

temos um sinal fraco abaixo da linha de confiança. No entanto, ao analisarmos altitudes superiores como 88 km, 91 km, 94 km e 98 km, temos um sinal mais expressivo que se eleva acima da linha de confiança. Estes resultados observados são evidências da presença de uma onda secundária nessas altitudes pois, neles, é possível constatar apenas os sinais da onda de Kelvin e da maré bem caracterizados. A amplitude e consistência do sinal nessas altitudes sugerem que temos uma possível propagação da onda secundária, como resultado da interação não-linear entre a onda de Kelvin e a maré diurna.

Na Figura 5.3, correspondente ao intervalo de **60 ao dia 75** dias, observamos um sinal característico da onda secundária em 82 km com uma frequência de aproximadamente 1,25 ciclo por dia. À medida que avançamos para altitudes mais elevadas, como 85 km e 88 km, esse sinal começa a diminuir em intensidade. Em altitudes de 91 km e 94 km, o sinal desaparece. Neste período é possível notar que o padrão das ondas muda significativamente, apresentando outras frequências dominantes como se ver nas altitudes de 82, 85, 88 e 91 com frequência de 0,5 ciclo por dia, caracterizando uma onda de 2 dias aproximadamente, ou seja, nesse período de observação temos a presença de outra onda que difere da onda secundária. É importante notar que a amplitude do sinal varia consideravelmente entre as diferentes altitudes.

Na Figura 5.4, no intervalo de **88 ao dia 103** dias, observamos um sinal da onda secundária. Esse sinal é restrito até 85 km de altitude, manifestando-se mais claramente a 82 km com frequência de aproximadamente 1,25 ciclo por dia vai até 85 km e depois desaparece. Notamos também a presença de uma onda com período de 2 dias, nas altitudes de 85 km, 88 km e 91 km com frequência de 0,5 ciclo por dia. No entanto, essas observações divergem dos resultados esperados, a inconsistência do sinal em diferentes altitudes torna difícil afirmar que uma onda secundária está se propagando nessas altitudes durante esse período de observações.

Na Figura 5.5, no intervalo de **210 ao dia 230**, observamos distintos sinais em várias altitudes. A onda secundária, que é caracterizada pelas frequências de aproximadamente 0,75 e 1,25 ciclo por

dia, é notável em algumas altitudes, como em 82 km e 85 km na frequência de 0,75 ciclo por dia. Há sinal de uma onda com período de 2 dias, representada pelos picos em 0,5 ciclo por dia e outros picos diversos, a partir da análise desses padrões de picos percebe-se uma variedade de comportamentos ondulatórios em diferentes altitudes, o que lança dúvidas sobre a propagação da onda secundária e, por isso, dizemos que não identificamos o sinal da onda secundária presente nessas altitudes durante esse período de observações.

Na Figura 5.6, referente ao intervalo de **240 ao dia 260** dias, temos um sinal consistente de uma possível onda secundária se propagando em todas as altitudes, com destaque para a frequência de aproximadamente 1,25 ciclo por dia. A consistência desse sinal nas diferentes altitudes reforça a ideia de sua propagação com estrutura de fase descendente como se ver na Figura 5.13, começando em 98 km e chegando 82 km. Nota-se, entretanto, uma indicação de vento propagando-se para cima conforme a reta de ajuste de inclinação negativa, com sua amplitude representada em metros por segundo. Adicionalmente, o ajuste harmônico da fase mostra o momento preciso em que essa onda atinge seu pico, utilizando a mesma unidade de medida do vento. Este comportamento é observado de forma consecutiva nas altitudes de 98, 94, 91, 88, 85 e 82 km, reiterando a coerência deste fenômeno em várias camadas atmosféricas.

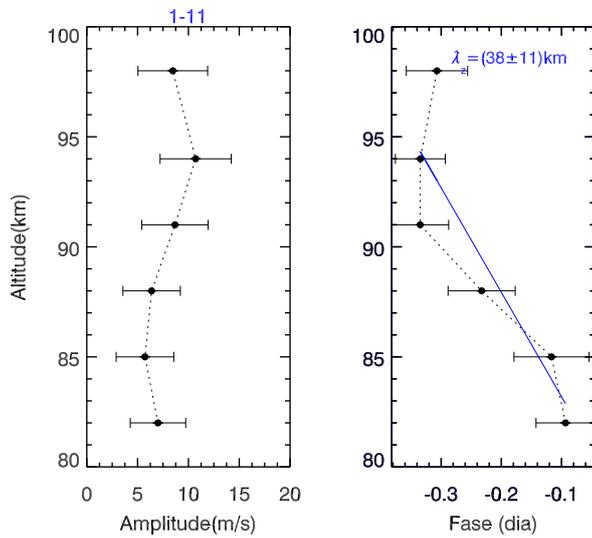


Figura 5.12: Dados de vento da onda secundária com $v = -47,5 \text{ km/dia}$ e comprimento de onda vertical igual a $\lambda = 37,5 \pm (11,3) \text{ km}$, ($T = 0,79 \text{ dia}$, $f = 1,266 \text{ ciclo/dia}$).

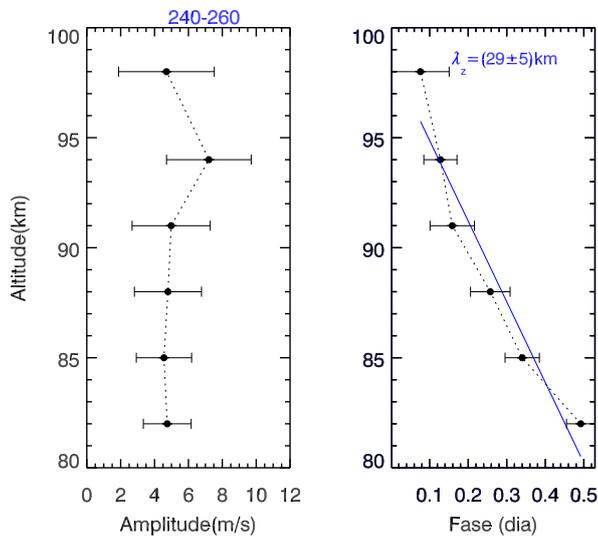


Figura 5.13: Dados de vento da onda secundária com $v = -36,6 \text{ km/dia}$ e comprimento de onda vertical igual a $\lambda = 28,6 \pm (5,4) \text{ km}$, ($T = 0,781 \text{ dia}$, $f = 1,28 \text{ ciclo/dia}$).

5.2.1 Comprimento de onda da maré diurna

Para calcular o comprimento de onda da maré diurna é feita uma média com os dados de vento de uma em uma hora para cada altitude durante o intervalo de 24 horas, caracterizando uma análise do dia composto agrupando os dados reunidos ao longo do dia resultando no vento médio da hora 0,5h, 1,5h, 2,5h até 23,5h e, assim, sucessivamente para o dia 1, 2, 3 e etc, o que representa a média para cada hora, com isso, obtemos o comprimento de onda do resultado de uma série temporal com 24h, donde também obtemos o valor da velocidade de propagação de fase da onda. Velocidade de fase vertical é a taxa de variação na qual a fase muda com a altitude num intervalo de tempo.

Na Figura 5.14, apresentamos um gráfico de contorno que detalha o comportamento médio do vento horário ao longo de um dia composto. Este gráfico abrange o período de 27 de agosto a 16 de setembro (do dia 240 ao dia 260) e destaca especificamente as variações na amplitude da maré diurna em relação à altitude ilustrando a natureza dinâmica da maré, o que se observa ao longo da altitude que o pico de fase tem característica descendente deslocando-se de 98 km para 88 km. O gráfico fornece também características ou evidências importantes da interação não-linear entre a onda de Kelvin e a maré que é a forma como a amplitude é modulada à medida que aumenta e diminui com o período da onda de Kelvin.

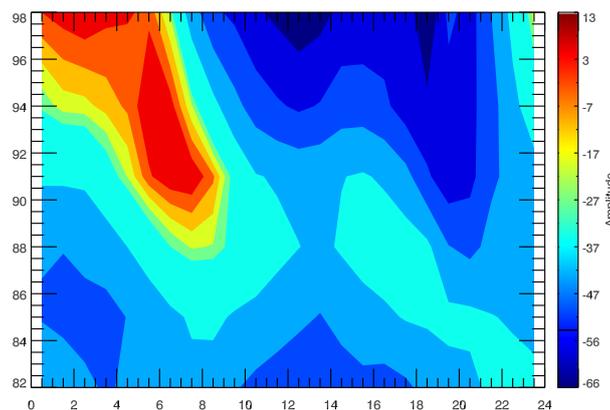


Figura 5.14: Gráfico de contorno que mostra a amplitude da maré diurna em relação ao horário do dia e à altitude. Dados de vento da maré diurna durante o período de 240 ao dia 260.

As Figuras 5.15 e 5.16 ilustram a maré diurna, destacando suas amplitudes e fases. Observa-se que, embora a fase da onda se mova na direção descendente, a propagação da onda ocorre na direção ascendente, transmitindo energia e momentum. A linha vermelha dos gráficos à direita da figura representa o ajuste linear, o qual é usado também para calcular a velocidade de fase vertical das ondas.

Para o período de 1 ao dia 16 de janeiro, a velocidade de fase vertical é de -33 km/dia, resultando em um comprimento de onda vertical (λ) de $33,5 \pm 3$ km. No período de 27 de agosto a 16 de setembro de 2020 (de 240 ao dia 260), a velocidade de fase vertical é de -16 km/dia, com um comprimento de onda de $16,2 \pm 2,6$ km. Esses intervalos foram selecionados para a análise pois apresentaram indícios das ondas secundárias impulsionadas pela modulação da onda de Kelvin e da maré diurna.

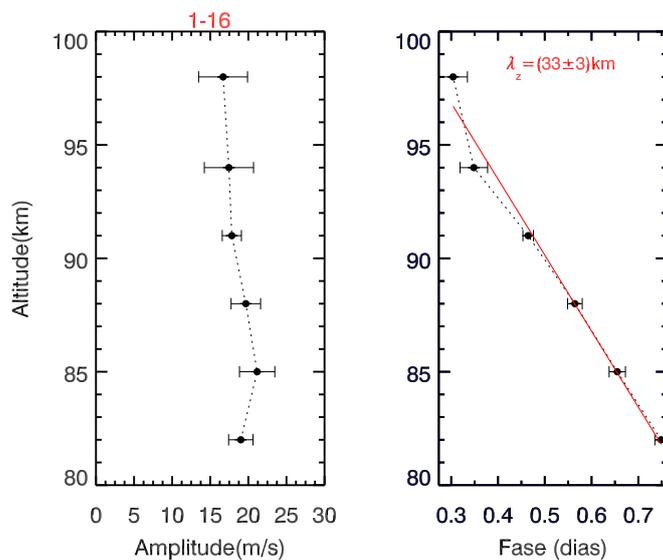


Figura 5.15: Dados de vento da maré diurna com $v = -33$ km/dia e comprimento de onda vertical igual a $\lambda = 33 \pm (2,9)$ km. A linha em vermelho representa o ajuste de curva.

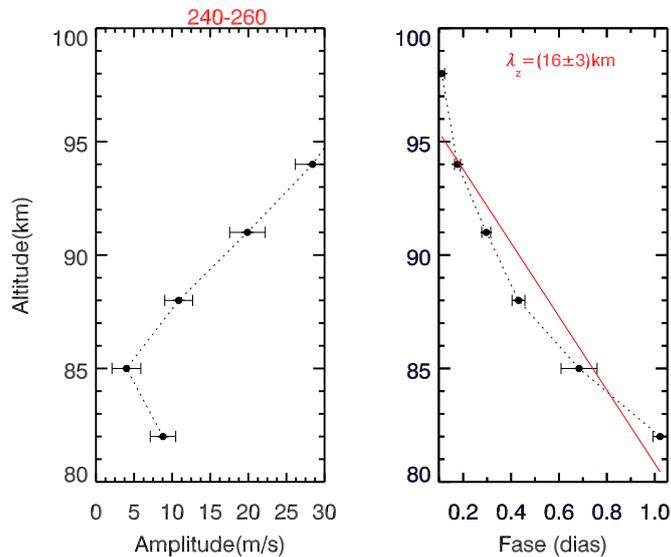


Figura 5.16: Dados de vento da maré diurna com $v = -16 \text{ km/dia}$ e comprimento de onda vertical igual a $\lambda = 16,2 \pm (2,6) \text{ km}$.

5.3 Discussão dos resultados para a onda secundária como resultado da interação não-linear

A seguir, discutimos os resultados com as possíveis frequências da onda secundária, com base nas derivadas da função oriunda da teoria não-linear. Embora tenhamos detectado, de maneira intermitente, indícios da onda secundária em várias altitudes na frequência de 0,75 ciclo por dia, foi na frequência de 1,25 que encontramos assinaturas consistentes em todas as altitudes. Este resultado foi observado no período de 1 ao dia 16 de janeiro e também entre os dias 240 ao dia 260 que corresponde aos dias 27 de agosto a 16 de setembro de 2020. Os cálculos para obtenção do comprimento de onda e incerteza de propagação foram descritos na metodologia.

Na prática, para o período de 1 ao dia 16 de janeiro de 2020, usamos a equação que determina o comprimento de onda secundária, bem como a que calcula a incerteza entre os dois valores dos comprimentos de onda correspondentes à maré diurna e à onda de Kelvin. A partir dos resultados

calculados (esperados), obtemos o comprimento de onda da onda secundária λ igual a 15,6 km, com uma incerteza σ associada a ele de 1,53 km. Para obter esses resultados, levamos em consideração a soma de frequências com valor de 1,266 ciclo por dia em que, conforme Figura 5.12, nos forneceu o melhor ajuste de curva.

Para o período de 240 ao dia 260 (27/ago-16/set) obtivemos o comprimento de onda da onda secundária λ igual a 11,9 km e incerteza σ igual a 8,6 km. Para obter esses resultados, levamos em consideração a soma de frequências com valor de 1,28 ciclo por dia em que, conforme Figura 5.13, nos forneceu o melhor ajuste de curva. A seguir temos esses valores na Tabela 5.2 e os valores dos comprimentos das ondas de Kelvin e da maré diurna.

Tabela 5.2: Comparação dos comprimentos de onda para diferentes intervalos de DOY.

	DOY 1 - 16	DOY 240 - 260
Tipo de Onda	Comprimento de Onda (λ) [km]	Comprimento de Onda (λ) [km]
Onda de Kelvin (λ_K)	29,1 ± 5,0	44,4 ± 6,7
Maré diurna (λ_T)	33,5 ± 2,3	16,2 ± 2,6
Onda secundária ($\lambda_{\text{gráfico}}$)	37,6 ± 11,0	28,6 ± 5,4
Comprimento esperado (λ)	15,6 ± 1,53	11,9 ± 8,6

$$k_{SW} = k_T \pm k_{PW} \rightarrow \lambda = \frac{\lambda_T \cdot \lambda_K}{\lambda_T \pm \lambda_K} \quad e \quad \sigma^2 = \left(\frac{\lambda}{\lambda_T}\right)^4 \cdot \sigma_T^2 + \left(\frac{\lambda}{\lambda_K}\right)^4 \cdot \sigma_K^2 \quad (5.1)$$

As Equações 5.1, descritas na Metodologia 4.5, foram utilizadas para calcular o comprimento de onda esperado, como também, a incerteza do comprimento de onda esperado, decorrente das parcelas de cada onda de Kelvin e da Maré diurna.

Com base nos resultados obtido para os comprimentos de ondas realizados nos intervalos de DOY 1 - 16 e DOY 240 - 260, observou-se uma variação significativa, com valores distintos, nos comprimentos de onda experimental e comprimento de onda esperado, conforme previsto na teoria para a onda secundária. Uma possível justificativa para essas variações pode estar nas complexidades

das dinâmicas atmosféricas envolvidas na interação não-linear e ondas primárias. A incerteza σ associada aos comprimentos de onda reflete as possíveis limitações e dificuldades dos métodos utilizados para medir e calcular parâmetros de ondas primárias e secundária com estruturas tão diferentes.

Observando os resultados do DOY 1 - 16, notamos que o comprimento de onda da onda secundária foi $37,6 \pm 11,0$ km, neste temos uma margem de incerteza dada pelo desvio padrão de 11,0 km. Este valor é relativamente maior que o comprimento de onda esperado ($15,6 \pm 1,53$ km), indicando que a onda secundária medida experimentalmente possui um comprimento de onda maior do que o previsto pelo modelo teórico, o que pode apontar para a influência de fatores dinâmicos adicionais na atmosfera que serão detalhado mais adiante.

Já no intervalo DOY 240 - 260, a onda secundária mostra um comprimento de onda de $28,6 \pm 5,4$ km, que é, novamente, maior que o comprimento esperado ($11,9 \pm 8,6$ km). Embora o comprimento de onda observado ainda seja maior que o esperado, a incerteza associada ao valor esperado, neste caso, é muito maior, como mostra o desvio padrão de 8,6 km. Isso aponta para uma variação considerável ou uma maior influência das variações atmosféricas nas ondas secundárias desse período quando comparada com a do DOY 1-16.

5.3.1 Análise de resultados da interação não-linear a partir da modulação da maré pela onda de Kelvin.

Prosseguiremos para análise da amplitude da maré abrangendo todo o período em que foi identificado o sinal da onda de Kelvin, mas com foco especial nos intervalos do dia 1 ao dia 16 e do dia 240 ao dia 260. Esses foram os períodos nos quais identificamos sinais consistentes da onda secundária em todas as altitudes e com isso queremos verificar quando e onde a maré diurna está sendo modulada pela onda de Kelvin, utilizando a análise de dados janelada.

A análise de dados foi realizada utilizando série temporal de 24 horas e aplicando análise

harmônica para determinar se a amplitude da maré está sendo modulada no mesmo período da onda de Kelvin. A janela de dados foi movida em intervalos de 6 horas, avançando 6 pontos de dados a cada vez, a fim de cobrir todo o intervalo do dia 1 ao dia 16. O objetivo é identificar modulações na amplitude da maré diurna que correspondam a um período de onda de 3 a 4 dias.

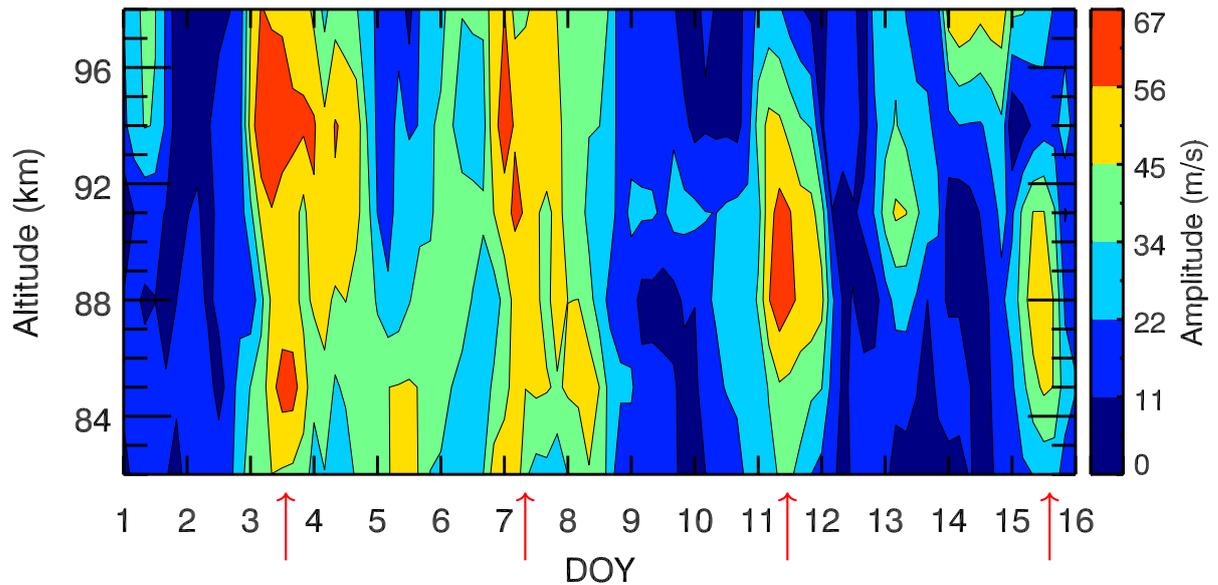


Figura 5.17: A imagem mostra uma série temporal de análise harmônica da amplitude, medida em m/s, com dados de vento da maré (DOY - Day of Year) janelada entre 1 ao dia 16 de janeiro de 2020.

Observando a Figura 5.17, que representa a amplitude da maré entre os dias 1 ao dia 16 de janeiro de 2020, podemos notar padrões de amplitudes mais altas (representadas pelas cores laranja e pelos picos em vermelho) que ocorrem em intervalos regulares ao longo do eixo do DOY (Day of Year). Neste caso, podemos notar que as modulações estão ocorrendo aproximadamente a cada 3 a 4 dias, como pode-se perceber por volta dos dias 3-4, 7-8, 11-12 e 15-16. Ou seja, temos a modulação da amplitude da maré no mesmo período da onda planetária, o que significa que a amplitude da maré diurna está aumentando e diminuindo no mesmo período da onda de Kelvin, caracterizando uma interação não-linear entre a maré diurna e a onda de Kelvin. Isso também pode ser verificado no periodograma Lomb-Scargle, Figura 5.2, com a assinatura da onda secundária em todas as altitudes.

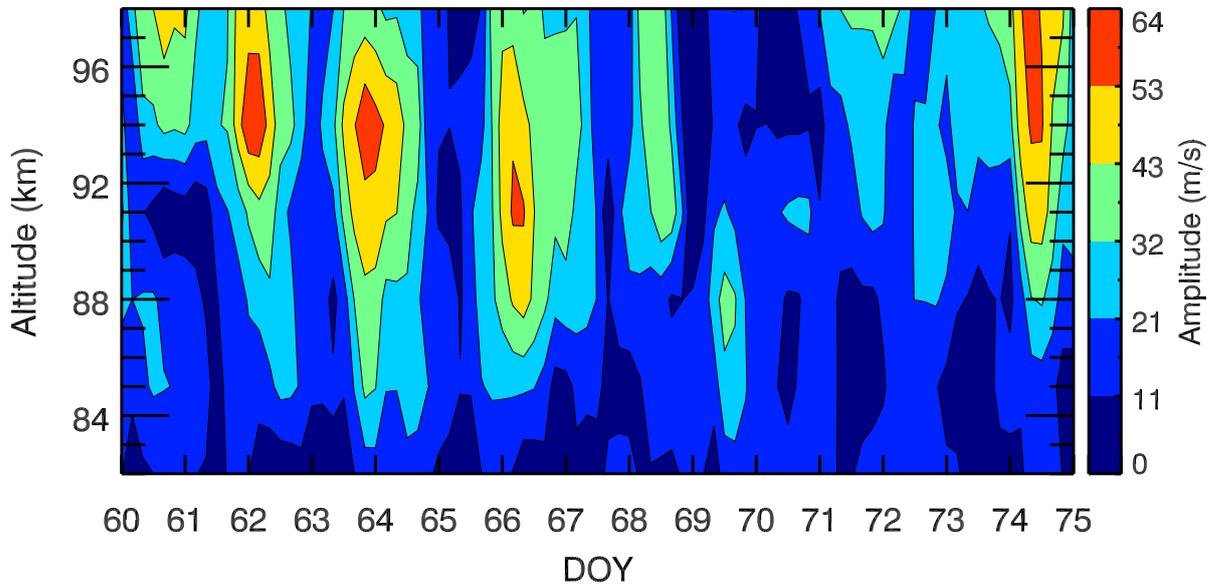


Figura 5.18: O mesmo da Figura 5.17, análise harmônica janelada no intervalo de 60 ao dia 75 (29/fev - 15/mar) de 2020.

Já na Figura 5.18 mostrada acima, é possível identificar que as modulações com picos de amplitude apresentam-se em intervalos aproximados de dois dias, especificamente nos dias do ano (DOY) 62, 64, 66 e 68. Estudos mostram que simulações entre onda de Kelvin e maré diurna abordaram interações da onda de quase 2 dias com a onda secundária (Nystrom, 2018; Chang, Palo & Liu, 2011; Nguyen et al., 2016) [22], [29], [32]. Quanto ao periodograma de Lomb-Scargle, apresentado na Figura 5.3, verifica-se um pico de frequência de 0,5 ciclo por dia, o que corresponde à onda de 2 dias nas altitudes de 85 km, 88 km e 91 km, isso se coaduna com a modulação observada na Figura 5.18. Mas nesse período não se verificou a modulação da maré no mesmo período da onda de Kelvin.

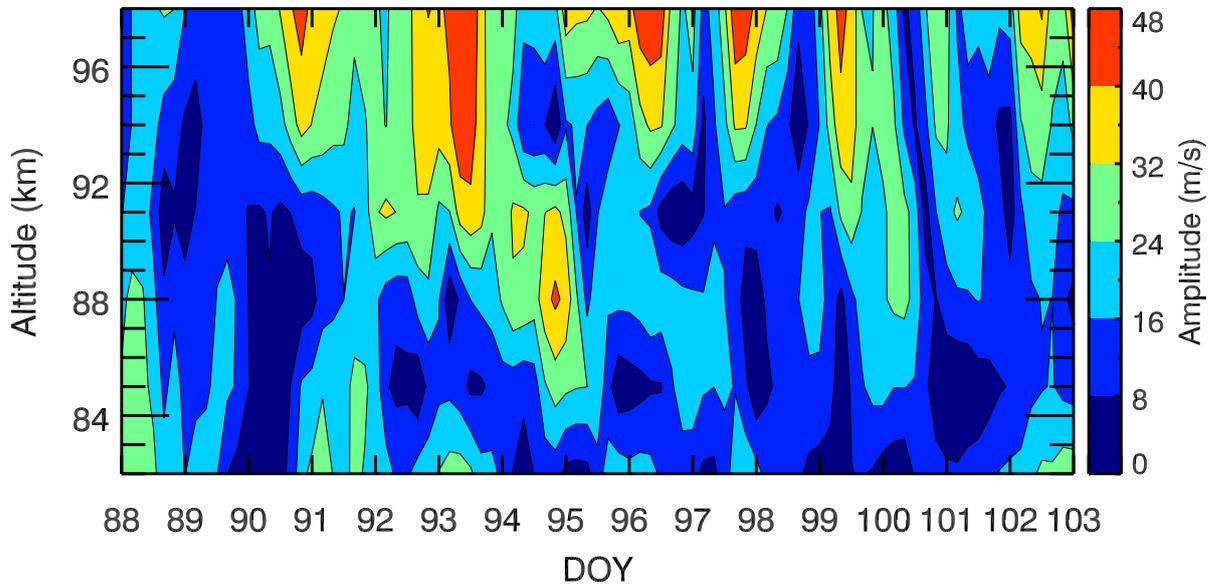


Figura 5.19: O mesmo da Figura 5.17, análise harmônica janelada no intervalo de 88 ao dia 103 (28/mar - 12/abr) de 2020.

Na Figura 5.19 observa-se uma alternância nos padrões de modulação: há picos com um período de aproximadamente dois dias, como indicado para os dias do ano (DOY) 91, 93 e 95, em altitudes decrescentes. Após este intervalo, nota-se a presença de picos com períodos similares, porém em altitudes mais elevadas, conforme evidenciado entre os dias 96 e 100. Em relação ao periodograma Lomb-Scargle, apresentado na Figura 5.4, identifica-se um pico de frequência de 0,5 ciclo por dia, que corresponde à onda de dois dias observada nas altitudes de 85 km, 88 km e 91 km. Diante disso, nesse período, não se verificou a modulação da maré no mesmo período da onda de Kelvin.

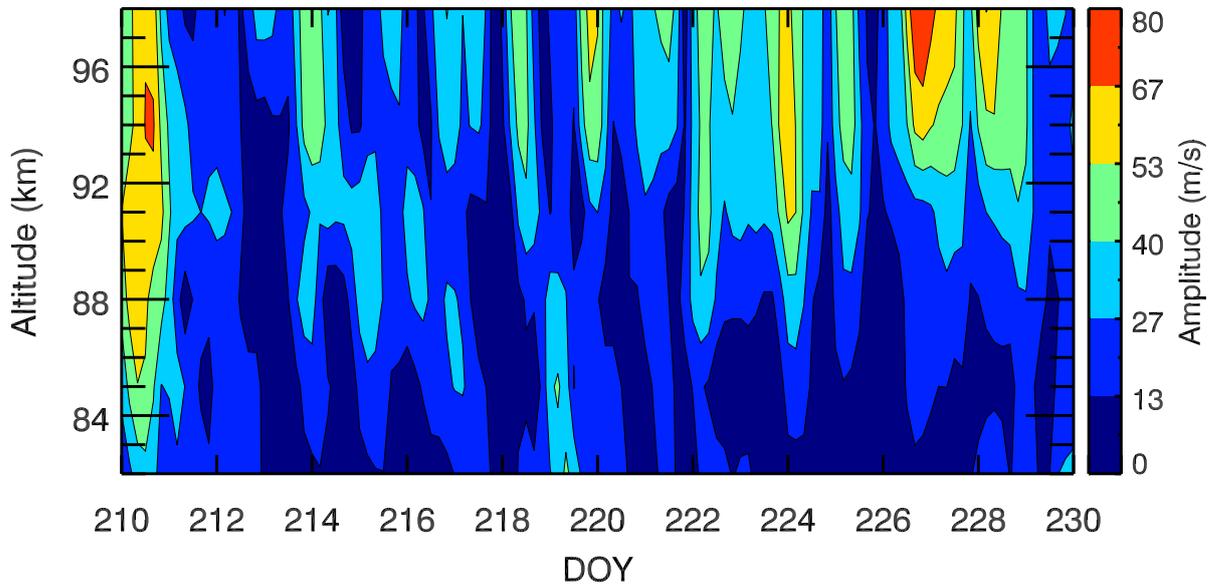


Figura 5.20: O mesmo da Figura 5.17, análise harmônica janelada no intervalo de 210 ao dia 230 (28/jul - 17/ago) de 2020.

Na Figura 5.20 não observamos modulações de 3-4 dias, nem de quase dois dias; apenas uma alternância nos padrões de modulação. Quanto ao periodograma de Lomb-Scargle, apresentado na Figura 5.5, não foi identificado sinais consistentes da onda secundária, nem da onda de quase 2 dias. Assim, nesse período, também não constatamos modulação como resultado da interação não-linear.

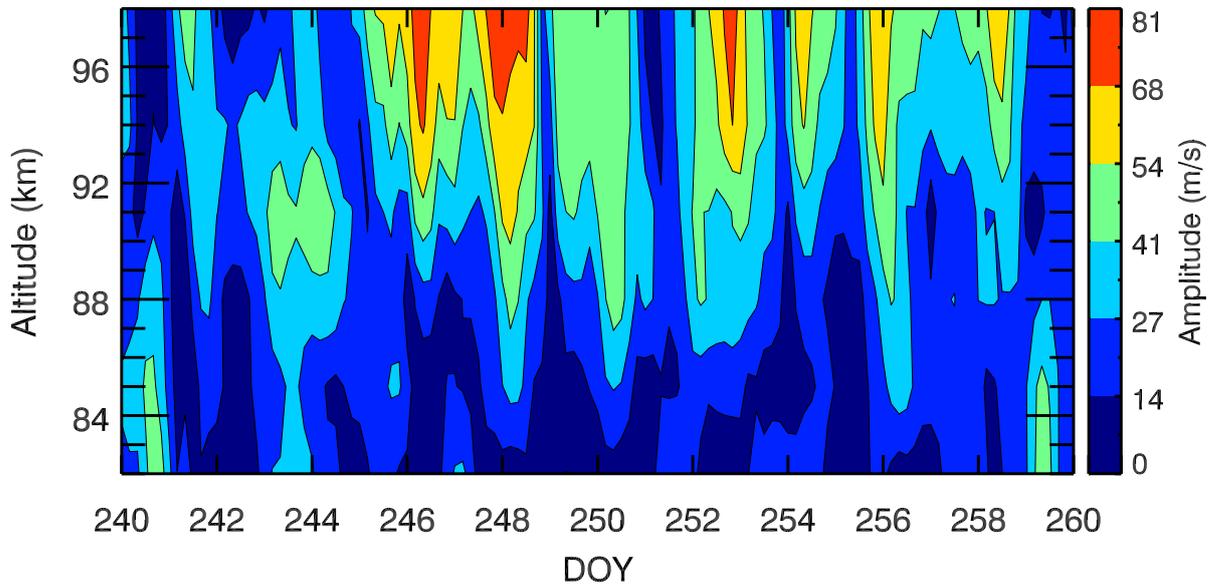


Figura 5.21: A imagem apresenta uma série temporal de amplitudes em m/s ao longo de vários dias (DOY - Day of Year) em diferentes altitudes em km de uma análise harmônica janelada no intervalo de 240 ao dia 260 (27/ago - 16/set) de 2020.

Por fim, na Figura 5.21, não observamos modulações de 3-4 dias; observamos, contudo, modulações de quase dois dias no período do DOY de 246 ao dia 256. Embora não se identifiquem modulações no mesmo período da onda de Kelvin, é importante relatar que a análise espectral, do periodograma Lomb-Scargle, apresentado na Figura 5.6, contém picos de quase dois dias nas altitudes de 85 km, 88 km e 91 km e apresenta a assinatura da onda secundária em todas as altitudes. Por esta razão, afirmamos que, nesse período de observações, temos a assinatura da onda secundária se propagando.

5.3.2 Síntese analítica dos resultados

As disparidades entre os comprimentos de onda observados e os esperados, em ambos os intervalos de DOY, destacam a complexidade da dinâmica das ondas atmosféricas. Tal complexidade está na interação que pode acontecer ou não, entre ondas primárias e que resultam em ondas

secundárias descritas por equações de segunda ordem, o que reforça a necessidade de investigação dos parâmetros das ondas envolvidos nas equações de ambas as teorias.

Este entendimento nos leva a uma análise mais detalhada dos resultados com base na literatura. Embora exista divergências entre os resultados experimentais com o previsto na teoria, isso não significa dizer que a propagação da onda secundária não esteja presente, pelo contrário, temos resultados robustos que atestam sua possível assinatura. As interações entre ondas primárias que dão origem as ondas secundárias não podem ser classificadas apenas em termos de um único comprimento de onda vertical, e nem afirmar que existe uma relação simples entre comprimentos de onda verticais (ou fases em uma determinada altura) da onda secundária e ondas primárias (Nystrom, 2018) [31].

Por isso, precisamos agora analisar as estruturas das ondas e verificar as possíveis razões pelas quais esses resultados divergem. Uma dessas razões pode ser, segundo Nystrom, (2018) [31], que os comprimentos de onda verticais das ondas primárias mudam com a latitude e a altura devido aos efeitos da temperatura de fundo e das estruturas do vento e dissipação. Como conclusão tem-se que a captura de amplitudes e estruturas da marés e da onda de Kelvin é feita em razoável acordo com as observações e, portanto, pode fornecer "insights"realistas sobre as interações da maré com a onda de Kelvin, enquanto que a natureza da onda secundária resultante tem impactos em sistema dinâmico mais amplo (Nystrom, 2018) [31].

Nas Figuras 5.12 e 5.13 temos a amplitude e a fase da onda secundária no período de 1 ao dia 11³ e de 240 ao dia 260. Plotamos apenas esses dois períodos porque foi neles que a análise espectral do periodograma Lomb-Scargle apontou assinaturas da onda secundária. É possível observar que as estruturas de amplitude e fase das ondas de Kelvin e da maré são razoavelmente bem comportadas, enquanto que a estrutura de fase da onda secundária no período de 1 ao dia 11, representada na Figura 5.12, difere se compararmos com as das ondas primárias. Segundo Nystrom (2018) [31], as estruturas de fases das ondas secundárias abaixo de cerca de 100 km são bastante complexas e,

³O período de observação foi do dia 1 ao dia 16, porém a onda secundária é mais sensível com a análise Lomb-Scargle e, por isso, foi utilizado o período do dia 1 ao dia 11 por apresentar melhor resultado.

muitas vezes, não é possível identificar um valor médio representativo para os comprimentos de onda verticais dessas ondas.

Prosseguindo com a análise, é evidente que há uma disparidade entre os número de onda vertical observados para a onda secundária e aqueles previstos pela interação entre a onda de Kelvin e a maré diurna, conforme a relação teórica $\frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda_T} \pm \frac{2\pi}{\lambda_K}$. Isso pode ser atribuído a uma série de fatores. Conforme discutido por Nystrom (2018) [31], as ondas secundárias são capazes de se propagar independentemente das ondas primárias e podem atingir altitudes elevadas na termosfera, mesmo que as ondas primárias estejam confinadas a altitudes mais baixas (Nguyen et al., 2016) [29].

Além disso, a presença de ondas secundárias na MLT não está necessariamente correlacionada com grandes amplitudes de ondas primárias [31]. Isso pode ser confirmado com o espectro wavelet da Figura 5.1, que para o período de 1-16, tem pequena amplitude e apresenta assinatura da onda secundária no periodograma de Lomb-Scargle, Figura 5.2, em todas as altitudes. Já no intervalo de 60 ao dia 75, no qual se verifica um sinal forte da onda de Kelvin, na transformada wavelet, não se constata o sinal da onda secundária de forma consistente em todas as altitudes, conforme indicado na Figura 5.3, para o mesmo período.

Estudos mostram que, embora a fonte de excitação da onda secundária sejam ondas primárias, elas podem se propagar de forma autônoma mesmo que a onda de Kelvin permaneça confinada em altitudes mais baixas. Na verdade, a onda secundária observada no MLT pode ser excitada em altitudes muito mais baixas e se beneficia de seu crescimento exponencial com a altura, resultando em amplitudes significativas na MLT (Nguyen et al. 2016, Nystrom, 2018) [29] [31].

Dentre as razões elencada por Nystrom, (2018) sobre a disparidades dos resultados obtidos, a conclusão principal é que "as entradas de ondas primárias para o sistema de equações de segunda ordem não foram calculadas. Em vez disso, assumiram modos únicos (funções de Hough) da teoria clássica de ondas em uma esfera para a onda secundária e para ondas primárias (em seu trabalho de

16 dias ou 8 dias), cada uma com comprimentos de onda verticais únicos baseados em profundidades equivalentes h_n assumidas da teoria clássica. Para cálculos que ela chamou de TV91⁴ não ilustrou as estruturas de latitude da onda secundária que emergiram. Já as estruturas das ondas secundárias para a amplitude e fase que emergem dos cálculos T89 possuem latitudes significativa e estrutura vertical diferente de qualquer um dos modos Hough individuais associados para o mesmo período de onda e número de onda zonal. O ponto principal é que a relação $k_{SW} = k_T \pm k_{PW}$ foi uma entrada assumida para o cálculo, e não surgiu como resultado da teoria ou do cálculo"(Nystrom, 2018) [31].

Ainda de acordo com Nystrom (2018), a dinâmica de interação entre as ondas de Kelvin e o espectro de maré, que promove a formação das ondas secundárias, ainda não é completamente entendida, necessitando de mais investigações para esclarecer os mecanismos envolvidos. Assim, os dados atuais revelam uma complexa dinâmica de propagação ondulatória que desafia as expectativas teóricas e sublinha a importância de mais estudos teóricos e experimentais.

Portanto, os resultados obtidos nas observações do DOY entre 1 a 16 de janeiro e 240 a 260 (27/ago-16/set) confirmam que de fato houve interação não-linear entre a onda de Kelvin e a maré diurna, resultando na propagação da onda secundária.

⁴Essa sigla refere-se ao trabalho de Teitelbaum et al.,(1991) a pontado por Nystrom, (2018).

Capítulo 6

Conclusão

Este trabalho apresentou um estudo detalhado sobre as interações não-lineares na alta mesosfera equatorial, utilizando dados de vento do radar meteorológico de São João do Cariri, coletados ao longo de 2020. As metodologias aplicadas incluíram a utilização da transformada wavelet, do periodograma Lomb-Scargle, e métodos estatísticos, como o ajuste de curvas pelo método dos mínimos quadrados, para extrair e analisar os dados de vento que caracterizaram as ondas de Kelvin e da marés diurna.

A partir desses dados, utilizamos a transformada wavelet e identificamos as assinaturas da onda de Kelvin com período de 3 a 4 dias, em vários dias do ano. Contudo, concentramos nossa atenção em investigar as ondas de Kelvin presentes em todas as altitudes as quais foram identificadas nos períodos de 1 ao dia 16 de janeiro; de 60 ao dia 75 (29 de fevereiro a 15 de março); de 88 ao dia 103 (28 de março a 12 de abril); de 210 ao dia 230 (28 de julho a 17 de agosto) e de 240 ao dia 260 (27 de agosto a 16 de setembro) de 2020. Também identificamos o sinal da maré diurna e a partir daí fizemos análise espectral para identificar possíveis interações não-linear.

Aplicamos o periodograma Lomb-Scargle para identificar as possíveis assinaturas da onda secundária, de acordo com a teoria não-linear, conforme a equação $\sigma = \sigma_T \pm \sigma_{PW}$, resultando nas frequências de 0,75 ou 1,25 ciclo-dia⁻¹. Com essa análise espectral apontamos onde estão ocorrendo

sinais de interação não-linear, ou seja, onde a onda secundária está se propagando. Nessa análise espectral, identificamos assinaturas da onda secundária tanto na frequência de 0,75 quanto na de 1,25 ciclo·dia⁻¹, de forma isolada em vários períodos. No entanto, foi nos intervalos de 1 ao dia 16 de janeiro e de 240 ao dia 260 de agosto a setembro que identificamos a assinatura da onda secundária em todas as altitudes, propagando-se na frequência de 1,25 ciclo·dia⁻¹.

Posteriormente, calculamos a fase, o comprimento de onda vertical e a amplitude da onda de Kelvin. Para gerar o gráfico de fase, realizamos um ajuste de curva utilizando o método dos mínimos quadrados. Os gráficos, foram plotados com base nos resultados calculados dos comprimentos de onda, amplitude e fase da onda de Kelvin, estes exibem uma estrutura consistente e bem comportada em todas as altitudes. Os padrões de fase descendente, associadas aos máximos observados, juntamente com a velocidade de propagação ascendente, mostraram-se consistentes, demonstrando a regularidade das ondas de Kelvin durante esse período de observações.

Com a identificação e caracterização das ondas de Kelvin, passamos para a caracterização de possíveis ondas secundárias. Isso envolveu calcular seus comprimentos de onda verticais e amplitudes, buscando sinais consistentes da onda secundária em todas as altitudes para verificar onde essas interações entre ondas primárias, Kelvin e maré, estavam ocorrendo durante o intervalo analisado.

Após identificar e caracterizar as ondas de Kelvin, direcionamos o foco para detectar as possíveis ondas secundárias. Isso envolveu calcular os comprimentos de onda verticais, amplitudes e fases, buscando sinais consistentes da onda secundária em todas as altitudes. Essa análise nos permitiu identificar as zonas de interação entre as ondas primárias — Kelvin e marés — ao longo de todo os intervalos, os mesmos utilizado para a onda de Kelvin e como resultado o sinal da onda secundária se mostrou consistente em entre os dias 1 ao dia 16 de janeiro e 240 ao dia 260 (27/ago-16/set) de 2020, nesses dois intervalos os gráficos plotados mostraram estruturas de fase bem comportada.

Em seguida, com o intuito de exibir o comportamento da maré, prosseguimos com a análise das médias horárias dos dados de vento por altitude, compilados hora a hora ao longo de um intervalo de 24 horas, formando o que chamamos de "dia composto". Com base nesses dados, plotamos um gráfico de contorno que ilustra a propagação de fase e a amplitude da maré diurna. Em seguida, da mesma forma que fizemos para as ondas secundárias, calculamos o comprimento de onda, a fase e a amplitude da maré diurna, utilizando a série temporal do período de 1 a 16 de janeiro e de 240 ao dia 260 (27 de agosto a 16 de setembro) de 2020. Os resultados para a maré também mostraram gráficos com estruturas de fase bem comportada.

Por fim, utilizando a teoria não-linear e focando na relação entre os números de onda vertical, calculamos o comprimento de onda secundário esperado. O propósito desse cálculo era confrontar e comparar os comprimentos de onda secundários, obtidos experimentalmente, com os previstos pela teoria. Os resultados revelaram uma disparidade entre o comprimento de onda secundário medido e o valor esperado pela teoria não-linear. Mas essa divergência no comprimento de onda não invalida a presença da propagação da onda secundária cuja assinatura foi evidenciada na análise de outros instrumentos como a análise espectral com picos de frequência 1,25 ciclo por dia.

Portanto, as disparidades encontradas entre os comprimentos de onda observados e os esperados para ambos os intervalos do DOY 1-16 e 240-260 apenas mostram a complexidade das dinâmicas atmosféricas e reforçam a necessidade de se refinar os métodos utilizado na análise de dados. Por isso, os resultados obtidos aqui podem ser um ponto de partida para investigações mais profundas dos processos que regem as ondas secundárias na atmosfera os quais podem sofrer variações sazonais e fatores que afetam as perturbações do vento zonal.

Bibliografia

- [1] Dinâmica das trocas troposfera-estratosfera-mesosfera, incluindo contribuição de ondas de gravidade e ondas planetárias. <http://arise-project.eu/atmospheric-dynamics.php>, 2023. Acesso em: 17 de Julho de 2023.
- [2] ALVES, E. D. O. Ultra-fast kelvin waves identification in the meteoric winds over são joão do cariri-pb (7,4°s; 36,5°w). <http://dspace.sti.ufcg.edu.br:8080/jspui/handle/riufcg/3698>, Universidade Federal de Campina Grande, CNPq. (19-Dez-2007).
- [3] ALVES, T., AZEVEDO, P., AND SILVA, M. Análise morfométrica da microbacia hidrográfica riacho namorado, São João do cariri-pb: Uma ferramenta ao diagnóstico físico.
- [4] ANDREWS, D. G., HOLTON, J. R., AND LEOVY, C. B. *Middle atmosphere dynamics*. No. 40. Academic press, 1987. v. 489p.
- [5] CHESMAN, C., CAVALCANTI-NETO, M., AND FURTADO, C. Força de coriolis e as grandes navegações do século XV. *Revista Brasileira de Ensino de Física* 45 (2023).
- [6] CHRISTOPHERSON, R. W. *Geossistemas: uma introdução à Geografia Física*. Bookman, Porto Alegre, 2012. Adaptado.
- [7] DA COSTA, R. A. B. Estudo de parâmetros de ondas de gravidade por medidas simultâneas de radar mu e fotômetro em shigarak (35° n, 136°l), japão. *Tese de Doutorado em Ciências Espaciais, orientada pelos Drs. Hisao Takahashi e Paulo Prado Batista, aprovada em março de 1997*. (1997).

- [8] DA COSTA, R. A. B. Estudo de parâmetros de ondas de gravidade por medidas simultâneas de radar MU e fotômetro em shigaraki (35o n, 136o l), japão. *Revista Brasileira de Geofísica* 17, 1 (mar 1999), 95–96.
- [9] EGITO, F., BATISTA, I. S., TAKAHASHI, H., BATISTA, P., AND BURITI, R. Variability of the equatorial ionosphere induced by nonlinear interaction between an ultrafast kelvin wave and the diurnal tide. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 208 (Oct. 2020), 105397.
- [10] EGITO, F., BURITI, R. A., MEDEIROS, A. F., AND TAKAHASHI, H. Ultrafast kelvin waves in the MLT airglow and wind, and their interaction with the atmospheric tides. *Annales Geophysicae* 36, 1 (feb 2018), 231–241.
- [11] FABIO EGITO, F.P. MOURA, R. B. P. Occurrence and characteristics of the nonlinearinteraction between the ultrafast kelvin wavesand diurnal tides. *IX SBGEA - Simpósio Brasileiro de Geofísica Espacial e Aeronomia* (2023).
- [12] FORBES, J. M. Wave coupling and nonlinear interactions in the atmospheres of earth and mars.
- [13] FORBES, J. M., ZHANG, X., PALO, S. E., RUSSELL, J., MERTENS, C. J., AND MLYNCZAK, M. Kelvin waves in stratosphere, mesosphere and lower thermosphere temperatures as observed by TIMED/SABER during 2002–2006. *Earth, Planets and Space* 61, 4 (apr 2009), 447–453.
- [14] GAN, Q., OBERHEIDE, J., YUE, J., AND WANG, W. Short-term variability in the ionosphere due to the nonlinear interaction between the 6 day wave and migrating tides. *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 122, 8 (Aug. 2017), 8831–8846.
- [15] GOMES, F. D. E. Observação de oscilações de 3-4 dias através das emissões do airglow mesosférico em são joão do cariri (7,4°s; 36,5°w). *Universidade Federal de Campina Grande* (13-Fev-2009).

- [16] GOMES, F. D. E. Observação de oscilações de 3-4 dias através das emissões do airflow mesosférico em são joão do cariri (7,4°s; 36,5°w). *Biblioteca Digital de Teses e Dissertações da UFCG*. <http://dspace.sti.ufcg.edu.br:8080/jspui/handle/riufcg/11377> (2009).
- [17] HABY, J. Por que a temperatura diminui com a altura na troposfera?, 2024. Disponível em <<https://www.theweatherprediction.com/habyhints2/526/>>. Acesso em: 09/03/2024.
- [18] HIROTA, I. Equatorial waves in the upper stratosphere and mesosphere in relation to the semiannual oscillation of the zonal wind. *Journal of the Atmospheric Sciences*, v. 35, n. 4, p. 714-722, (1978).
- [19] HOLTON, J. R. Waves in the equatorial stratosphere generated by tropospheric heat sources. page(s): 368–375. [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1972\)029<0368:WITESG>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1972)029<0368:WITESG>2.0.CO;2). (01 Mar 1972.).
- [20] HOLTON, J. R. An introduction to dynamic meteorology. 3. ed. San Diego: Academic Press, v. 511p. (1992.).
- [21] LIEBERMAN, R. S., AND RIGGIN, D. High resolution doppler imager observations of kelvin waves in the equatorial mesosphere and lower thermosphere. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres* 102, D22 (nov 1997), 26117–26130.
- [22] LIU, G., IMMEL, T. J., ENGLAND, S. L., FREY, H. U., MENDE, S. B., KUMAR, K. K., AND RAMKUMAR, G. Impacts of atmospheric ultrafast kelvin waves on radio scintillations in the equatorial ionosphere. *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 118, 2 (feb 2013), 885–891.
- [23] LOZANO, L. Trópico de câncer, 2023. Acesso em: 28/12/23.
- [24] MARTINS, L. D. *Sensibilidade da formação do ozônio troposférico às emissões veiculares na região metropolitana de São Paulo*. PhD thesis.

- [25] MATSUNO, T. Quasi-geostrophic motions in the equatorial area. *Journal of the Meteorological Society of Japan. Ser. II* 44, 1 (1966), 25–43.
- [26] MCCORMACK, J. P., HARVEY, V. L., RANDALL, C. E., PEDATELLA, N., KOSHIN, D., SATO, K., COY, L., WATANABE, S., SASSI, F., AND HOLT, L. A. Intercomparison of middle atmospheric meteorological analyses for the northern hemisphere winter 2009–2010. *Atmospheric Chemistry and Physics* 21, 23 (2021), 17577–17605.
- [27] MIYOSHI, Y., AND FUJIWARA, H. Excitation mechanism of intraseasonal oscillation in the equatorial mesosphere and lower thermosphere. *Journal of Geophysical Research* 111, D14 (2006).
- [28] NASA SOLAR SYSTEM EXPLORATION. Mercury: In depth, 2023. Acesso em: 22/08/2023.
- [29] NGUYEN, V. A., PALO, S. E., LIEBERMAN, R. S., FORBES, J. M., ORTLAND, D. A., AND SISKIND, D. E. Generation of secondary waves arising from nonlinear interaction between the quasi 2 day wave and the migrating diurnal tide. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres* 121, 13 (July 2016), 7762–7780. DOI: 10.1002/2016jd024794.
- [30] NOAA. Scientific assessment of ozone depletion: 2006, 2006.
- [31] NYSTROM, V., GASPERINI, F., FORBES, J. M., AND HAGAN, M. E. Exploring wave-wave interactions in a general circulation model. *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 123, 1 (jan 2018), 827–847.
- [32] PALO, S. E., ROBLE, R. G., AND HAGAN, M. E. Middle atmosphere effects of the quasi-two-day wave determined from a general circulation model. *Earth, planets and space* 51, 7-8 (1999), 629–647.
- [33] PANCHEVA, D., BEARD, A. G., MITCHELL, N. J., AND MULLER, H. G. Nonlinear interactions between planetary waves in the mesosphere/lower-thermosphere region. *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 105, A1 (Jan. 2000), 157–170.

- [34] PANCHEVA, D. V., AND MITCHELL, N. J. Planetary waves and variability of the semidiurnal tide in the mesosphere and lower thermosphere over esrange (68°n, 21°e) during winter. *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 109, A8 (Aug. 2004).
- [35] PEIXOTO, J. P. A estrutura da atmosfera da terra. *Finisterra* 14, 28 (1979).
- [36] SALBY, M.L.; HARTMANN, D. B. P. G. J. Evidence for equatorial kelvin modes in nimbus7 lms. *Journal of the Atmospheric Sciences*, v. 41, n. 2, p. 220-235, (1984).
- [37] SANTOS, C. A. G., FREIRE, P., AND TORRENCE, C. A transformada wavelet e sua aplicação na análise de séries hidrológicas. *Revista Brasileira de Recursos Hídricos* 18, 3 (2013), 271–280.
- [38] SWIFT., L. D. T. G. L. P. W. J. E. J. H. Dynamical processes for descriptive ocean circulation. chapter s7. *In Descriptive Physical Oceanography: an introduction* (2011).
- [39] TAKAHASHI, H., ABDU, M. A., WRASSE, C. M., FECHINE, J., BATISTA, I. S., PANCHEVA, D., LIMA, L. M., BATISTA, P. P., CLEMESHA, B. R., SHIOKAWA, K., GOBBI, D., MLYNCZAK, M. G., AND RUSSELL, J. M. Possible influence of ultra-fast kelvin wave on the equatorial ionosphere evening uplifting. *Earth, Planets and Space* 61, 4 (apr 2009), 455–462.
- [40] TEITELBAUM, H., AND VIAL, F. On tidal variability induced by nonlinear interaction with planetary waves. *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 96, A8 (Aug. 1991), 14169–14178.
- [41] VANDERPLAS, J. T. Understanding the lomb–scargle periodogram. *The Astrophysical Journal Supplement Series* 236, 1 (May 2018), 16.
- [42] WALLACE, J. M.; KOUSKY, V. E. Observational evidence of kelvin waves in the tropical stratosphere. *Journal of the Atmospheric Sciences* ,v.25, p. 900-907, (1968).

- [43] YOSHIDA, S., TSUDA, T., SHIMIZU, A., AND NAKAMURA, T. Seasonal variations of 3.0~3.8-day ultra-fast kelvin waves observed with a meteor wind radar and radiosonde in indonesia. *Earth, Planets and Space* 51, 7-8 (jul 1999), 675–684.