



UM ESTUDO SOBRE O USO DE INTERFEROMETRIA ACÚSTICA  
APLICADA À CARACTERIZAÇÃO DO RUÍDO DE BANDA LARGA DE  
NAVIOS

Fábio Contrera Xavier

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Oceânica, COPPE, da Universidade Federal do Rio de Janeiro, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Engenharia Oceânica.

Orientador: Carlos Eduardo Parente Ribeiro

Rio de Janeiro  
Fevereiro de 2016

UM ESTUDO SOBRE O USO DE INTERFEROMETRIA ACÚSTICA  
APLICADA À CARACTERIZAÇÃO DO RUÍDO DE BANDA LARGA DE  
NAVIOS

Fábio Contrera Xavier

DISSERTAÇÃO SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DO INSTITUTO  
ALBERTO LUIZ COIMBRA DE PÓS-GRADUAÇÃO E PESQUISA DE  
ENGENHARIA (COPPE) DA UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE  
JANEIRO COMO PARTE DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A  
OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE EM CIÊNCIAS EM ENGENHARIA  
OCEÂNICA.

Examinada por:

---

Prof. Carlos Eduardo Parente Ribeiro, D.Sc.

---

Prof. Luiz Gallisa Guimarães, D.Sc.

---

Dr. Rogério Neder Candella, D.Sc.

---

Dr. Natanael Nunes de Moura, D.Sc.

RIO DE JANEIRO, RJ – BRASIL  
FEVEREIRO DE 2016

Xavier, Fábio Contrera

Um estudo sobre o uso de interferometria acústica aplicada à caracterização do ruído de banda larga de navios/Fábio Contrera Xavier. – Rio de Janeiro: UFRJ/COPPE, 2016.

XIII, 56 p.: il.; 29, 7cm.

Orientador: Carlos Eduardo Parente Ribeiro

Dissertação (mestrado) – UFRJ/COPPE/Programa de Engenharia Oceânica, 2016.

Referências Bibliográficas: p. 53 – 56.

1. Interferometria acústica. 2. Modelagem acústica submarina. 3. Acústica submarina. 4. Ruído de navios. I. Ribeiro, Carlos Eduardo Parente. II. Universidade Federal do Rio de Janeiro, COPPE, Programa de Engenharia Oceânica. III. Título.

*Aos meus pais.  
À minha esposa.  
Ao meu irmão.*

# Agradecimentos

Agradeço a Deus por este trabalho. Agradeço-o também pela saúde, felicidade e realizações que tem me proporcionado ao longo de minha vida, e sonhos conquistados, que jamais imaginaria quando jovem. Porém, tais conquistas não aconteceriam sem as orientações, conselhos e apoio de familiares, amigos e colegas de trabalho. Gostaria de agradecer a todos que me apoiaram nessa jornada:

À minha esposa Lais Naval Xavier por ter me tornado uma pessoa mais animada, madura e solidária. Pelo amor, paixão, companherismo, compreensão, cuidado e incentivo, principalmente nesse período de estudo. Ao meu pai por ter me ensinado valores e ideais de vida inestimáveis. Agradeço-o, também, por todo amor, dedicação e confiança. À minha mãe, pelo sacrifício incondicional a mim dedicado. Por todo seu amor, carinho, ternura e segurança proporcionados. Ao meu irmão, companheiro de todas as horas, pelo amor e por ter me ensinado a cuidar do próximo. À minha madrinha Irma e avó Dirce, por estarem sempre ao meu lado. Aos primos e amigos Nelsinho, Guilhermme e Phael, obrigado pela amizade verdadeira. Muito obrigado Família!

Aos amigos do IEAPM, pelo constante incentivo e participação na minha formação profissional: Ten. Élida, Lorreni, SO Braun, CT Vale, Rafael Freire, Márcio Zago, Lorena Saraiva, Ten. Britto, Ten. Maciel, Bruna Braun, Ten. Giuseppe, Dr. Eduardo Fagundes, Roberto Romano, SO Da Silva, SO Juraci, SO Aldo, Luciano, Jorge, Amarildo, Sgt. Hamilton, Simone Pacheco, Ten. Caroline (e meu amigo Marcos), Ten. Yaci, Dra. Luciana Altvater, Dr. José Eduardo (Zé Bola), Thiago Mattos, Carlinhos, SO Riff, Joana, Gabriela Nalini e Gabriel Codato. Muito obrigado!

Ao amigo João Moreno por ter acreditado em mim e me incentivado desde o início da minha carreira. Obrigado Professor!

Aos amigos da COPPE: Hanna Vale, Fernando Ritter, Felipe Amorim, Isabel Nogueira, Henrique Pereira, Fabio Nascimento, Douglas Nemes, CF Venâncio, CC Márcia Helena, Prof. Marcello Campos, Camila Gussen, Lilian Peixoto e Solange Gomes. Em especial, agradeço ao meu amigo Rodrigo Peixoto pela ajuda em

diversos momentos e a Marise pela atenção, eficiência e dedicação carinhosa aos alunos do PENO. Ao Prof. Theodoro pela confiança e incentivo. Muito Obrigado!

Aos amigos do IPqM: CC Carlos Martins, Ten. Goltz, Ten. Bozzi e Fernando Magalhães. Obrigado!

Aos amigos da SecCTM: CMG Lúcia Artusi, CMG Ana Claudia e CF Isabel Peres. Muito obrigado por sempre me incentivarem!

Aos membros do SiPLab: Prof. Sérgio Jesus, Prof. Orlando Rodriguez, Prof. Paulo Felisberto e Dr. Nelson Martins. Obrigado!

Aos amigos que me ajudaram no desenvolvimento deste trabalho: Jefferson Osowsky, Nilce Gomes, Luis Felipe Silva, Dr. Alexandre Kassuga, Dr. Leandro Calado, CMG Warley, CMG Fábio Lopes, CF Marin, CF Hugo Chaves, CC Maia, CC Messias, CC Robson, CC Guarino, Maurílio e CT Dulcélio. Obrigado pelas discussões!

Ao CMG Simões, à Dra. Eliane e ao CMG Xavier, obrigado por confiarem no meu trabalho e pelo apoio incondicional. Os senhores foram e são fundamentais para o meu desenvolvimento. Muito obrigado pelos conselhos!

Aos amigos CF Barreira, SO Nonato e Celso Diniz, obrigado por me ensinarem um ofício. Aprendi e aprendo muito com os senhores. Sou muito grato por toda atenção e paciência. Com certeza, sem seus ensinamentos eu não seria o mesmo. Muito obrigado por tudo!

Ao Dr. Rogério Candella e Dr. Natanael Moura por aceitarem o convite para compor a Banca Examinadora.

Ao Professor Luiz Gallisa, obrigado por ser essa pessoa tão especial, alegre e solidária. O senhor é genial!

Por fim, gostaria de agradecer a uma pessoa que é unanimidade, além dos extensos conhecimentos acadêmicos, nos quesitos bondade e humildade. Sem a ajuda do senhor eu não conseguiria concluir este trabalho, e nem mesmo iniciá-lo! Jamais esquecerei o que fez por mim! Sempre tentarei utilizar seus ensinamentos como premissas na minha vida. Professor Parente, obrigado por ter “interferido construtivamente” na minha vida.

Resumo da Dissertação apresentada à COPPE/UFRJ como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Mestre em Ciências (M.Sc.)

UM ESTUDO SOBRE O USO DE INTERFEROMETRIA ACÚSTICA  
APLICADA À CARACTERIZAÇÃO DO RUÍDO DE BANDA LARGA DE  
NAVIOS

Fábio Contrera Xavier

Fevereiro/2016

Orientador: Carlos Eduardo Parente Ribeiro

Programa: Engenharia Oceânica

A interferometria provocada por sobreposições de ondas sonoras é utilizada na maioria das vezes em acústica submarina para estimar parâmetros ambientais (geoacústicos, oceanográficos e outros). Este trabalho é um estudo sobre o uso da interferometria acústica na caracterização de ruído de banda larga irradiado por navios. Este estudo tem como base medições acústicas do ruído produzido por um navio na região da Ilha do Cabo Frio - Arraial do Cabo - RJ (Brasil). Para entender as características dos padrões de interferência encontrados nas medições, foram realizadas simulações utilizando modelos de propagação baseados na teoria de traçado de raios e modos normais. Os resultados dessas simulações mostram que esses padrões de interferência são fortemente influenciados pelas primeiras chegadas do sinal. Essas chegadas estão relacionadas aos raios que possuem um ângulo incidente maior que o ângulo crítico, ou seja, elas estão, também, ligadas aos modos propagantes.

Abstract of Dissertation presented to COPPE/UFRJ as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Master of Science (M.Sc.)

A STUDY ABOUT THE USE OF ACOUSTIC INTERFEROMETRY APPLIED  
TO BROADBAND SHIP NOISE CHARACTERIZATION

Fábio Contrera Xavier

February/2016

Advisor: Carlos Eduardo Parente Ribeiro

Department: Ocean Engineering

Interferometry caused by overlapping sound waves is used mostly in underwater acoustics for estimating environmental parameters (geoacoustics, oceanographic and others). This work is a study about the use of acoustic interferometry applied to broadband ship-radiated noise characterization. This study is based in acoustic measurements of the ship-radiated noise at Cabo Frio Island region - Arraial do Cabo - RJ (Brazil). To understand the characteristics of interference patterns found in the measurements, simulations were performed using propagation models based on ray tracing and normal modes theory. According to the simulation results, the interference patterns are strongly influenced by the first arrivals of the signal. These arrivals are related to rays having a larger incident angle than the critical angle, i.e., these arrivals are connected to the propagating modes.

# Sumário

<b>Lista de Figuras</b>	<b>xi</b>
<b>Lista de Tabelas</b>	<b>xiii</b>
<b>1 Introdução</b>	<b>1</b>
1.1 Histórico . . . . .	1
1.2 Estado da arte . . . . .	3
1.3 Objetivos . . . . .	4
1.3.1 Objetivo geral . . . . .	4
1.3.2 Objetivos específicos . . . . .	4
1.4 Estrutura do documento . . . . .	4
<b>2 Revisão Teórica</b>	<b>6</b>
2.1 A velocidade do som . . . . .	6
2.2 Propagação em águas rasas . . . . .	9
2.2.1 Superfície e fundo marinho . . . . .	10
2.2.2 O conceito de ângulo crítico . . . . .	10
2.2.3 Interpretação geométrica para propagação em águas rasas . . . . .	12
2.3 Modelagem acústica submarina . . . . .	12
2.3.1 Algumas soluções para equação da onda . . . . .	13
2.3.2 Método do traçado de raios . . . . .	15
2.3.3 Método dos modos normais . . . . .	16
2.4 Ruído de banda larga irradiado por navios . . . . .	19
2.5 O efeito Doppler . . . . .	20
2.6 Análise tempo-frequência . . . . .	21
<b>3 Metodologia</b>	<b>24</b>
3.1 Descrição dos experimentos . . . . .	24
3.2 Parâmetros ambientais . . . . .	25
3.2.1 Dados geológicos e geofísicos . . . . .	25
3.2.2 Dados oceanográficos . . . . .	27
3.3 Método para análise dos dados coletados . . . . .	29

3.4	Modelagem do padrão de interferência acústica . . . . .	29
3.4.1	Modelos de propagação utilizados . . . . .	29
3.4.2	Modelagem utilizando o BELLHOP e o KRAKEN . . . . .	32
3.4.3	Configuração dos cenários para modelagem . . . . .	34
<b>4</b>	<b>Resultados e Discussões</b>	<b>36</b>
4.1	Análise dos dados coletados . . . . .	36
4.2	Análise dos dados modelados . . . . .	39
4.2.1	Simulações com o BELLHOP . . . . .	39
4.2.2	Simulações com o KRAKEN . . . . .	45
4.3	Dados coletados X dados modelados . . . . .	47
<b>5</b>	<b>Considerações finais</b>	<b>51</b>
5.1	Conclusões . . . . .	51
5.2	Sugestões para trabalhos futuros . . . . .	52
	<b>Referências Bibliográficas</b>	<b>53</b>

# Lista de Figuras

1.1	Esquema do experimento de <i>Colladon e Sturm</i> (Adaptada de [5]). . . . .	2
2.1	Perfil de velocidade do som genérico. (Retirada de [18]) . . . . .	8
2.2	Perfis de velocidade do som típicos e seus efeitos na propagação. (Retirada de [18]) . . . . .	9
2.3	Propagação em águas rasas no mar do Mediterrâneo, durante o verão, com a fonte a 50 m de profundidade (Retirada de [18]). . . . .	9
2.4	Ângulo crítico $\theta_c$ associado ao ângulo de incidência. . . . .	11
2.5	Ângulo crítico $\theta_c$ associado ao ângulo horizontal (Adaptada de [22]) . . . . .	11
2.6	Interpretação geométrica para propagação em águas rasas (Retirada de [23]). . . . .	12
2.7	Relações entre bases teóricas para modelagem acústica submarina (Retirada de [26]). . . . .	14
2.8	Resumo das aplicabilidades dos modelos de propagação (Retirada de [26]). . . . .	14
2.9	Perda na propagação para o problema de isovelocidade usando (a) 1 modo, (b) 2 modos e (c) 3 modos (Retirada de [29]) . . . . .	18
2.10	A relação entre a velocidade e ruído de banda larga irradiado por navios [com dados da 2º Guerra Mundial] (Retirada de [30]). . . . .	20
2.11	Curvas estimadas pela fórmula de Ross para o navio “Cardiff” [com dados da 2º Guerra Mundial] (Retirada de [30]). . . . .	21
2.12	Exemplos de domínio para análise de sinais. (Adaptada de [32]). . . . .	22
2.13	Exemplo de CW com diferentes tempos de duração. . . . .	23
3.1	Vista lateral e de cima do experimento. . . . .	24
3.2	Área de estudo. (Adaptada de [34]). . . . .	26
3.3	Mapa sedimentológico da área de estudo (Adaptada de [34]). . . . .	27
3.4	Posição da boia do SIODOC e dos experimentos . . . . .	28
3.5	Perfis de salinidade, temperatura e velocidade do som para cada hora do dia do experimento (Perfil médio do dia - Linha preta) . . . . .	28
3.6	Estrutura do <i>Acoustic Toolbox</i> (Retirada de [29]) . . . . .	30

3.7	Estrutura do BELLHOP (Retirada de [38]). . . . .	31
3.8	Estrutura do KRAKEN (Retirada de [29] ). . . . .	32
3.9	Vista lateral e de cima do experimento com identificação dos transec- tos . . . . .	33
3.10	Cenário I (Perfil ISO e $x_n(t, \theta_f)$ ) . . . . .	35
3.11	Cenário II (Perfil médio e $x_n(t, \theta_f)$ ) . . . . .	35
4.1	Espectrogramas das gravações para determinadas velocidades do na- vio, (a) 6.7 nós e (b) 8.0 nós . . . . .	37
4.2	Espectrogramas das gravações para determinadas velocidades do na- vio, (c) 13.0 nós e (d) 15.6 nós . . . . .	38
4.3	Curvas estimadas de ruído de cavitação para as velocidades do navio (6.7 nós, 8.0 nós, 13.0 nós e 15.6 nós) . . . . .	39
4.4	Espectrogramas - Navio com velocidade de 8 nós com (a) e sem (b) flutuações acentuadas no padrão de interferência. . . . .	40
4.5	Cenário I - Respostas impulsivas. . . . .	41
4.6	Espectrograma com respostas impulsivas completas - Cenário I. . . . .	41
4.7	Espectrograma com respostas impulsivas filtradas - Cenário I. . . . .	42
4.8	Amplitudes, ângulos de incidência e atraso para a distância máxima. . . . .	43
4.9	Ângulos de incidência, n° de reflexões na superfície, n° de reflexões no fundo e atraso para a distância máxima (b) . . . . .	43
4.10	Quatro principais <i>eigenrays</i> (Retirada de [6]). . . . .	43
4.11	Cenário II - Respostas impulsivas. . . . .	44
4.12	Espectrograma com respostas impulsivas completas - Cenário II. . . . .	44
4.13	Amplitudes, ângulos de incidência e atraso para a distância máxima . . . . .	45
4.14	Ângulos de incidência, n° de reflexões na superfície, n° de reflexões no fundo e atraso para a distância máxima. . . . .	45
4.15	Espectrograma com respostas impulsivas completas - Cenário I. . . . .	46
4.16	Espectrograma com respostas impulsivas filtradas - Cenário I. . . . .	46
4.17	Espectrograma com respostas impulsivas completas - Cenário II. . . . .	47
4.18	Espectrograma do dado coletado (a), espectrograma (filtrado) produ- zido a partir do BELLHOP (b) e KRAKEN (b) usando perfil ISO. . . . .	48
4.19	Espectrograma do dado coletado (a), espectrograma (filtrado) produ- zido a partir do BELLHOP (b) e KRAKEN (b) usando perfil médio. . . . .	50

# Lista de Tabelas

2.1	Parâmetros do modelo proposto por <i>Chen</i> e <i>Millero</i> (Retirado de [19]).	7
3.1	Densidade e velocidade compressional dos sedimentos da área de estudo (Adaptada de [35] ) . . . . .	27

# Capítulo 1

## Introdução

Atualmente, a utilização das ondas eletromagnéticas domina o panorama da maioria dos sistemas utilizados em aplicações cotidianas. Inúmeros aparelhos, como celulares, televisores, sistemas de posicionamento global e outros, são beneficiados pela capacidade de propagação dessas ondas a longas distâncias (no vácuo ou na atmosfera) o que, por sua vez, aumenta a robustez no estabelecimento de comunicações remotas.

No oceano, essa situação se inverte, e as ondas acústicas (um tipo de onda mecânica) passam a dominar grande parte dos sistemas submarinos. Ao contrário das ondas eletromagnéticas, as ondas mecânicas precisam de um meio material para se propagar e, dentre os mais variados meios para sua propagação, o oceano é um dos mais complexos. Isso ocorre pois a propagação acústica varia com a interação entre a onda propagante e o meio (ondas de superfície e internas, correntes marítimas, fundo marinho, corpos na coluna d'água, densidade etc).

A busca de melhores formas de propagação do som no mar, enfrentando essa complexidade, tem sido, há milênios, objeto de pesquisas e desenvolvimento tecnológico, com avanços significativos na área da Acústica Submarina.

### 1.1 Histórico

Relatos indicam que o filósofo grego *Aristóteles* (384-322 AC) foi o primeiro a notar que o som podia ser ouvido debaixo d'água, assim como no ar[1]. Cerca de dois mil anos após *Aristóteles*, em 1490, o cientista italiano *Leonardo Da Vinci* (1452-1519) relatou em uma de suas anotações o que seria o primeiro exemplo de sistema de sonar passivo, de mérito invejável e simplicidade extrema [1, 2].

“Se parar o seu navio e colocar um longo tubo na água e a outra extremidade no seu ouvido, você ouvirá navios a uma grande distância de si.”

*Leonardo Da Vinci*, 1490.

Em 1620, a compreensão física do processo acústico avançou rapidamente com os estudos de *Marin Mersenne* e com sua descoberta sobre lei das cordas vibrantes, publicada em sua obra *L'Harmonie Universelle* [3].

Algumas décadas depois, em 1687, *Sir Isaac Newton* publicou a primeira teoria matemática sobre como o som se propaga, na sua grande obra *Philosophiae Naturalis Principia Mathematica*. Embora o foco de seus estudos tenha sido a propagação do som no ar, a base matemática é a mesma utilizada na propagação do som na água [3].

Entre 1798 e 1807, o médico e físico britânico *Thomas Young* iniciou suas investigações sobre a relação entre o som e a luz. Como consequência dessas investigações, *Young* apresentou em um dos seus artigos uma teoria sobre interferência da luz, que, décadas depois, serviria como base para diversos estudos ligados à interferometria ondulatória [4].

Como sugerido por *Da Vinci*, em 1826, os cientistas *Colladon* e *Sturm* realizaram as primeiras medições com sucesso da velocidade do som na água<sup>1</sup>. Eles utilizaram um longo tubo para ouvir o som debaixo de água, registrando o quão rápido o som de um sino submerso viajava naquele meio Fig.1.1[5].

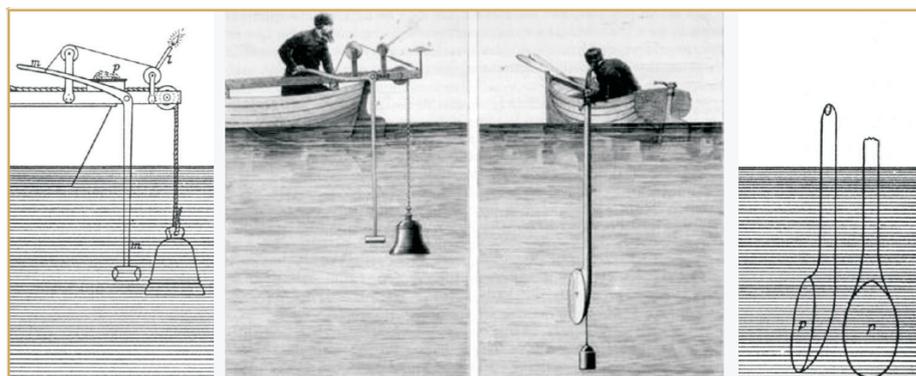


Figura 1.1: Esquema do experimento de *Colladon* e *Sturm*(Adaptada de [5]).

Em 1877, *John Willian Strut*, conhecido como *Lord Rayleigh*, publicou a teoria do som, uma obra em dois volumes, muitas vezes considerada o marco do início do estudo moderno da acústica. *Lord Rayleigh* foi o primeiro a formular a equação da onda, um meio matemático de descrever as ondas sonoras, que serve como base para todo o trabalho em acústica [3].

<sup>1</sup>Em 1826, no Lago Genebra, na Suíça, *Jean-Daniel Colladon*, um físico, e *Charles-François Sturm*, um matemático, fizeram a primeira tentativa registrada para determinar a velocidade do som na água. Nesse experimento, um sino submarino foi atingido e, simultaneamente em outro barco, foi acionada uma ignição com pólvora. Tais sinais foram observados a 10km de distância pelo segundo barco. O tempo entre o *flash* da pólvora e a chegada do som no segundo barco foi usado para calcular velocidade do som. A velocidade calculada foi de 1.435 m/s, em uma temperatura média da água de 8°, o que difere do valor atualmente aceito, 1.438 m/s, em apenas 3 m/s.

No século seguinte, em 1912, o naufrágio do navio *Titanic* incentivou pesquisas científicas na área de acústica submarina. Após alguns dias desse incidente, foi patenteado um método de estimação de distâncias, no ar, através de sinais acústicos e seus ecos. No mês seguinte, este mesmo método foi patenteado para o ambiente submarino, mas ainda não havia um transmissor que o atendesse [5].

Logo após, em 1913, *Fessenden* projetou um hidrofone que assemelhava-se a um alto-falante subaquático de alta potência que produzia e recebia sinais, chamado de *Oscilador de Fessenden* [3].

Com o início da I Guerra Mundial, aconteceram avanços significativos no desenvolvimento de estudos sobre acústica submarina, tais como sua aplicação em atividades militares, o uso de submarinos e minas submarinas, a detecção de fontes submarinas e o uso do efeito piezoelétrico. Já na II Guerra Mundial, tornou-se imprescindível o uso de fontes sonoras para detecção de submarinos, sendo tais detecções feitas por um equipamento denominado *SOund NAVigation and Ranging* (SONAR) [3].

Desde então, diversos avanços tecnológicos ocorreram, alimentados pelo desenvolvimento da eletrônica e pelo aumento do conhecimento em técnicas de processamento de sinais. Além disso, os avanços computacionais permitiram o desenvolvimento e utilização de modelos de propagação acústica em aprimoramentos relativos à concepção do SONAR, assim como no auxílio à navegação, desenvolvimento de táticas e treinamento dos operadores do SONAR. Tais situações estimularam os desenvolvimentos científicos nessa área, atualmente conhecida como Acústica Oceânica Computacional. (*Computational Ocean Acoustics*)[6].

## 1.2 Estado da arte

O ruído de banda larga produzido por navios em movimento gera peculiaridades no sinal gravado em águas rasas que podem ser vistas no domínio do tempo-frequência. Tais características são conhecidas como padrões de interferência (*interference patterns*), estrias (*striations*) ou franjas de interferência (*interference fringes*)[7, 8].

Em 1982, *Chuprov* desenvolveu o conceito de invariante de um guia de ondas (*waveguide invariant*  $\beta$ ) para interpretar os padrões de interferência no campo acústico causados pela estratificação do perfil de velocidade do som no oceano [9]. Em 1999, *D'Spain* e *Kuperman* mostraram a aplicação do *waveguide invariant* na análise de padrões de interferência em ambientes de águas rasas (variando a distância e o azimute) [10].

No entanto, esses padrões também podem ser interpretados como uma variação nos tempos de chegadas dos *eigenrays* (raios que ligam a fonte ao receptor) com a

distância. Nesse caso, as interferências são representadas pelo quadrado da transformada de Fourier das respostas impulsivas do canal [8].

Devido à diversidade em frequência e aos parâmetros do guia de ondas relacionados às interferências, pesquisadores têm utilizado essas informações em diversas aplicações, tais como: localização e detecção de fontes [11, 12], inversão geoacústica [7, 13, 14], efeito das ondas internas em acústica submarina [15], *beamforming* [16, 17].

## 1.3 Objetivos

### 1.3.1 Objetivo geral

Caracterizar o ruído irradiado por navios, utilizando a interferometria acústica com auxílio de modelos de propagação.

### 1.3.2 Objetivos específicos

- Definir metodologias para análise do ruído irradiado por navios, considerando fenômenos de interferência acústica em águas rasas.
- Desenvolver técnicas de modelagem do fenômeno de interferência acústica, criando ambientes de simulação da propagação do som no mar.
- Comparar os dados reais com os dados dos modelos propostos.

## 1.4 Estrutura do documento

Este trabalho está dividido em 5 capítulos: 1 - Introdução, 2 - Revisão Teórica, 3 - Metodologia, 4 - Resultados e Discussões e 5 - Conclusões.

No capítulo 2 foi feita uma revisão teórica sobre os principais conceitos relacionados a essa dissertação, como: o ambiente de propagação acústica (a velocidade do som, a superfície do mar, fundo marinho e propagação em águas rasas), modelagem acústica submarina, ruído de banda larga irradiado por navios e análise tempo-frequência.

No capítulo 3 foi feita uma descrição do experimento e dos parâmetros ambientais da área onde ele foi realizado. Também foram descritas as técnicas utilizadas para a análise do ruído irradiado, assim como o detalhamento da metodologia para modelagem desse ruído.

O capítulo 4 mostra os resultados e discussões levantadas, tanto na análise dos dados reais quanto nos dados modelados e na comparação entre ambos.

O capítulo 5 resume as conclusões obtidas a partir dos resultados encontrados neste trabalho.

# Capítulo 2

## Revisão Teórica

### 2.1 A velocidade do som

Grande parte dos sistemas acústicos submarinos tem como principal parâmetro de entrada a velocidade do som, como é o caso dos sonares ativos e sistemas de posicionamento acústico, que utilizam diretamente o tempo de propagação de um sinal transmitido e seus ecos.

Entretanto, o tempo de tráfego da onda sonora no meio oceânico depende da densidade e compressibilidade da água, que, por sua vez, depende basicamente de três grandezas: temperatura, salinidade e pressão hidroestática. Essas propriedades exercem grande influência na acústica submarina, sendo a temperatura da água do mar a grandeza mais importante, no que diz respeito à propagação do som no mar. Ela influencia, fortemente, o campo de densidades e a sua respectiva estratificação, modificando também a distribuição de nutrientes e a presença de biomassa. A salinidade (termo usado para expressar a quantidade de sais dissolvidos na água) afeta a compressibilidade e, conseqüentemente, o índice de refração e o ponto de congelamento da água [18, 19].

Ao longo das últimas décadas, pesquisadores de diversos países vêm desenvolvendo modelos paramétricos que permitem o cômputo da velocidade do som, tendo como entrada temperatura, salinidade e profundidade. Atualmente, o modelo proposto por *Chen e Millero* em 1977 é amplamente utilizado e recomendado pela UNESCO [19].

$$c = c_0 + c_1P + c_2P^2 + c_3P^3 + AS + BS^{\frac{3}{2}} + CS^2 \quad (2.1)$$

Os quatro primeiros termos correspondem à contribuição da água pura e os outros à água salgada. A velocidade do som  $c$  é dada em  $\frac{m}{s}$ , a profundidade ou pressão hidroestática  $P$  em *bar*, a temperatura em  $^{\circ}C$  e a salinidade em *practical salinity units* (*p.s.u.*) (Tab. 2.1).

$$\begin{aligned}
c_0 &= 1402.388 + 5.03711T + 5.80852 \times 10^{-2}T^2 + 3.3420 \times 10^{-4}T^3 - 1.47800 \times 10^{-6}T^4 + 3.1464 \times 10^{-9}T^5; \\
c_1 &= 0.153563 + 6.8982 \times 10^{-4}T - 8.1788 \times 10^{-6}T^2 + 1.3621 \times 10^{-7}T^3 + -6.1185 \times 10^{-10}T^4; \\
c_2 &= 3.1260 \times 10^{-5} - 1.7107 \times 10^6T + 2.5974 \times 10^{-8}T^2 - 2.5335 \times 10^{-10}T^3 + 1.0405 \times 10^{-12}T^4; \\
c_3 &= -9.7729 \times 10^{-9} - 3.8504 \times 10^{-10}T - 2.3643 \times 10^{-12}T^2; \\
A &= A_0 + A_1P + A_2P^2 + A_3P^3; \\
A_0 &= 1.389 - 1.262 \times 10^{-2}T + 7.614 \times 10^{-5}T^2 + 2.006 \times 10^{-6}T^3 - 3.21 \times 10^{-10}T^4; \\
A_1 &= 9.4742 \times 10^{-5} - 1.2580 \times 10^{-5}T - 6.4885 \times 10^{-8}T^2 + 1.0507 \times 10^{-8}T^3 - 2.0122 \times 10^{-10}T^4; \\
A_2 &= -3.9064 \times 10^{-7} + 9.1041 \times 10^{-9}T - 1.6002 \times 10^{-10}T^2 + 7.988 \times 10^{-12}T^3; \\
A_3 &= 1.100 \times 10^{-10} + 6.649 \times 10^{-12}T - 3.389 \times 10^{-13}T^2; \\
B &= -1.922 \times 10^{-2} - 4.42 \times 10^{-5}T + (7.3637 \times 10^{-3} + 1.7945 \times 10^{-7}T)P; \\
C &= -7.9836 \times 10^{-6}P + 1.727 \times 10^{-3}.
\end{aligned}$$

Tabela 2.1: Parâmetros do modelo proposto por *Chen e Millero* (Retirado de [19]).

Assim, o perfil de velocidade do som, na maioria dos casos, é o que exerce mais influência na propagação acústica, uma vez que devido à sua estratificação as ondas sonoras sofrem efeitos como reflexão, refração e difração, proporcionando um efeito muito comum chamado de multipercursos. Essas alterações de sentido e direção da onda propagante geram peculiaridades no sinal recebido, tais como: atraso do sinal no tempo, interferências construtivas e destrutivas, e, até mesmo, zonas completas de sombra. Tais peculiaridades estão relacionadas às características regionais, já que mudanças sazonais e diárias afetam os parâmetros oceanográficos [20]. Por exemplo, em dias mais quentes a temperatura da água próxima à superfície do mar aumenta, provocando o mesmo efeito na velocidade do som em direção à superfície.

A camada próxima à superfície (camada de mistura) é afetada pela ação dos ventos e ondas, que provocam uma mistura da água e tornam as propriedades oceanográficas nessa região mais homogêneas. Nessa camada, a velocidade do som aumenta com a profundidade devido ao gradiente de pressão (Fig.2.1).

Abaixo da camada de mistura, a temperatura da água possui um gradiente negativo, fazendo com que a velocidade do som também diminua. Essa camada é chamada de termoclina e vai até uma região chamada de camada isotérmica, onde a temperatura é aproximadamente constante e a velocidade do som aumenta devido ao aumento da pressão hidrostática (Fig.2.1). No entanto, em regiões polares ou com características similares, a água que está próxima à superfície tem uma temperatura menor, logo o perfil de velocidade do som tem seu valor mínimo próximo à interface oceano/atmosfera (Fig.2.1) [18].

A Fig. 2.2 mostra os tipos básicos de propagação acústica submarina resultantes dos perfis típicos de velocidade do som citados acima.

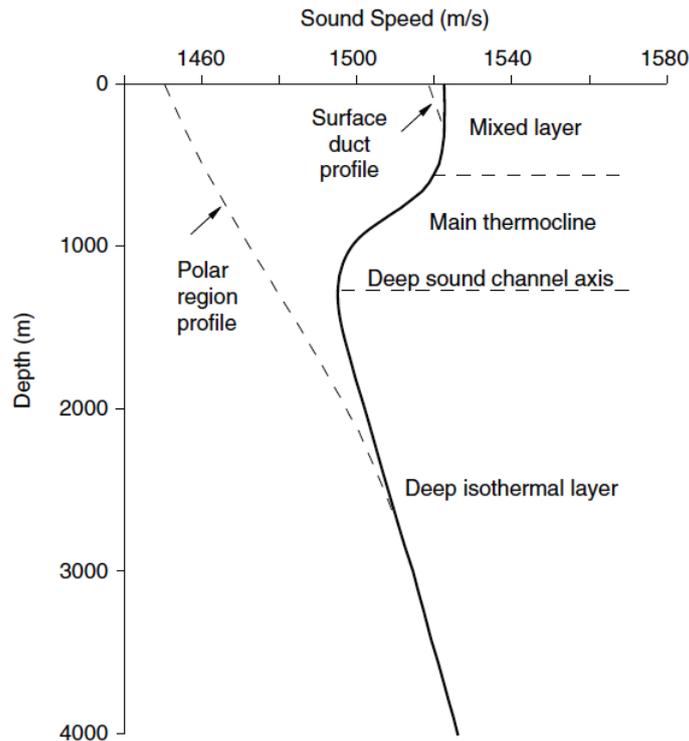


Figura 2.1: Perfil de velocidade do som genérico. (Retirada de [18])

Os raios A e B estão associados à propagação do som por uma região próxima à superfície, que caracteriza um duto de superfície.

O raio C se propaga por um duto centrado por um valor de velocidade do som baixo em relação ao resto do perfil. Tal duto é conhecido na literatura como canal SOFAR (*sound fixing and ranging channel*) ou DSC (*deep sound channel*) e tem a característica de permitir que o som se propague por longas distâncias.

O raio D caracteriza um tipo de propagação conhecido como zona de convergência. Tais zonas são periódicas espacialmente (aproximadamente 35-70 km) e provocam regiões de altas intensidades próximas à superfície, devido à não interação da onda sonora com o fundo marinho.

O raio E demonstra, também, uma propagação periódica, mas com um ciclo de distância menor e uma perda de intensidade atrelada à interação com o fundo marinho.

Já o raio F, define uma propagação em águas rasas, na qual os raios interagem tanto com a superfície quanto com o fundo, criando um efeito ainda mais complexo chamado de multipercursos (*multipath*)[18]

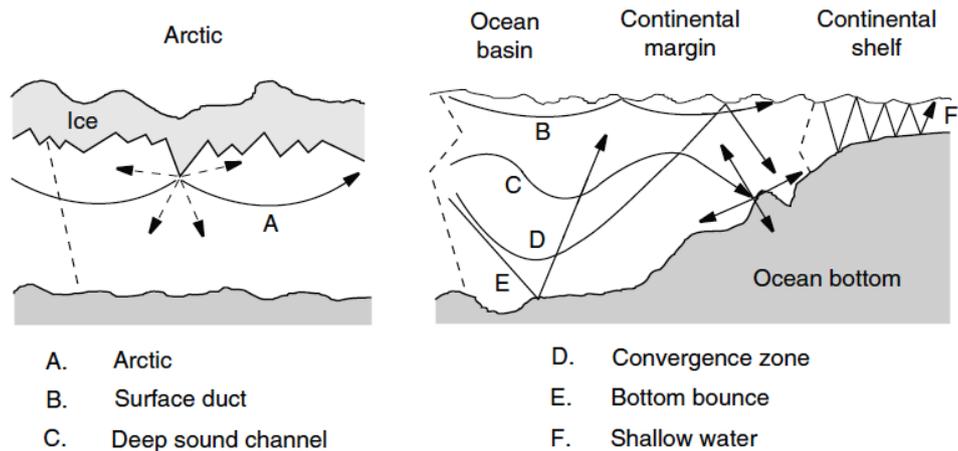


Figura 2.2: Perfis de velocidade do som típicos e seus efeitos na propagação. (Retirada de [18])

## 2.2 Propagação em águas rasas

De acordo com Etter [6], há duas definições de águas rasas, sendo uma baseada nos conceitos de hipsometria e a outra, em acústica submarina.

Com base nos conceitos hipsométricos, a maioria dos continentes possuem as bordas de suas plataformas continentais limitadas por uma profundidade aproximada de 200 m, ou seja, apenas 7.5% da área oceânica é constituída por esse tipo de água.

Por outro lado, segundo a definição acústica, as águas são consideradas rasas quando a onda sonora interage muitas vezes com as fronteiras do guia de ondas oceânico, ou seja, quando tem-se um efeito *multipath* acentuado (Fig.2.3). Dessa forma, águas consideradas rasas pela hipsometria podem ser consideradas profundas do ponto de vista da acústica e vice-versa, dependendo da frequência do sinal transmitido e das distâncias envolvidas [6].

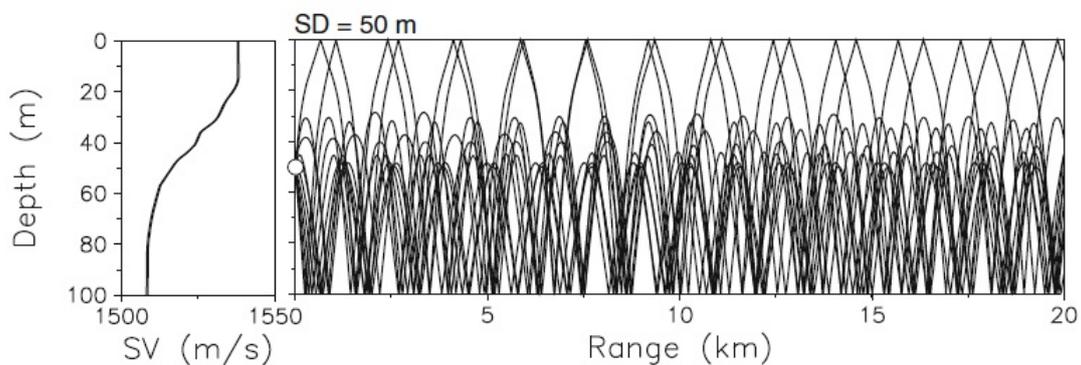


Figura 2.3: Propagação em águas rasas no mar do Mediterrâneo, durante o verão, com a fonte a 50 m de profundidade (Retirada de [18]).

### 2.2.1 Superfície e fundo marinho

As fronteiras do guia de ondas oceânico (canal de propagação), superfície do mar e fundo marinho, influenciam na propagação da energia acústica através de fenômenos como reflexão, espalhamento e absorção.

Em águas rasas, onde a propagação é caracterizada, na maioria das vezes, por gradientes negativos ou constantes de velocidade do som ao longo da coluna d'água, tais fronteiras exercem maior influência. Ou seja, um sinal transmitido nessas condições é distorcido, principalmente, pelas suas interações com a superfície e o fundo. Assim, como nas interações com o fundo a atenuação é maior, a propagação a longas distâncias está relacionada às características dessa fronteira [6].

Por exemplo, a superfície do mar limita o canal de propagação acústica na sua parte superior, atuando como uma perfeita refletora (liberadora de pressão ou *pressure release*), devido à diferença de impedância entre a água do mar e a atmosfera. Além disso, o vento pode aumentar a rugosidade na superfície, provocando tanto o espalhamento do sinal quanto a absorção dele, uma vez que essa rugosidade gera bolhas de ar que atenuam o sinal [6, 18, 19].

Já as interações da onda sonora com o fundo marinho são mais complexas que as interações com a superfície do mar. Isso ocorre porque o fundo marinho possui múltiplas camadas que variam bastante de acordo com suas propriedades. Diferentes efeitos podem ser observados quando a onda sonora incide no fundo. No entanto, tais efeitos estão diretamente ligados à frequência do sinal emitido. Essas interações afetam a propagação devido ao espalhamento e às perdas e mudanças de fase que estão associadas às características do sedimento (densidade, velocidades compressional e cisalhante, coeficientes de atenuação, etc) [6].

### 2.2.2 O conceito de ângulo crítico

Considerando as velocidades do som  $c_1$  na água e  $c_2$  na camada sedimentar, como constantes, na Fig.2.4 podem ser observados dois raios (que são perpendiculares a frentes de ondas planas),  $r_1$  e  $r_2$ , que partem da água e incidem no sedimento com ângulo  $\theta_1$ . Com base na Lei de Snell-Descartes, pode-se dizer que, para o raio  $r_1$  e  $c_1 > c_2$ , haverá refração e reflexão. Já para o raio  $r_2$  e  $c_2 > c_1$ , não haverá refração e a reflexão será total. No entanto, quando  $c_2 > c_1$  o valor de  $\frac{c_2}{c_1} \sin \theta_1$  tende a 1 e o ângulo  $\theta_2$  tende a  $90^\circ$ . Logo, quando  $\theta_2 = 90^\circ$ , o ângulo de incidência  $\theta_1$  é chamado de ângulo crítico  $\theta_c$  e é dado por:

$$\theta_c = \arcsin \frac{c_1}{c_2}. \quad (2.2)$$

Em termos de energia acústica, quando  $\theta_1 < \theta_c$ , parte da energia de uma onda

sonora será transferida para o sedimento. Quando  $\theta_1 = \theta_c$ , não haverá energia transmitida para o sedimento e o raio se propagará paralelamente ao sedimento, podendo retornar para o meio da coluna d'água. Quando  $\theta_1 > \theta_c$ , ocorre reflexão total e a energia da onda não se transfere para o sedimento, voltando assim para a coluna d'água [21].

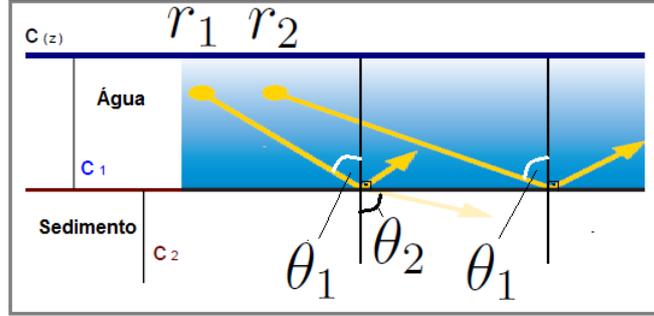


Figura 2.4: Ângulo crítico  $\theta_c$  associado ao ângulo de incidência.

Considerando uma abordagem baseada não mais no ângulo de incidência e sim no ângulo horizontal (*grazing angle*), tem-se que o ângulo crítico  $\theta_c$  pode ser definido como (Fig.2.5):

$$\theta_c = \arccos \frac{c_1}{c_2}. \quad (2.3)$$

Nesse caso, os raios que partem com ângulos dentro da faixa de  $2\theta_c$  não transferem energia para o sedimento. Essa energia está associada aos modos propagantes do guia de ondas. Já os raios que estão fora dessa faixa, têm sua energia transferida para o fundo e estão associados aos modos evanescentes.

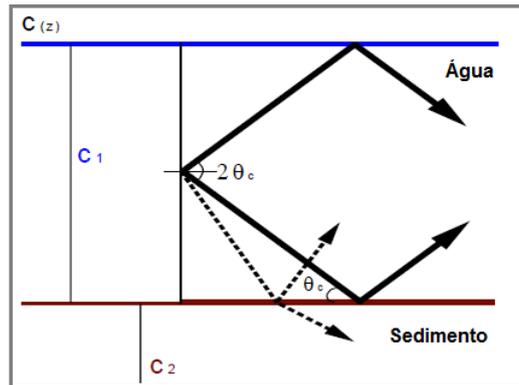


Figura 2.5: Ângulo crítico  $\theta_c$  associado ao ângulo horizontal (Adaptada de [22])

### 2.2.3 Interpretação geométrica para propagação em águas rasas

Considerando uma frente de onda plana (linha verde - Fig. 2.6) propagando-se na água com uma velocidade  $c_1$  constante, tem-se que a diferença de fase entre os pontos  $A$  e  $D$  é dada por [23][5]:

$$\Phi_{AD} = \Phi_e + \Phi_s + \Phi_f, \quad (2.4)$$

onde,  $\Phi_e = k(AB + BC + CD)$  é a fase espacial (sendo  $k$  o número de onda),  $\Phi_s = \pi$  é a fase na superfície e  $\Phi_f = \tan^{-1} \frac{b_2 \rho_1 c_1}{\rho_2 c_2 \cos \theta}$  é a fase no fundo. Sendo:  $\rho_1$  e  $\rho_2$  a densidade na água e no sedimento, respectivamente,  $c_1$  e  $c_2$  a velocidade da onda sonora na água e no sedimento, respectivamente e  $b_2 = [(\frac{c_2}{c_1})^2 \sin^2 \theta - 1]^{\frac{1}{2}}$  [5].

Considerando que os segmentos  $AB$  e  $AD$  são perpendiculares, tem-se que  $AB + BC + CD = 2H \cos \theta$ . Logo,

$$\Phi_{AD} = k(2H \cos \theta) + \Phi_s + \Phi_f. \quad (2.5)$$

No entanto, para que haja interferência construtiva, a relação  $\Phi_{AD} = 2m\pi$  deve ser satisfeita, isto é, quando  $m = 1, 2, 3, \dots$  pode-se dizer que o modo de propagação  $m$  sobreviverá, sendo reforçado.

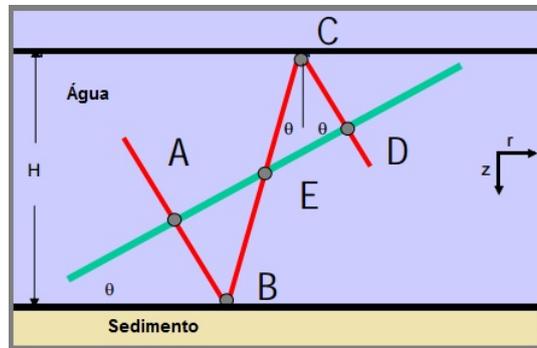


Figura 2.6: Interpretação geométrica para propagação em águas rasas (Retirada de [23]).

## 2.3 Modelagem acústica submarina

Em acústica submarina, o oceano atua como canal de propagação para a onda acústica, sendo a modelagem deste canal mais representativa quando utilizamos teorias favoráveis às condições iniciais e de contorno do guia de ondas em questão. Por exemplo, segundo Katsnelson [20], a propagação acústica em águas rasas é

melhor representada por modelos baseados na teoria dos modos normais, enquanto que em águas profundas a teoria do traçado de raios resolve bem o problema.

Por outro lado, as características desse guia são heterogêneas, podendo, na maioria das vezes, ser classificadas em regulares e/ou randômicas. Tais heterogeneidades influenciam, significativamente, na propagação e na pressão acústica nos oceanos. Por exemplo, a variação da velocidade do som com a profundidade pode criar um canal de propagação do som, permitindo que o mesmo se propague a longas distâncias. Em outros casos, as heterogeneidades randômicas, tais como as interações com a superfície do mar, darão origem à dispersão do sinal, podendo causar flutuações no campo sonoro[24].

De forma resumida, pode-se dizer que a propagação acústica depende do perfil de velocidade do som, das ondulações da superfície do mar e das características geométricas e geoacústicas do fundo marinho.

### 2.3.1 Algumas soluções para equação da onda

A equação de onda em um fluido ideal pode ser derivada a partir das relações hidrodinâmicas e adiabáticas entre pressão e densidade. A equação acústica de onda no caso de uma coluna d'água com densidade constante pode ser escrita como:

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = s(t), \quad (2.6)$$

onde  $s(t)$  representa o sinal emitido,  $p(t)$  representa a pressão da onda acústica e  $c$  é a velocidade do som na coluna d'água [18] [25].

Inúmeros conceitos fundamentais associados à propagação de ondas emergem quando as soluções elementares para a equação da onda acústica são examinadas. A Fig.2.7 mostra o ponto de partida para os diversos modelos de propagação do som, assim como a relação teórica entre diferentes abordagens. Por conveniência as funções e equações gerais foram nomeadas por F e G [26].

A Fig.2.8 mostra uma comparação em termos de aplicabilidade entre as principais abordagens da área de modelagem acústica submarina.

Fazendo uma simples comparação entre a teoria dos modos normais e a do traçado de raios, de acordo com a Fig.2.8, pode-se dizer que os modelos de traçado de raios além de possuírem um tempo de cálculo pequeno, também são eficazes para altas frequências. Em contrapartida, tais modelos se mostram deficientes quando se trata de baixas frequências e fundo marinho com mais de uma camada.

Já os modelos baseados em modos normais, além de terem a opção de utilizar fundo marinho com mais de uma camada, são precisos quando se trata de baixas frequências e ambientes *range-independent* (ambientes onde parâmetros como a velocidade som, não variam com a distância). Por outro lado, não têm um tempo de

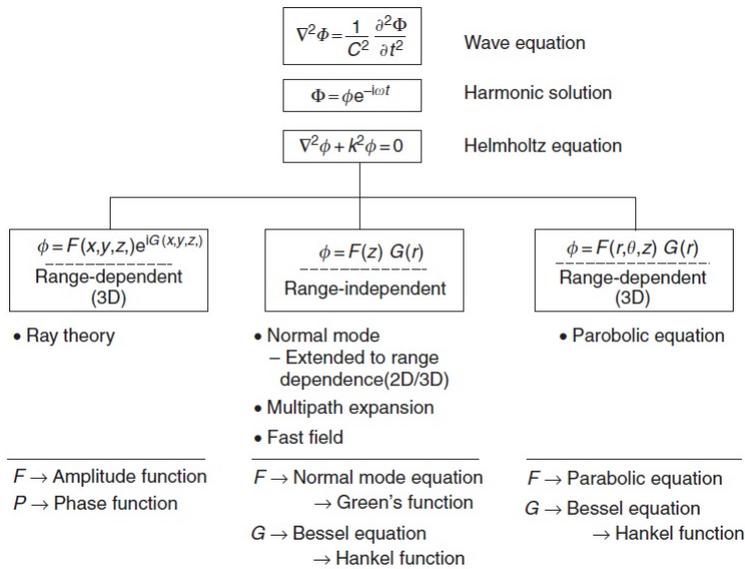


Figura 2.7: Relações entre bases teóricas para modelagem acústica submarina (Retirada de [26]).

Model type	Applications							
	Shallow water				Deep water			
	Low frequency		High frequency		Low frequency		High frequency	
RI	RD	RI	RD	RI	RD	RI	RD	
Ray theory	○	○	◐	●	◐	◐	●	●
Normal mode	●	◐	●	◐	●	◐	◐	○
Multipath expansion	○	○	◐	○	◐	○	●	○
Fast field	●	○	●	○	●	○	◐	○
Parabolic equation	◐	●	○	○	◐	●	◐	◐

Low frequency (< 500 Hz)      RI: Range-independent environment  
 High frequency (> 500 Hz)      RD: Range-dependent environment

● Modeling approach is both applicable (physically) and practical (computationally)  
 ◐ Limitations in accuracy or in speed of execution  
 ○ Neither applicable nor practical

Figura 2.8: Resumo das aplicabilidades dos modelos de propagação (Retirada de [26]).

cálculo eficiente e requerem, para altas frequências, uma amostragem fina de modos de propagação, sem a qual as previsões do modelo seriam afetadas por *aliasing*. Além disso, os cálculos em meio *range-dependent* requerem um grande esforço de cálculo numérico.

Nas próximas seções será feita uma breve revisão teórica das soluções do campo acústico em termos de traçado de raios e da expansão por modos normais.

### 2.3.2 Método do traçado de raios

O método do traçado de raios assume que uma frente de onda plana pode ser representada por um raio perpendicular à mesma, sendo possível identificar um tempo de percurso para cada raio, assim como suas amplitudes relativas.

Assim, aplicando a transformada de Fourier nos dois lados da Eq.(2.6), pode ser obtida a equação de Helmholtz:

$$[\nabla^2 + \frac{\omega^2}{c^2}]P(\omega) = S(\omega), \quad (2.7)$$

onde, considerando uma aproximação por ondas planas, é possível escrever que  $P(\omega) = Ae^{i\omega t}$ , sendo  $A$  a amplitude da onda que varia lentamente e  $\omega t$  uma fase de rápida variação.

Colocando essa aproximação na forma homogênea da Eq.(2.7), separando a parte imaginária da parte real e fazendo a aproximação de alta frequência, tem-se que [27]:

$$\frac{\nabla^2 A}{A} \ll k^2, \quad (2.8)$$

onde ( $k = \frac{\omega}{c}$ ) permite obter a equação da Eikonal, que descreve a tarefa “cinemática” da solução. Tal equação tem sua solução, baseada no formalismo Lagrangiano e no Princípio de Fermat, na forma de sistemas de equações que descrevem as trajetórias dos raios de propagação.

$$(\nabla\tau)^2 = \frac{1}{c^2} \quad (2.9)$$

A outra equação é a de transporte, que representa a tarefa “dinâmica” da solução, isto é, está relacionada ao cômputo das amplitudes associadas a cada raio.

$$2(\nabla A \cdot \nabla\tau) + A\nabla^2\tau = 0 \quad (2.10)$$

A aproximação feita para altas frequências limita a utilização de modelos baseados em traçado de raios, porém existe uma relação aproximada que permite o cálculo das frequências que podem ser consideradas como altas. Tal relação é dada

por [26]:

$$f > 10 \frac{c}{H}, \quad (2.11)$$

onde,  $c$  é a velocidade do som em m/s e  $H$  é a profundidade do guia.

### 2.3.3 Método dos modos normais

O método dos modos normais tem a mesma base matemática que a técnica de integração *wavenumber*, mas avalia a integral de modo que sua representação possa ser reduzida a uma soma de resíduos, enquanto a técnica de integração *wavenumber* avalia as integrais diretamente pela quadratura numérica.

O método dos modos normais tem como característica a formação de um conjunto de modos de vibração semelhantes aos modos de uma corda vibrante, sendo o campo acústico construído pela soma das contribuições de cada um dos modos ponderados de acordo com a profundidade da fonte [18].

Considerando uma fonte pontual, a geometria cilíndrica e a equação de Helmholtz em duas dimensões com densidade e velocidade do som dependentes da profundidade  $z$ , pode-se deduzir a solução dos modos normais, conforme demonstrado abaixo [18]:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial P}{\partial r} \right) + \rho(z) \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{\rho(z)} \frac{\partial p}{\partial z} \right) + \frac{\omega^2}{c^2(z)} p = -\frac{\delta(r)\delta(z - z_s)}{2\pi r}. \quad (2.12)$$

Fazendo uso da técnica de separação de variáveis, a solução da equação procurada é na forma  $p(r, z) = \Phi(r)\Psi(z)$  (onde  $r$  é a distância). Substituindo a solução na Eq.2.12 e dividindo-a por  $\Phi(r)\Psi(z)$ , obtém-se:

$$\frac{1}{\Phi} \left[ \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{d\Phi}{dr} \right) \right] + \frac{1}{\Psi} \left[ \rho(z) \frac{d}{dz} \left( \frac{1}{\rho(z)} \frac{d\Psi}{dz} \right) + \frac{\omega^2}{c^2(z)} \Psi \right] = 0. \quad (2.13)$$

As expressões contidas nos colchetes são funções de  $r$  e  $z$ , respectivamente. Para que a equação seja satisfeita é necessário que cada componente seja uma constante. Logo, colocando uma constante de separação, obtemos a equação modal:

$$\rho(z) \frac{d}{dz} \left[ \frac{1}{\rho(z)} \frac{d\Psi_m(z)}{dz} \right] + \left[ \frac{\omega^2}{c^2(z)} - k_{rm}^2 \right] \Psi_m(z) = 0, \quad (2.14)$$

com condições de fronteira:

$$\Psi(0) = 0, \quad \left. \frac{d\Psi}{dz} \right|_{z=H} = 0, \quad (2.15)$$

onde  $\Psi_m(z)$  representa uma função particular de  $\Psi(z)$ , obtida com a constante de

separação  $k_{rm}$ . Nesse problema, as condições de contorno impostas implicam uma superfície do tipo (*pressure release*) em  $z = 0$ , e um fundo perfeitamente rígido em  $z = H$ .

Os modos são caracterizados pela função  $\Psi(z)$ , que é uma auto-função, e pela constante de propagação horizontal  $k_{rm}$ , que é um auto-valor. A relação  $\omega/c_{min}$  é o limite superior de todos os auto-valores, onde  $c_{min}$  é a menor velocidade do som no problema em questão.

Finalmente, os modos formam um conjunto completo, onde pode-se representar uma função arbitrária como uma soma de modos normais. Dessa maneira, a pressão fica definida por:

$$p(r, z) = \sum_{m=1}^{\infty} \Phi_m(r) \Psi_m(z). \quad (2.16)$$

Logo, baseada na função de *Hankel* de primeira ordem, tem-se que a Eq. 2.17 é uma solução aproximada para a Eq. 2.16 [18]:

$$p(r, z) \simeq \frac{1}{\rho(z_s) \sqrt{8\pi r}} e^{-i\pi/4} \sum_{m=1}^{\infty} \Psi_m(z_s) \Psi_m(z) \frac{e^{ik_{rm}r}}{\sqrt{k_{rm}}}. \quad (2.17)$$

### Cálculo da perda na propagação

A perda na propagação é definida por [18]:

$$TL(r, z) \simeq -20 \log \left| \frac{1}{\rho(z_s)} \sqrt{\frac{2\pi}{r} \sum_{m=1}^{\infty} \Psi_m(z_s) \Psi_m(z) \frac{e^{ik_{rm}r}}{\sqrt{k_{rm}}}} \right|. \quad (2.18)$$

Considerando uma coluna d'água *isovelocity* [28], pode-se notar que o cálculo da perda na propagação para  $m$  modos é diferente do cálculo para  $m+1, m+2, \dots, m+n$  modos. Isto é, ocorre um aumento dos padrões de interferência à medida que o número de modos cresce, o que deixa o cálculo mais complexo. A Fig.2.9 mostra a perda na propagação de 1, 2 e 3 modos, para uma fonte colocada a 25 metros de profundidade e a 50 metros de distância do receptor, com frequência do sinal de 100 Hz.

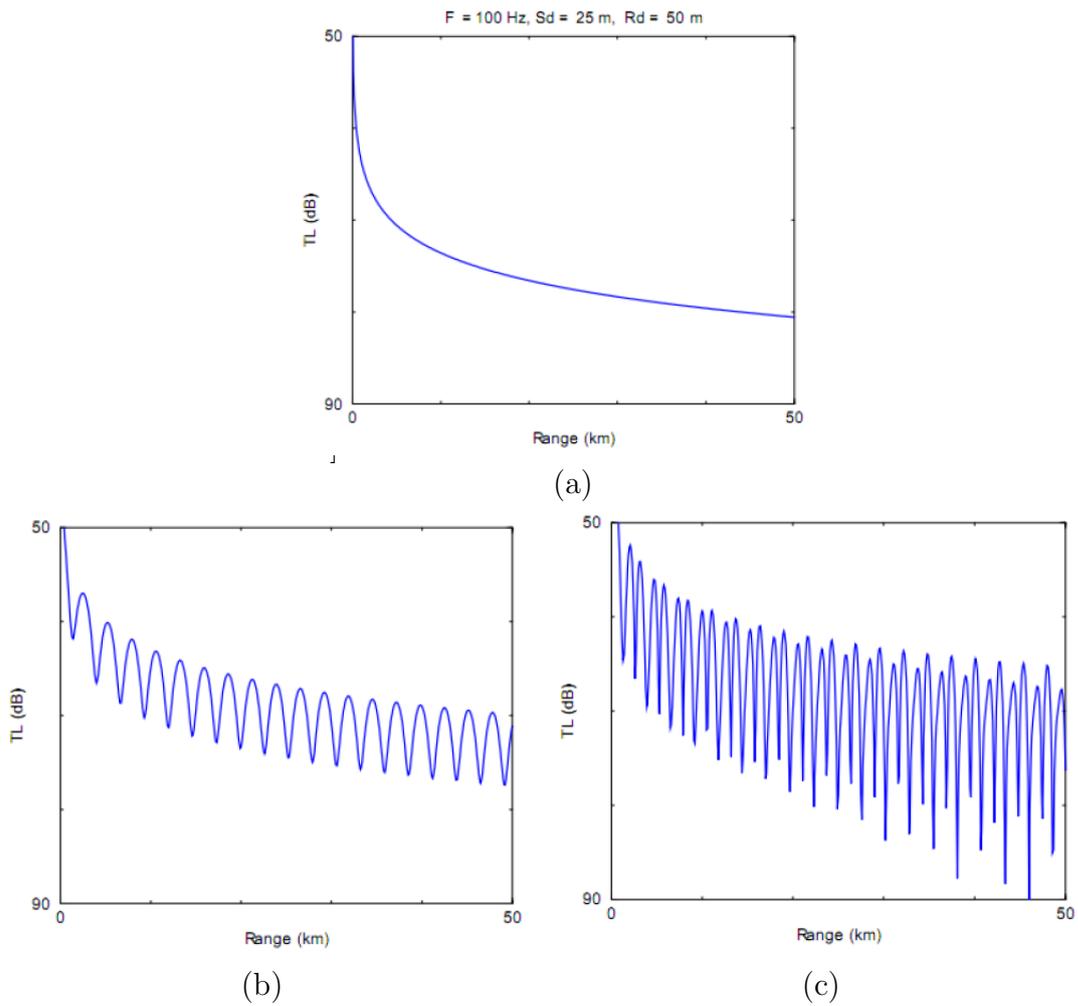


Figura 2.9: Perda na propagação para o problema de isovelocidade usando (a) 1 modo, (b) 2 modos e (c) 3 modos (Retirada de [29])

## 2.4 Ruído de banda larga irradiado por navios

O ruído irradiado por navios (*ship-radiated noise*) é uma variável muito importante dentro da acústica submarina. Ele pode se tornar um problema para o navio em diversas situações. Por exemplo, considerando a equação Sonar  $SL - 2TL + TS - (NL - DI) = DT$  [2], onde o limiar de detecção  $DT$  varia com a perda na propagação  $TL$ , o índice de diretividade  $DI$ , o índice de reflexão do alvo  $TS$ , o nível da fonte  $SL$  e o nível de ruído  $NL$ , sendo o  $NL$  composto por todas as fontes geradoras de ruído (agentes naturais, agentes e processos aleatórios que geram interferências). Assim, pode-se dizer que o sonar de um navio tem sua performance prejudicada quando o ruído próprio desse navio é alto.

O ruído próprio pode ser classificado em ruído de propulsão (*propeller noise*), ruído de maquinário (*machine noise*), ruído de fluxo (*flow noise*), ruído transiente (*transient noise*) e ruído de atividade (*activity noise*) [19]. Quando o navio está em altas velocidades, o ruído de propulsão aumenta consideravelmente devido ao fenômeno de cavitação, gerado por bolhas que aparecem devido às zonas de baixa densidade criadas pelo hélice. Essas bolhas estouram, gerando um ruído impulsivo e, conseqüentemente, de banda larga.

No livro (*Mechanics of Underwater Noise*), o autor *Donald Ross* [30], mostra espectros de banda larga associados a ruídos irradiados por navios durante a Segunda Guerra Mundial. Com base nesses dados, Ross mostra a relação de dependência entre o ruído irradiado e a velocidade do navio. A Fig. 2.10 mostra essa relação para diferentes tipos de navio.

Ainda com base nesses dados, Ross propôs fórmulas de estimação do nível espectral desses ruídos baseadas nas dimensões, velocidade e nível médio de ruído de cada navio. Tais fórmulas podem ser generalizadas por:

$$L_s = L'_s + 20 - 20 \log f, \quad (2.19)$$

para  $f \geq 100$  Hz, onde  $L'_s$  é dado por:

$$S(f, V, L) = S_0(f) + C_v 10 \log \frac{V}{V_0} + C_L 10 \log \frac{L}{L_0}, \quad (2.20)$$

onde,  $L$  é o comprimento do navio em metros,  $V$  é a velocidade em nós,  $V_0$  e  $L_0$  são, respectivamente, a velocidade e comprimento de referência do navio,  $S_0(f)$  é o nível médio ruído do navio. As constantes  $C_v$  e  $C_L$  estão relacionadas à classe do navio e em [30] são 6 e 2, respectivamente.

Na Fig.2.11 nota-se que as curvas mostram dois aspectos relacionados ao ruído irradiado e à velocidade do navio. Primeiro, o nível espectral em baixas frequências oscila bastante quando o navio está em velocidades baixas e nesses casos o ruído

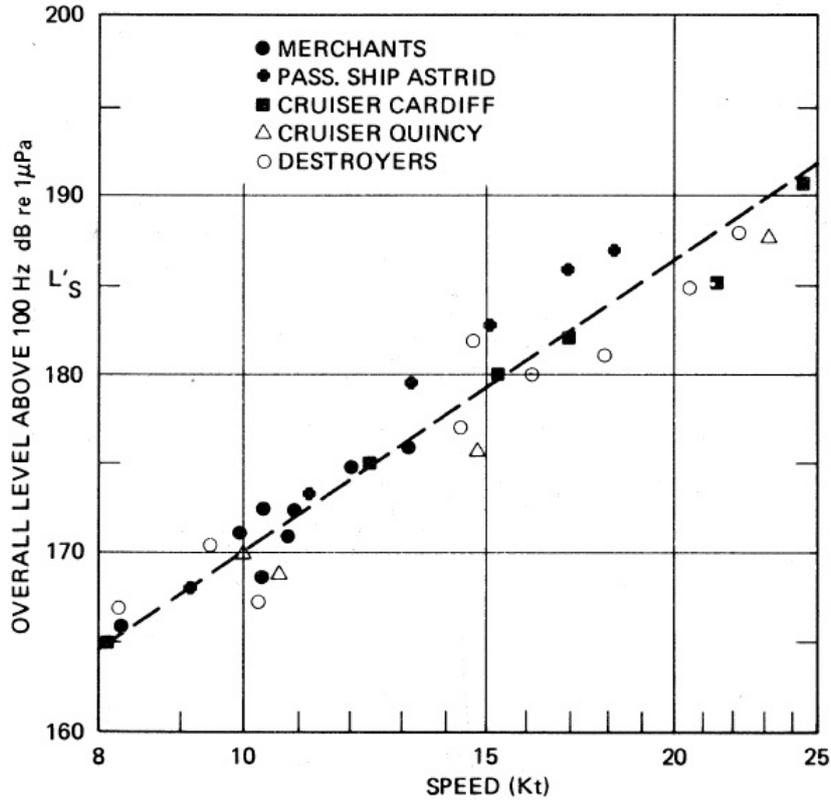


Figura 2.10: A relação entre a velocidade e ruído de banda larga irradiado por navios [com dados da 2ª Guerra Mundial] (Retirada de [30]).

de maquinário ainda domina o espectro. O segundo aspecto está relacionado ao aumento do nível espectral na banda toda, e principalmente em altas frequências, o que mostra que o ruído de cavitação se torna mais dominante com o aumento da velocidade do navio.

## 2.5 O efeito Doppler

O efeito Doppler é caracterizado por uma mudança na frequência aparente  $f$  de um sinal transmitido após sua propagação no meio em questão. Essa mudança (se houver) ocorre porque os tempos de propagação do sinal são alterados devido ao deslocamento relativo entre a fonte e o receptor. Considerando um sinal do tipo Dirac com período fixo  $T$  e em direção ao receptor que está a uma distância da fonte dada por  $R$ , se  $R$  não varia com o tempo, a propagação desse sinal entre a fonte e o receptor dura  $t = \frac{R}{c}$ , onde  $c$  é a velocidade do som. O período do sinal não muda e sua frequência corresponde a  $f_0 = \frac{1}{T}$ . No entanto, se  $R$  diminui com o tempo, então  $R(t) = R - v_r t$ , onde  $v_r$  corresponde à velocidade relativa entre a fonte e o receptor.

Assim, considerando-se que a primeira chegada desse sinal ocorre no instante  $t_1 = \frac{R(t_1)}{c}$  e que sua segunda chegada ocorre no instante  $t_2 = T + \frac{R(t_2)}{c}$ , onde

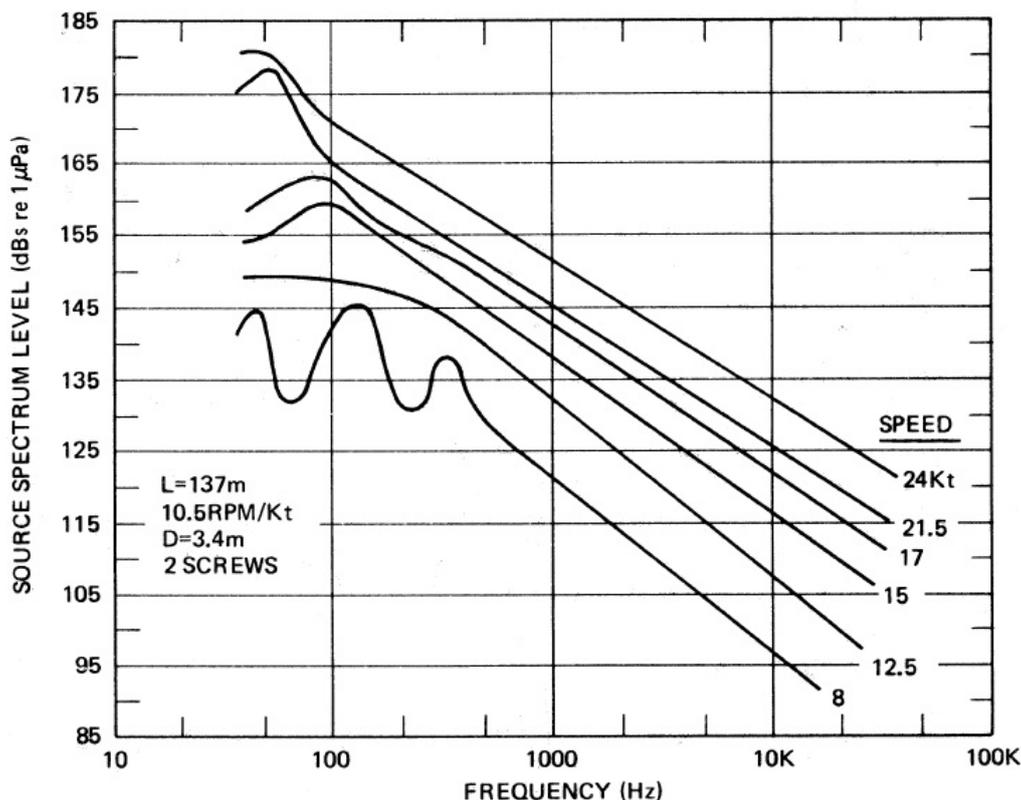


Figura 2.11: Curvas estimadas pela fórmula de Ross para o navio “Cardiff” [com dados da 2ª Guerra Mundial] (Retirada de [30]).

$R(t_2) = R(t_1) - v_r(t_2 - t_1)$  então, a diferença dos tempos de propagação entre  $t_1$  e  $t_2$  pode ser dada por  $t_{21} = \frac{T}{1+v_r/c}$ . Logo, a variação na frequência aparente pode ser considerada como  $f = \frac{1+v_r/c}{T}$ , ou seja,  $f = f_0(1 + v_r/c)$ ,  $v_r$  é positivo quando a fonte se aproxima do receptor e negativo quando se afasta, caracterizando o efeito Doppler [19].

Em termos práticos, essa variação na frequência provoca problemas em vários sistemas acústicos submarinos, principalmente nos que utilizam altas frequências. Segundo Siderius [31], os mais novos desses sistemas, como por exemplo, os de comunicações, são sensíveis às alterações ocasionadas por dois tipos de Doppler, o *Spread* e o *Shift* que são causados pelo movimento da superfície e dos sensores acústicos (fonte e receptor).

## 2.6 Análise tempo-frequência

Um dos pontos cruciais em análise de sinais é a escolha de qual domínio pretende-se trabalhar, isto é, como a informação embutida no sinal deve ser extraída e classificada.

Por exemplo, níveis de amplitude (domínio do tempo) são facilmente extraídos

e classificados, porém são muito vulneráveis aos vários tipos de ruído presentes no sistema ou ambiente em questão. Ou seja, em sistemas que necessitem analisar os níveis de amplitude, as estatísticas do sinal ou a energia do sinal em um intervalo de tempo, pode-se analisar o sinal apenas no domínio do tempo. No entanto, se a análise for mais refinada e exigir energia e características em determinadas bandas de frequência, convém fazer a análise no domínio da frequência. Caso o sistema dependa de uma análise de níveis de amplitude e energia em determinadas bandas de frequência ao longo do tempo, pode-se trabalhar em um domínio tempo-frequência (Fig.2.12) [32].

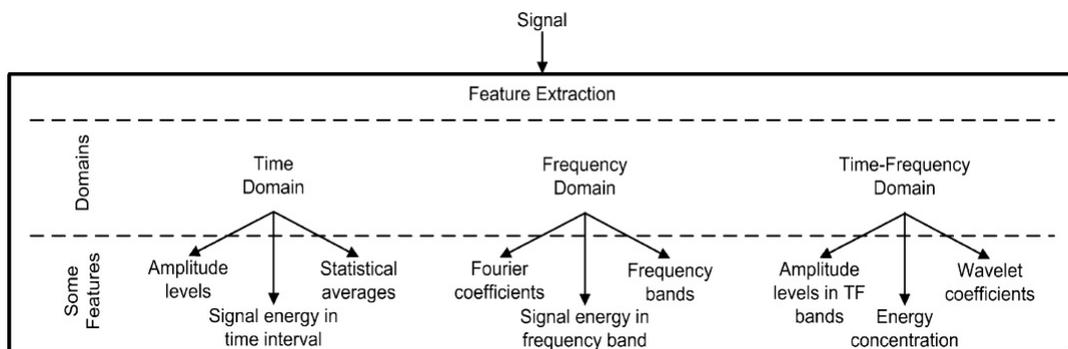


Figura 2.12: Exemplos de domínio para análise de sinais. (Adaptada de [32]).

Dentre as ferramentas mais utilizadas em processamento de sinais, a Transformada de Fourier (TF) se destaca por permitir a relação de um sinal aperiódico com sinusóides, produzindo um número complexo cuja magnitude representa as oscilações que contribuem para a energia do sinal em uma determinada frequência, enquanto a parte complexa representa informações sobre a fase. Contudo, sua desvantagem é não fornecer uma análise temporal do sinal.

Por exemplo, na Figura 2.13 existem duas formas de onda contínua *Continuous Waveform* - CW com frequência de  $100\text{Hz}$  e duração de até  $0.1\text{s}$ . O gráfico superior mostra uma CW que dura  $0.1\text{s}$  e o abaixo, uma CW que começa em  $0.025\text{s}$  e termina em  $0.075$  com duração de  $0.5\text{s}$ . A TF detecta dois sinais com a mesma frequência mas não fornece o tempo de duração dessas CW.

Com base nessa deficiência, o *Eng. Gabor*, em 1962, adaptou a TF para analisar somente uma pequena seção do sinal em um determinado intervalo de tempo cujo sinal possui uma estacionaridade relativa. Essa técnica de janelamento (*windowing*), logo passou a se chamar de *Short-Time Fourier Transform* - STFT ou Transformada de Gabor [33]. Essa técnica consiste na escolha de uma função  $w(t)$ , ou janela, que é diferente de zero num intervalo finito. Multiplicando o sinal  $s(t)$  por  $w(t - \tau)$ , onde  $\tau$  é o valor central da porção do sinal a ser analisada, e calculando a TF para essa

janela e para diferentes valores de  $\tau$  tem-se a STFT que é dada por:

$$S(\omega, \tau) = \int s(t)w(t - \tau)e^{-j\omega t} dt. \quad (2.21)$$

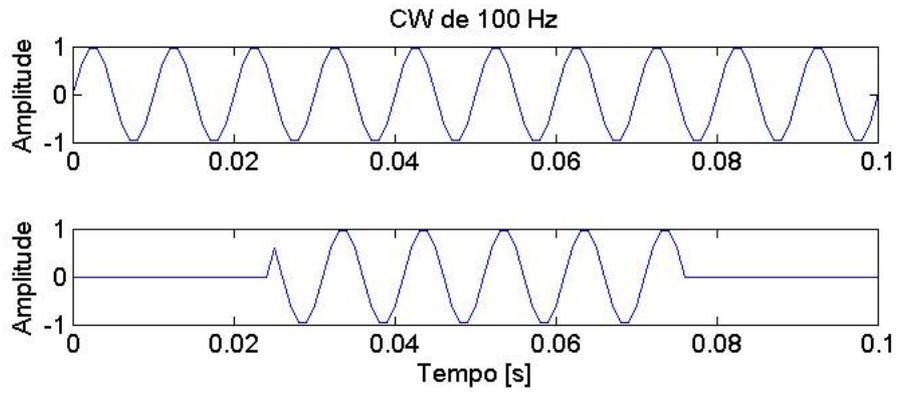


Figura 2.13: Exemplo de CW com diferentes tempos de duração.

# Capítulo 3

## Metodologia

Nesta seção serão descritos os métodos e parâmetros utilizados para análise de gravações acústicas de ruído irradiado por navios.

### 3.1 Descrição dos experimentos

As gravações acústicas utilizadas neste trabalho foram realizadas nas proximidades da Ilha do Cabo Frio em Arraial do Cabo - RJ, como pode ser visto na Fig.3.2.

Essas gravações apresentam dados de experimentos realizados com navios de grande porte. Nesses experimentos, o navio se deslocava entre dois pontos, A e B, em uma linha isobatimétrica de 40 metros. A distância mínima entre o navio e o hidrofone variava entre 25 e 100 metros, como mostra a Fig.3.1.

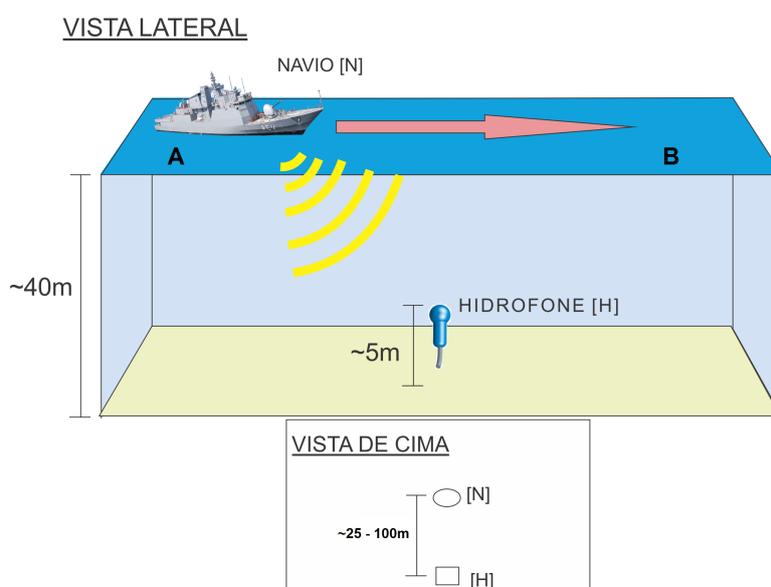


Figura 3.1: Vista lateral e de cima do experimento.

As medições acústicas foram feitas usando um hidrofone, fixado a 5 metros do

fundo marinho, da marca *International Transducer Corporation - ITC*, modelo ITC-8073, com sensibilidade de  $-167dBre1V/1Pa$  e uma resposta em frequência que permanece com  $2dB$  entre  $2$  e  $30kHz$ . As gravações acústicas foram realizadas em fevereiro de 2014, porém, apenas um dia foi utilizado para o desenvolvimento deste trabalho. A frequência de amostragem era  $fs = 50kHz$  (correspondente à frequência de Nyquist de  $25kHz$ , resolução de 16 bits) e os dados foram digitalizados em formato wav (*WAVE audio format*).

## 3.2 Parâmetros ambientais

No desenvolvimento deste trabalho foram utilizados parâmetros ambientais contidos em duas grandes áreas: geológica e geofísica (tipo de sedimento, densidade, velocidade e atenuação compressional) e oceanográfica (temperatura, salinidade, altura e período de ondas). Parte desses dados foi utilizada como entrada nos modelos de propagação acústica.

### 3.2.1 Dados geológicos e geofísicos

Conforme descrito no capítulo anterior, o fundo marinho influencia significativamente a propagação acústica em águas rasas, uma vez que a interação da onda sonora com as fronteiras do guia de ondas oceânico é maior. Ou seja, a onda sonora sofre atenuações e mudanças de fase que estão relacionadas à sua frequência e ao tipo de sedimento. As características relacionadas ao sedimento mais utilizadas em análise de dados acústicos submarinos são as velocidades e atenuações compressional e cisalhante (*compressional and sheer velocities, compressional and sheer attenuations*) e a densidade.

Em 2004, Artusi [34] realizou uma análise dos sedimentos superficiais, da morfologia do fundo, bem como da estruturação do subfundo marinho da plataforma continental adjacente à Laguna de Araruama (RJ). A área está localizada a oeste da ilha do Cabo Frio e ao largo da laguna de Araruama, entre 30 e 145 m de profundidade (Fig.3.2). Nesse estudo, Artusi [34] levantou e analisou informações sobre a morfologia e o gradiente do fundo marinho, assim como a identificação da composição dos sedimentos e a geometria e espessura das camadas sedimentares (Fig.3.3).

Como pode ser visto na Fig.3.3, a área onde foi realizado o experimento de medições acústicas tem como sedimento predominante a areia.

Em 2012, Simões *et al* [35], realizaram um experimento oceânico que envolveu a coleta de testemunhos de sondagem, que foram analisados e geraram dados de velocidade compressional ( $Vp$ ) e densidade dos sedimentos marinhos, entre outros

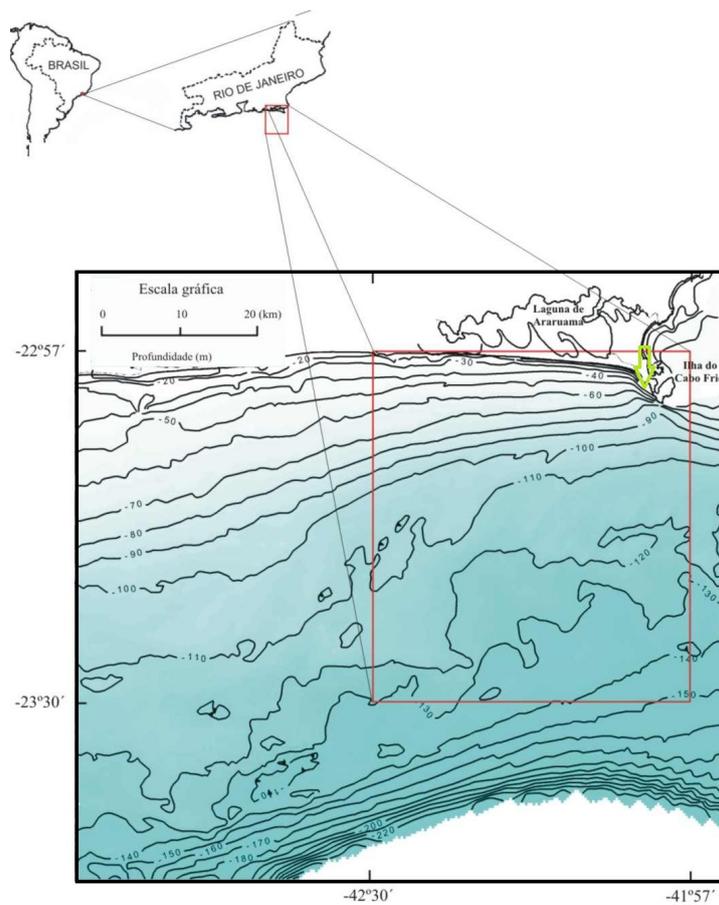


Figura 3.2: Área de estudo. (Adaptada de [34]).

(Tabela 3.1).

Sedimento	Densidade média ( $g/cm^3$ )	Vp médio ( $m/s$ )
Areia média	2.19	1671
Areia fina	1.99	1684
Areia muito fina	1.86	1606
Silte médio	1.77	1551
Silte grosso	1.67	1544

Tabela 3.1: Densidade e velocidade compressional dos sedimentos da área de estudo (Adaptada de [35] )

Os dados geoacústicos gerados por [35] serviram, juntamente, com os dados oceanográficos e batimétricos, de entrada para os modelos de propagação utilizados neste trabalho. Foram utilizados valores médios de densidade ( $2.01g/cm^3$ ) e velocidade compressional ( $1650m/s$ ) para areia, baseados na Tabela 3.1. Com relação à atenuação compressional, foi utilizado o valor de  $0.8dB/\lambda$ , que, de acordo com Hamilton *et al* [36], é um valor aproximado para areia.

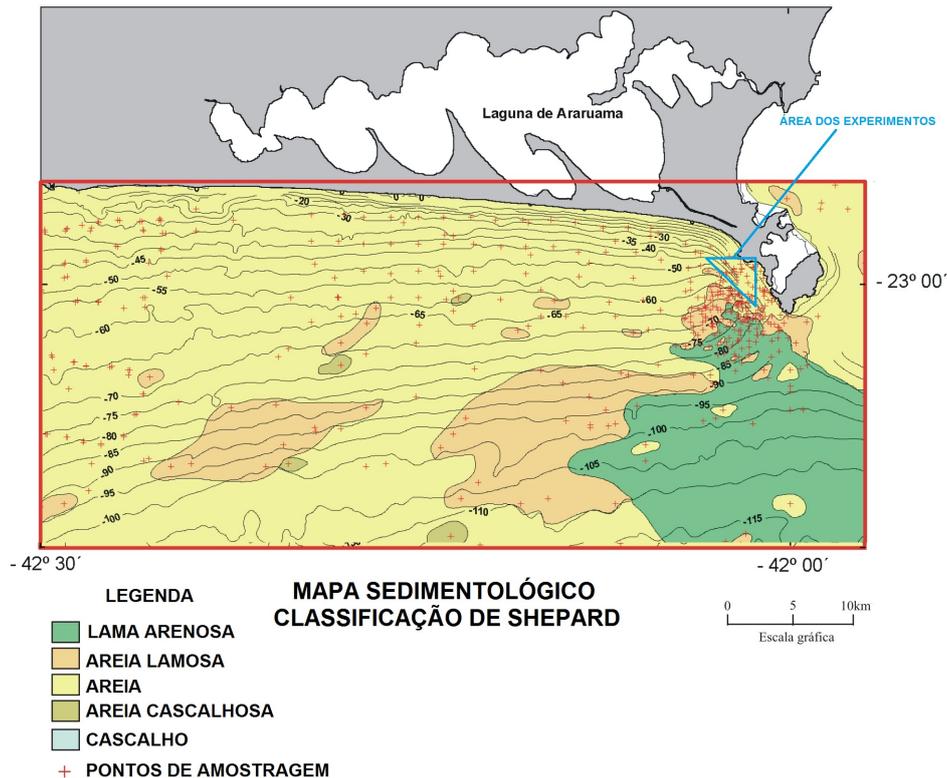


Figura 3.3: Mapa sedimentológico da área de estudo (Adaptada de [34]).

### 3.2.2 Dados oceanográficos

Para auxiliar no desenvolvimento e embasar as conclusões deste trabalho, foram utilizados dados oceanográficos adquiridos por uma boia meteoceanográfica, loca-

lizada próximo ao local do experimento. Essa boia pertence ao Projeto SIODOC (Sistema Integrado de Obtenção de Dados Ambientais para a Defesa) da Marinha (Fig.3.4), e os dados foram coletados de hora em hora e disponibilizados em tempo real no site: <http://metocean.fugrogeos.com/marinha>.

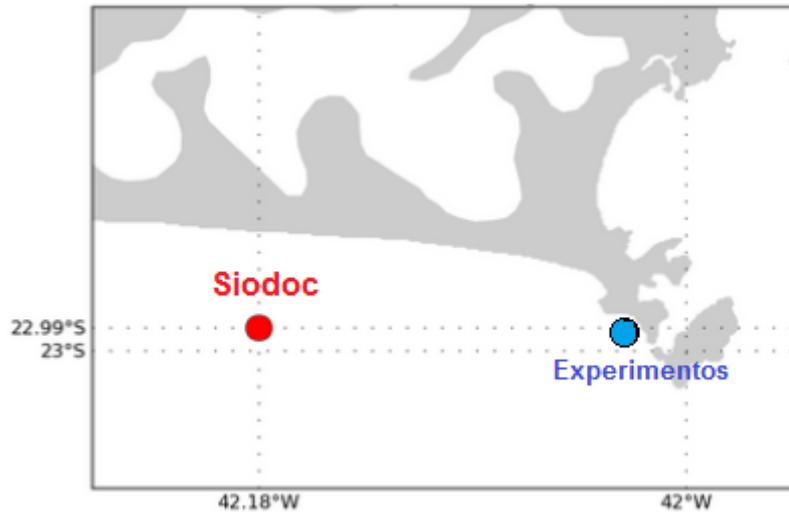


Figura 3.4: Posição da boia do SIODOC e dos experimentos

Foram utilizados os dados de temperatura e salinidade da boia disponíveis para o dia do experimento. Com base nesses dados foram calculados os perfis de salinidade, temperatura e velocidade de som, para cada hora daquele dia (Fig.3.5). A velocidade do som foi calculada utilizando a fórmula de *Chen e Millero* [19].

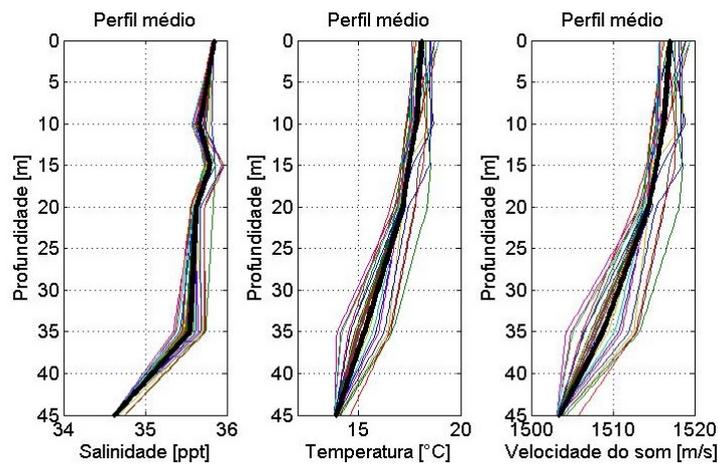


Figura 3.5: Perfis de salinidade, temperatura e velocidade do som para cada hora do dia do experimento (Perfil médio do dia - Linha preta)

O perfil de velocidade do som auxiliará, mais adiante, nas discussões dos resultados.

### 3.3 Método para análise dos dados coletados

A *Short-Time Fourier Transform (STFT)* possui inúmeras aplicações dentro da área de processamento de sinais, principalmente em sistemas sonar e radar. A STFT permite a análise de um sinal adquirido por um hidrofone a partir da evolução espectral do tempo de duração da gravação, tendo como resultado um espectrograma.

Dado um sinal digital  $x[n]$ , para que se tenha a STFT do mesmo é necessário que ele seja dividido em  $m$  partes. Assim, o sinal  $x_m[n] = x[n]w_m[n]$  deve ser multiplicado por uma janela (nesse caso, janela de (*Hamming*))  $w_m[n]$ .

$$w_m[n] = 0.54 - 0.46 \cos(2\pi \frac{n}{N}), 0 \leq n \leq N \quad (3.1)$$

onde o comprimento da janela é  $L = N + 1$ . Assim, aplicando a *Discrete Fourier Transform - DFT*, tem-se que:

$$F[m, k] = \frac{1}{m} \sum_{n=0}^{N-1} x_m[n] e^{-j2\pi kn/N}, \quad (3.2)$$

onde  $F[m, k]$  equivale a  $k$ -ésima componente em frequência do  $m$ -ésimo intervalo de tempo  $N$ . Logo, a densidade espectral de potência  $P$  é dada por [37]:

$$P[m, k] = \frac{|F[m, p]|^2}{Fs |w_m[n]|^2}, \quad (3.3)$$

onde  $Fs$  é a frequência de amostragem do sinal.

## 3.4 Modelagem do padrão de interferência acústica

### 3.4.1 Modelos de propagação utilizados

#### O modelo BELLHOP

Parte das simulações deste trabalho foi feita a partir de um modelo computacional de predições acústicas chamado BELLHOP. O BELLHOP é um modelo baseado na teoria de traçado de raios, desenvolvido por Porter [38] em Fortran como parte do *Acoustic Toolbox* (Fig.3.6) e está disponível no site da *Ocean Acoustic Library*.

Esse modelo foi desenvolvido para calcular o traçado de raios acústicos, dado um perfil de velocidade do som em guias de ondas com condições de contorno variáveis e com absorção. Ele permite caracterizar a propagação de ondas sonoras, em ambientes submarinos, de acordo com um arquivo de entrada (*environmental file*) que se

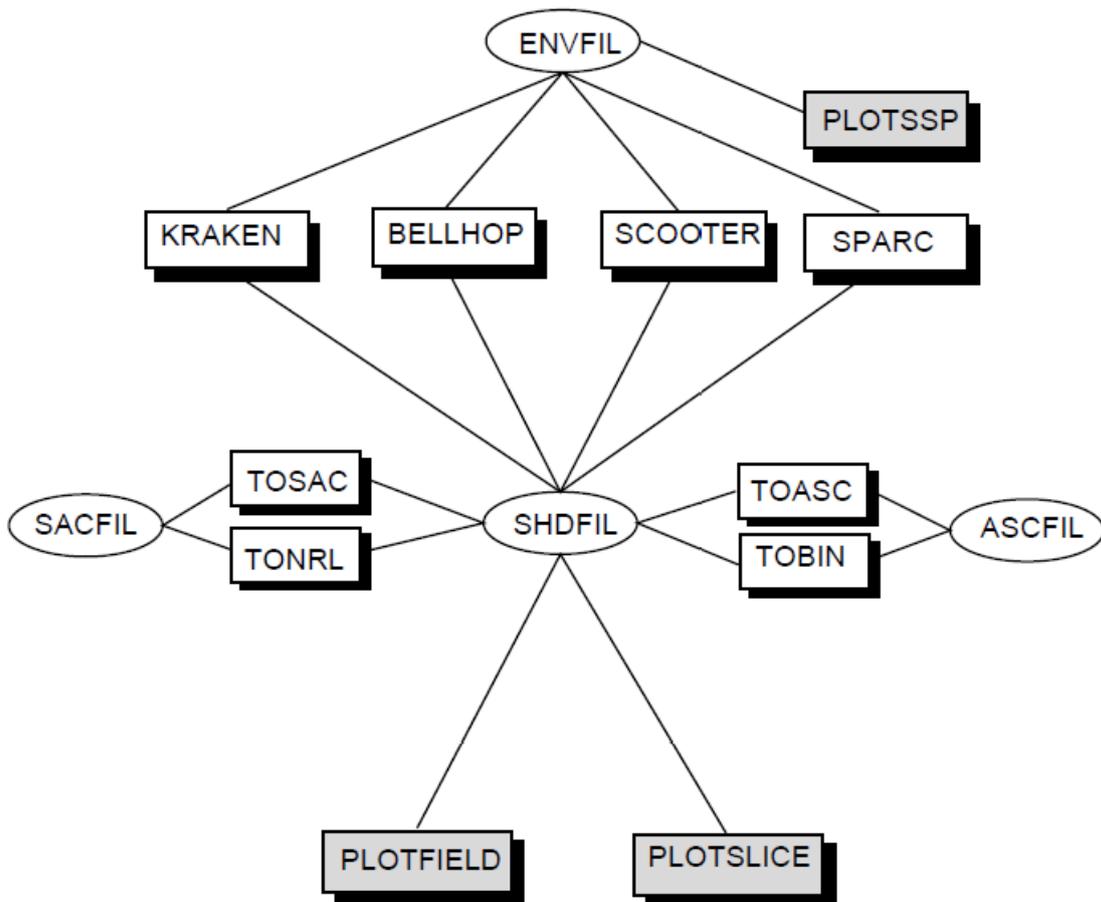


Figura 3.6: Estrutura do *Acoustic Toolbox* (Retirada de [29] ).

resume em um descritivo de parâmetros ambientais e geométricos da zona estudada, tais como: densidade e velocidade compressional no sedimento, número de transdutores (fontes acústicas e hidrofones), profundidade local, distância entre emissor e receptor, perfil de velocidade do som, entre outras características. O mesmo fornece diversos tipos de saídas, sendo elas: amplitudes e tempos de viagem, coordenadas dos raios, pressão acústica e perdas na propagação (coerente, semicoerente e incoerente)(Fig.3.7).

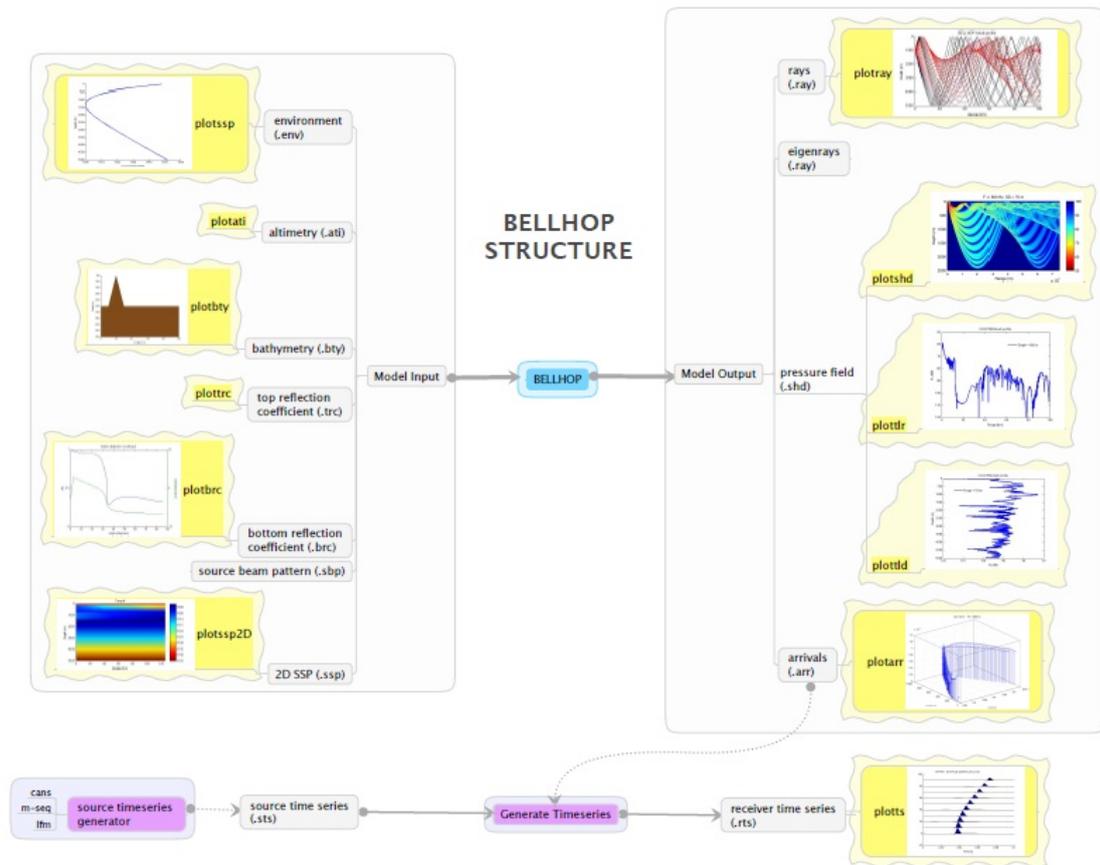


Figura 3.7: Estrutura do BELLHOP (Retirada de [38]).

## O modelo KRAKEN

O KRAKEN é um modelo baseado no método dos modos normais, que oferece um número vasto de opções para o tratamento de problemas presentes no ramo da acústica submarina. Assim como o modelo BELLHOP, o KRAKEN também foi desenvolvido por Porter em Fortran como parte do *Acoustic Toolbox* (Fig.3.6) e está disponível no site da *Ocean Acoustic Library*. Ele também possui uma entrada que consiste num arquivo “.env”, que deve ser carregado com dados do ambiente acústico onde se deseja fazer uma predição (Fig.3.8) [29].

Esse modelo calcula os modos e fornece como saída um arquivo do tipo “.mod” contendo os dados para cada caso. Os arquivos gerados pelo KRAKEN

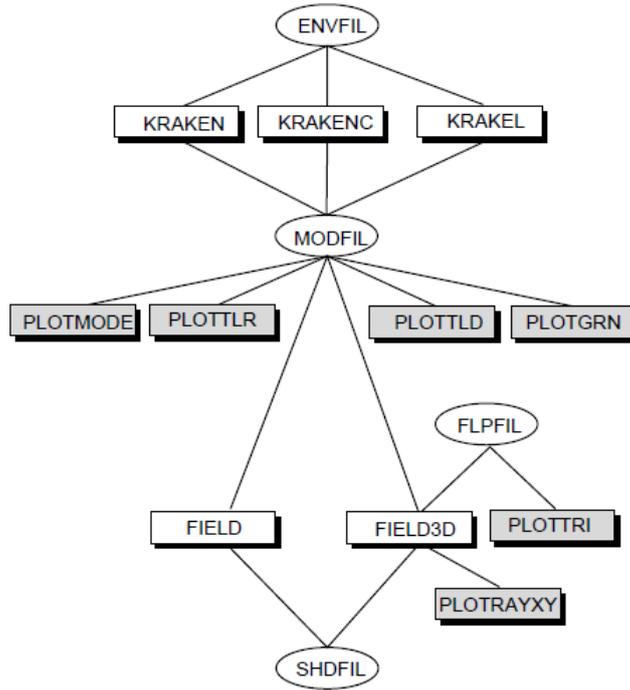


Figura 3.8: Estrutura do KRAKEN (Retirada de [29] ).

podem servir de entrada para outros programas, como o FIELD, que usa os modos calculados para obter o campo acústico em função da distância e da profundidade.

### 3.4.2 Modelagem utilizando o BELLHOP e o KRAKEN

Considerando que um navio se desloca do ponto A ao B, irradiando um ruído (nesse caso, chamado de sinal  $x_n(t, \theta_f)$  e um hidrofone no ponto H, a uma determinada profundidade, adquirindo um sinal  $y_n(t, \theta_f)$ , onde  $\theta_f = (r_f, z_f)$  é a posição do navio (Fig.3.9); considerando, ainda, que devido a estratificação do meio, o sinal irradiado  $x_n(t, \theta_f)$  viaja por múltiplos percursos ao longo de cada transecto  $n$  e que cada percurso  $i$  possui um atraso  $\tau_{n,i}$  e uma atenuação  $A_{n,i}$  características, pode-se dizer que a resposta impulsiva do canal é dada por 3.4:

$$h_n(t, \theta_f) = \sum_{i=1}^I A_{n,i} \delta(t - \tau_{n,i}). \quad (3.4)$$

Utilizando a saída de *amplitudes e delays* do BELLHOP, obtém-se  $A_{n,i}$  e  $\tau_{n,i}$  para cada transecto ou *snapshot*  $n = 1, 2, 3 \dots N$ , sendo esses valores relativos à frequência central  $f_c$  de uma banda  $B$ . Assim, o cálculo da resposta impulsiva  $h_n(t, \theta_f)$ , via

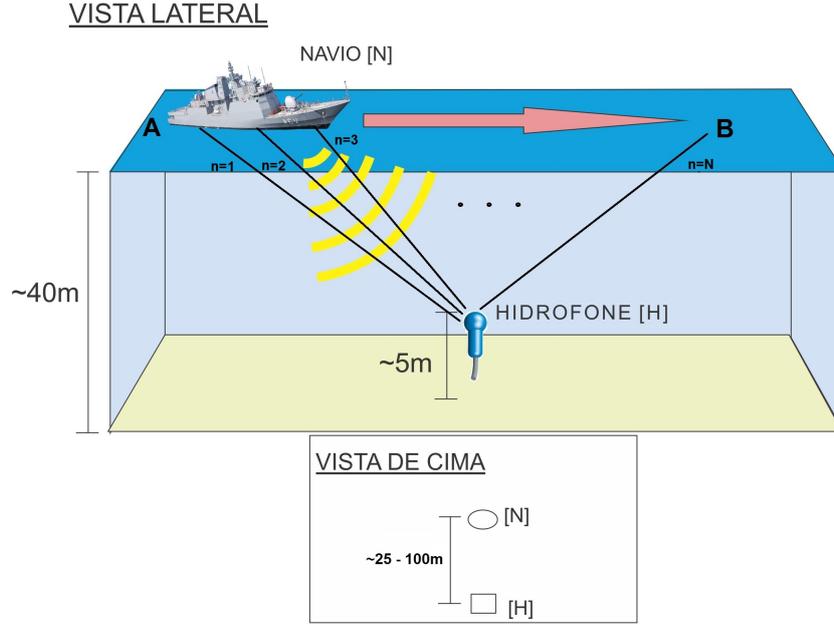


Figura 3.9: Vista lateral e de cima do experimento com identificação dos transectos

síntese de Fourier, para a banda  $B$ , é dado por:

$$H_n[k, \theta_f] = \sum_{i=1}^I A_{n,i} e^{-j2\pi \frac{km}{M} \tau_{n,i}}, \quad (3.5)$$

onde  $m = 1, 2, 3 \dots M$  é o número de componentes em frequência.

$$\bar{H}_n[k, \theta_f] = [H^*[-k, \theta_f]^T H[k, \theta_f]^T]^T. \quad (3.6)$$

De forma análoga ao cálculo feito com o BELLHOP e utilizando, agora, a saída produzida pelo *field* do KRAKEN, obtém-se um valor complexo de pressão  $p_n[k, \theta_f]$  para cada transecto ou *snapshot*  $n = 1, 2, 3 \dots N$ .

$$p_n[k, \theta_f] = A_n e^{-j2\pi \frac{km}{M} \phi_n}. \quad (3.7)$$

Sendo esses valores relativos a uma faixa de frequência  $F = f_1, f_2, f_3 \dots f_m$  em torno de uma componente central  $f_c = f_{m/2}$  de uma banda  $B$ . Assim, o cálculo da resposta impulsiva  $h_n(t, \theta_f)$ , via síntese de Fourier, para a banda  $B$ , é dado por:

$$\bar{H}_n[k, \theta_f] = [p_n^*[-k, \theta_f]^T p_n[k, \theta_f]^T]^T. \quad (3.8)$$

Logo, a Transformada Inversa de Fourier de  $\bar{H}_n[k, \theta_f]$ , para ambos os casos (BEL-

LHOP e KRAKEN) produz:

$$\bar{h}_n(t, \theta_f) = \mathcal{F}^{-1}\{\bar{H}_n[k, \theta_f]\} \quad (3.9)$$

Assumindo que o canal acústico submarino tem características de um modelo linear e invariante no tempo, tem-se que o sinal  $\bar{y}_n(t, \theta_f)$  recebido no hidrofone (sem ruído) é dado por:

$$\bar{y}_n(t, \theta_f) = x_n(t, \theta_f) * \bar{h}_n(t, \theta_f). \quad (3.10)$$

Entretanto, como  $x_n(t, \theta_f)$  é desconhecido, para o cálculo de  $\bar{y}_n(t, \theta_f)$  será utilizado um sinal modulado linearmente em frequência (*Linear Frequency Modulation - LFM*).

Sendo então,  $x_n(t, \theta_f)$  a LFM tem-se que:

$$x_n(t, \theta_f) = \sin\left(\phi_0 + 2\pi\left(f_1 + \frac{bt^2}{2}\right)\right), \quad (3.11)$$

onde  $\phi_0$  é a fase inicial no instante  $t = 0$ ,  $b = \frac{f_m - f_1}{T_s}$  e  $T_s$  é a duração da LFM.

Logo, tem-se que o recebido para o sinal é

$$\bar{y}_n(t, \theta_f) = x_n(t, \theta_f) * \bar{h}_n(t, \theta_f), \quad (3.12)$$

### 3.4.3 Configuração dos cenários para modelagem

Nesta seção são descritos os cenários utilizados nas simulações feitas com o BELLHOP e KRAKEN (Fig. 3.10 e 3.11).

#### Valores utilizados

Todos os cenários são relativos a uma gravação em que o navio estava a uma velocidade aproximada de 13 nós. Como mencionado na seção 3.4.1, os modelos BELLHOP e KRAKEN fazem parte do *Acoustic Toolbox* e possuem um mesmo arquivo (salvo pequenas mudanças).

Nas simulações assumiu-se que a posição/profundidade da fonte era dada por  $\theta_f = (r_f = R - r_0, z_f = 5)$ , onde  $R$  era a distância entre o navio e o hidrofone, que variou entre 25 e 295m. O hidrofone estava a 5 m do fundo, numa profundidade local  $H = 40m$ .

Foram considerados dois tipos de perfis, um perfil ISO com velocidade do som  $c = 1500m/s$  e um perfil médio da área (como mencionado na seção 3.2.2). Foram considerados os valores de  $\rho = 2.01g/cm^3$ ,  $c_2 = 1650m/s$  e  $a = 0.8db/\lambda$ , para densidade, velocidade compressional e atenuação no sedimento, respectivamente.

Foi assumida uma LFM  $x_n(t, \theta_f)$  como sinal para a fonte. A banda de frequência  $B$  utilizada é de  $f_1$  a  $f_m$ , onde  $f_1 = 10 \frac{c}{H} + 1 = 376Hz$  e  $f_m = Fs/2 = 25kHz$ .



Figura 3.10: Cenário I (Perfil ISO e  $x_n(t, \theta_f)$ )

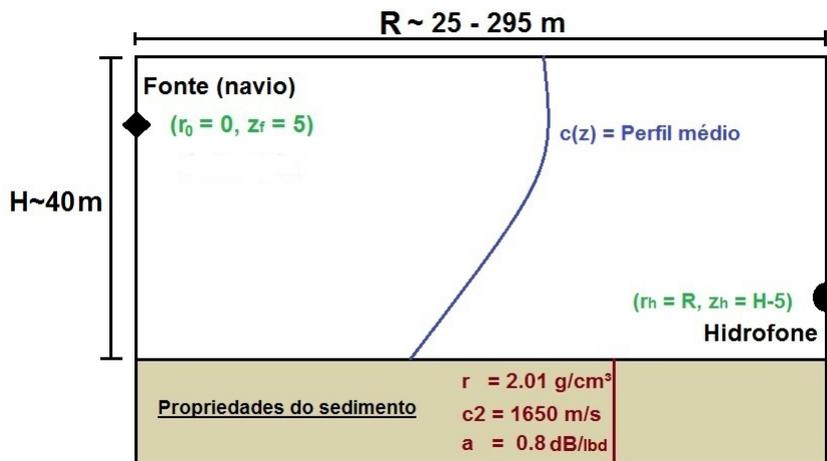


Figura 3.11: Cenário II (Perfil médio e  $x_n(t, \theta_f)$ )

# Capítulo 4

## Resultados e Discussões

### 4.1 Análise dos dados coletados

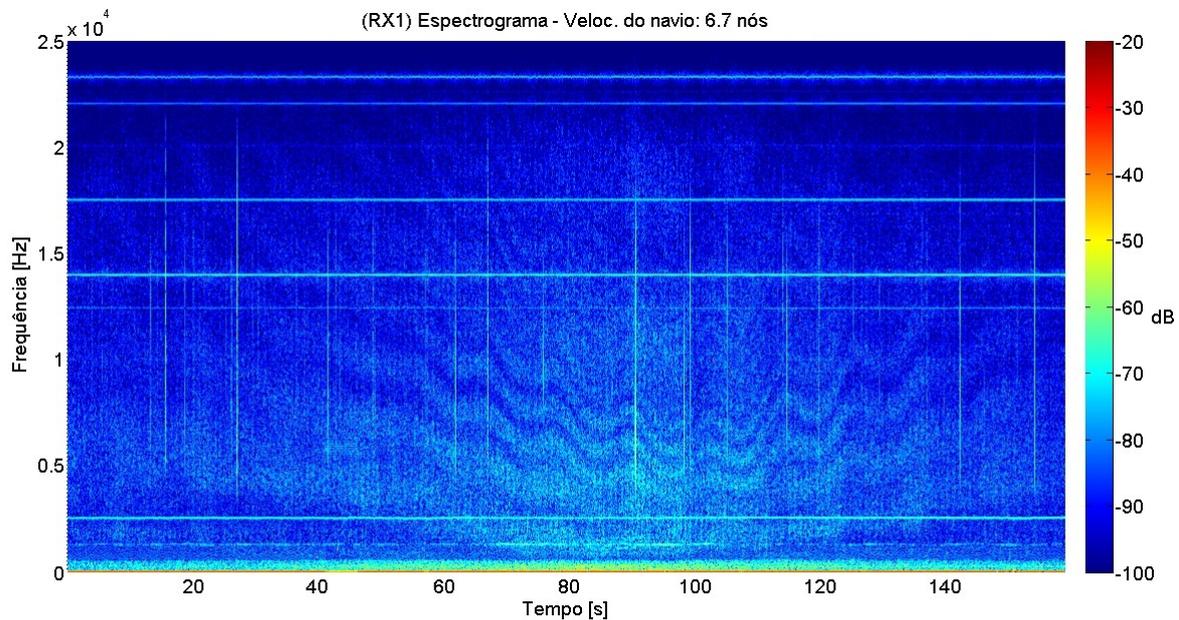
Dentre as medições acústicas utilizadas neste trabalho, quatro delas foram analisadas considerando diferentes velocidades do navio, como pode ser visto a seguir.

As Fig.4.1 e 4.2(a, b, c e d) mostram espectrogramas de quatro medições acústicas, com o navio em diferentes velocidades. Em todas as figuras é possível observar um padrão de interferência (construtivas e destrutivas) causado pelo ruído irradiado pelo navio. Tal padrão de interferência apresenta algumas peculiaridades relacionadas às características do experimento.

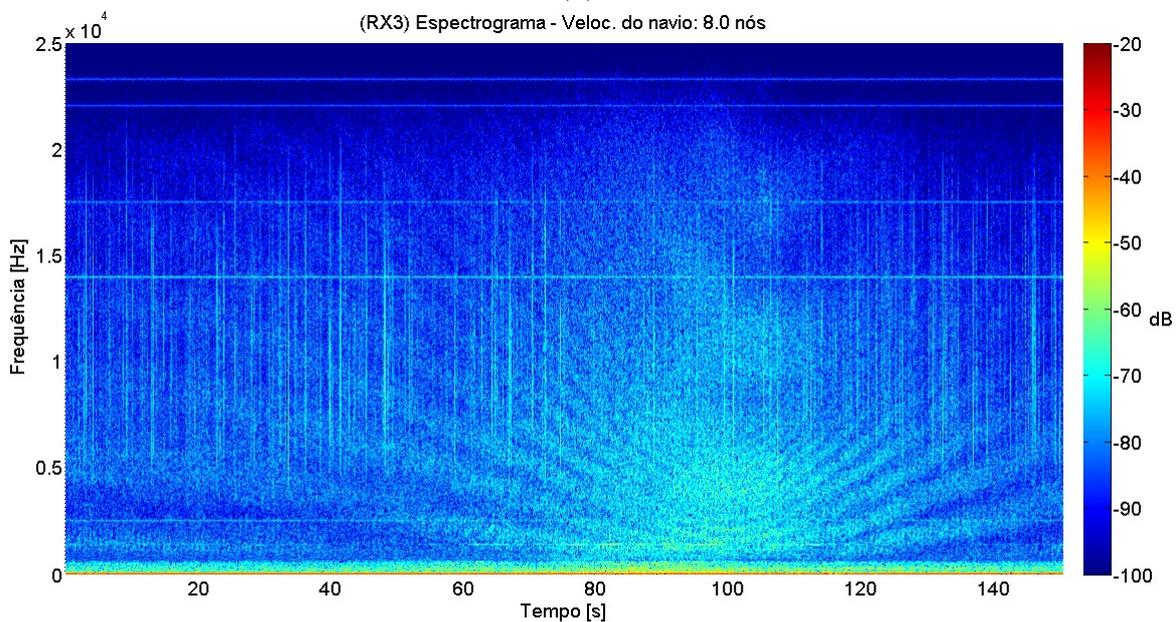
Notam-se dois efeitos que estão relacionados ao movimento da fonte (navio) e, conseqüentemente, à intensidade do ruído produzido pelo navio.

Primeiro, observa-se que as interferências (Figs.4.1 e 4.2(a, b, c e d)) têm uma curvatura que assemelha-se à de um ramo de hipérbole, onde o seu vértice representa o Ponto de Maior Aproximação (PMA) entre o navio e hidrofone. A inclinação dessa curva está relacionada à velocidade do navio, que, por sua vez, provoca o efeito "sanfona" no sinal. Isso ocorre porque a velocidade relativa entre a fonte e o hidrofone provoca um efeito Doppler no sinal. Ou seja, quando a fonte está se aproximando do hidrofone, a frequência aparente  $f_a$  diminui em relação à frequência real  $f_r$ . Sendo assim, quando o navio está no PMA, a frequência  $f_a$  tende a ficar mais próxima da frequência  $f_r$ .

Outra característica presente nesses espectrogramas (Figs. 4.1 e 4.2(a, b, c e d)) está relacionada à intensidade do sinal. Nota-se que a intensidade do sinal aumenta à medida que a velocidade do navio aumenta. Isso ocorre porque o ruído de banda larga irradiado pelo navio (ruído de cavitação) aumenta em velocidades maiores. Por exemplo, utilizando os dados do navio e a Eq.2.20, pode-se estimar as curvas de densidade espectral média relacionadas ao ruído de cavitação do navio para essas velocidades (Fig.4.3).

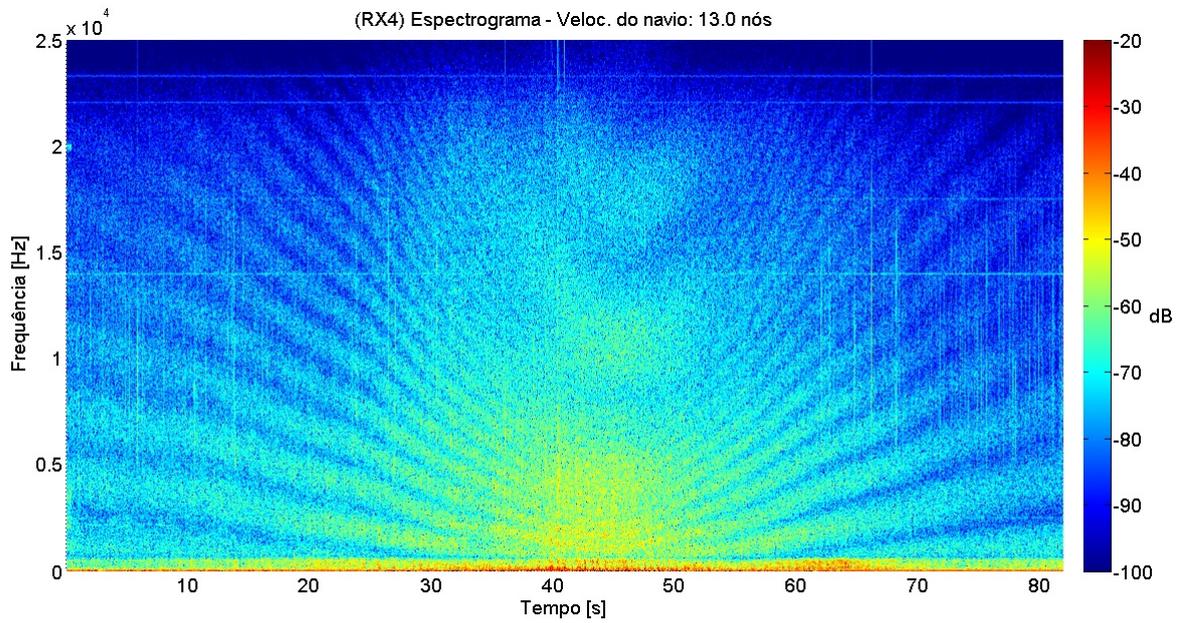


(a)

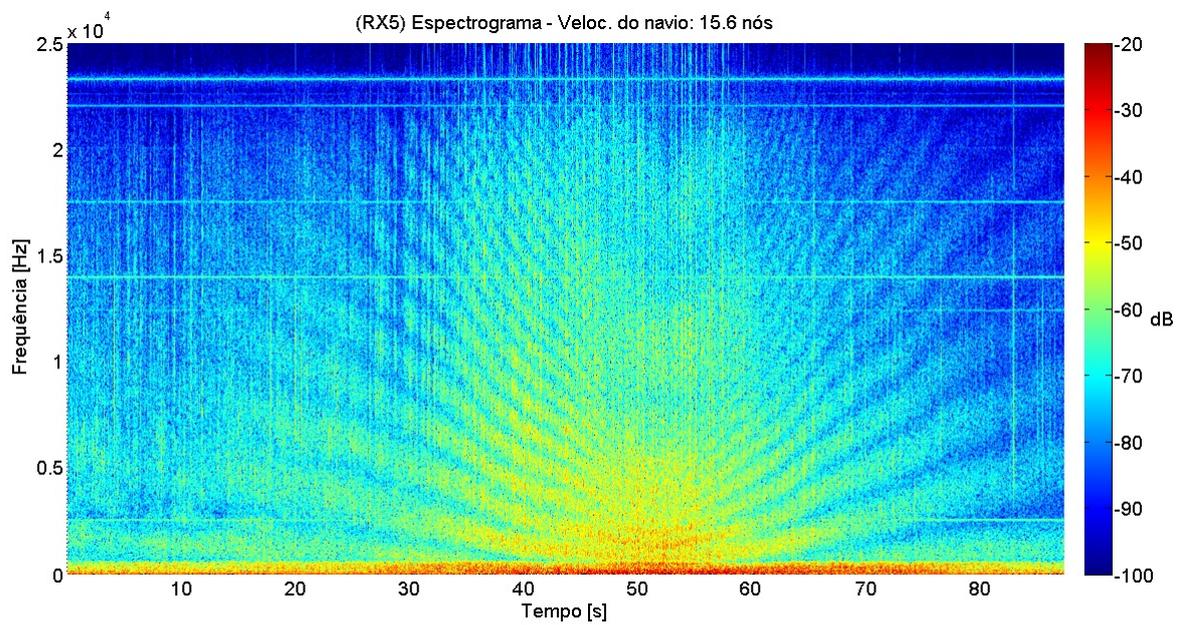


(b)

Figura 4.1: Espectrogramas das gravações para determinadas velocidades do navio, (a) 6.7 nós e (b) 8.0 nós



(c)



(d)

Figura 4.2: Espectrogramas das gravações para determinadas velocidades do navio, (c) 13.0 nós e (d) 15.6 nós

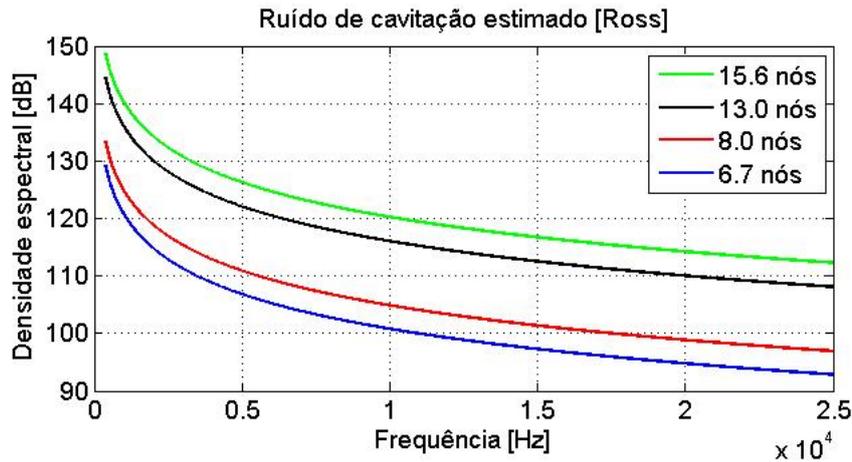


Figura 4.3: Curvas estimadas de ruído de cavitação para as velocidades do navio (6.7 nós, 8.0 nós, 13.0 nós e 15.6 nós)

Já a Fig.4.4 mostra duas medições realizadas com o navio na mesma velocidade (8.0 nós). Nesses espectrogramas, nota-se que existem flutuações nos padrões de interferência. Tais flutuações são provocadas por variações dos tempos de percurso do sinal. Essas variações, provavelmente, são causadas por movimentos relativos do hidrofone e da superfície do mar (espectro das ondas de superfície).

## 4.2 Análise dos dados modelados

Nesta seção são apresentados os resultados provenientes das simulações feitas com os modelos BELLHOP e KRAKEN para cada cenário definido na seção 3.4.3, tendo como referência a medição acústica em que o navio estava a uma velocidade de 13.0 nós.

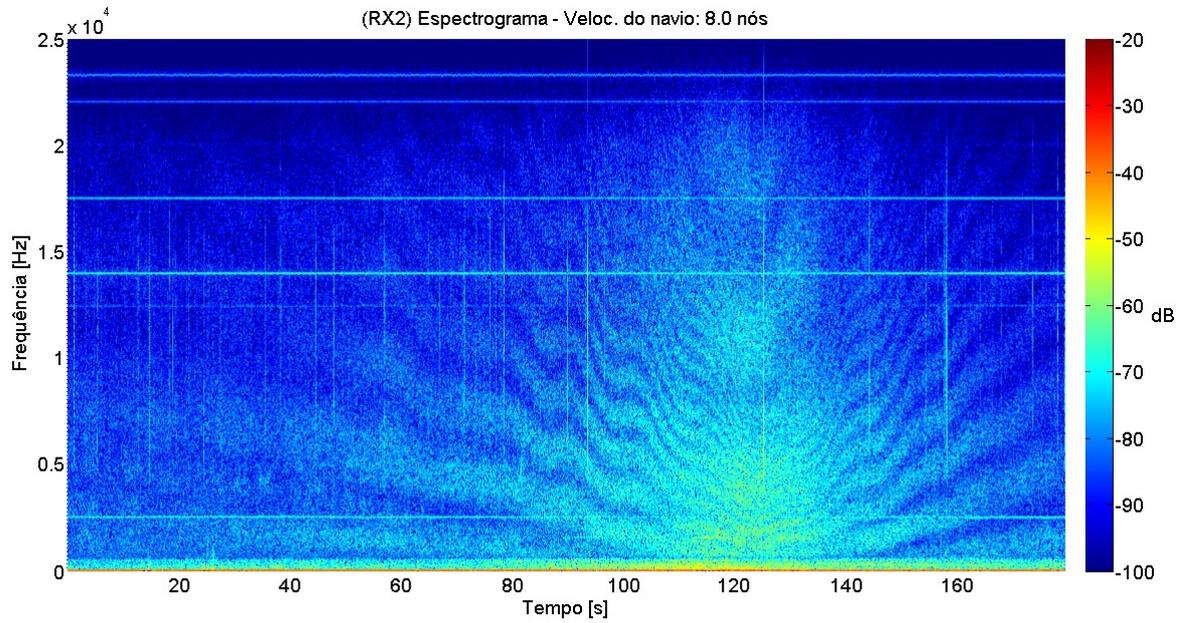
No cenário I é considerado que o perfil de velocidade do som é do tipo *isovelocity*, isto é, sua velocidade  $c = 1500m/s$  não varia com a profundidade.

No cenário II é considerado que o perfil de velocidade do som é representado por um perfil médio coletado próximo ao local do experimento.

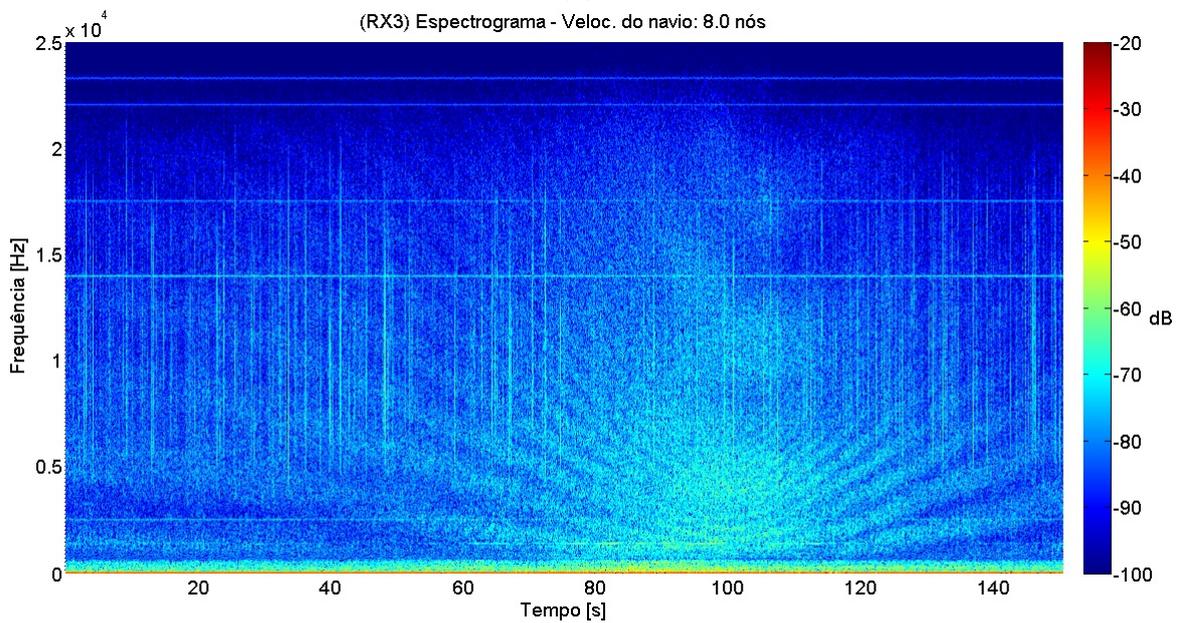
### 4.2.1 Simulações com o BELLHOP

#### Cenário I

Para o desenvolvimento das simulações, primeiramente foram calculadas as respostas impulsivas ( $\bar{h}_n(t, \theta_f)$ ) para cada transecto  $n$ . Na Fig.4.5, nota-se que as primeiras chegadas do sinal são menos atrasadas à medida que a fonte se aproxima do PMA. Outro fator importante é que existem alguns grupos de chegadas com tempos de percursos muito próximos. Por exemplo, o primeiro grupo de chegadas



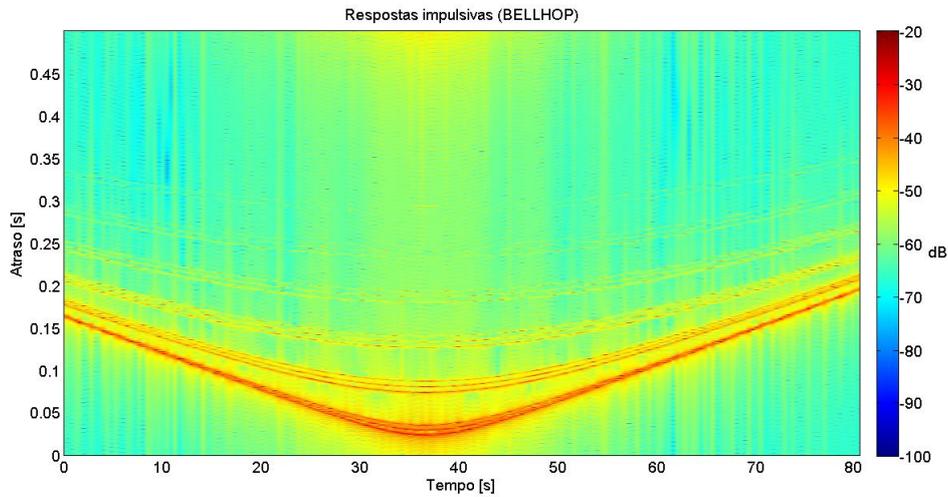
(a)



(b)

Figura 4.4: Espectrogramas - Navio com velocidade de 8 nós com (a) e sem (b) flutuações acentuadas no padrão de interferência.

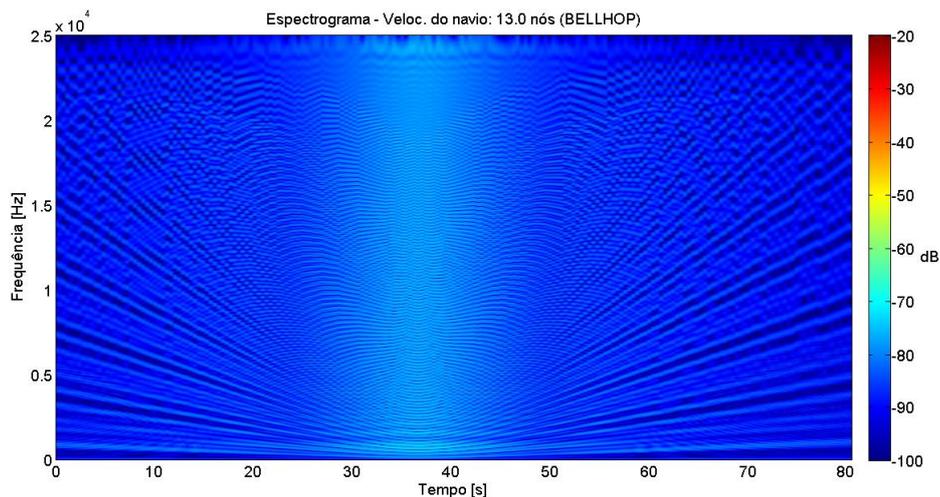
tem a amplitude maior que os demais grupos, isso indica que ele foi menos atenuado durante o percurso, ou seja, interagiu menos com as fronteiras do guia.



(a)

Figura 4.5: Cenário I - Respostas impulsivas.

Com base nessas respostas impulsivas, foi gerado o espectrograma para o mesmo cenário. A Fig.4.6 mostra os espectrogramas para os cenário I, baseados nas Eq.3.12. Observa-se nessas figuras que a resolução dos padrões de interferência está diferente dos padrões encontrados na medição acústica em que o navio estava com 13 nós. Ou seja, a largura em frequências das interferências construtivas e destrutivas está menor, em relação aos padrões observados na medição.



(a)

Figura 4.6: Espectrograma com respostas impulsivas completas - Cenário I.

Com intuito de melhorar a resolução desses padrões de interferência e torná-los mais próximos do observado nas medições, foi realizada uma filtragem nas respostas

impulsivas baseada no ângulo crítico  $\theta_c$  para esses cenários. Sabendo que a velocidade do som na coluna d'água é  $c = 1500$  e que a velocidade compressional do som no sedimento é  $c_2 = 1653m/s$ , tem-se que:

$$\theta_c = \arcsin \frac{c}{c_2} = 65.15^\circ. \quad (4.1)$$

De acordo com a Lei de *Snell-Descartes*, quando os raios incidem no fundo marinho com ângulos maiores que esse ângulo crítico  $\theta_c$  ocorre reflexão total e a energia do sinal não se transfere para o sedimento. Nesse âmbito, a filtragem feita nas respostas impulsivas eliminou as chegadas referentes aos ângulos incidentes menores que o ângulo crítico  $\theta_c$ . A Fig.4.7 mostra o espectrograma de acordo com as respostas impulsivas filtradas.

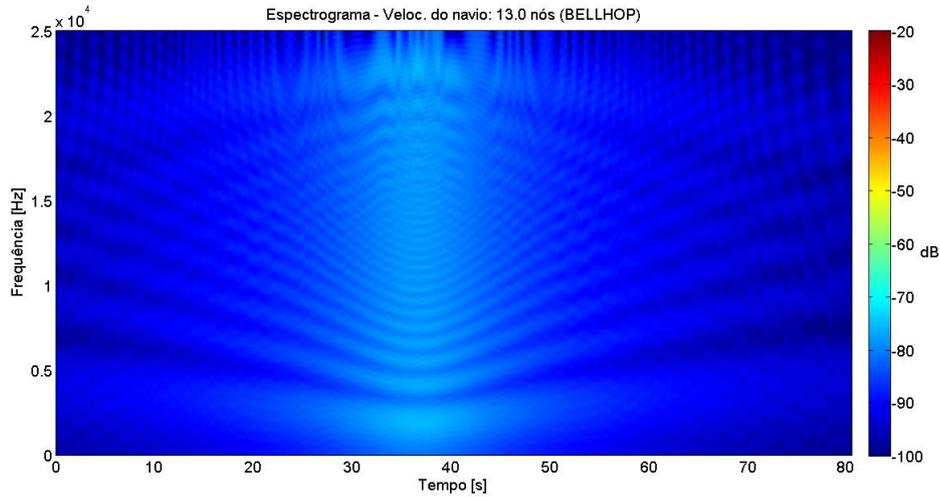


Figura 4.7: Espectrograma com respostas impulsivas filtradas - Cenário I.

Olhando para os padrões temporais de chegada dos raios em termos de amplitude e ângulo de incidência, nota-se que os raios que incidem com ângulos maiores que o ângulo crítico chegam primeiro e possuem amplitudes maiores em relação aos demais (Fig.4.8).

Em relação ao número de reflexões na fronteira (Fig.4.9), esses raios têm características semelhantes aos quatro principais *eigenrays* considerados por Etter [6](Fig.4.10).

Nesse caso, nota-se que o raio que representa a primeira chegada é o *direct path (DP)*, o segundo raio é um pouco menos atenuado que a primeiro e refletiu uma vez na superfície e nenhuma no fundo *refracted-surface-reflected (RSR)*, o terceiro refletiu uma vez no fundo e nenhuma na superfície *refracted-bottom-reflected (RBR)* e a quarto raio refletiu uma vez na superfície e uma no fundo *refracted-surface-reflected-bottom-reflected (RSRBR)*, sendo as amplitudes condizentes com essas reflexões e atrasos.

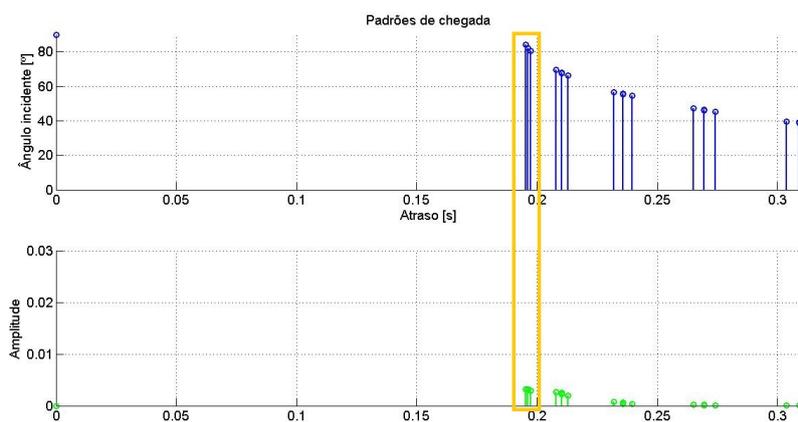


Figura 4.8: Amplitudes, ângulos de incidência e atraso para a distância máxima.

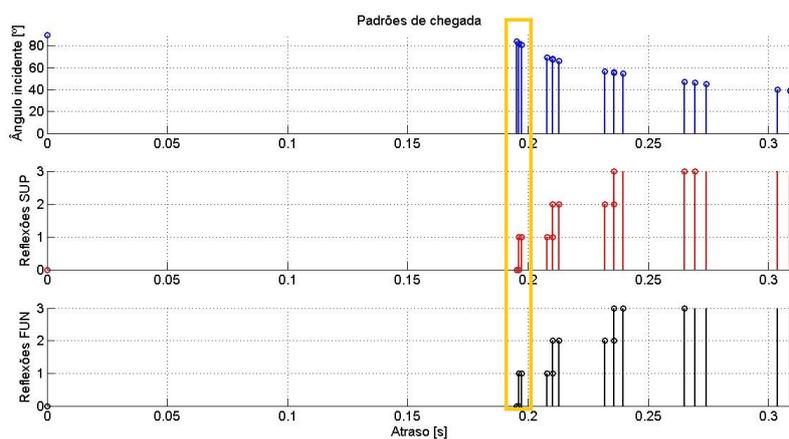


Figura 4.9: Ângulos de incidência, n° de reflexões na superfície, n° de reflexões no fundo e atraso para a distância máxima (b)

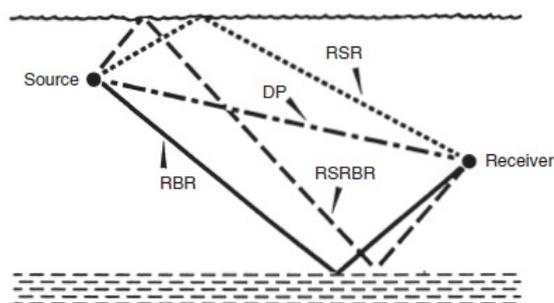


Figura 4.10: Quatro principais *eigenrays* (Retirada de [6]).

## Cenário II

Ao contrário do cenário I, evidencia-se nas respostas impulsivas apenas um grupo de chegadas com tempos de percursos muito próximos (Fig.4.11). Isso significa que devido à estratificação do perfil de velocidade do som, poucos raios chegaram ao hidrofone.

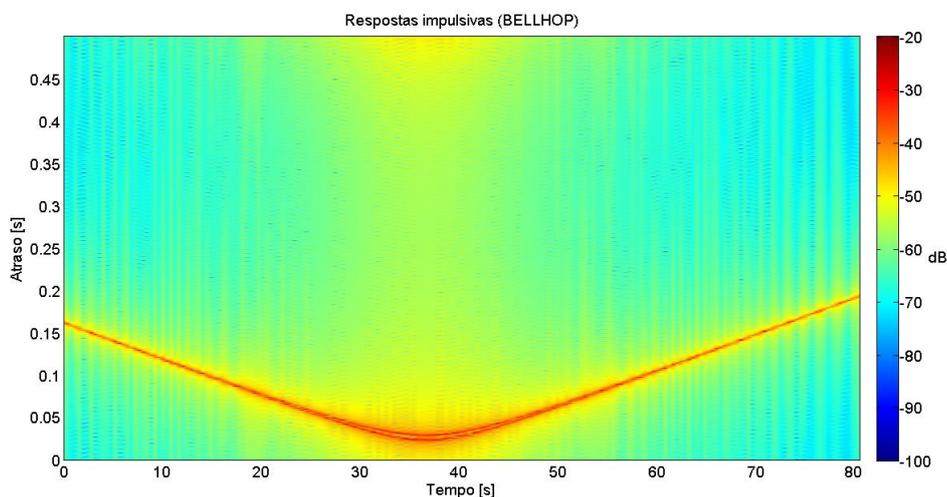


Figura 4.11: Cenário II - Respostas impulsivas.

Com base nessas respostas impulsivas, foi gerado o espectrograma para o cenário. A Fig.4.12 mostra o espectrograma para o cenário II, baseado na Eq.3.12. Nesse caso, não foi preciso fazer uma filtragem nas respostas impulsivas, uma vez que os padrões temporais de chegada dos raios são parecidos com os padrões calculados, no cenário I, após a filtragem.

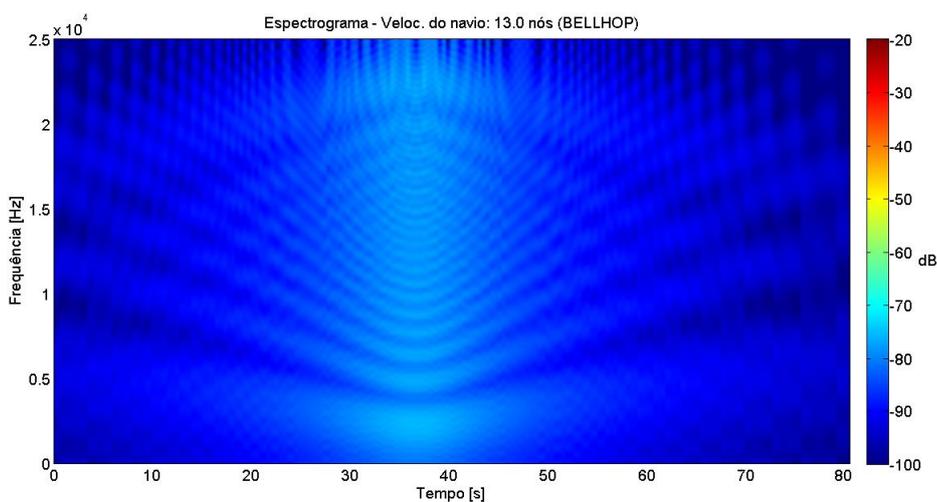


Figura 4.12: Espectrograma com respostas impulsivas completas - Cenário II.

De forma análoga, observa-se na Fig.4.13 que existem apenas dois raios que

chegam ao hidrofone e que esses raios incidem com ângulos maiores que o ângulo crítico.

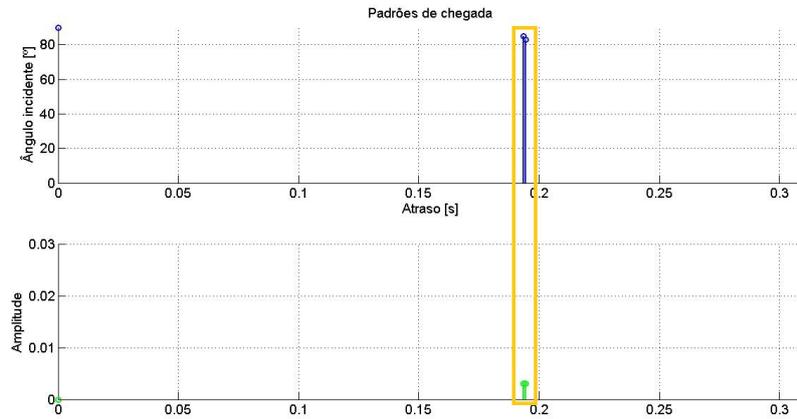


Figura 4.13: Amplitudes, ângulos de incidência e atraso para a distância máxima

Em relação ao número de reflexões nas fronteiras (Fig.4.14), nota-se que o raio que representa a primeira chegada é o *direct path (DP)*, já o segundo raio é um pouco menos atenuado que o primeiro e refletiu uma vez na superfície e nenhuma no fundo *refracted-surface-reflected (RSR)*.

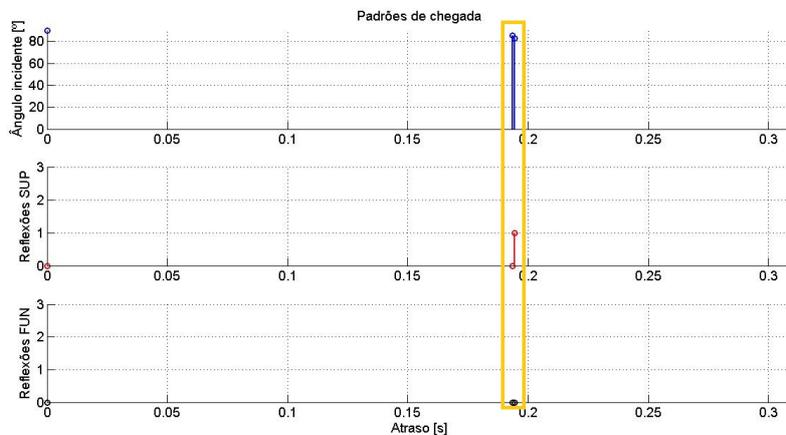


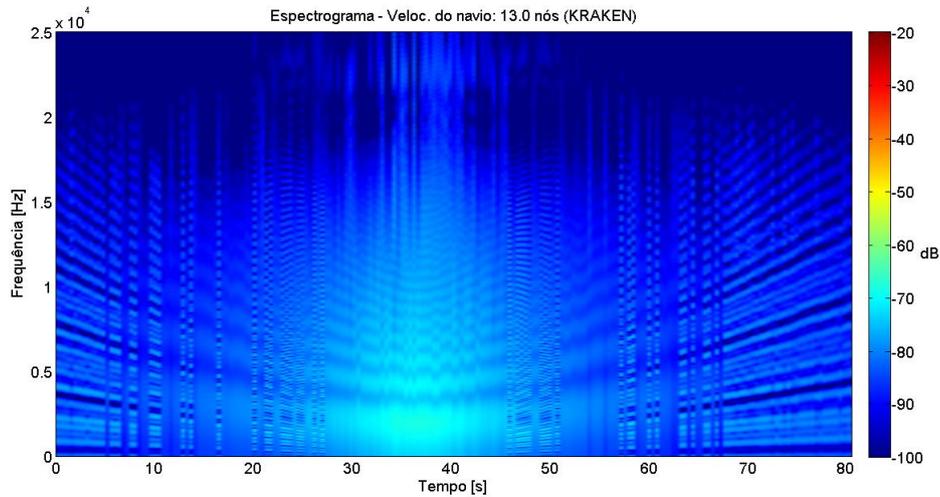
Figura 4.14: Ângulos de incidência, n° de reflexões na superfície, n° de reflexões no fundo e atraso para a distância máxima.

## 4.2.2 Simulações com o KRAKEN

### Cenário I

De forma análoga à seção anterior, para as simulações com o KRAKEN, foram calculadas a respostas impulsivas e os espectrogramas para o cenário. A Fig.4.15 mostra o espectrograma calculado a partir das respostas impulsivas completas.

Nota-se que há o padrão de interferência, porém, como nas simulações feitas com o BELLHOP, tal padrão não está bem definido.



(a)

Figura 4.15: Espectrograma com respostas impulsivas completas - Cenário I.

Utilizando a mesma premissa utilizada na seção anterior, foi realizada uma filtragem baseada nos tempos de percursos relativos aos ângulos incidentes maiores que o ângulo crítico calculados na seção anterior. Essa filtragem temporal melhorou a definição do padrão de interferência, porém o mesmo ainda possui flutuações que podem estar associadas aos modos virtuais gerados pelo KRAKEN (Fig.4.16). Isso ocorre porque nas simulações com o KRAKEN, o número de modos foi mantido o mesmo nas simulações em diferentes frequências, ou seja, os modos virtuais sobreviventes que foram gerados em determinadas frequências foram somados, produzindo o campo acústico utilizado para o cálculo das respostas impulsivas.

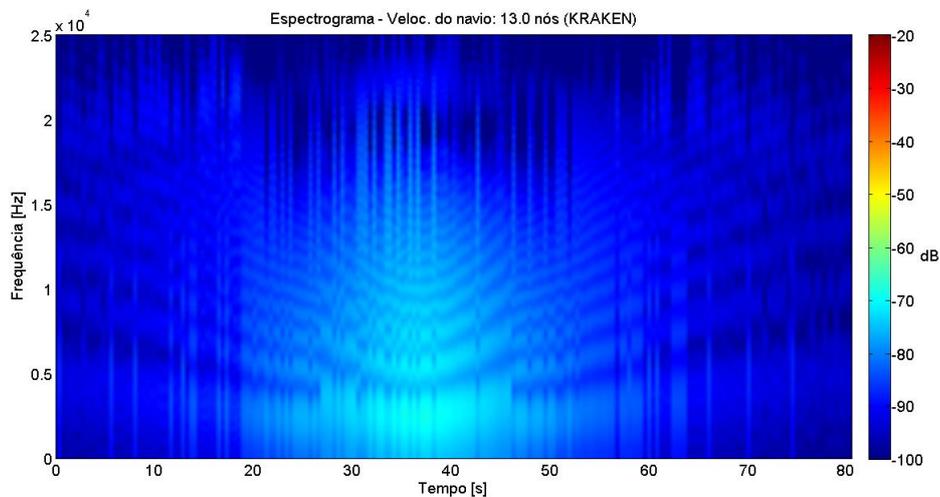
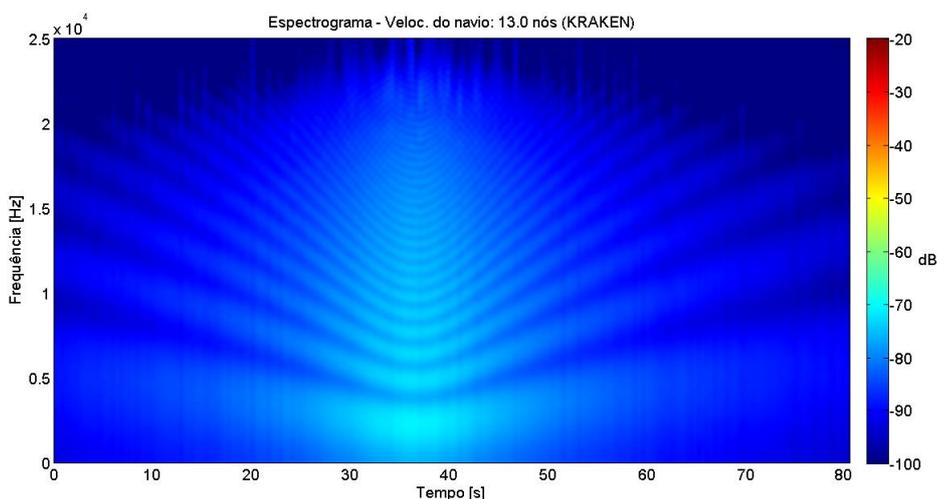


Figura 4.16: Espectrograma com respostas impulsivas filtradas - Cenário I.

## Cenário II

A Fig.4.17 mostra o espectrograma calculado a partir das respostas impulsivas completas. Nota-se que, ao contrário do cenário I, o padrão de interferência tem menos flutuações, porém o comprimento em frequência das interferências construtivas aumentou, e a diferença entre as intensidades das interferências construtivas e destrutivas diminuiu.



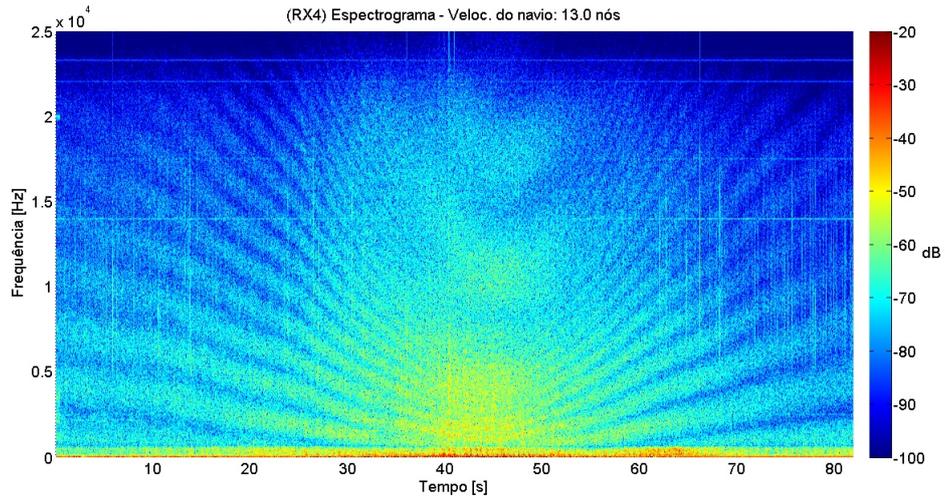
(a)

Figura 4.17: Espectrograma com respostas impulsivas completas - Cenário II.

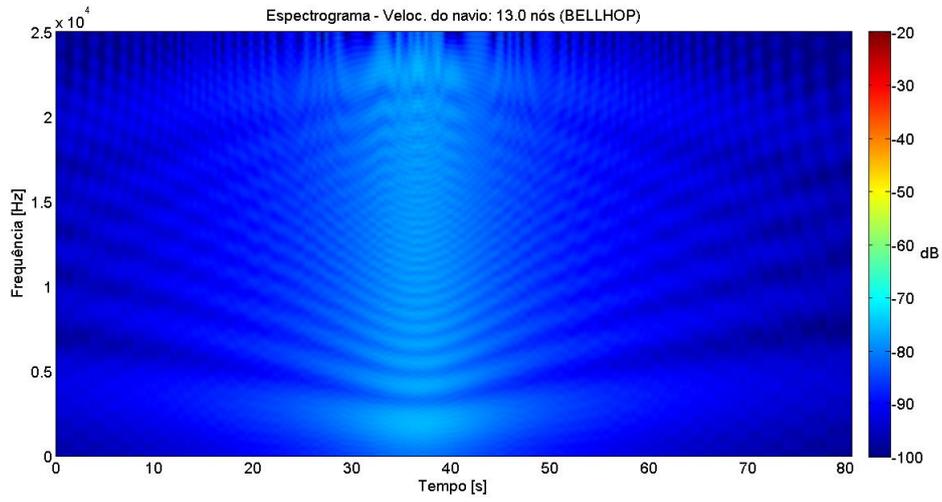
Nesse caso, não foi necessário realizar a filtragem nas respostas impulsivas, pois as chegadas de maior amplitude e relevantes para simulação estavam com tempos de percursos próximos aos correspondentes que possuíam ângulos incidentes maiores que o ângulo crítico.

## 4.3 Dados coletados X dados modelados

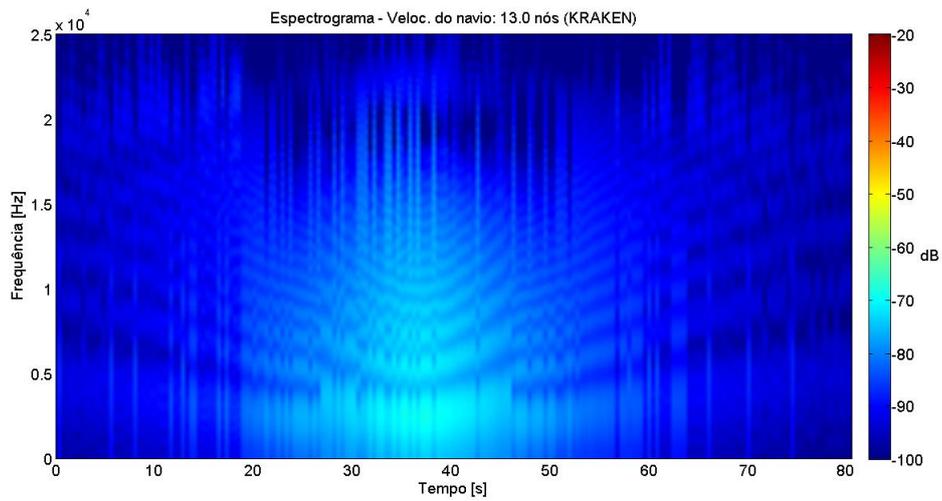
A Fig. 4.18 mostra três espectrogramas, sendo eles calculados a partir da medição acústica em que o navio estava a 13 nós, simulação feita com o BELLHOP e KRAKEN para um perfil *isovelocity*. Em termos de intensidade do sinal, os dados modelados têm intensidades menores que os dados coletados. Isso ocorre porque nas simulações não são considerados o ruído ambiente e a potência verdadeira da fonte. Já em relação às características dos padrões de interferência, pode-se dizer que, apesar de não termos todas as informações relevantes para o desenvolvimento das simulações, existe uma semelhança na angulação das curvas de interferência. A Fig.4.18 mostra que no cenário I, as simulações feitas com o BELLHOP ficaram visualmente mais parecidas com o espectrograma do dado coletado.



(a)



(b)

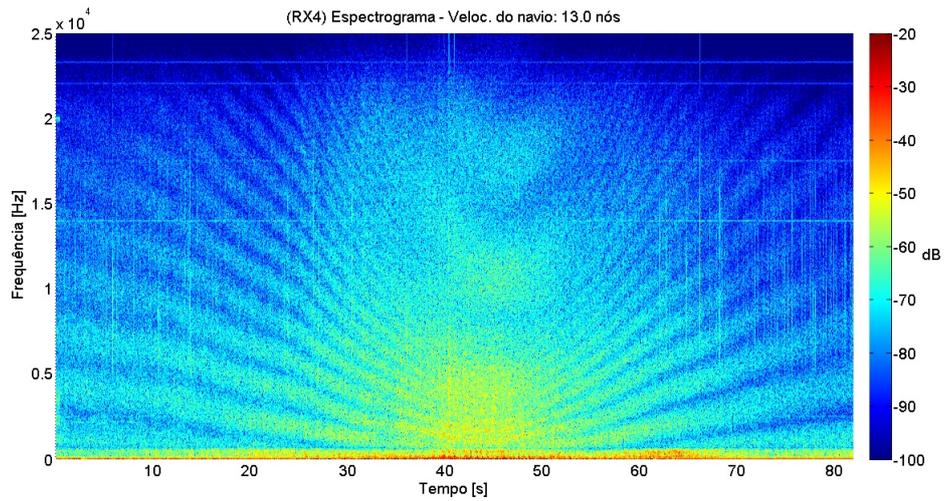


(c)

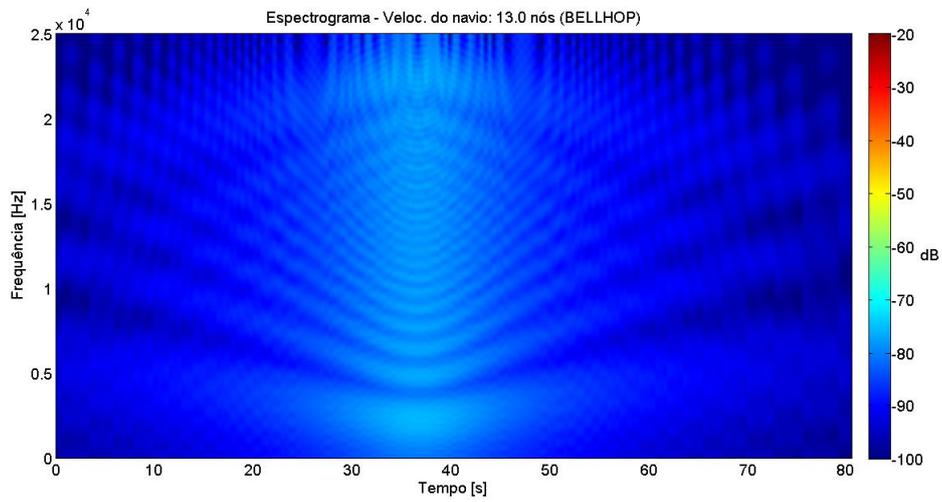
Figura 4.18: Espectrograma do dado coletado (a), espectrograma (filtrado) produzido a partir do BELLHOP (b) e KRAKEN (b) usando perfil ISO.

Já a Fig.4.19 mostra que o comprimento em frequência das interferências com os modelos são maiores em relação aos dados coletados, principalmente em frequências menores que  $15kHz$ .

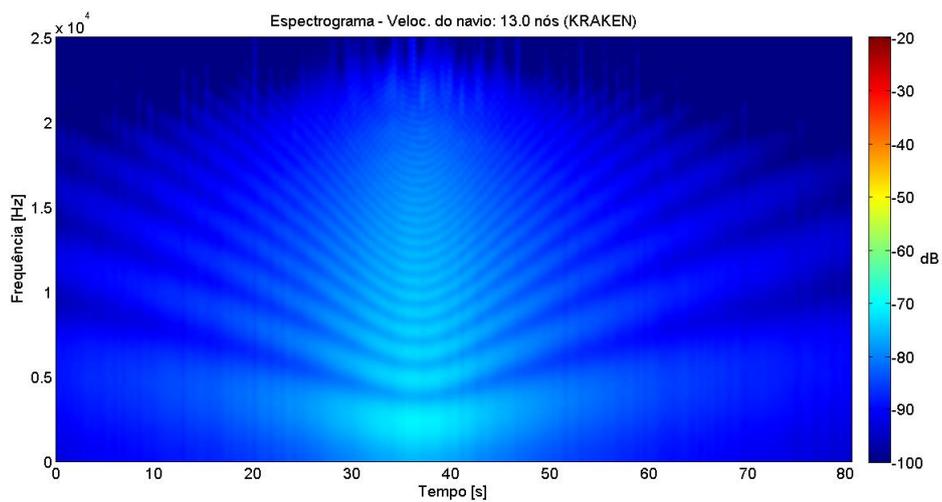
Por conseguinte, torna-se difícil realizar uma comparação com os dados coletados tendo em vista que dados relevantes para as simulações não estavam disponíveis.



(a)



(b)



(c)

Figura 4.19: Espectrograma do dado coletado (a), espectrograma (filtrado) produzido a partir do BELLHOP (b) e KRAKEN (b) usando perfil médio.

# Capítulo 5

## Considerações finais

### 5.1 Conclusões

Em relação à modelagem de ruídos de banda larga produzidos por navios, o pleno conhecimento dos parâmetros ambientais da área de estudo é fundamental, sendo os mais importantes o perfil de velocidade do som e as características do sedimento (velocidade compressional e cisalhante, densidade e atenuação). Em determinados estados de mar, acredita-se que as ondas de superfície provoquem flutuações nos padrões de interferência, tornando-se, nesse caso, relevantes.

Notou-se que o padrão de interferências, em águas rasas, é principalmente dependente dos tempos de percurso e atrasos do sinal, assim como de sua fase. Tais parâmetros estão diretamente ligados aos ângulos de incidência do sinal no fundo. Ou seja, observou-se que, na área estudada, quando a distância entre a fonte e o hidrofone diminui, o sinal tem um tempo de percurso menor, mas um espalhamento temporal *delay spread* maior. Esse espalhamento altera o comprimento em frequência das interferências.

Do ponto de vista físico-matemático, o desenvolvimento deste trabalho proporcionou conhecimentos relevantes sobre o uso de interferometria acústica na caracterização de ruídos de banda larga produzidos por navios através de padrões, assim como sobre interferências causadas por outros tipos de sinal de banda larga. Em relação ao ruído irradiado pelo navio, pode-se dizer que, quando o navio cavita, a intensidade do sinal ao longo da banda de frequências aumenta e isso provoca padrões de interferência em ambientes de águas rasas. Esses padrões de interferência podem dificultar a medição do ruído próprio de navios nessas condições, uma vez que podem destruir um tom característico produzido pelo navio.

## 5.2 Sugestões para trabalhos futuros

Com base na metodologia utilizada neste trabalho, pode-se ressaltar a importância da coleta e análise, em pesquisas futuras, de dados que, por falta de tempo hábil, não foram considerados na análise dos resultados.

Por exemplo, na área dos experimentos, para a medição do ruído de navios deve-se coletar o perfil de velocidade do som ( ou os perfis de temperatura e salinidade), pois o mesmo é responsável por alterar os tempos de percurso e atrasos do sinal e, conseqüentemente, mudar seus padrões de interferência. Além disso, ocorrem flutuações nesses padrões de interferência, que podem estar relacionadas ao espectro de ondas de superfície. Sendo assim, é interessante coletar informações sobre ondas de superfície.

Para este trabalho as medições acústicas foram realizadas com o navio em diferentes velocidades. No entanto, nas simulações, não foram incluídas informações relacionadas à velocidade relativa entre o navio e o hidrofone. Em pesquisas futuras é relevante incluir o efeito Doppler nessas simulações.

A técnica de modelagem desenvolvida permitiu caracterizar, do ponto de vista físico, os padrões de interferência gerados pelo ruído irradiado pelo navio. Dessa forma, tal técnica pode ser utilizada para estimar, por métodos indiretos, o ruído produzido por navios. Além disso, ela também pode ser utilizada para estimar informações relativas às ondas de superfície, como altura e período de pico.

# Referências Bibliográficas

- [1] BJORNO, L. “Features of Underwater Acoustics from Aristotle to Our Time”, *Acoustical Physics*, v. 49, n. 1, pp. 24–30, jan. 2003.
- [2] URICK, R. J. *Principles of Underwater Sound*. 3 ed. USA, McGraw-Hill Book Company, 1983.
- [3] BURDIC, W. S. *Underwater Acoustic System Analysis*. 1 ed. New Jersey - USA, Prentice-Hall, 2003.
- [4] JÚNIOR, R. A. P. *Uma História da Interferometria no Século XIX*. Tese de doutorado, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, Brasil, 2012.
- [5] MEDWIN, H., CLAY, C. S. *Fundamentals of Acoustical Oceanography*. 1 ed. USA, Academic Press, 1998.
- [6] ETTER, P. C. *Underwater Acoustic Modeling and Simulation*. 3 ed. London and New York, Spon Press, 2003.
- [7] GERVAISE, C., KINDA, B. G., BONNEL, J., et al. “Passive geoacoustic inversion with a single hydrophone using broadband ship noise”, *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 131, n. 3, pp. 1999–2010, 2012.
- [8] HARRISON, C. H. “The relation between the waveguide invariant, multipath impulse response, and ray cycles”, *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 129, n. 5, pp. 2863–2877, 2011.
- [9] CHUPROV, S. “Interference structure of a sound field in a layered ocean”, *Ocean Acoustics, Current State*, pp. 71–91, 1982.
- [10] D’SPAIN, G. L., KUPERMAN, W. A. “Application of waveguide invariants to analysis of spectrograms from shallow water environments that vary in range and azimuth”, *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 106, n. 5, pp. 2454–2468, 1999.

- [11] TURGUT, A., ORR, M., ROUSEFF, D. “Broadband source localization using horizontal-beam acoustic intensity striations”, *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 127, n. 1, pp. 73–83, 2010.
- [12] GOLDHAHN, R., HICKMAN, G., KROLIK, J. “Waveguide invariant broadband target detection and reverberation estimation”, *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 124, n. 5, pp. 2841–2851, 2008.
- [13] REN, Q.-Y., HERMAND, J.-P. “Acoustic interferometry for geoacoustic characterization in a soft-layered sediment environment”, *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 133, n. 1, pp. 82–93, 2013.
- [14] JONES, A. D., CLARKE, P. A., BARTEL, D. W. “Rapid determination of seafloor acoustic reflectivity by exploiting frequency variability within striations data”. In: *Oceans-San Diego, 2013*, pp. 1–6. IEEE, 2013.
- [15] ROUSEFF, D. “Effect of shallow water internal waves on ocean acoustic striation patterns”, *Waves in Random Media*, v. 11, n. 4, pp. 377–394, 2001.
- [16] YANG, T. “Beam intensity striations and applications”, *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 113, n. 3, pp. 1342–1352, 2003.
- [17] ROUSEFF, D., ZURK, L. M. “Striation-based beamforming for estimating the waveguide invariant with passive sonar”, *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 130, n. 2, pp. EL76–EL81, 2011.
- [18] F.B. JENSEN, W.A. KUPERMAN, M. P., SCHMIDT, H. *Computational Ocean Acoustics*. 1 ed. , American Institute of Physics, Springer-Verlag, 1993.
- [19] LURTON, X. *An introduction to underwater acoustics: principles and applications*. Springer Science & Business Media, 2002.
- [20] KATSNELSON, B., PETNIKOV, V. *Shallow Water Acoustics*. 1 ed. Moscow-Russia, Springer-Verlag, 1997.
- [21] DA SILVA, J. R. M. *Detecção e localização acústica em águas rasas usando transformada wavelet contínua e outras técnicas espectrais*. Tese de Doutorado, UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO, 2005.
- [22] XAVIER, B. C. *Modelos de Propagação Acústica em águas Rasas*. Tese de Mestrado, UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO, 2005.
- [23] PARENTE, C. E. R. “Notas de aula da disciplina de Acústica Submarina”. Agosto 2013.

- [24] BREKHOVSKIKH, L. M., LYSANOV, Y. P. *Fundamentals of Ocean Acoustics*. 3 ed. Moscow-Russia, Springer-Verlag, 2003.
- [25] RODRÍGUEZ, O. “Modelação acústica submarina de alta frequência baseada em traçamento de raios: Revisão teórica e aplicações actuais.” In: *Anais do VIII Encontro de Tecnologia Acústica Submarina*, Rio de Janeiro, nov. 2009.
- [26] ETTER, P. C. *Underwater acoustic modeling and simulation*. CRC Press, 2013.
- [27] RODRÍGUEZ, O. *General description of the Bellhop ray tracing program*. In: Report, Universidade do Algarve, FARO - PORTUGAL, 2008.
- [28] PORTER, M. *The KRAKEN Normal Mode Program*. In: Report, Saclant Undersea Research Centre, FARO - PORTUGAL, 1992.
- [29] PORTER, M. B. *The KRAKEN normal mode program*. Relatório técnico, DTIC Document, 1992.
- [30] ROSS, D. *Mechanics of underwater noise*. Washington, USA, Pergamon Press, 1976.
- [31] SIDERIUS, M., PORTER, M. B. “Modeling broadband ocean acoustic transmissions with time-varying sea surfaces”, *Journal Acoustical Society of America*, v. 124, n. 1, pp. 137–150, jul. 2008.
- [32] SEJDIĆ, E., DJUROVIĆ, I., JIANG, J. “Time–frequency feature representation using energy concentration: An overview of recent advances”, *Digital Signal Processing*, v. 19, n. 1, pp. 153–183, 2009.
- [33] DE OLIVEIRA, H. *Análise de Fourier e Wavelets*. Hélio Magalhaes de Oliveira, 2007.
- [34] ARTUSI, L. *Geologia, geomorfologia e sismoestratigrafia rasa da plataforma continental ao largo da laguna de Araruama–RJ*. Tese de Mestrado, Universidade Federal Fluminense, 2004.
- [35] SIMOES, I., XAVIER, F., BARREIRA, L., et al. “Medições geoacústicas em sedimentos marinhos da plataforma continental próxima a Arraial do Cabo RJ (Brasil)”. In: *Actas da Segunda Jornada de Engenharia Hidrográfica*, v. 1, pp. xx–xxx. Instituto Hidrográfico - Marinha Portuguesa, 2012.
- [36] HAMILTON, E. L. “Geoacoustic modeling of the sea floor”, *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 68, n. 5, pp. 1313–1340, 1980.

- [37] OPPENHEIM, A. V., SCHAFER, R. W., BUCK, J. R., et al. *Discrete-time signal processing*, v. 2. New Jersey - EUA, Prentice hall Englewood Cliffs, NJ, 1989.
- [38] PORTER, M. B. “The bellhop manual and users guide: Preliminary draft”, *Heat, Light, and Sound Research, Inc., La Jolla, CA, USA, Tech. Rep*, 2011.