



DESENVOLVIMENTO DE MÉTODOS PARA DETERMINAÇÃO DE
PARÂMETROS GEOACÚSTICOS DO FUNDO A PARTIR DE DADOS DE
RUÍDO IRRADIADO DE NAVIOS DE OPORTUNIDADE NA RAIA
ACÚSTICA DE ARRAIAL DO CABO

Carlos Roberto Santa Brigida

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.

Orientadores: Carlos Eduardo Parente Ribeiro
Marcos Nicolás Gallo

Rio de Janeiro
Março de 2021

DESENVOLVIMENTO DE MÉTODOS PARA DETERMINAÇÃO DE
PARÂMETROS GEOACÚSTICOS DO FUNDO A PARTIR DE DADOS DE
RUÍDO IRRADIADO DE NAVIOS DE OPORTUNIDADE NA RAIA
ACÚSTICA DE ARRAIAL DO CABO

Carlos Roberto Santa Brigida

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

Orientadores: Carlos Eduardo Parente Ribeiro
Marcos Nicolás Gallo

Aprovada por: Prof. Carlos Eduardo Parente Ribeiro
Prof. Marcos Nicolás Gallo
Pesq. Lussac Preste Maia
Pesq. Eduardo Esteves Vale

RIO DE JANEIRO, RJ – BRASIL
MARÇO DE 2021

Brigida, Carlos Roberto Santa

Desenvolvimento de métodos para determinação de parâmetros geoacústicos do fundo a partir de dados de ruído irradiado de navios de oportunidade na raia acústica de Arraial do Cabo/Carlos Roberto Santa Brigida. – Rio de Janeiro: UFRJ/COPPE, 2021.

XI, 35 p.: il.; 29,7cm.

Orientadores: Carlos Eduardo Parente Ribeiro

Marcos Nicolás Gallo

Dissertação (mestrado) – UFRJ/COPPE/Programa de Engenharia Oceânica, 2021.

Referências Bibliográficas: p. 34 – 35.

1. Modelos de Propagação. 2. Parâmetros geoacústicos. 3. Fundo. I. Parente Ribeiro, Carlos Eduardo *et al.* II. Universidade Federal do Rio de Janeiro, COPPE, Programa de Engenharia Oceânica. III. Título.

*Tu dominas o revolto mar;
quando se agigantam as suas
ondas, tu as acalmas.*
Salmos 89:9

Agradecimentos

Após uma longa espera e intercursos não imaginados ao iniciar o curso, chega o grande momento de submeter esta dissertação à apreciação da banca avaliadora.

Por esta conquista agradeço primeiramente a Deus, o criador de todas as coisas, por me manter de pé em momentos tão difíceis, para mim em particular, e para toda a sociedade.

Aos meus Pais, Carlos Alberto Santa Brigida (in memorian) e minha mãe Eledir Anselmé Santa Brigida, por me darem toda a base não medindo esforços para que eu pudesse ser alfabetizado por eles ainda em casa, e depois, mesmo sem condições financeiras de me proporcionar estar nas melhores escolas, quando foi necessário, não mediram esforços para que eu pudesse me preparar intelectualmente e conseguir ingressar na Marinha do Brasil.

Ao Professor Carlos Eduardo Parente Ribeiro, meu orientador, homem de inteligência singular, por sua franqueza, companheirismo e lealdade, transmitindo parte do seu conhecimento e experiência. Mesmo na situação mais adversa, se adaptou às novas realidades do momento de pandemia, tornando assim mais evidente sua capacidade de orientar, fazendo possível a conclusão deste trabalho.

Aos meus companheiros de Curso e amigos de Farda, CC Bruno Nunes Mendes e CC (EN) Alex Bolhosa, pelo auxílio e camaradagem durante o período de aulas presenciais em que me auxiliaram, e muito, com seus conhecimentos, tornando a caminhada menos árdua graças aos seus apoios.

Aos chefes navais, que não mediram esforços em me dar condições de eu chegar a realização deste curso, em especial ao CA José Achilles Abreu Jorge Teixeira, então Comandante do Comando do Grupamento Naval do Sudeste, ao CMG Eduardo Posada Da Silva, então Comandante do Centro de Apoio à Sistemas Operativos e ao CF Carlos Eduardo Vieira Torres, então Comandante do Navio Patrulha Macaé. Sem o apoio dos senhores, este trabalho não teria sido realizado.

E por fim à Marinha do Brasil, por me permitir realizar o curso em uma instituição de ensino renomada internacionalmente. Ao regressar dos bancos acadêmicos, que eu possa retornar à instituição, somando com os meus conhecimentos obtidos durante a realização do curso, contribuindo com melhores resultados em meus trabalhos.

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

DESENVOLVIMENTO DE MÉTODOS PARA DETERMINAÇÃO DE
PARÂMETROS GEOACÚSTICOS DO FUNDO A PARTIR DE DADOS DE
RUÍDO IRRADIADO DE NAVIOS DE OPORTUNIDADE NA RAIA
ACÚSTICA DE ARRAIAL DO CABO

Carlos Roberto Santa Brigida

Março/2021

Orientadores: Carlos Eduardo Parente Ribeiro
Marcos Nicolás Gallo

Programa: Engenharia Oceânica

Apresenta-se, nesta dissertação, a utilização de modelos de propagação para estimativa de parâmetros geoacústicos do fundo. Para obter estes parâmetros (velocidade do fundo, densidade do fundo, parâmetro de perdas na superfície), dados de medidas obtidos na raia acústica de arraial do cabo, são inicialmente tratados, filtrados de forma a diminuir as interferências presente na corrida escolhida, estes são armazenados em forma de matriz. Uma segunda matriz semelhante é gerada nas simulações, usando a teoria do efeito Lloyd Mirror implementado na forma de modelos, dado que estes modelos são uma simplificação do que acontece no mundo real, procura-se através de um processo iterativo e de ajuste fino, obter coeficientes de correlação maiores que 0,7 entre estas duas matrizes, a escolha dos parâmetros na simulação foram guiados por valores coerentes ou conhecidos da bibliografia. Neste trabalho foram obtidos coeficientes de correlação maiores que 0,7 e menores ou iguais que 0,9. Esta faixa de valores de correlação garante a eficiência do modelo.

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

DEVELOPMENTS OF TECHNIQUES FOR DETERMINING GEOACOUSTIC
PARAMETERS OF THE BOTTOM FROM DATA OF IRRADIATED NOISE
BY VESSELS OF OPPORTUNITY IN THE ACOUSTIC STREAK FROM
ARRAIAL DO CABO

Carlos Roberto Santa Brigida

March/2021

Advisors: Carlos Eduardo Parente Ribeiro

Marcos Nicolás Gallo

Department: Ocean Engineering

In this dissertation, the use of propagation models to estimate the geoacoustic parameters of the fund is presented. To obtain these parameters (bottom speed, bottom density, surface loss parameter), measurement data obtained in the acoustic range of arraial do cabo are initially treated, filtered in order to reduce the interference present in the chosen run, these are stored in matrix form. A second similar matrix is generated in the simulations, using the Lloyd Mirror effect theory implemented in the form of models, given that these models are a simplification of what happens in the real world, it is sought through an iterative and fine-tuning process, to obtain correlation coefficients greater than 0.7 between these two matrices, the choice of parameters in the simulation were guided by coherent or known values from the bibliography. In this work, correlation coefficients greater than 0.7 and less than or equal to 0.9 were obtained. This range of correlation values guarantees the efficiency of the model.

Sumário

Lista de Figuras	ix
Lista de Tabelas	xi
1 Introdução	1
1.1 Objetivos	1
2 Fundamentação teórica	3
2.1 Águas Rasas	3
2.2 Velocidade de propagação	5
2.3 Lei de Snell	8
2.4 Reflexão no fundo	9
2.5 Efeito Lloyd Mirror	13
2.6 Perdas de transmissão	16
2.7 Regiões de propagação	18
2.7.1 Modos Normais	18
2.7.2 Modos Virtuais	20
2.7.3 Região próxima do Ponto de Máxima Aproximação (PMA) . .	21
3 Modelagem	23
3.1 Raia Acústica Brasileira	23
3.2 Modelos propostos	24
3.3 Percursos utilizados no Modelo	24
3.3.1 Primeira etapa	24
3.3.2 Segunda etapa – ajuste fino	26
3.3.3 Terceira etapa – ajuste dos parâmetros geoacústicos	26
3.4 Diagrama de Blocos do Modelo Implementado	27
4 Resultados e Discussões	30
5 Conclusões	33
Referências Bibliográficas	34

Lista de Figuras

2.1	Principais caminhos de propagação das ondas, em destaque Águas rasas. Adaptada de [1]	4
2.2	Perfis típicos de velocidade do som para águas rasas no verão e no inverno. No verão o aquecimento é a causa da existência de uma região de alta velocidade próximo da superfície. No inverno, livre do forte aquecimento, a mistura tende a se tornar uma região de águas pouco profundas com <i>isovelocity</i> . Adaptada de [1]	4
2.3	Perfil genérico da velocidade do som em águas profundas. Adaptado de [2]	6
2.4	Snell-Refração, adaptado de [3]	8
2.5	Reflexão, interfaz mar-atmosfera	9
2.6	Duas camadas - modelo de Guia de ondas de Pekeris, Z_s corresponde à posição do transmissor e Z_r à posição do receptor.	11
2.7	Guia de ondas Pekeris com uma fonte pontual. A linha vermelha representa uma onda incidente em ângulo crítico que é totalmente refletido de volta no guia de ondas	12
2.8	Esquema básico do efeito Lloyd-Mirror, adaptado de [2]	14
2.9	Estrias de Interferência - Navio na raia acústica	16
2.10	Regiões dos diferentes processos dominantes de atenuação do som na água do mar. Adaptado de [2]	18
2.11	Cone de propagação (duas vezes o ângulo crítico), adaptado de [1]	19
2.12	Ilustrando a condição de interferência construtiva, esta condição foi demonstrada no artigo de [Mota,Petraglia e PARENTE, Localização passiva da fonte sonora submarina em águas rasas utilizando dados reais coletados na costa brasileira]. Figura adaptada de [1]	19
2.13	Modos normais. Figura adaptada de [1]	20
2.14	Modos virtuais	20
2.15	Modos virtuais, antes da região de Lloyd Mirror, para o modelo desta dissertação as faixas de frequência e distância são escolhidas de forma a apresentar estrias livres de ruídos de outras fontes	21

2.16	Estrias de Interferência, na região próxima do PMA	21
3.1	Raia Acústica Brasileira de Arrarial do Cabo	23
3.2	Percursos de 1 ao 8, usado no processo da modelagem	24
3.3	Percursos do 9 ao 16, usado no processo da modelagem	25
3.4	eixo horizontal = distância; eixo vertical = ângulo θ_2 no fundo, em radianos	25
3.5	Espectrograma de interferências, observe que para distâncias afasta- das do PMA existem menos interferências	26
3.6	Tentativa de escolha da matriz de dados do mundo real	27
3.7	Cálculos e fixação de dados iniciais da simulação; cabe destacar que tanto para o valor inicial da profundidade da fonte e a distância no PMA foram utilizados os resultados obtidos dos modelos da dissertação	28
3.8	Modelo principal, corresponde à simulação e cálculo da matriz de correlação de forma a comparar dados do mundo real com a simulação, para finalmente obter parâmetros do sedimento	29
4.1	Comparação dos Espectrogramas obtidos com o modelo computacio- nal e na corrida15	30
4.2	Escolha da matriz de dados do mundo real	31
4.3	Comparação dos Espectrogramas obtidos com o modelo computacio- nal e na campanha de medidas da corrida 7114C03	31

Lista de Tabelas

4.1	Valores dos parâmetros - melhor configuração	30
4.2	Valores dos parâmetros - corrida 7114C03	32

Capítulo 1

Introdução

Em um ambiente marinho, a propagação das ondas acústicas mostra-se bastante complexa, devido à grande variedade dos processos a ela relacionados, nas diferentes regiões do oceano. Em geral, tal complexidade mostra-se ainda maior nas zonas de plataformas continentais, onde as propriedades da propagação estão associadas às interações com a superfície e o fundo. Este é o cenário da propagação acústica em águas rasas (ilustrado detalhadamente na Fig. 2.1).

Este trabalho se propõe a estabelecer técnicas para determinação de parâmetros geoacústicos do fundo a partir de medições de ruído irradiado de navios que correm a raia acústica da Marinha. A fonte de ruído irradiado para todas as corridas foi a hélice do navio e o receptor um único hidrofone, dispostos na raia acústica brasileira.

A técnica para caracterização do fundo marinho visa também estimar os valores de parâmetros físicos que influenciam significativamente a propagação em águas rasas em distâncias pequenas.

1.1 Objetivos

Os principais objetivos deste trabalho são:

- Desenvolver modelos de propagação visando determinar valores de: velocidade de propagação do som no sedimento e densidade do subsolo (camada superficial) por comparação com dados de medições de ruído irradiado de navios na Raia Acústica.
- Nessa comparação com dados medidos avaliar também a influência dos diversos parâmetros físicos (frequência, distância, profundidade) na determinação dos parâmetros geoacústicos (velocidade de propagação do som no sedimento e densidade da camada superficial do subsolo).

Para conseguir estes objetivos, esta dissertação foi organizada da seguinte forma: no capítulo 2 é apresentada uma fundamentação teórica - uma rápida revisão dos

principais assuntos, necessária para os capítulos seguintes. No capítulo 3 apresenta-se a modelagem proposta e no capítulo 4 os resultados obtidos e discussões correspondentes; para finalmente no capítulo 5, apresentar as conclusões.

Capítulo 2

Fundamentação teórica

Este capítulo descreve de forma resumida uma série de conceitos fundamentais relacionados com os modelos desenvolvidos nesta dissertação. Conceitos como águas rasas, velocidade de propagação, lei de Snell, reflexão no fundo do mar, efeito Lloyd Mirror, perdas na transmissão e por último regiões de propagação, com destaque à região de modos virtuais, assunto desta dissertação.

2.1 Águas Rasas

Em ambientes de águas rasas (Fig. 2.1), a partir de certa distância, a propagação da energia sonora sofre um confinamento em consequência de reflexões múltiplas na superfície livre do mar e no fundo, gerando um efeito de guia de ondas [2, 4],

Ambientes típicos de águas rasas são encontrados na plataforma continental para profundidades de água de até 200 m. A raia acústica do Arraial do Cabo, ambiente de estudo desta dissertação, se encaixa nesta classificação.

Uma das principais características das águas rasas é o perfil da velocidade de propagação do som; este é refratário para baixo ou quase constante sobre a profundidade (Fig 2.2), o que significa que a propagação **a longo alcance** ocorre quase sempre com interação com o fundo.

Portanto, os percursos mais importantes dos raios são: refratado, refletido no fundo ou refletido na superfície e refletido no fundo.

A acústica da águas rasas é um problema complexo. Nesse cenário, as propriedades de superfície, volume e fundo são todos importantes, variam espacialmente e temporalmente. Geralmente as informações que se tem destes parâmetros são pouco detalhadas, insuficientes, de forma que é interessante estudar este tipo de propagação em determinado local.

Como o fundo do mar é uma fronteira com perdas, a propagação em águas rasas é dominada pela perda de reflexão no fundo nas frequências baixas e intermediárias (< 1 kHz) e perdas por espalhamento nas altas frequências. A variação sazonal na

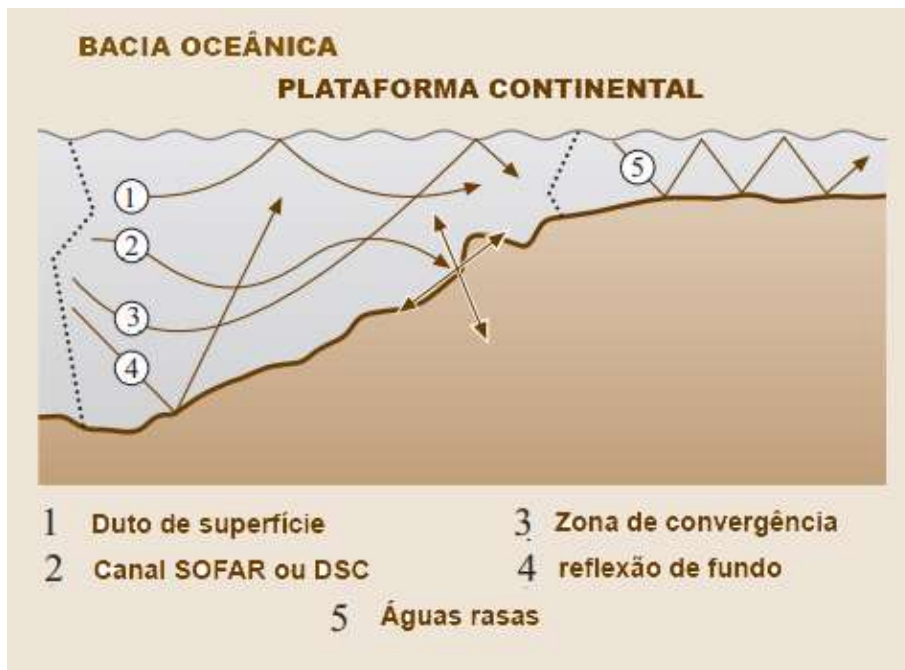


Figura 2.1: Principais caminhos de propagação das ondas, em destaque Águas rasas. Adaptada de [1]

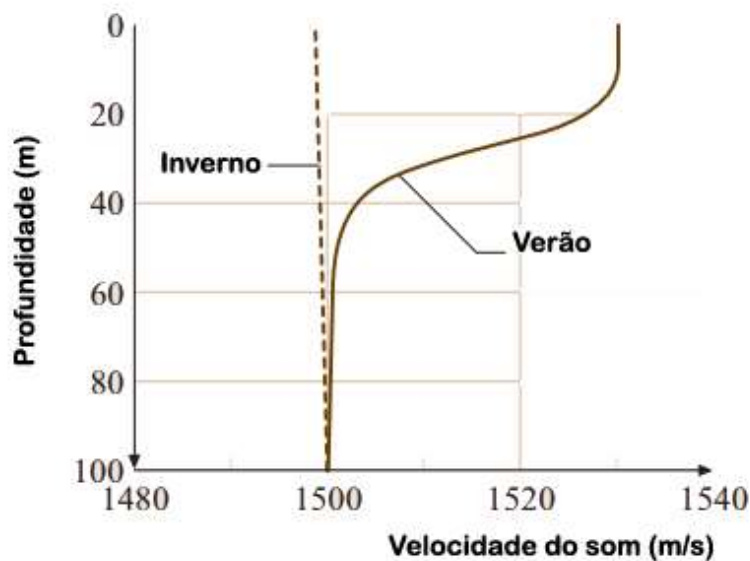


Figura 2.2: Perfis típicos de velocidade do som para águas rasas no verão e no inverno. No verão o aquecimento é a causa da existência de uma região de alta velocidade próximo da superfície. No inverno, livre do forte aquecimento, a mistura tende a se tornar uma região de águas pouco profundas com *isovelocity*. Adaptada de [1]

estrutura da velocidade do som é significativa. O resultado é que há menos interação de fundo no inverno do que no verão, o que novamente significa que as condições de propagação são geralmente melhores no inverno do que no verão (Fig.2.2).

Uma característica comum de todos os dutos acústicos é a existência de um

ponto de corte de baixa frequência. Portanto, existe uma frequência crítica abaixo da qual o canal de águas rasas deixa de atuar como guia de ondas, fazendo com que a energia irradiada pela fonte se propague diretamente no fundo. Essa frequência de corte pode ser calculada pela equação (2.1),

$$f_0 = \frac{c_1}{4h\sqrt{1 - (c_1/c_2)^2}} \quad (2.1)$$

esta expressão (2.1) é exata apenas para uma coluna de água homogênea de profundidade h e onde c_1 é a velocidade do som neste meio, e ainda mais, este meio é sobrejacente a um fundo homogêneo com velocidade do som c_2 . Para velocidades de fundo fisicamente realistas, a frequência de corte é um pouco maior do que para o fundo rígido [2]. A transmissão do som em águas rasas tem o comportamento característico dependente da frequência, isto é, existe uma frequência ótima de propagação para distâncias mais longas. A frequência ideal é uma característica geral da propagação de dutos no oceano. Ocorre como resultado de mecanismos concorrentes de propagação e atenuação em altas e baixas frequências.

No regime de alta frequência, com o aumento da frequência aumentam as perdas no volume e as perdas por espalhamento.

Em frequências mais baixas a situação é mais complicada. Com o aumento do comprimento de onda, a eficiência do duto para confinar o som diminui (o fenômeno de corte). Portanto, os mecanismos de propagação e atenuação fora do duto (no fundo do mar) se tornam importantes [2].

Foi demonstrado por Jensen e Kuperman [5] que a frequência ideal para a propagação em águas rasas é fortemente dependente da profundidade da água ($f_{opt} \approx h^{-1}$), depende do perfil da velocidade do som, e também uma dependência fraca com o tipo de fundo do mar. Normalmente, a frequência ideal está na faixa de 200 a 800Hz para uma profundidade de água de 100m.

2.2 Velocidade de propagação

A velocidade do som no guia de ondas desempenha o mesmo papel que o índice de refração faz na óptica, e normalmente, essa velocidade é relacionada à densidade e a compressibilidade dos fluidos [2]. Os valores utilizados nesta dissertação, para a velocidade de propagação do som na água é 1.500 m/s e para a densidade da água é $1.073kg/m^3$, valores típicos encontrados na literatura [2].

No oceano, a densidade está relacionada à pressão estática, salinidade e à temperatura [2]. A velocidade do som no oceano é uma função crescente de temperatura, salinidade, e pressão, sendo esta última uma função de profundidade. Costuma-se expressar a velocidade do som (c) como uma função empírica de três variáveis in-

dependentes: temperatura (T), em graus centígrados; salinidade (S), em partes por mil; e profundidade (z), em metros. Uma expressão simplificada para essa dependência é dada na equação (2.2) [2]:

$$c(T, S, z) = 1449,2 + 4,6T - 0,055T^2 + 0,00029T^3 + (1,34 - 0,01T)(S - 35) + 0,016z \quad (2.2)$$

Na maioria dos casos a Equação (2.2) tem uma acurácia suficiente, porém, em alguns casos onde são necessários resultados mais acurados, diferentes fórmulas são usadas [6, 7].

Mudanças sazonais e diurnas afetam os parâmetros oceanográficos no oceano. Além disso, todos esses parâmetros variam em função da geografia [2].

Na Figura (2.3), pode-se observar um conjunto típico de “perfis de velocidade do som” (PVS) indicando a maior variabilidade perto da superfície em função da estação climática e da hora do dia.

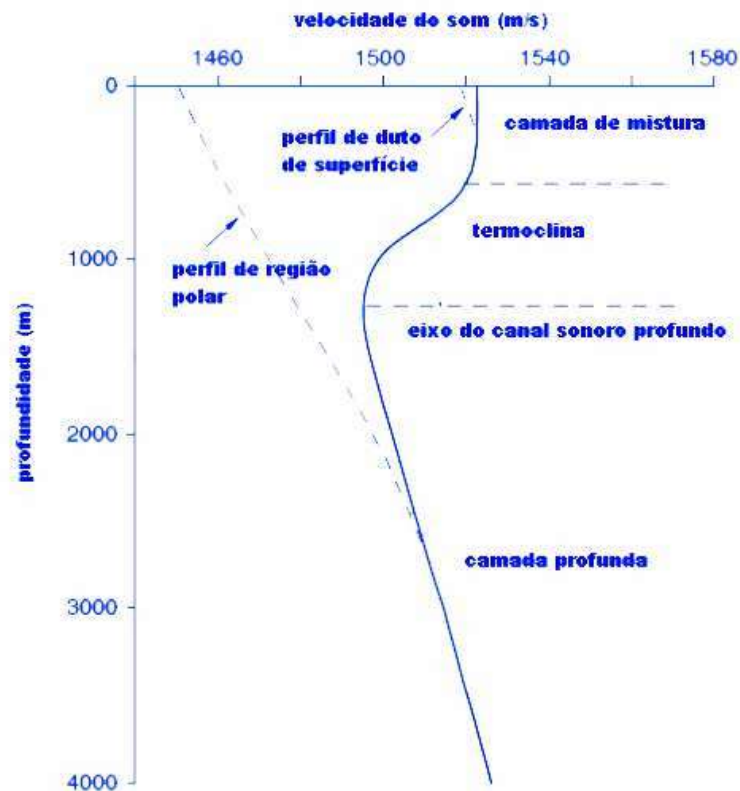


Figura 2.3: Perfil genérico da velocidade do som em águas profundas. Adaptado de [2]

A influência da temperatura na variação do PVS pode ser medida e observada ao longo do ano e também ao longo do dia. Durante a estação mais quente e, também, na parte mais quente do dia, quando a temperatura aumenta em função

de um maior aquecimento da superfície do mar, observa-se que a velocidade do som se torna maior nessa região. Esse aquecimento próximo da superfície (e subsequente resfriamento) tem um profundo efeito nos sonares das embarcações de superfície [2]. Assim, o aquecimento diurno causa desempenho de sonar mais fraco a tarde [2], um fenômeno conhecido como efeito da tarde. A variabilidade sazonal, no entanto, é muito maior e, portanto, mais importante no que diz respeito à acústica submarina.

Em regiões da plataforma continental (águas rasas) com profundidades da ordem de algumas centenas de metros, apenas a parte superior do PVS na Figura (2.3) é relevante.

Esta região superior depende da estação e da hora do dia, que, por sua vez, afetam a propagação do som na coluna de água.

Em regiões não polares, as propriedades oceanográficas da água perto da superfície resultam da mistura devida à atividade do vento e das ondas na interface entre o ar e o mar [2].

Geralmente, essa camada próxima à superfície apresenta uma temperatura constante, exceto quando a superfície está calma e quente [2]. Assim, nesta camada mista isotérmica, temos um perfil de velocidade do som que aumenta suavemente com a profundidade por causa do efeito do gradiente de pressão [2], o último termo na Equação (2.2). Essa é a região do duto de superfície, e sua existência depende das condições oceanográficas próximas à superfície.

Note que quanto mais agitada a parte superior da camada, mais profunda se torna a camada de mistura e menos provável se torna a possibilidade de haver qualquer fuga de raios dessa camada.

Portanto, a tempestade atmosférica aliada ao efeito do vento pode interferir misturando as águas próximas à superfície, de modo que um duto seja criado ou, caso já exista, tenha suas dimensões ampliadas [2].

Abaixo da camada de mistura, observa-se a presença de uma camada denominada termoclina, onde a temperatura diminui com profundidade e, portanto, a velocidade do som também diminui gradativamente [2].

É importante destacar que essa estrutura da velocidade do som do oceano é variável pois o oceano possui seu próprio sistema climático. Some-se a isso a influência das correntes, no caso da costa brasileira, poderíamos citar a forte influência da Corrente do Brasil, Corrente das Guianas e da corrente das Falklands. A corrente das Guianas e a corrente do Brasil surgem a partir da divisão da corrente Sul Equatorial quando esta encontra a costa brasileira deslocando-se no sentido Leste-Oeste. Dessa divisão, surgem dois ramos: a corrente do Brasil (que segue no sentido sul), e a corrente das Guianas (que segue no sentido noroeste), dirigindo-se ao Caribe. Ambas são correntes de águas não profundas e apresentam temperatura quente, pois se originam de áreas equatoriais, ambas influem diretamente na formação da camada

de mistura [8].

2.3 Lei de Snell

Quando uma frente de onda acústica atinge um limite que separa dois meios, esta onda é transmitida ao segundo meio e refletida de volta ao primeiro meio. O fenômeno físico de uma onda que passa de um meio para outro é conhecido como refração. A refração e a reflexão alteram a amplitude, a direção e a fase de uma frente de onda e, como a teoria dos raios se apoia no conceito de frente de onda, é necessário poder formular o comportamento de uma frente de onda na presença de um limite de refração. Nesta seção, apresentamos a lei de Snell da refração, A Fig. 2.4 o comportamento de uma onda plana atingindo um limite entre dois meios[3].

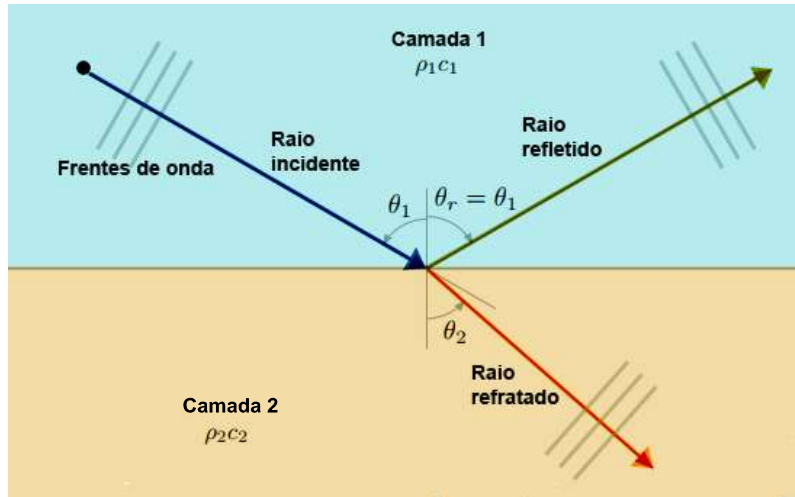


Figura 2.4: Snell-Refração, adaptado de [3]

Considere duas camadas de fluido adjacentes, como mostrado na Fig. 2.4, onde uma fonte de som na Camada 1 produz um raio que eventualmente encontra o limite entre a Camada 1 e a Camada 2 com ângulo de incidência θ_1 . Nesta discussão, os ângulos que descrevem os raios no limite são ângulos de incidência, medidos em relação à vertical. No limite, uma parte da onda representada por esse raio incidente é refletida de volta na Camada 1 e outra parte é transmitida ou refratada na Camada 2. O ângulo no qual a onda refletida se propaga de volta na Camada 1 é o mesmo que para a onda incidente ($\theta_r = \theta_1$).

No entanto, o ângulo θ_2 que corresponde à onda refratada propagando-se para a camada 2 é diferente de θ_1 devido à diferença de velocidade do som nas duas camadas. Se c_1 e c_2 são as velocidades do som nas duas camadas, a lei de Snell define a relação entre os dois ângulos como (Eq. 2.3):

$$\frac{\text{sen}\theta_1}{c_1} = \frac{\text{sen}\theta_2}{c_2} \quad (2.3)$$

Coeficiente de reflexão na superfície

A reflexão numa interface que separa o mar da atmosfera (meio menos denso, de menor velocidade), ilustrado na figura 2.5

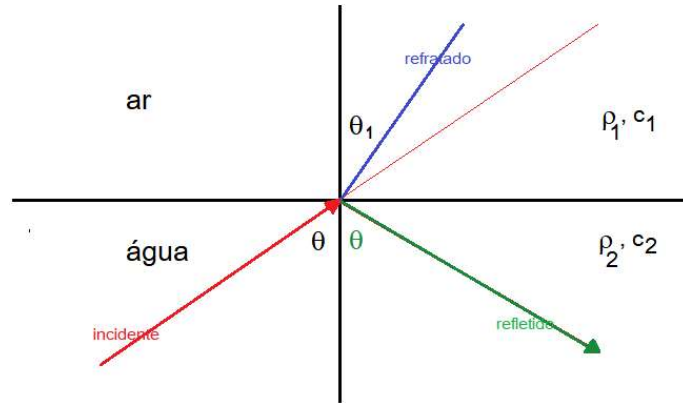


Figura 2.5: Reflexão, interfaz mar-atmosfera

onde os valores dos parâmetros densidade do meio e velocidade são : $\rho_1 = 1,3 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$, $c_1 = 333,0 \text{ m/s}$, $\rho_2 = 1,0 \text{ g/cm}^3$, $c_2 = 1500,0 \text{ m/s}$. O coeficiente de reflexão será (2.4):

$$R_{\text{interfaz oceano-ar}} = \frac{\rho_1 c_1 / \cos(\theta_1) - \rho_2 c_2 / \cos(\theta)}{\rho_1 c_1 / \cos(\theta_1) + \rho_2 c_2 / \cos(\theta)} \approx -1 \quad (2.4)$$

Mudança de Fase nas Fronteiras

O comportamento de uma onda sonora quando encontra a interface entre dois meios pode ser expresso usando as impedâncias acústicas características do meio. A impedância acústica é denotada por ρ_c e é igual à razão entre a pressão acústica p no meio e a velocidade de partícula associada u com $\rho_c = p/u$. Para ondas planas, essa relação se torna $\rho_c = c\rho$, onde c é a velocidade da onda e ρ a densidade do meio[9].

A impedância acústica é uma quantidade real ou complexa, dependendo das propriedades viscoelásticas do meio e, no nosso caso, é coerente ao assumir que é real.

2.4 Reflexão no fundo

O fundo (limite inferior desse guia de ondas) é um limite com perdas que apresenta uma topografia fortemente variável em todas as bacias oceânicas. Em termos de modelagem acústica, o fundo do mar é definitivamente o limite mais complexo, exibindo características de refletividade (razão entre as amplitudes de uma onda

plana refletida e uma onda plana incidente em uma interface que separa dois meios) vastamente diferentes em diferentes localizações [2].

Quando uma onda sonora interage com o fundo do mar o fundo passa a ser de extrema importância no comportamento subsequente da onda. Os mecanismos de propagação da onda nesta interação são a reflexão, a transmissão e o espalhamento, geralmente considerados como perdas de energia. É comum quantificar a perda da energia acústica associada à interação com o fundo através do parâmetro perda de fundo (BL) [10], dado pela Eq.2.5.

$$BL = -20 \log_{10} |R| \quad (2.5)$$

onde R é o coeficiente de reflexão para ondas planas do fundo em questão.

Coeficiente de reflexão no fundo

Coeficiente de reflexão no fundo caracteriza a mudança de amplitude na interface entre dois meios e é dado pela relação entre as amplitudes das ondas refletidas e incidentes (Eq.2.6)[Diaschok1995]

$$R = \frac{A_r}{A_i} \quad (2.6)$$

O coeficiente de reflexão R entre dos meios de propagação é dado pela Eq. (2.7)

$$R = \frac{\rho_2 c_2 \cos(\theta_1) - \rho_1 c_1 \cos(\theta_2)}{\rho_2 c_2 \cos(\theta_1) + \rho_1 c_1 \cos(\theta_2)} \quad (2.7)$$

onde θ_2 é o ângulo crítico, dado por $\theta_2 = \text{asin}((c_2/c_1)\sin(\theta_1))$.

Entre os efeitos desconsiderados pela perda de fundo, estão: a rugosidade da superfície, ondas cisalhantes geradas na interface a curvatura do fundo, etc.

Existem outros modelos para representar a propagação das ondas com reflexão no fundo do mar, todos utilizando diferentes aproximações, ver [11].

O fundo do mar é um meio acústico e o problema de interação com o fundo deve ser tratado como um problema de propagação em um meio heterogêneo.

Considerar o fundo perfeitamente rígido é uma primeira aproximação; para este caso o fundo é perfeitamente refletor para qualquer ângulo de incidência.

Uma segunda aproximação é conhecida como guia de ondas de Pekeris[12], nesta simplificação do fundo, este é penetrável, com velocidade de propagação e densidades constantes e superiores aos valores destas grandezas na água. Neste caso, teremos para ângulos de incidência superiores ao ângulo crítico, modos reais e para ângulos inferiores ao ângulo crítico, modos imaginários.

Na Fig. 2.6 apresentamos este modelo simples fluido-fluido de duas camadas

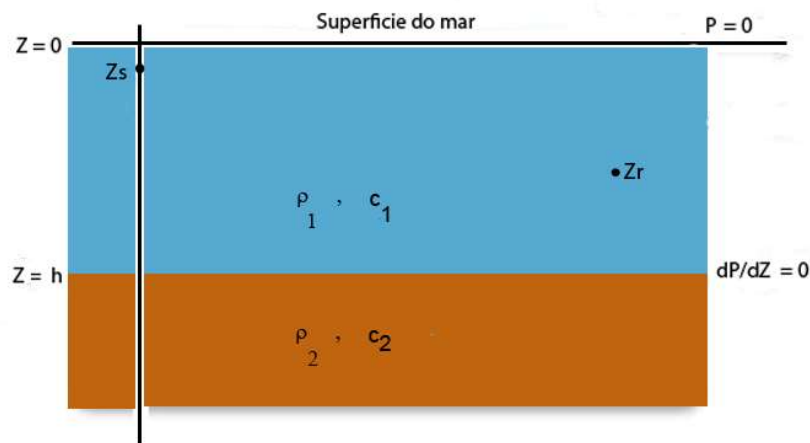


Figura 2.6: Duas camadas - modelo de Guia de ondas de Pekeris, Z_s corresponde à posição do transmissor e Z_r à posição do receptor.

consiste em uma camada fluida homogênea (de espessura h , densidade ρ_1 e velocidade de onda de compressão (velocidade do som na água c_1) limitada acima por uma superfície livre ($z = 0$) e sobrepondo um sólido elástico semi-infinito (de densidade ρ_2 , velocidade de onda de compressão c_2). A superfície da água e o fundo são assumidos planos e paralelos.

O problema que descrevemos pode ser considerado como um exemplo simples que descreve a propagação do som no guia de ondas do oceano, cobrindo um fundo semi-infinito. É “simples” por várias razões, a principal delas é o fato de que no oceano real c_1 é uma função da profundidade (devido à variabilidade de temperatura, pressão e salinidade do meio) com um valor mínimo no guia de ondas. O problema, no entanto, corresponde bem à propagação em águas rasas[[2]. Nesse modelo, o perfil de velocidade do som é considerado constante. Essa aproximação é válida para águas rasas, uma vez que não há muita variação na temperatura ao longo da coluna da água. Além disso, o meio também é considerado homogêneo. Essa aproximação, por sua vez, pode não ser válida em algumas situações, pois desconsidera efeitos importantes que ocorrem em águas rasas, como a formação de bolhas, as correntes e a turbulência decorrente das ondas [13].

No entanto, para condições de “mar calmo” e localizações afastadas da zona de ondas, tais efeitos são minimizados e o modelo se aproxima da realidade. valores típicos para a velocidade de propagação do som na água e a densidade da água são 1.500 m/s e 1.033 kg/m³.

O conceito do ângulo crítico, relacionado com as leis de Snell de reflexão, refração e ilustrado na Fig. 2.7 é extremamente importante para o correto entendimento da natureza da propagação acústica em um guia de ondas, especialmente em ambientes

de águas rasas é dado pela expressão [2]

$$\theta_c = \arcsin\left(\frac{c_1}{c_2}\right) \quad (2.8)$$

onde c_1 representa a velocidade de propagação do som na coluna da água (considerada homogênea) e c_2 representa a velocidade de propagação do som no fundo (considerado um fluido homogêneo), sendo $c_2 > c_1$. Valores típicos para θ_c variam entre 10° e 30° para sedimentos na plataforma continental [2].

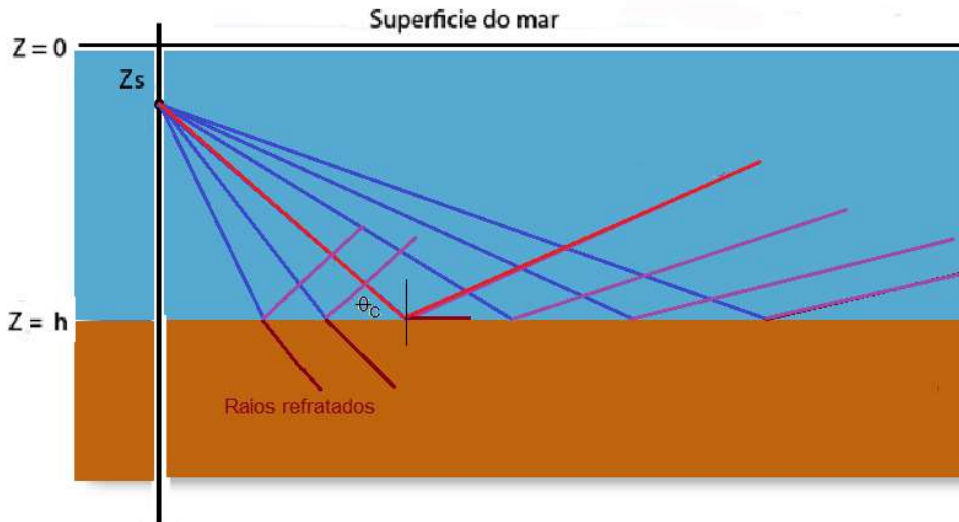


Figura 2.7: Guia de ondas Pekeris com uma fonte pontual. A linha vermelha representa uma onda incidente em ângulo crítico que é totalmente refletido de volta no guia de ondas

Para ângulos superiores ao crítico, teremos os modos com autovalores reais. Os modos imaginários são atenuados exponencialmente com a distância, portanto conforme nos afastamos da fonte, na região do campo distante, os modos discretos (normais) dominam a propagação acústica (ver seção 2.13).

É importante apontar que nesta última aproximação foram assumidas as seguintes hipóteses: a superfície é modelada como liberadora de pressão (na Fig. 2.6, isto é representado como $P=0$ e $dP/dZ = 0$); o fundo é modelado como semi-espaco fluido; o guia de ondas tem profundidade constante; a velocidade de propagação é constante na água e no fundo; a velocidade de propagação no fundo é maior que a da água; a densidade é constante na coluna de água e no fundo; o valor da densidade no fundo é superior ao de coluna de água; a fonte se encontra na posição $(0, z_s)$

Os sedimentos do fundo do oceano são frequentemente modelados como fluidos, isto significa que eles suportam apenas um tipo de onda sonora - uma onda de compressão. Isso geralmente é uma boa aproximação, já que a rigidez (e , portanto, a velocidade de cisalhamento) do sedimento é geralmente consideravelmente menor que a de um sólido, como uma rocha [2].

2.5 Efeito Lloyd Mirror

O efeito de espelho de Lloyd é facilmente detectado através do ruído dos navios passando próximos do hidrofone, este é às vezes chamado de efeito de banheira. O efeito vem dos diferentes tempos de chegada e mudanças de fase dos sinais que viajam em caminhos diretos da fonte para o receptor e dos sinais que viajam em caminhos alternativos. O sinal que chega várias vezes com diferentes distâncias de deslocamento compensa um sinal recebido com distorções de fase múltipla. Essas distorções podem cancelar o sinal em alguns locais do espectro e amplificá-lo em outros. Este é um efeito de transmissão dependente da faixa e o efeito muda à medida que a fonte está se movendo.

Enquanto observamos as frequências harmônicas em nossos sinais, que são os ruídos que os barcos irradiam quando passam próximos do hidrofone, esperamos ver uma mudança de frequência do efeito Doppler; o som recebido de uma fonte que está se movendo em direção a um observador estacionário parece ter uma frequência mais alta da que originalmente irradiava. O oposto acontece quando a fonte está se afastando do observador. O efeito ocorre devido à diferença de velocidade entre a fonte e o observador.

Especificamente, este é o padrão característico do campo em águas profundas, considerando o padrão de interferência acústica criado por uma fonte pontual colocada muito próxima da superfície do mar, além disso, esta superfície é lisa e perfeitamente refletora [2].

A geometria desse efeito pode ser observada na figura 2.8, com S indicando a posição da fonte a uma profundidade z_s abaixo da superfície do mar ($z = 0$).

Uma expressão geral para a perda de transmissão do Lloyd Mirror pode ser difícil de obter para todas as fontes, exceto para as mais simples. Para uma fonte pontual, que transmite em uma única frequência, o campo total de pressão acústica $P(r, z)$ pode ser escrito simplesmente como a soma de contribuições devidas a duas fontes pontuais, ver equação (2.9) [2]

$$P(r, z) = \frac{e^{ikR_1}}{R_1} - \frac{e^{ikR_2}}{R_2} \quad (2.9)$$

onde:

$$\begin{aligned} k &= 2\pi/\lambda \quad \text{é o número de ondas acústico} \\ R_1 &= \sqrt{r^2 + (z_r - z_s)^2} \\ R_2 &= \sqrt{r^2 + (z_r + z_s)^2} \end{aligned} \quad (2.10)$$

A Equação 2.9 representa um padrão de interferência bastante complexo. O sinal de menos nessa equação representa a inversão de fase sofrida pelo sinal refletido na

superfície do mar.

Nesta dissertação, transportando os conceitos para nosso caso específico de estudo, temos que o hélice do navio (fonte pontual), o qual está localizado a uma certa profundidade (Z_s), emitindo um ruído proveniente da sua rotação (sinal acústico) e que chega ao hidrofone (receptor) tanto de forma direta, como refletido pela superfície do oceano e do fundo do mesmo.

Em [2], Jensen, usando a Fig. 2.8, obtêm uma expressão simplificada assumindo que a distância R seja muito maior que a profundidade da fonte Z_s (isto está em concordância com o experimento de Lloyd [14] e com a profundidade do hélice do navio para qualquer embarcação) denotando o ângulo de inclinação por θ , encontramos que, para $R \gg Z_s$, as distâncias R_1 e R_2 podem ser aproximadas pelas equações 2.11:

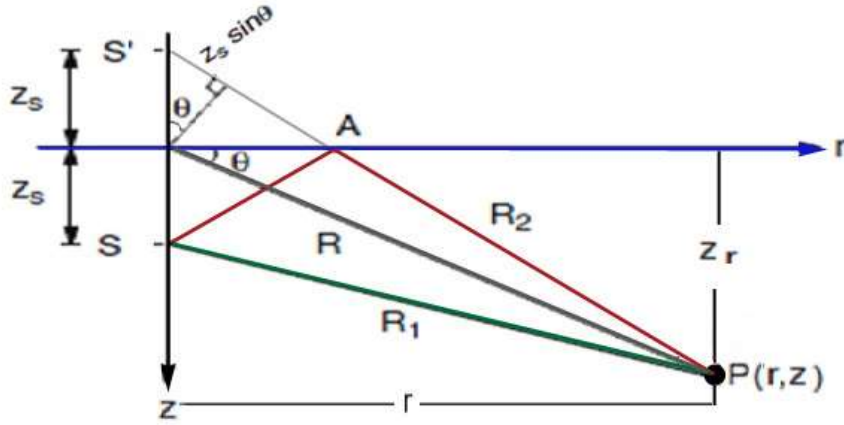


Figura 2.8: Esquema básico do efeito Lloyd-Mirror, adaptado de [2]

$$R_1 \cong R - Z_s \sin(\theta) \tag{2.11}$$

$$R_2 \cong R + Z_s \sin(\theta)$$

Assumindo ainda que as distâncias que aparecem nos denominadores de ambos os termos podem ser substituídas simplesmente pela distância R e, sabendo-se que, as amplitudes decaem lentamente com a distância podemos obter a equação 2.13

$$p(r, z) = \frac{1}{R} [e^{ik(R-Z_s \sin(\theta))} - e^{ik(R+Z_s \sin(\theta))}] \tag{2.12}$$

$$p(r, z) = \frac{e^{ikR}}{R} [e^{-ikZ_s \sin(\theta)} - e^{ikZ_s \sin(\theta)}] \tag{2.13}$$

Depois de algebrismos matemáticos chega-se a uma expressão que corresponde ao módulo da amplitude 2.14 que retrata a variação da amplitude:

$$|p(r, z)| = \frac{2}{R} |\text{sen}(kz_s \text{sen}(\theta))| \quad (2.14)$$

os pontos máximos e mínimos dessa amplitude ocorrem quando $\text{sen}(kz_s \text{sen}(\theta)) = \pm 1$, ou seja, nos múltiplos ímpares de $\pi/2$ (lembrando que um número ímpar é simplesmente um número da forma $(2m - 1)$), ou seja, quando:

$$\begin{aligned} kz_s \text{sen}(\theta) &= \frac{(2m - 1)\pi}{2} \\ \text{sen}(\theta) &= \frac{(2m - 1)\pi}{2kz_s} \end{aligned} \quad (2.15)$$

quando tivermos um múltiplo de π estamos na posição em que o seno assume zero, nesses casos teremos, equação 2.16

$$\text{sen}(\theta) = m \frac{\pi}{kz_s} \quad (2.16)$$

com m começando em zero, ou $m - 1$ começando em 1.

Espectrograma de Lloyd Mirror

O experimento de Lloyd Mirror publicado nos inícios dos anos 1800 para descrever os padrões de interferência observados entre os caminhos diretos e refletidos dos raios de luz [14] foi estendido aos padrões de interferência posteriormente vistos em sinais acústicos no oceano. Logo após o trabalho original do espelho de Lloyd, Doppler e Fizeau mostraram independentemente que a frequência aparente de uma onda muda como resultado do movimento relativo entre a fonte e o receptor [4, 8].

Os padrões de interferência ou espectrograma, Figura 2.9, é uma representação visual da pressão sonora em função da frequência e do tempo. As características mais notáveis do gráfico são as estrias, que são linhas de magnitude constante (pressão sonora).

Os padrões de interferência também podem ser calculados a partir de caminhos que refletem no fundo do oceano; no entanto, as características do fundo, a frequência e o ângulo de incidência influenciam fortemente na quantidade de energia refletida [4].

Um exemplo de um espectrograma de Lloyd Mirror ou espectro de interferência, pode ser observado na Fig (2.9).

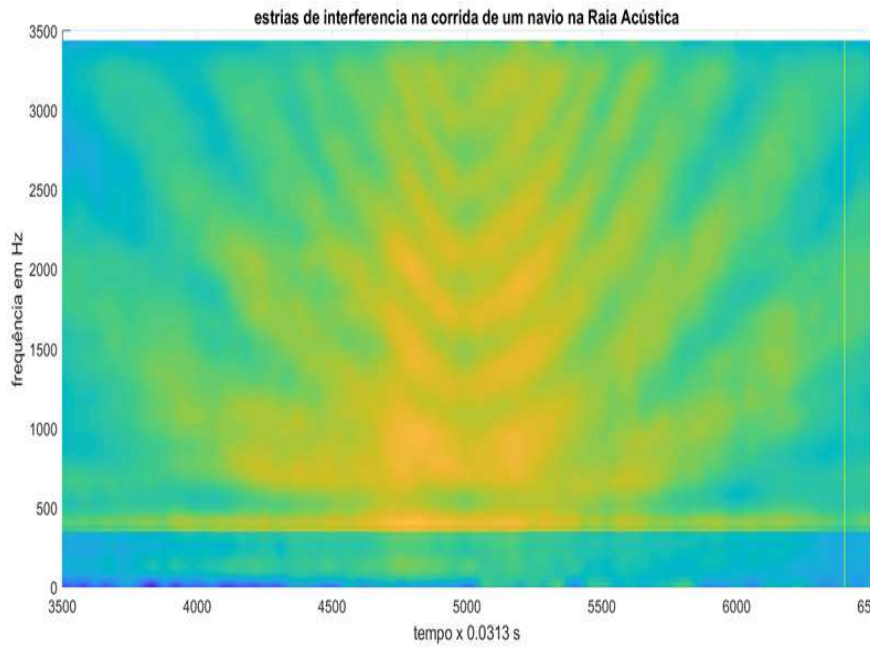


Figura 2.9: Estrias de Interferência - Navio na raia acústica

2.6 Perdas de transmissão

Segundo [15], os principais fatores que afetam a propagação acústica no oceano são: a perda, a atenuação, a refração, o espalhamento e o ruído.

A diminuição da intensidade acústica à medida que uma onda de pressão acústica se propaga afastando-se da fonte é conhecida como Perda de Transmissão (TL). À medida que a onda acústica se afasta crescentemente da fonte, a intensidade do sinal é reduzida devido à seu espalhamento ou a sua absorção. Portanto, as várias fontes de perda de uma onda sonora podem ser categorizadas em perda de espalhamento e perda de absorção [16].

A perda de espalhamento é uma medida do enfraquecimento do sinal devido ao espalhamento geométrico de uma onda que se propaga afastando-se da fonte. À medida que as ondas acústicas se afastam da fonte, a perda por espalhamento do sinal se torna mais visível (efeito de divergência).

No caso de uma fonte pontual, ou para grandes distâncias de qualquer fonte, a potência total transmitida é espalhada sobre a superfície de uma esfera ($A = 4\pi r^2$) de raio r ao alcance R . Com o raio r aumentando proporcionalmente dentro da faixa R , a intensidade em r é dada por (Eq. 2.17)

$$I = \frac{P^2}{\pi r^2} \approx \frac{1}{R^2} \quad (2.17)$$

A equação (2.17) é uma lei do inverso do quadrado da distância e nos diz que a intensidade acústica, devido ao espalhamento é reduzida proporcionalmente com o quadrado da distância. A definição formal de espalhamento em dB é (Eq.2.18)

$$\begin{aligned}
TL &= 10 \log \left(\frac{\text{Intensidade a 1 m}}{\text{Intensidade a R m}} \right) \\
TL &= 10 \log \left(\frac{P/2\pi(1m)^2}{P/2\pi(Rm)^2} \right) \\
TL &= 10 \log(R^2) \\
TL &= 20 \log(R)
\end{aligned} \tag{2.18}$$

Atenuação de ondas planas

A atenuação de onda plana α , que é uma quantidade usada nas equações teóricas da acústica geral, é definida a partir de uma equação diferencial do tipo lei do decaimento, ou seja (equação 2.19)

$$\frac{dA}{dx} = -\alpha A \implies A = A_0 \exp(-\alpha x) \tag{2.19}$$

onde A_0 é a amplitude RMS em $x = 0$. A unidade de α é *Neper/m* se x está em m . A atenuação da onda plana α' é geralmente expressa como uma perda em decibéis por unidade de distância,

$$\begin{aligned}
\text{Perda} &\simeq -20 \log \frac{A}{A_0} \\
&\simeq -20 \log \frac{A_0 \exp(-\alpha x)}{A_0} \\
\alpha' &\simeq 8,686 \alpha x \\
\alpha' &\simeq 8,686 \alpha \quad [dB/m]
\end{aligned} \tag{2.20}$$

Quando o som se propaga no oceano, parte da energia acústica é absorvida continuamente, ou seja, a energia é transformada em calor. Além disso, o som é espalhado por diferentes tipos de heterogeneidades, resultando também em uma diminuição da intensidade do som com o alcance. Como regra, não é possível em experimentos oceânicos reais distinguir entre efeitos de absorção e dispersão; ambos contribuem para uma atenuação sonora na água do mar.

Uma expressão que calcula a atenuação da onda plana α' em dB/Km em função da frequência é dada na Eq. (2.21) [[16–18]],

$$\alpha' = 3,3 \times 10^{-3} + \frac{0,11f^2}{1+f^2} + \frac{44f^2}{4100+f^2} + 3,0 \times 10^{-4} f^2 \quad (dB/Km) \tag{2.21}$$

Embora a atenuação do som na água do mar tenha alguma dependência de temperatura, pressão, salinidade e acidez (valor do pH), (Eq. 2.21) é considerada suficientemente precisa para a maioria dos problemas na acústica oceânica, esta Eq. é derivada da Fig. 2.10.

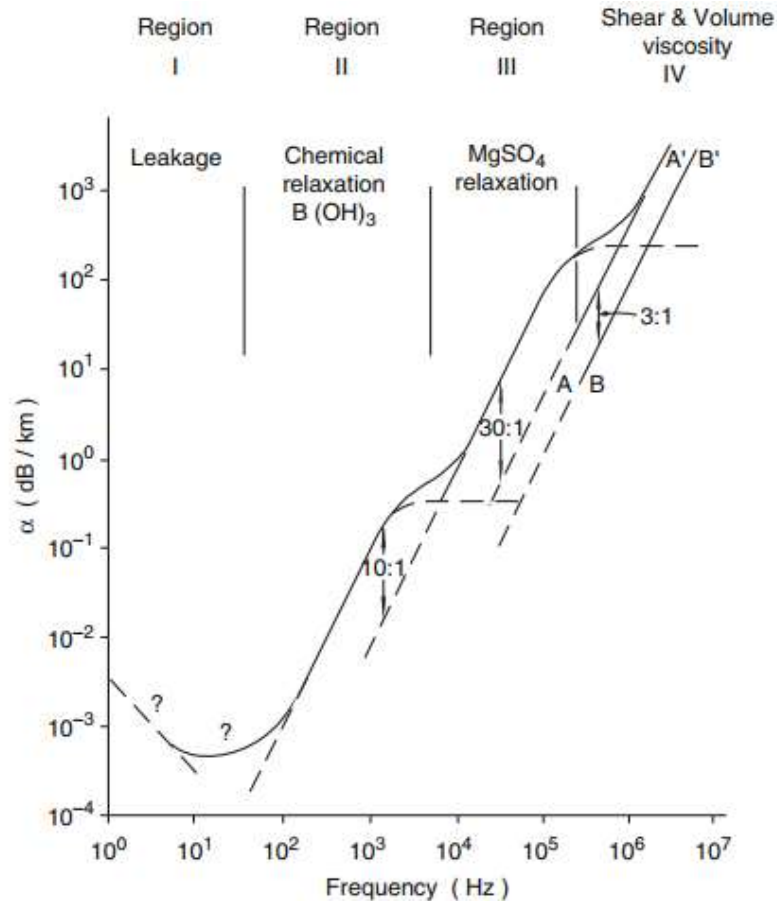


Figura 2.10: Regiões dos diferentes processos dominantes de atenuação do som na água do mar. Adaptado de [2]

Em resumo, vemos da Eq (2.21) que dentro do mar a atenuação do som em baixa frequência é muito pequena. Mesmo que a atenuação aumente com a frequência nenhum outro tipo de radiação pode competir com as ondas sonoras, no caso de propagação a grandes distâncias no oceano. As ondas eletromagnéticas, incluindo as irradiadas por poderosos lasers, são absorvidas quase completamente a distâncias de algumas centenas de metros.

2.7 Regiões de propagação

2.7.1 Modos Normais

Como indicado esquematicamente na Fig. 2.11, os percursos dos raios dentro de um cone de $2\theta_c$ se propagarão sem atenuação no guia de ondas. Como os raios

ascendentes e descendentes têm amplitudes iguais, existirão ângulos preferenciais para os quais ocorre interferência construtiva.

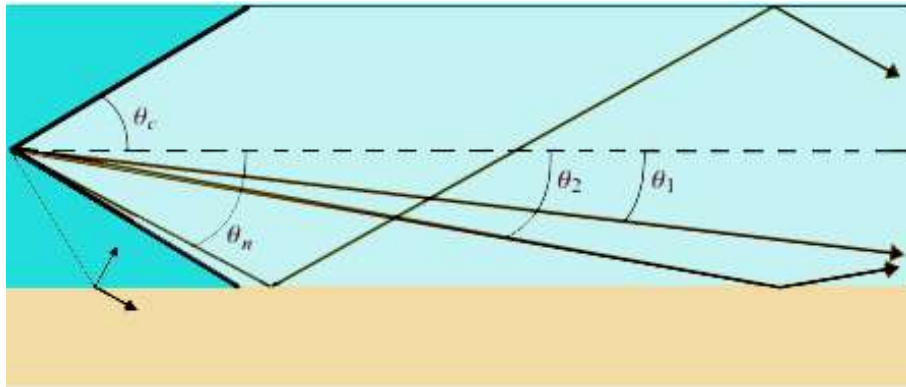


Figura 2.11: Cone de propagação (duas vezes o ângulo crítico), adaptado de [1]

Esses ângulos particulares estão associados aos modos normais do guia de ondas, é instrutivo entender a origem geométrica da estrutura modal do guia de ondas.

A Fig. 2.12 apresenta um raio refletido primeiro no fundo e, em seguida, na superfície de um guia de ondas da Pekeris. Observe o raio ao longo do caminho ACDF e sua frente de onda (perpendicular ao raio). Os dois raios descendentes de igual amplitude, AC e DF, interferirão construtivamente se nos pontos B e E tiverem uma diferença de fase múltipla de 2π (e da mesma forma para os raios ascendentes). A mudança de fase nos dois limites deve ser considerada na modelagem.

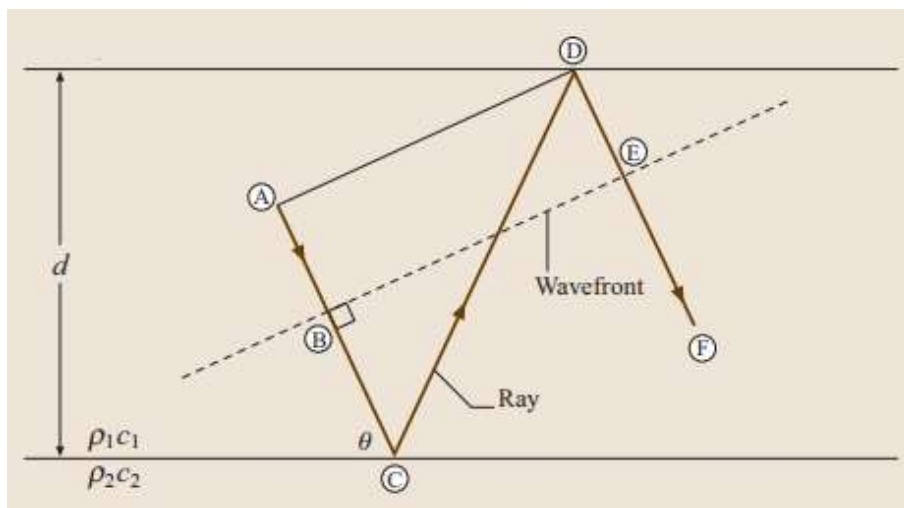


Figura 2.12: Ilustrando a condição de interferência construtiva, esta condição foi demonstrada no artigo de [Mota, Petraglia e PARENTE, **Localização passiva da fonte sonora submarina em águas rasas utilizando dados reais coletados na costa brasileira**]. Figura adaptada de [1]

Existe um conjunto discreto de ângulos até o ângulo crítico para o qual essa interferência construtiva acontece e, portanto, para a qual o som se propaga. Esse

conjunto discreto, em termos de física das ondas, é chamado de modos normais do guia de ondas, ilustrado na Fig. 2.13 Eles correspondem ao esquema da Fig. 2.11.

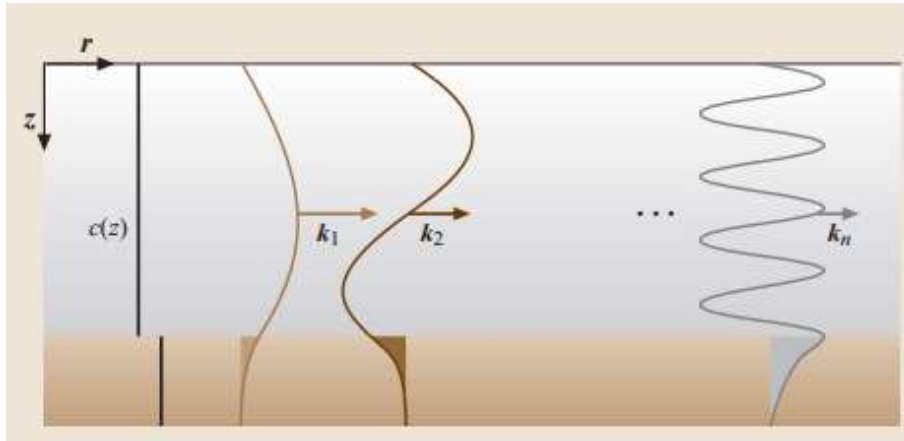


Figura 2.13: Modos normais. Figura adaptada de [1]

2.7.2 Modos Virtuais

Na região de interesse desta dissertação, todos os raios abaixo do ângulo crítico (figura 2.11), se propagam com reflexão e penetração parcial no fundo. Esses raios estão representados pelo raio AB e suas continuações BD (raio refratado) e BC (raio refletido, ver figura 3.3). Os raios refletidos constituem-se em um conjunto de modos chamados de virtuais ou de fuga “leaky” [19]. Não se propagam a distâncias muito grandes devido a perda de energia para o fundo em cada reflexão, quanto mais longe do hidrofone, sua contribuição para o espectro total de energia diminui. Os raios do tipo BC podem se perder para o fundo ou, caso haja uma reflexão no sub-fundo que os tragam de volta ao meio líquido podem constituir também famílias de modos, inclusive podendo retornar ao guia de ondas [20, 21].

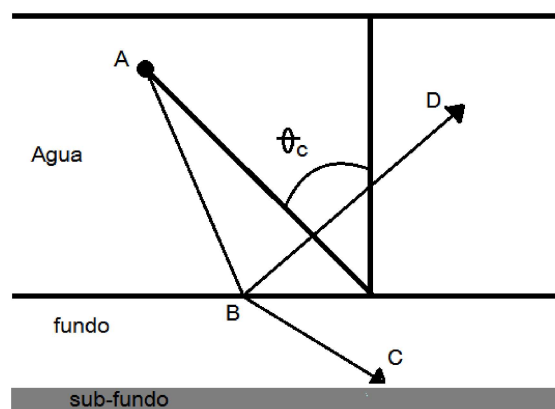


Figura 2.14: Modos virtuais

A figura 2.15 apresenta a região de propagação por modos virtuais.

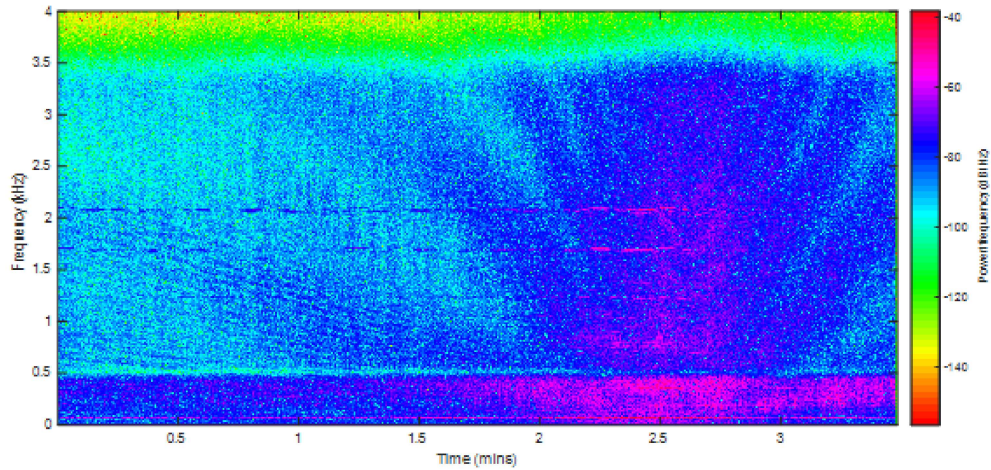


Figura 2.15: Modos virtuais, antes da região de Lloyd Mirror, para o modelo desta dissertação as faixas de frequência e distância são escolhidas de forma a apresentar estrias livres de ruídos de outras fontes

2.7.3 Região próxima do Ponto de Máxima Aproximação (PMA)

A Fig (2.16) mostra o espectro de interferência, na região próxima do PMA, observe que cada vértice das parábola tem como coordenadas (PMA, frequências diferentes), além demais 0, 313s é o intervalo de tempo entre cada amostragem e o eixo y corresponde as frequências (Hz).

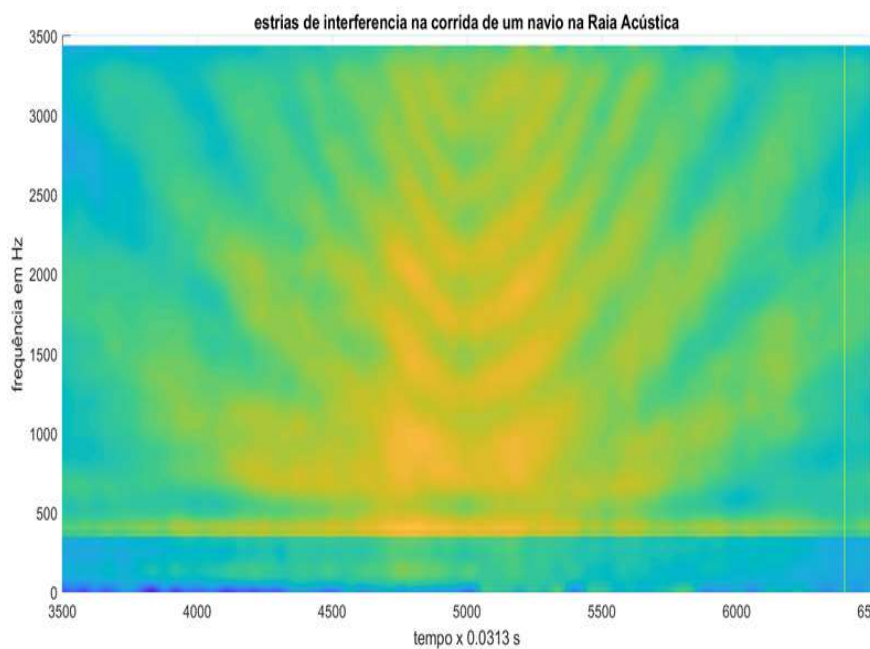


Figura 2.16: Estrias de Interferência, na região próxima do PMA

Esse exemplo corresponde a uma corrida realizada por um certo navio mantendo

um curso e velocidade constantes (isovelocidade) à medida que passa pelo PMA, na raia acústica Brasileira de Arraial do Cabo; os dados correspondem a medições realizadas pelo Centro de Apoio a Sistemas Operativos da Marinha do Brasil (CASOP). O PMA corresponde aproximadamente a $5000 \times 0,313s$.

Capítulo 3

Modelagem

3.1 Raia Acústica Brasileira

Para a modelagem foram considerados dados de corridas realizadas por um certo navio mantendo um curso e velocidade constantes à medida que passa pelo PMA, na raia acústica Brasileira de Arraial do Cabo (Fig 3.1) em águas rasas, os dados correspondem a medição de ruídos irradiados do Centro de Apoio a Sistemas Operativos da Marinha do Brasil (CASOP).

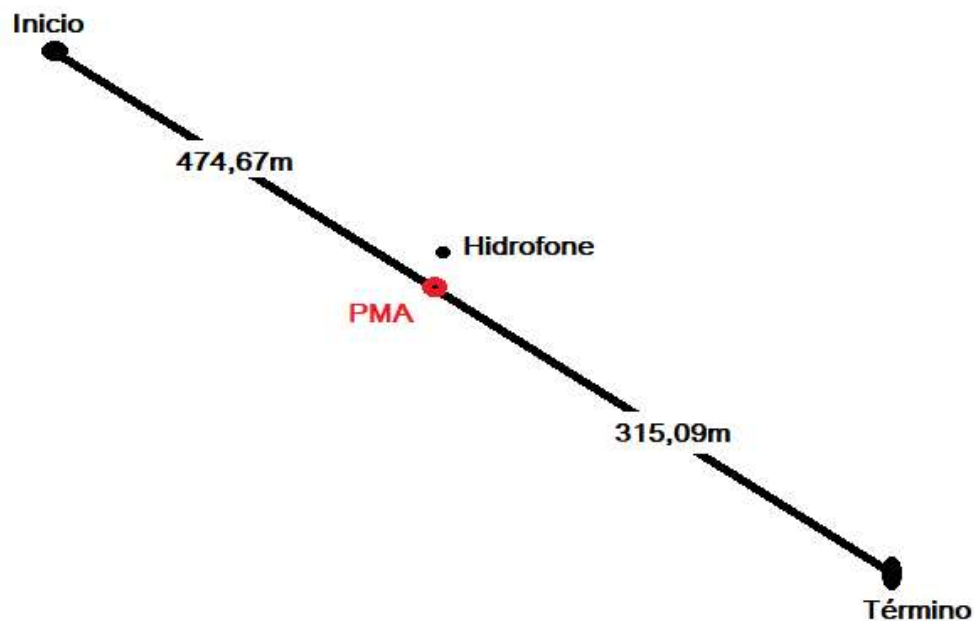


Figura 3.1: Raia Acústica Brasileira de Arraial do Cabo

3.2 Modelos propostos

As corridas na Raia Acústica (Fig 3.1) atualmente ocorrem a partir de distâncias entre 500 e 700 metros. Isto significa que praticamente vão ocorrer estrias produzidas por modos virtuais longe do PMA (ponto de maior aproximação) e próximo ao PMA produzidas pelo efeito Lloyd Mirror, como se pode ver na Fig 3.4.

Para a obtenção dos parâmetros geoacústicos do fundo vai-se utilizar a faixa de distância afastada do PMA, computando-se o sinal produzido no hidrofone pelos “eigenrays” de diferentes percursos com interação com o fundo, será visto a seguir.

Nesta dissertação, para a modelagem, propõe-se uma análise em três etapas. A primeira consiste na obtenção de faixas otimizadas de frequência, distância e percursos que produzam uma correlação elevada entre a modelagem e dados reais, com base em alguns critérios indicados. Em uma segunda etapa uma sintonia fina de todos os parâmetros que maximizem a correlação. Por fim em uma terceira etapa, um ajuste fino dos parâmetros geoacústicos que maximizem a correlação.

3.3 Percursos utilizados no Modelo

Foram considerados 16 percursos no processo de ajustes do modelo, apresentados a seguir. Os percursos 1 e 2, como não interferem com o fundo, não foram utilizados.

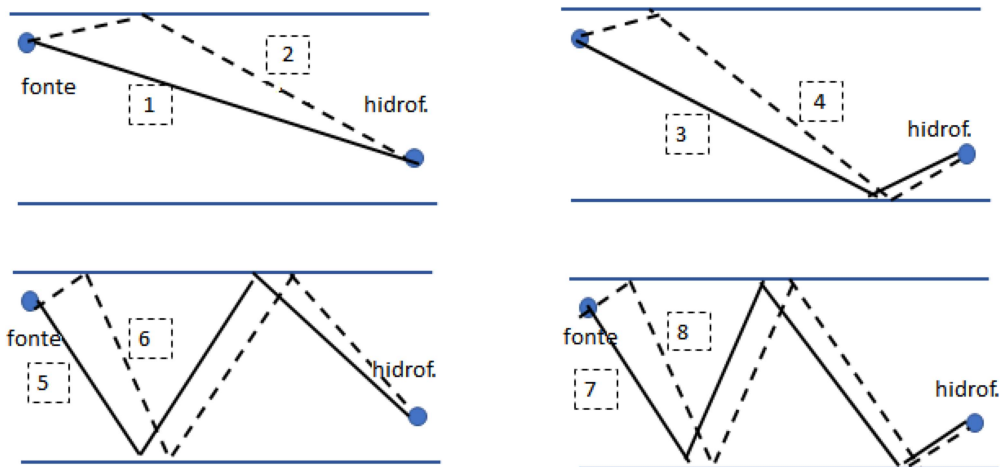


Figura 3.2: Percursos de 1 ao 8, usado no processo da modelagem

3.3.1 Primeira etapa

- **Primeiro critério** - as melhores correlações entre o modelo e os dados reais ocorreram para os percursos com reflexão total no fundo. Na figura 3.4 pode-se observar que os percursos 3 a 8 produzem reflexões totais ($\theta_2 = \pi/2$) até

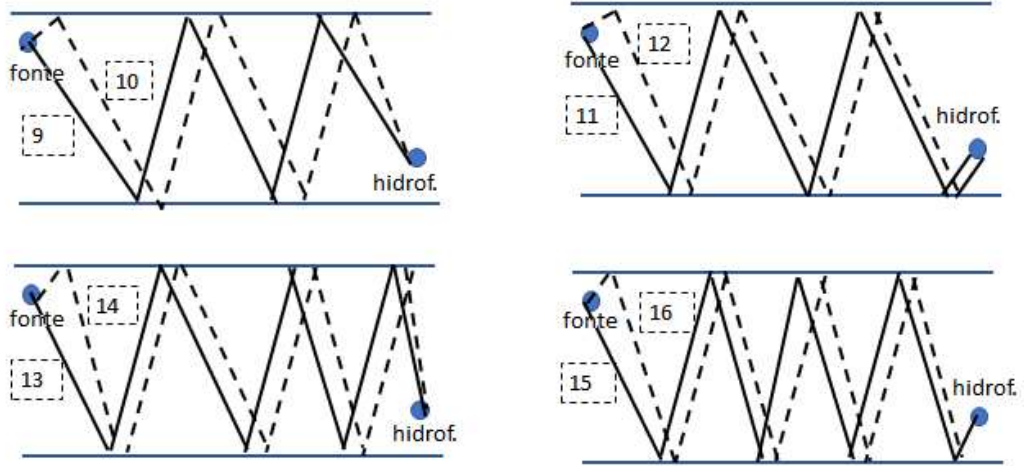


Figura 3.3: Percursos do 9 ao 16, usado no processo da modelagem

uma certa distância. São gráficos obtidos para um determinado par (c_2, ρ_2) do sedimento.

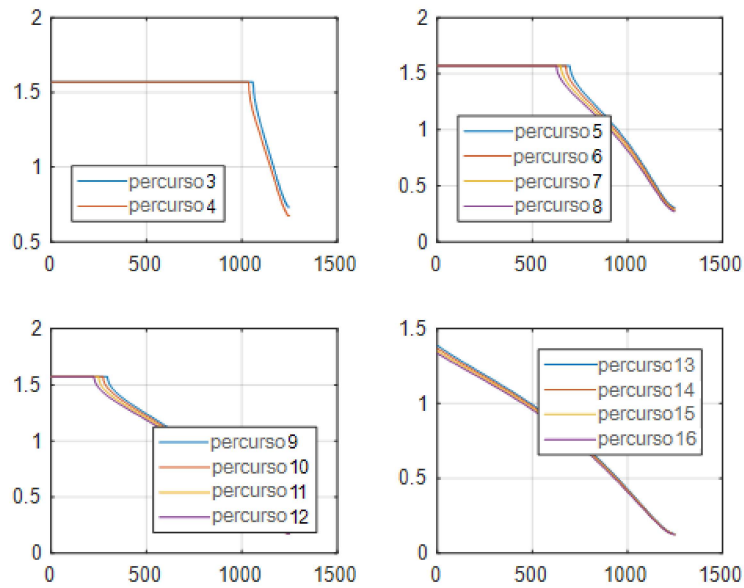


Figura 3.4: eixo horizontal = distância; eixo vertical = ângulo θ_2 no fundo, em radianos

- **Segundo critério** – nas primeiras distâncias o sinal é mais ruidoso como se pode ver na figura 3.5 ; portanto será usado o sinal a partir de uma determinada distância;

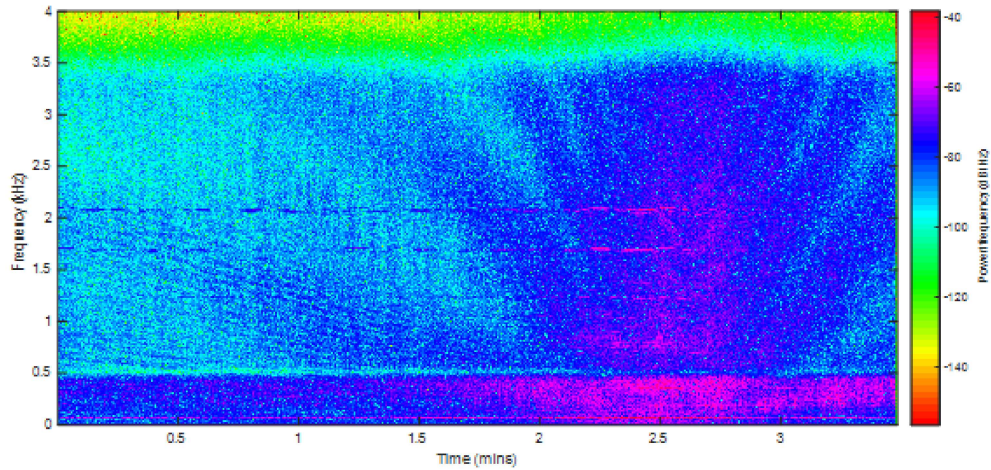


Figura 3.5: Espectrograma de interferências, observe que para distâncias afastadas do PMA existem menos interferências

- **Terceiro critério** – os percursos de 9 a 16 têm mais penetração no fundo, maiores perdas, maior “slant range” e conseqüentemente menor contribuição ao sinal no hidrofone; também as perdas na superfície são maiores porque os ângulos “grazing” são maiores;
- **Quarto critério** – na faixa mais baixa de frequência o sinal é mais ruidoso;
- **Quinto critério** – na faixa mais alta de frequência a perda por espalhamento na superfície é maior (relação entre comprimento de onda e rugosidade na superfície);

O resultado desses critérios é escolher uma faixa de distância entre 100 e 600 m, uma faixa de frequências entre 90 e 300 Hz e modelos de 3 a 16.

3.3.2 Segunda etapa – ajuste fino

A escolha da matriz de dados do mundo real, foi feita de forma que a área de interesse esteja com pouco ruído, afastada do PMA e portanto das estrias características de distância ver figura 3.6.

3.3.3 Terceira etapa – ajuste dos parâmetros geoacústicos

Foram ajustados os valores dos parâmetros geoacústicos de fundo de forma a se obter a melhor correlação entre o modelo e os dados reais.

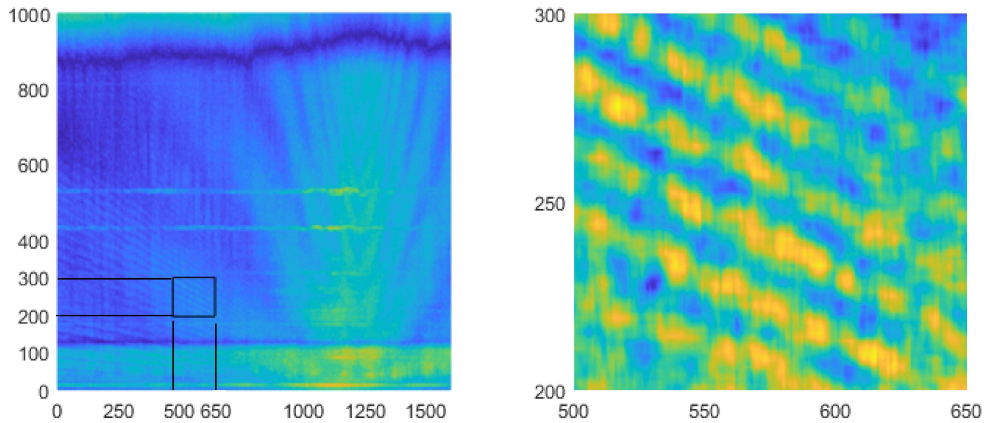


Figura 3.6: Tentativa de escolha da matriz de dados do mundo real

3.4 Diagrama de Blocos do Modelo Implementado

O modelo pode ser representado de forma mais clara. A existência de estrias, como mostrado na figura, indica que as contribuições no receptor são coerentes, isto é, se somam em valor de pressão e fase. Entre a fonte e o receptor são considerados os *eigenrays*, isto é, os raios sonoros que ligam a fonte ao receptor. Seguindo então um determinado percurso, vários eventos podem acontecer: 1. Reflexão na superfície - Mudança de fase de 180° , perdas que dependem do comprimento de onda (frequência) em relação à rugosidade da superfície; fórmula:XXXXXXXXXXXXXXXXX

onde k é o número de onda, h é a onda significativa e θ o ângulo de incidência, onde é levado em conta o número total de reflexões na superfície.

2. Reflexão no fundo - Quando ocorre a reflexão no fundo teremos duas situações a serem consideradas:

a) Reflexão Total - Mudança de fase ϕ : xxxxxxxx O deslocamento lateral não foi considerado por seus valores serem pequenos e não terem valor significativo que influenciasse no experimento.

b) Reflexão parcial com intromissão - perdas dadas pela fórmula XXXXXX

3. Perdas por divergência esférica: $20\log_{10}(SR)$; onde SR = distância percorrida. Não foram consideradas as perdas por absorção por serem muito pequenas (frequências baixas e distâncias pequenas).

Fase do sinal = xxxxxxxx

Esses sinais descritos acima são todos somados no receptor, produzindo o padrão a ser comparado com as medições reais realizadas durante a corrida dos navios na Raia Acústica e esta comparação gera a correlação, em que a de maior valor, retorna os melhores valores de velocidade no sedimento e a densidade do fundo local.

O modelo geral está subdividido em duas partes de forma a facilitar diferentes configurações; a primeira parte corresponde à sub-rotina dadosIniciais.m e a segunda

parte à rotina principal `calcEstriasDiffPercurso.m`.

Modelo `dadosIniciais.m`

Rotina que realiza cálculos e fixa valores iniciais para a simulação.

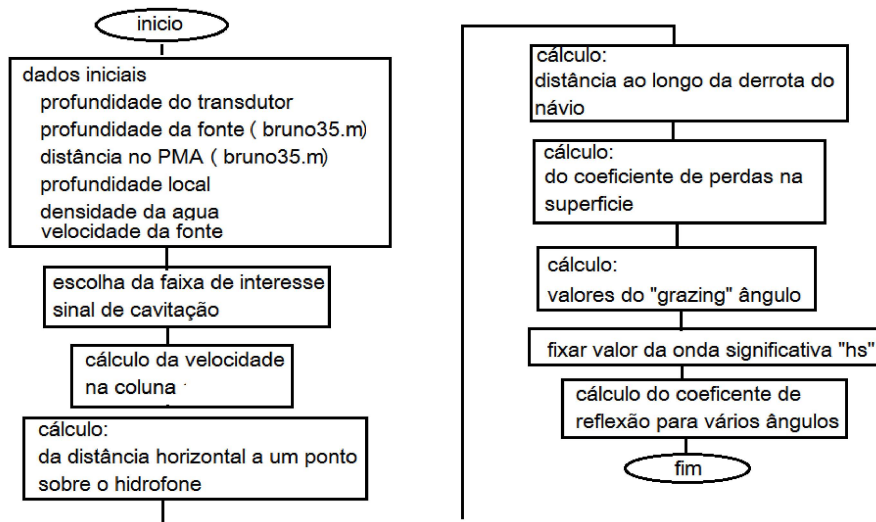


Figura 3.7: Cálculos e fixação de dados iniciais da simulação; cabe destacar que tanto para o valor inicial da profundidade da fonte e a distância no PMA foram utilizados os resultados obtidos dos modelos da dissertação

Modelo `calcEstriasDiffPercurso.m`

Corresponde à rotina principal e calcula as estrias geradas pelos diferentes percursos de propagação (ver início do capítulo 4), em perfil isovelocidade, para comparação com sinais do mundo real.

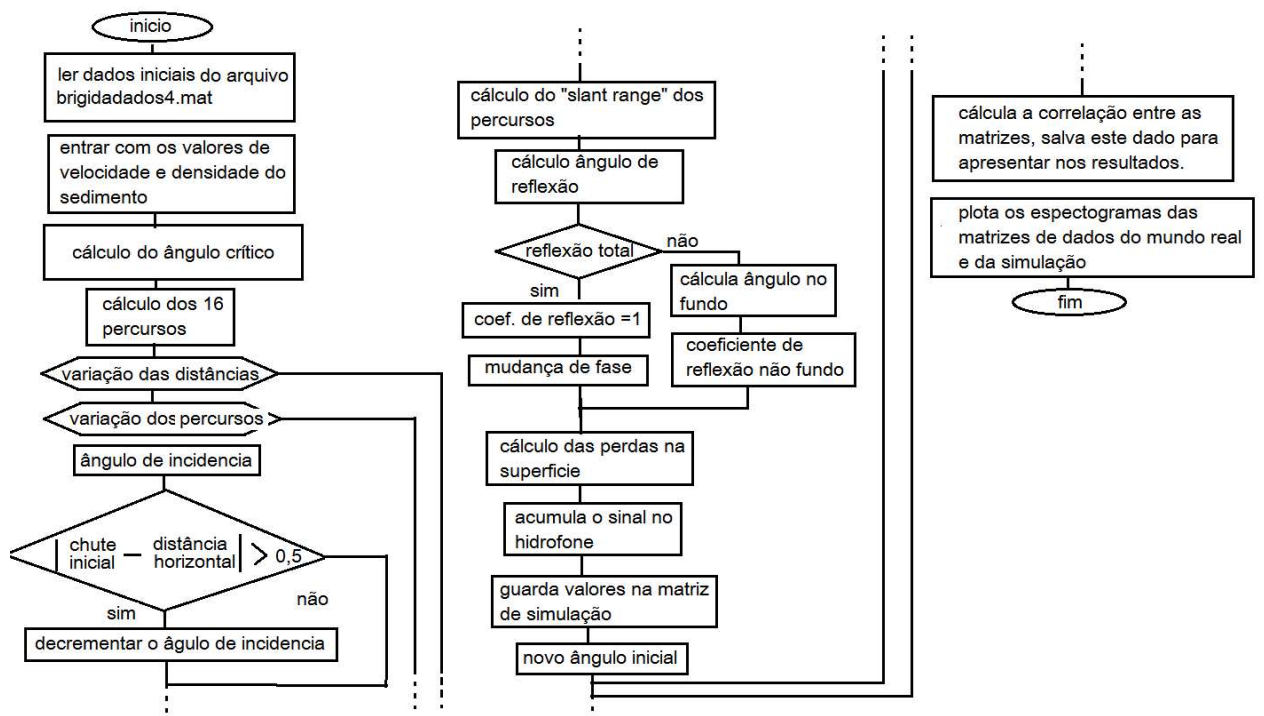


Figura 3.8: Modelo principal, corresponde à simulação e cálculo da matriz de correlação de forma a comparar dados do mundo real com a simulação, para finalmente obter parâmetros do sedimento

Capítulo 4

Resultados e Discussões

A figura 4.1 apresenta na parte esquerda o espectrograma obtido com o modelo computacional e na parte direita o espectrograma do mundo real.

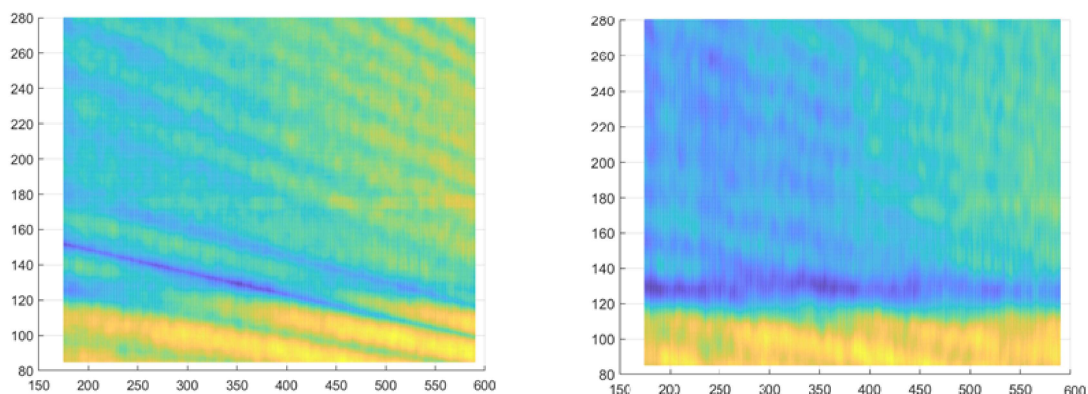


Figura 4.1: Comparação dos Espectrogramas obtidos com o modelo computacional e na corrida15

A melhor configuração no processo de ajuste de parâmetros geoacústicos, formou os seguintes valores, mostrados na tabela 4.1

Tabela 4.1: Valores dos parâmetros - melhor configuração

Nome	valor	Nome	Valor
ordem de freq	79 - 278	Velocidade no fundo(m/s)	1672
faixa de distância (m)	176-593	Densidade no fundo (kg/cm^3)	2,16
distância no PMA (m)	32	Parametro hs (perdas na superficie)	0,56
profundidad (m)	2,75	Coef. de correlação	0,90

Teste do modelo, corrida 7114C03.wav

Da mesma forma da corrida 15, a escolha da matriz de dados do mundo real foi feita para uma área com pouco ruído, afastada do PMA e longe das estrias características de distância ver figura 4.2.

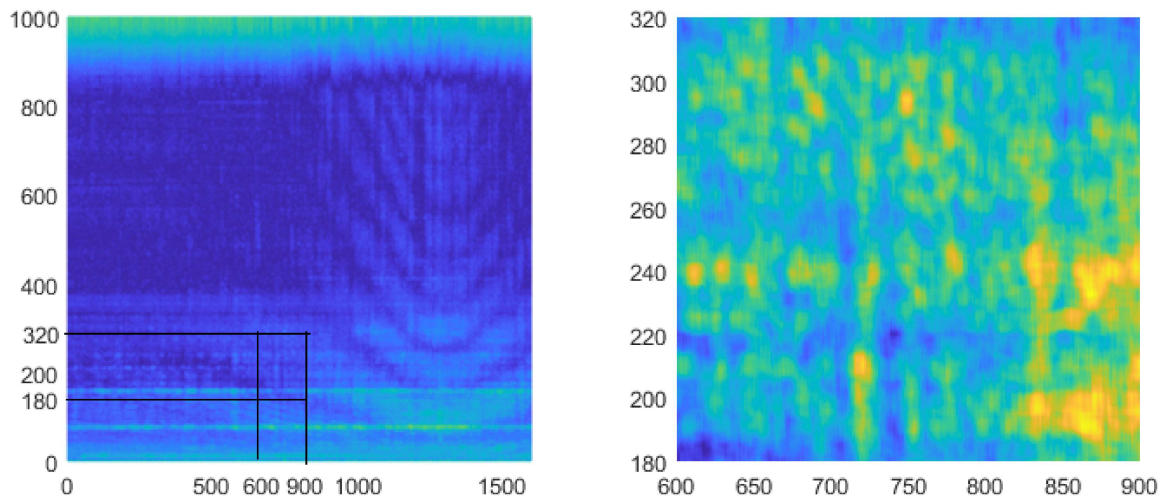


Figura 4.2: Escolha da matriz de dados do mundo real

Escolhida esta área, obtemos a comparação, apresentada na figura 4.3 na parte esquerda o espectrograma obtido com o modelo computacional e na parte direita o espectrograma do mundo real

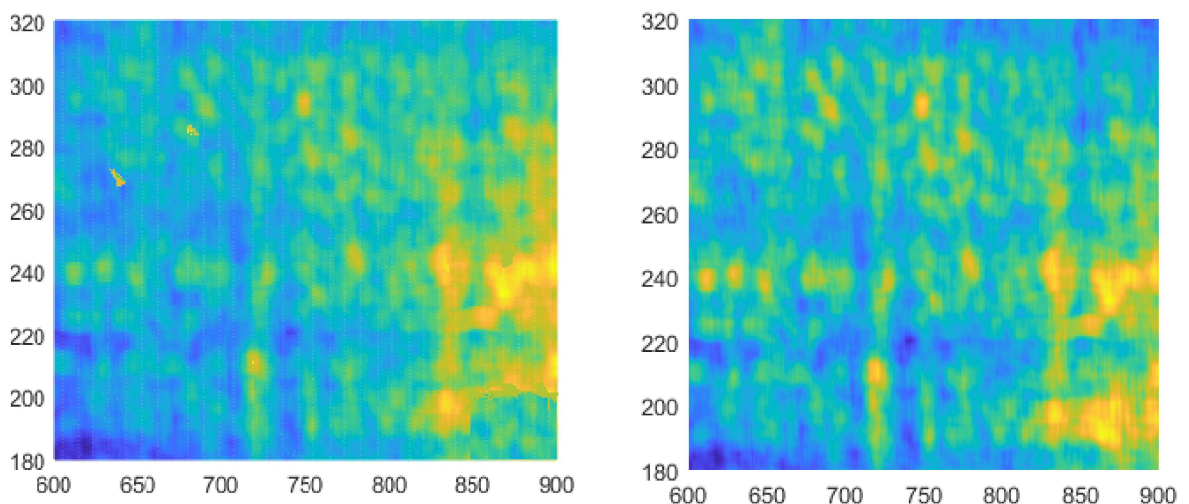


Figura 4.3: Comparação dos Espectrogramas obtidos com o modelo computacional e na campanha de medidas da corrida 7114C03

No processo de ajuste de parâmetros geoacústicos, formou os seguintes valores,

mostrados na tabela 4.2

Tabela 4.2: Valores dos parâmetros - corrida 7114C03

Nome	valor	Nome	Valor
ordem de freq	180 - 320	Velocidade no fundo(m/s)	1671
faixa de distância (m)	600-900	Densidade no fundo (kg/cm^3)	2,14
distância no PMA (m)	32	Parametro hs (perdas na superficie)	0,55
profundidad (m)	2,76	Coef. de correlação	0,40

Capítulo 5

Conclusões

1. Foram atingidos os objetivos, o coeficiente de correlação entre as duas matrizes para a melhor configuração foi de 0,9, e os valores obtidos para velocidade no sedimento e densidade foram, respectivamente: 1672 m/s e $2,16 \text{ kg/cm}^3$.
2. As melhores correlações entre o modelo e os dados reais ocorreram para os percursos com reflexão total no fundo. Isto é possível observar na figura 3.4.
3. A escolha da matriz de dados do mundo real foi feita de forma a usar uma área com pouco ruído, afastada do PMA e longe das estrias características de Lloyd Mirror (ver figuras 3.6 e 4.2).
4. Mesmo a correlação sendo 0,4 para a corrida 7114C03, os valores da distância no PMA, profundidade, velocidade no fundo, densidade do fundo, apresentados na tabela 4.2, são muito próximos desses mesmo parâmetros obtidos na corrida15, com coeficiente de correlação 0,9, mostrados na tabela 3.1.
5. O tempo de execução do programa é de aproximadamente 3,45 minutos, em um computador sem recursos aprimorados (intel i5, 8 Gb de memória ram).

Trabalhos futuros

Como trabalhos futuros, dando continuidade a esta dissertação seria interessante testar o modelo com dados de outras corridas, em especial aqueles que tenham caracterizado o fundo marinho da Raia Acústica de Arraial com outros métodos.

Tentar obter novas corridas em que seja realizada a medição do perfil da velocidade do som, para aquela corrida específica, de modo a verificar a influência do perfil de velocidade do som na coluna d'água, no aumento ou não da correlação, bem como a acurácia dos valores geoacústicos obtidos.

Referências Bibliográficas

- [1] ROSSING, T. “Springer Handbook of Acoustics”. p. 1286, , Springer Handbooks, 04 2014. ISBN: 978-1-4939-0755-7. doi: 10.1007/978-1-4939-0755-7_1.
- [2] JENSEN, F., KUPERMAN, W., PORTER, M. *Computational Ocean Acoustics. Modern Acoustics and Signal Processing.* , Springer-Verlag, 2011.
- [3] ROSSING, T. “Underwater Acoustic Signal Processing”. p. 834, , Springer Handbooks, 02 2019. ISBN: 978-3-319-92983-5. doi: 10.1007/978-3-319-92983-5.
- [4] KUPERMAN, W. A., ROUX, P. “Underwater Acoustics”, *Springer Handbook of Acoustics, ISBN 978-0-387-30446-5. Springer-Verlag New York, 2007*, v. -1, n. 1, pp. 149, 2007.
- [5] JENSEN, F., KUPERMAN, W. “Optimum frequency of propagation in shallow water environments”, *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 73, pp. 813–819, 1983.
- [6] DUSHAW, B. D., WORCESTER, P. F., CORNUELLE, B. D., et al. “On equations for the speed of sound in seawater”, *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 93, n. 1, pp. 255–275, 1993.
- [7] WORCESTER, P. F., CORNUELLE, B. D., HILDEBRAND, J. A., et al. “A comparison of measured and predicted broadband acoustic arrival patterns in travel time-depth coordinates at 1000-km range”, *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 95, n. 6, pp. 3118–3128, 1994.
- [8] DE ANDRADE, D. F. G. *Determinação De Parâmetros de alvos Submarinos a Partir de Interferencias devidas ao Efeito Lloyd-Mirror.* Dissertação de mestrado, Programa de Engenharia Oceânica, COPPE/UFRJ, Rio de Janeiro,RJ, Brasil, 2020.
- [9] DIASCHOK, O., ET AL. “Full Field Inversion Methods in Ocean and Seismo-Acoustics”. p. 358, 03 1995. ISBN: 978-0471847892. doi: ~.

- [10] HOVEM, J. “Ray Trace Modeling of Underwater Sound Propagation”. p. 26, , , 08 2013. ISBN: ISBN 978-953-51-1189-4,. doi: 10.5772/55935.
- [11] JACKSON, D., RICHARDSON, M. “High-Frequency Seafloor Acoustics”. p. 616, , , 03 2016. ISBN: 978-0-387-36945-7. doi: 10.1007/978-0-387-36945-7.
- [12] PEKERIS, C. L. “Theory of propagation of explosive sound in shallow water”, *Geological Society of America*, v. 27, n. , pp. , 1948. doi: ~.
- [13] KATSNELSON, B., PETNIKOV, V., LYNCH, J. “Fundamentals of Shallow Water Acoustics. The Underwater Acoustics Series, Springer”. p. 540, 03 2012. ISBN: 978-1-4419-9777-7. doi: 10.1007/978-1-4419-9777-7.
- [14] LLOYD, H. “On a New Case of Interference of the Rays of Light”, *Transactions of the Royal Irish Academy*, v. XVII, n. 1, pp. 171, 1837.
- [15] SABLON, R., LAFET, Y., LIN, D., et al. “Challenges and benefits of variable-depth streamer: from acquisition to interpretation.” pp. 1–4, 09 2012. doi: 10.1190/IST092012-001.18.
- [16] URICK, R. *Sound Propagation in the Sea*. Washington, DC, Defense Advanced Research Projects Agency, 1979.
- [17] THORP, W. “Analytic description of the low-frequency attenuation coefficient.” *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 42, pp. 270, 1967.
- [18] F.H. FISHER, V. S. “Sound absorption in sea water.” *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 62, pp. 558–564, 1977.
- [19] LABIANCA, F. M. “Normal modes, virtual modes, and alternative representations in the theory of surface-duct sound propagation”, *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 53, n. 4, pp. 1137–1147, 1973. doi: 10.1121/1.1913436.
- [20] TINDLE, C., STAMP, A., GUTHRIE, K. “Virtual modes and the surface boundary condition in underwater acoustics”, *Journal of Sound and Vibration*, v. 49, n. 2, pp. 231 – 240, 1976.
- [21] WILLIAMS, A. O. “Some Effects of Velocity Structure on Low-Frequency Propagation in Shallow Water”, *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 32, n. 3, pp. 363–371, 1960. doi: 10.1121/1.1908065.