

# Localização passiva da fonte sonora submarina em águas rasas utilizando dados reais coletados na costa brasileira

J. R. Motta da Silva<sup>1</sup>, Mariane R. Petraglia<sup>2</sup> & Carlos E. Parente<sup>3</sup>

<sup>1</sup>PEE/COPPE, Universidade Federal do Rio de Janeiro, RJ - motta@pads.ufrj.br

<sup>2</sup>PEE/COPPE, Universidade Federal do Rio de Janeiro - mariane@pads.ufrj.br

<sup>3</sup>PENO/COPPE, Universidade Federal do Rio de Janeiro - parente@peno.coppe.ufrj.br

**RESUMO:** Padrões de interferências, ou estrias, são vistos freqüentemente em espectrogramas de sinais acústicos submarinos de banda larga. Para uma fonte localizada à grande distância, cuja descrição da propagação da onda por modos normais seja válida, surgem as estrias a partir das interferências mútuas construtivas ou destrutivas. A onda interage inúmeras vezes com as fronteiras do guia de onda, resultando em uma complicada estrutura de múltiplos caminhos. Neste artigo são apresentados: a teoria da propagação por modos em águas rasas à longa distância, sem perdas (caso ideal) e com perdas (caso real) no fundo, e com a representação da pressão sonora para sinais gerados por uma única freqüência e para várias; a teoria dos parâmetros invariantes em um guia de ondas em águas rasas; e, finalizando, os resultados para estimação da distância a partir de um sinal gravado no mar.

**PALAVRAS-CHAVE:** Águas Rasas, Teoria dos Modos Normais, Análise Espectral, Parâmetros Invariantes.

## 1. TEORIA DE MODOS NORMAIS

A teoria de modos normais é válida para propagação de sinais sonoros submarinos com a fonte localizada a grandes distâncias (dezenas a milhares de quilômetros) e para freqüências moderadas ou baixas.

No trabalho feito por Veiga [10] para a Estação Acústica da Marinha, encontra-se uma descrição prática da propagação em águas rasas, obtendo-se os espectros acústicos gerados pelo movimento da fonte em linha reta. O modelo obtido reforça a teoria dos modos normais, quando mostra que as ondas sonoras diretas e refletidas pelas fronteiras, fundo e superfície, interferem entre si.

No registro obtido, certas freqüências foram reforçadas, enquanto que outras foram diminuídas ou canceladas. O padrão evolui com a mudança da geometria (distância). Os parâmetros que influenciam essa evolução são a profundidade, a distância e as características do fundo (parâmetros geoacústicos) e do meio (perfil de velocidade de propagação). Os fenômenos físicos envolvidos são a refração, a reflexão na superfície e no fundo, a atenuação e as interações com o fundo e sua natureza.

Algumas propriedades da teoria dos modos normais são:

- as condições de fronteiras reais acarretam dificuldades de cálculo;
- a função da fonte é facilmente inserida;
- requer um programa computacional, exceto em casos limites quando existe uma resposta analítica;
- apresenta dificuldades computacionais em todos os casos, exceto em condições de fronteiras muito simples.

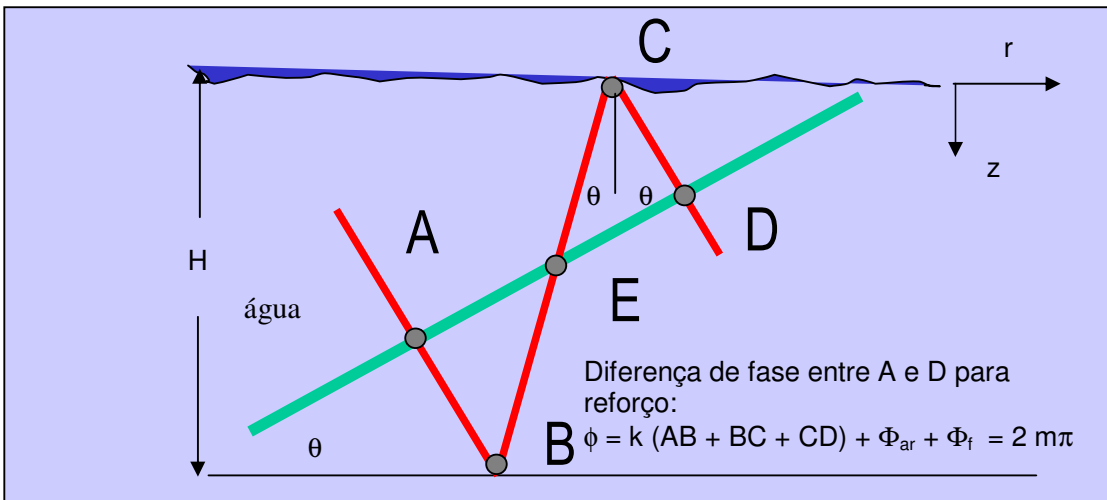
A teoria é válida para todas as frequências da fonte, porém, é principalmente útil para baixas frequências (poucos modos).

A teoria dos modos normais será descrita nas Seções 2 a 5.

## 2. SOLUÇÃO GEOMÉTRICA DA PROPAGAÇÃO EM ÁGUAS RASAS

Analisando geometricamente a Figura 1, pode-se calcular a diferença de fase para uma onda se deslocando entre A e D, como sendo a soma da fase espacial mais as fases decorrentes da reflexão na superfície e no fundo, ou seja,  $\phi = k(AB + BC + CD) + \Phi_{ar} + \Phi_f$ . Considera-se que a onda interfere com ela mesma em D.

Divide-se o deslocamento em segmentos de reta AB, BC e CD, que corresponde ao percurso do alvo se propagando. Para que a onda sobreviva é preciso então que  $\phi$  seja igual a  $2m\pi$ , onde m são valores discretos iguais a 1, 2, 3, ...



**Figura 1: Geometria da propagação em águas rasas com reflexão total na superfície e fundo rígido.**

Matematicamente, tem-se a seguinte expressão para a diferença de fase entre A e D para reforço da onda sonora, conforme está na ref. [11]:

$$\phi_{AD} = k(AB + BC + CD) + \Phi_{ar} + \Phi_f \quad (1)$$

onde  $\Phi_{ar}$  é a mudança de fase na superfície igual a  $\pi$ ,  $\Phi_f$  é a mudança de fase no fundo e é igual a  $\Phi$ , k é o número de onda, e AB, BC e CD são as distâncias entre aos pontos A, B, C e D mostradas na Figura 1.

Os cálculos, considerando  $\overline{AD} \perp \overline{AB}$ , são relativamente simples:

$$\frac{H}{BC} = 2H \cos \theta$$

e então

$$\phi_{AD} = 2H \cos \theta + \pi + \Phi.$$

Substituindo  $k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi f}{c}$ , a expressão final de  $\phi_{AD}$  será:

$$\phi_{AD} = \frac{2\pi f}{c} 2H \cos \theta + \pi + \Phi \quad (2)$$

e quando  $\phi_{AD}$  for igual a  $2m\pi$ , virá:

$$\phi_{AD} = \frac{2\pi f}{c} 2 \cos \theta + \pi + 2 \operatorname{tg}^{-1} \left[ -\frac{b_2 \rho_1 c_1}{\rho_2 c_2 \cos \theta_1} + m\pi \right] = 2m\pi \quad (3)$$

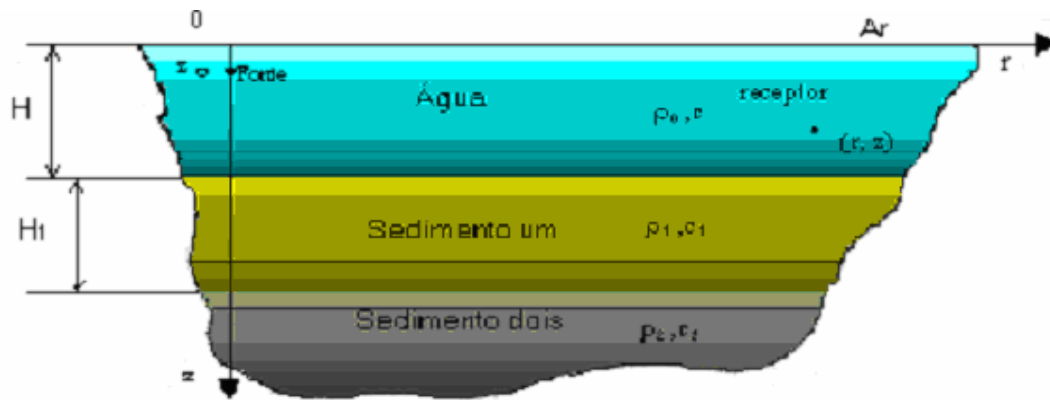
que define a dependência entre  $f$  e  $\theta$ . Da Equação (3) é fácil explicitar  $f$  em função de  $\theta$ , mas o inverso depende da resolução de uma equação transcendente em  $\cos \theta$ .

Notando por componente vertical do número de onda  $\gamma = \frac{2\pi f}{c} \cos \theta$ , a equação se reduz a:

$$\phi_{AD} = \gamma H + \tan^{-1} \left[ -\frac{b_1 \rho_1 c_1}{\rho_2 c_2 \cos \theta_1} + m\pi \right] = \left( m - \frac{1}{2} \right) \pi \quad (4)$$

### 3. SOLUÇÃO ANALÍTICA DA PROPAGAÇÃO EM ÁGUAS RASAS

As expressões para os modos normais da pressão sonora em um guia de onda, encontradas nas ref. [2], [3] e [5], são necessárias para um melhor entendimento do estudo em questão. A geometria geoacústica considerada pode ser vista na Figura 2.



**Figura 2: Geometria geoacústica para o guia de onda em águas rasas.**

Em um guia de ondas em camadas,  $c$  é função de  $z$ . Para fontes sobre o eixo  $z$ , o campo é simétrico em torno do eixo  $z$  e a equação da onda cilíndrica é a mais indicada, sendo expressa por:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial r^2} + \frac{\partial p}{r \partial r} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad (5)$$

Para resolver a equação da onda por separação de variáveis, é necessário inicialmente supor que os movimentos ao longo das três coordenadas ortogonais são independentes entre

si. Assim, usando esta propriedade e supondo que a pressão  $p$  pode ser escrita como um produto de funções das variáveis, tem-se:

$$p = AU(r)Z(z)T(t)$$

onde  $A$  é uma constante,  $U(r)$ ,  $Z(z)$  e  $T(t)$  são funções de  $r$ ,  $z$  e  $t$ , respectivamente. Substituindo na equação da onda em coordenadas cilíndricas, tem-se:

$$U(r)'' Z(z)T(t) + U(r)' Z(z)T(t) + U(r)Z(z)'' T(t) = \frac{1}{c^2} U(r)Z(z)T(t)'' \quad (6)$$

onde  $U(r)'' = \partial^2 U(r) / \partial r^2$   
e assim por diante.

Para a seguinte solução da equação da onda sonora, conforme pode ser vista na ref [2]:

$$\frac{U''(r) + (1/r)U'(r)}{U(r)} + \frac{Z''(z)}{Z(z)} = \frac{T''(t)}{T(t)},$$

obtêm-se as constantes para as demais variáveis,  $-\gamma^2$  e  $-\kappa^2$ , denominadas componentes vertical e horizontal do número de onda, respectivamente. Assim, tem-se:

$$\frac{U''(r) + (1/r)U'(r)}{U(r)} = -\kappa^2 \quad (7)$$

e

$$\frac{Z''(z)}{Z(z)} = -\gamma^2 \quad (8)$$

A fim de estabelecer um critério para a região à longa distância em um guia de onda, Clay e Medwin [2] sugerem considerar o caminho do raio sonoro que sai da fonte em um ângulo crítico  $\theta_c$ , reflete no fundo, reflete na superfície e ultrapassa a profundidade da fonte. A distância horizontal entre os cruzamentos ascendentes na profundidade da fonte é  $2H \operatorname{Htg} \theta_c$ , onde  $H$  é a espessura do guia de onda. A distâncias maiores, mais caminhos de raios podem ter reflexões totais. Como um critério arbitrário, usa-se  $10H \operatorname{Htg} \theta_c$  como a distância de transição para região à longa distância.

#### 4. GUIA DE ONDA IDEAL

Como foi visto na Figura 2, o guia de onda é composto de uma camada de água sobre uma de sedimento. Quando a superfície é perfeitamente livre e o fundo perfeitamente rígido tem-se um guia de onda ideal (Guia de onda de Pekeris, conforme [7], [9] e [11]), porque as fronteiras são perfeitamente refletoras para todos os ângulos de incidência. Usa-se este raciocínio porque é analiticamente simples e facilita a apresentação do método básico.

$$\gamma_m H = \left( m - \frac{1}{2} \right) \pi, \quad m = 1, 2, \dots \quad (9)$$

A Equação (9) é a equação característica para o guia de onda ideal.

As condições são satisfeitas para um conjunto discreto de valores de  $\gamma$ . Esses valores são denominados autovalores.

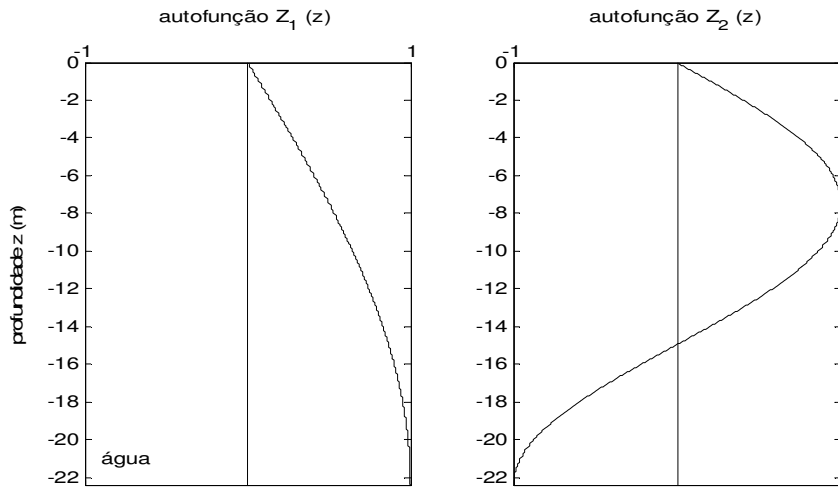
Para um guia de onda ideal, tem-se;

$$\text{Autovalor: } \gamma_m = \frac{\left(m - \frac{1}{2}\right)\pi}{H} \quad (10)$$

$$\text{Autofunção } Z(m) = \text{sen}\gamma_m z \quad (11)$$

onde o subscrito refere-se às soluções discretas. As soluções são chamadas modos porque são maneiras naturais nos quais o sistema vibra.

A Figura 3 apresenta  $Z_m(z)$  para os dois primeiros modos.



**Figura 3: As duas primeiras autofunções para o guia de onda de Pekeris.**

Finalmente, chega-se à expressão final da solução da equação sonora com as condições de fronteiras ideais, generalizando para  $m$  modos discretos e substituindo no produto de  $A_m$ ,  $Z_m(z)$ ,  $U_m(r)$ ,  $T(t)$ :

$$p = \rho_1 \exp\left[j\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right)\right] r^{-1/2} \sum_m q_m Z_m(z_0) Z_m(z) \exp(-j\kappa_m r) \quad (12)$$

onde

$$q_m = \frac{2\pi(\rho_1 c_1 \Pi)^{1/2}}{[v_m \sqrt{\kappa_m}]} \quad (13)$$

e  $Z_m(z_0)$   $Z_m(z)$  são os valores obtidos da autofunção na profundidade da fonte e do receptor, respectivamente.

A potência da fonte é representada por  $\Pi$  e  $q_m$  é denominada a excitação da fonte para o  $m$ -ésimo modo.

A expressão da pressão sonora (12), no caso de modos normais, é especialmente conveniente para calcular o campo sonoro como uma função da profundidade e da distância.

Em unidades dimensionais,  $q_m$  é expressa em  $m^{5/2}/s^2$ ,  $\rho q_m r^{-1/2}$  em  $(kg\ m\ s^{-2})m^{-2}$  e pressão em Pascal.

## 5. GUIA DE ONDA REAL

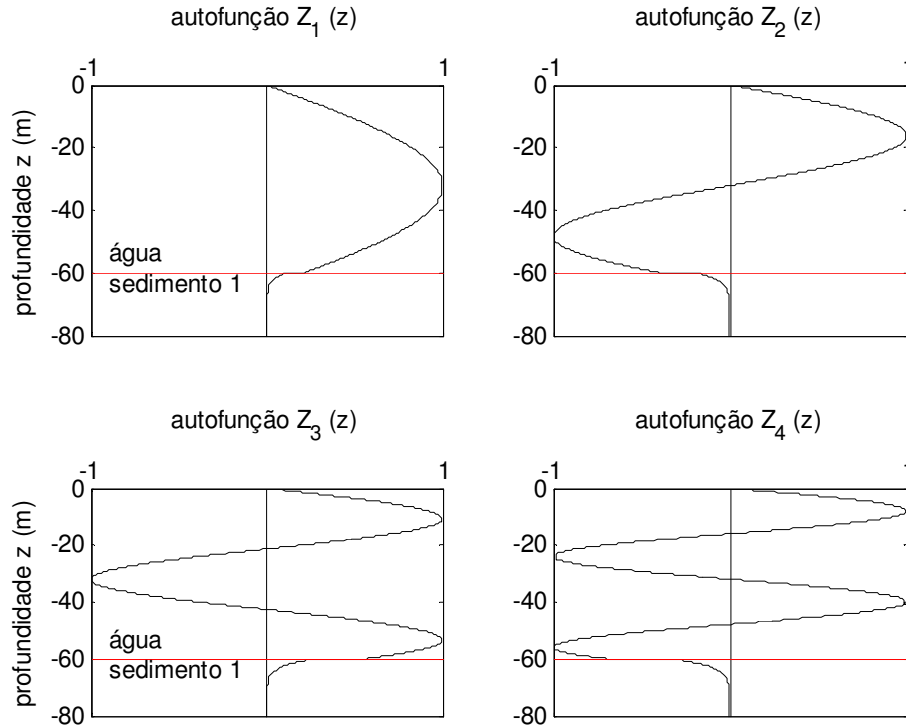
O modelo de guia de onda considerado nesta seção possui características bem próximas da realidade [2]. O mais importante requisito é que o guia possua estratificação horizontal ou interfaces paralelas entre as camadas. Isto é uma realidade, porque em muitas áreas do oceano, existem estratificações horizontais quase de centenas de quilômetros. Indo de um guia de onda ideal para um real, as maiores diferenças estão:

- no fato de existir muitas camadas;
- em deixar que mudanças aconteçam em  $c$  e  $\rho$ , tornando-os finitos na interface;
- em permitir perdas de absorção.

O método básico demonstrado para uma camada na água ideal pode ser estendido para qualquer número de camadas. Isto é complicado, pois cada camada contribui com um novo conjunto de constantes a serem ajustados nas fronteiras. Equivalentemente, usa-se o método da equação característica de Tolstoy [9] para calcular as constantes, porque reduz o problema geral utilizando a simplicidade de uma camada de água ideal.

Partindo da premissa que o guia de onda possua uma espessura  $H$ , então, dentro de  $H$ ,  $c$  é constante. Isto é geral, pois  $\mathfrak{R}_{ar}$  e  $\mathfrak{R}_f$  incluem as reflexões dentro das camadas acima e abaixo da seção.

A Figura 4 apresenta  $Z_m(z)$  para os quatro primeiros modos.



**Figura 4: As quatro primeiras autofunções para um guia de onda real.**

A última incógnita a ser incluída na expressão da pressão sonora é a atenuação.

Como o som trafega no guia refletindo-se muitas vezes nas fronteiras superior e inferior e sendo estas reflexões raramente perfeitas, existirá uma pequena perda em cada reflexão. Somada a esta parcela, tem-se também perda pela absorção do meio. O coeficiente de atenuação é designado por  $\delta_m$ .

Uma estimativa teórica de  $\delta_m$  requer um grande conhecimento do meio. Normalmente,  $\delta_m$  é determinado através de dados experimentais.

Finalmente, tem-se a equação sonora com as condições de fronteiras reais:

$$p = \rho_1 \exp \left[ j \left( \omega t + \frac{\pi}{4} \right) \right] r^{-1/2} \sum_m q_m Z_m(z_0) Z_m(z) \exp(-\delta_m r - j\kappa_m r) \quad (14)$$

De acordo com os estudos teóricos e práticos efetuados por Clay e Medwin [2], pode-se incluir o comprimento de onda interferente da flutuação na equação. Este resultado aparece ao calcular o valor médio quadrático da pressão sonora, visto a seguir:

$$\langle p \bar{p} \rangle = \frac{\rho_1^2}{r} \left\{ \sum_m \sum_{n \neq m} q_m q_n Z_m(z_0) Z_m(z) Z_n(z_0) Z_n(z) \exp[j(\kappa_n - \kappa_m)r] \exp[j(\delta_n - \delta_m)r] \right\} \quad (15)$$

O somatório em m da Equação (15) representa a atenuação do sinal como uma função da distância. O somatório em n, para  $n \neq m$ , são os termos interferentes. A frequência espacial da interferência é  $\kappa_n - \kappa_m$ . O comprimento de onda interferente  $\Lambda_{nm}$  é dado pela seguinte expressão:

$$\Lambda_{nm} = \left| \frac{2\pi}{\kappa_n - \kappa_m} \right| \quad (16)$$

## 6. PROGRAMAS DESENVOLVIDOS PARA CÁLCULO DOS MODOS

Foram calculados o número de modos, as componentes horizontal e vertical do comprimento de onda e o ângulo de incidência, para duas condições distintas.

Na primeira simulação, com a frequência igual a 147,5 Hz e profundidade de 22,4 m [2], tem-se os seguintes resultados, apresentados na Tabela 1.

**Tabela 1: Valores encontrados na primeira simulação para cálculo dos parâmetros básicos de modos.**

| Modos (m)          | 1       | 2       |
|--------------------|---------|---------|
| Theta ( $\theta$ ) | 79.8102 | 68.459  |
| Gama ( $\gamma$ )  | 0.10872 | 0.22564 |
| kappa ( $\kappa$ ) | 0.60488 | 0.57165 |

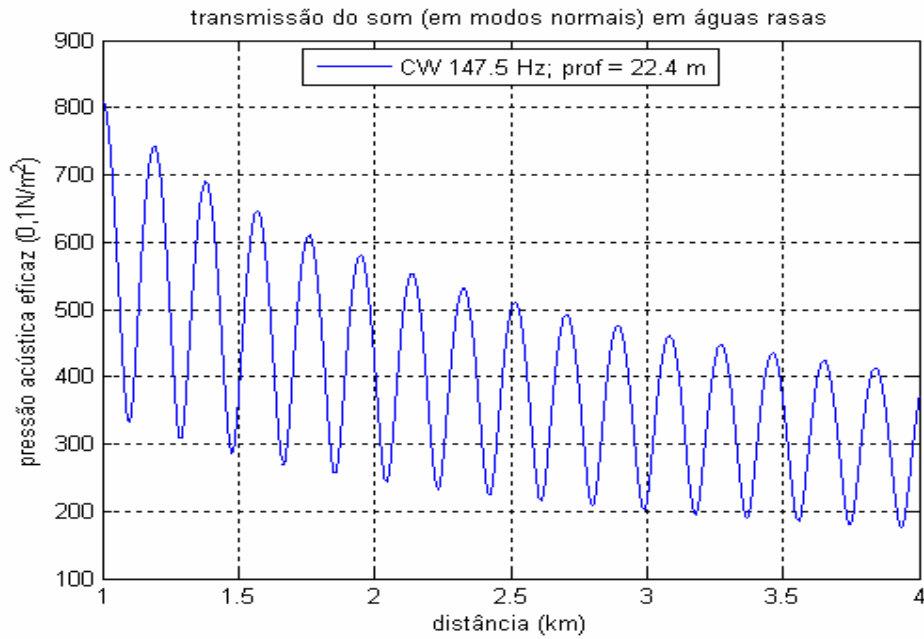
Na segunda simulação, com a frequência igual a 250 Hz (frequência ótima de propagação) e profundidade de 60 m (costa brasileira), obtém-se os resultados constantes da Tabela 2.

**Tabela 2: Valores encontrados na primeira simulação para cálculo dos parâmetros básicos de modos.**

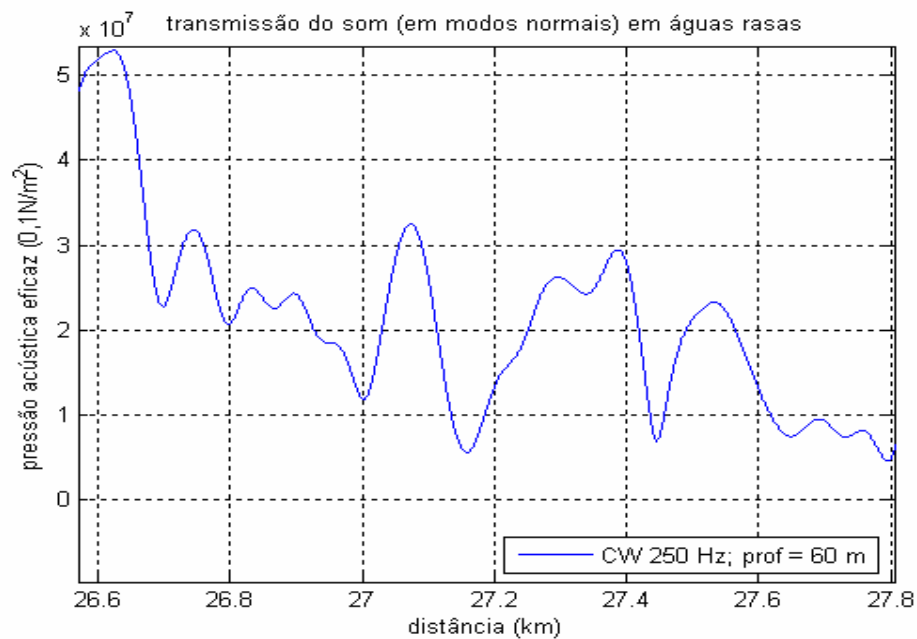
| Modos (m)          | 1           | 2           | 3          | 4          | 5          | 6          | 7          | 8          | 9          |
|--------------------|-------------|-------------|------------|------------|------------|------------|------------|------------|------------|
| Theta ( $\theta$ ) | 87.3<br>10  | 84.6<br>00  | 81.8<br>67 | 79.0<br>99 | 76.2<br>86 | 73.4<br>27 | 70.<br>516 | 67.5<br>54 | 64.5<br>46 |
| Gama ( $\gamma$ )  | 0.04<br>888 | 0.09<br>802 | 0.14<br>73 | 0.19<br>69 | 0.24<br>69 | 0.29<br>71 | 0.3<br>474 | 0.39<br>7  | 0.44<br>76 |
| kappa ( $\kappa$ ) | 1.04<br>05  | 1.03<br>7   | 1.03<br>12 | 1.02<br>28 | 1.01<br>19 | 0.99<br>87 | 0.9<br>82  | 0.96<br>27 | 0.94<br>05 |

Em seguida, foi calculada a pressão sonora gerada pelo método dos modos, supondo o alvo se aproximando do receptor, com deslocamento paralelo e, sendo detectado a partir de 4.000 m e o acompanhamento terminando em 1.000 m, no primeiro caso, e 60.000 m e 20.000 m, no segundo caso. O gráfico da pressão sonora para o primeiro caso é apresentada na Figura 5. Parte do gráfico da pressão sonora para o segundo caso é apresentada na Figura 6.





**Figura 5: Pressão sonora em um guia de onda em águas rasas para a frequência de 147,5 Hz e profundidade no local igual a 22,4 m.**



**Figura 6: Pressão sonora em um guia de onda em águas rasas para a frequência de 250 Hz e profundidade no local igual a 200 m.**

No primeiro caso, a maioria da pressão sonora está presente nos dois primeiros modos e existe somente um termo interferente. Assim, é fácil interpretar os dados. Quando estão

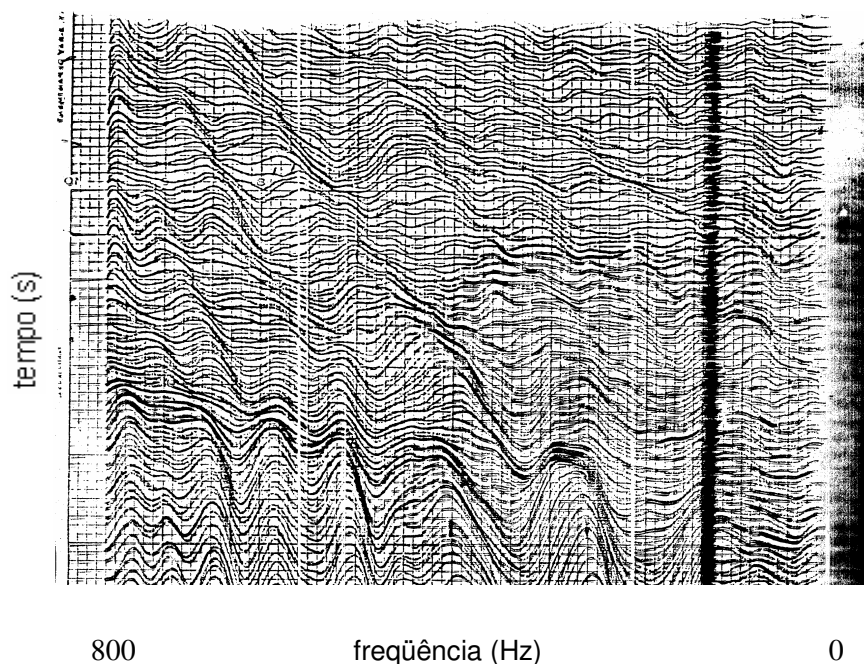
presentes muitos modos, como é o segundo experimento, a pressão sonora apresenta uma aparência complicada e é difícil determinar  $\Lambda_{nm}$  ou  $\kappa_n - \kappa_m$ , por inspeção.

## 7. SINAL DE BANDA LARGA SE PROPAGANDO POR MODOS

Padrões de interferências, ou estrias, são vistas freqüentemente em espectrogramas [12] acústicos submarinos de fontes de banda larga com níveis contínuos espectrais da fonte. Para uma fonte à longa distância, cuja descrição da onda por modos normais seja válida, surgem as raias a partir das interferências mútuas construtivas ou destrutivas entre modos. A onda interage inúmeras vezes com as fronteiras do guia de onda, resultando em uma complicada estrutura de múltiplos caminhos.

A Equação (16) corresponde ao período de interferência dos modos em correspondência a  $\kappa_m$ .

No início da década de 80, na Estação de Acústica Submarina da Marinha, em Arraial do Cabo, foi feito um primeiro registro de propagação por modos em águas rasas por Parente em 1982; sendo o resultado da análise [13] é apresentada na Figura 7.



**Figura 7: Evolução de espectros com avanço de 1dB em relação ao tempo.**

Na Figura 7, Trata-se de sinal de banda larga de cavitação de navio propagando-se por modos na região da raia acústica de Arraial do Cabo, em profundidades de 50 metros; observam-se as estrias produzidas pelo padrão de interferências. Este evento acabou estimulando a realização de um trabalho científico por Vianna e Soares-Filho [11]. Nas ultimas décadas muito foi publicado sobre o assunto, como os trabalhos sobre localização por meio da teoria de parâmetros invariantes em guias de ondas, apresentadas em [1], [4], [8] e [13]. A técnica apresentada em [13] será utilizada na Seção 9.

## 8. TEORIA DE PARÂMETROS INVARIANTES EM UM GUIA DE ONDAS EM ÁGUAS RASAS

A apresentação da teoria segue a desenvolvida por Brekhovskikh [1] e Yang [13] e uma parte da descrita nas seções 2 - 5.

Inicialmente, visando simplificar a análise em estudo, será relembrada a equação sonora, conforme transcrita na Equação (14). Expandindo a parcela exponencial fora do somatório e agrupando os termos independentes e os dependentes de  $z$  no interior do somatório, ter-se á:

$$p = \exp(j\omega t) r^{-1/2} \sum_{m=1}^2 p_o q_m Z_m(z_0) Z_m(z) \exp\left(\frac{j\pi}{4}\right) \exp(\delta_m r - j\kappa_m r). \quad (17)$$

Pode-se mostrar que em uma transmissão em dois modos os valores absolutos de  $P_1$  e  $P_2$  são bastante próximos, conforme a ref.[2] e, pode-se adotar:

$$P_1(\omega) \cong -P_2(\omega).$$

A pressão sonora para dois modos pode então ser escrita como:

$$p = P_1(\omega) r^{-1/2} \exp(j\omega t) [\exp(-\delta_1 r - j\kappa_1 r) - \exp(-\delta_2 r - j\kappa_2 r)].$$

Por extensão, pode-se definir a pressão sonora recebido por um receptor na distância ( $r$ ) e profundidade ( $z$ ) em termos de modos, da seguinte forma:

$$p_m \equiv P_m(\omega) r^{-1/2} \exp[j(\omega t - \kappa_m r) - \delta_m r].$$

A intensidade acústica é dada por:

$$I(\omega) = |p(\omega)|^2 \equiv \sum_m |A_m|^2 + \sum_{\substack{n \\ m \neq n}} \bar{P}_m A_n \exp(j(\kappa_m - \kappa_n)r). \quad (18)$$

Sabe-se que o máximo de intensidade depende da combinação construtiva dos modos, ignorando a pequena dependência de ( $P_m$ ) com a frequência e com a distância, o diferencial da intensidade vale:

$$\partial I \cong j \sum_{\substack{n \\ m \neq n}} \bar{P}_m P_n \exp(j(\kappa_m - \kappa_n)r) \partial(\kappa_m - \kappa_n)r = 0. \quad (19)$$

A condição de fase estacionária que permite a intensidade se manter no valor máximo ao longo de uma estria é dada por:

$$\partial(\kappa_m - \kappa_n)r = \left( \frac{d\kappa_m}{d\omega} - \frac{d\kappa_n}{d\omega} \right) r d\omega + (\kappa_m - \kappa_n) dr = 0 \quad (20)$$

Obtém-se então:

$$\frac{d\omega/\omega}{dr/r} = \frac{-(\kappa_m - \kappa_n)}{\omega} \bigg/ \left( \frac{d\kappa_m}{d\omega} - \frac{d\kappa_n}{d\omega} \right) = - \left( \frac{1}{v_m} - \frac{1}{v_n} \right) \bigg/ \left( \frac{1}{u_m} - \frac{1}{u_n} \right) \equiv \beta_{mn} \quad (21)$$

em que  $v_m = \omega/\kappa_m$  é a velocidade de fase e  $u_m = d\omega/d\kappa_m$  é a velocidade de grupo do modo m.

Para um guia de ondas com perfil de velocidade constante sobre um fundo rígido (guia de ondas de Pekeris),  $\beta_{mn}$  é o mesmo para todos os modos.

Para um guia com índice de refração dado por  $n^2(z) = c_0^2/c^2(z)$  aumentando linearmente com a profundidade:

$$\beta_{mn} = \beta = -3.$$

Para esses guias de onda  $\beta$  é chamado de invariante pois o lado esquerdo da expressão  $\frac{\Delta\omega/\omega}{\Delta r/r}$  é a mesma para todas as frequências e profundidades da fonte e do receptor.

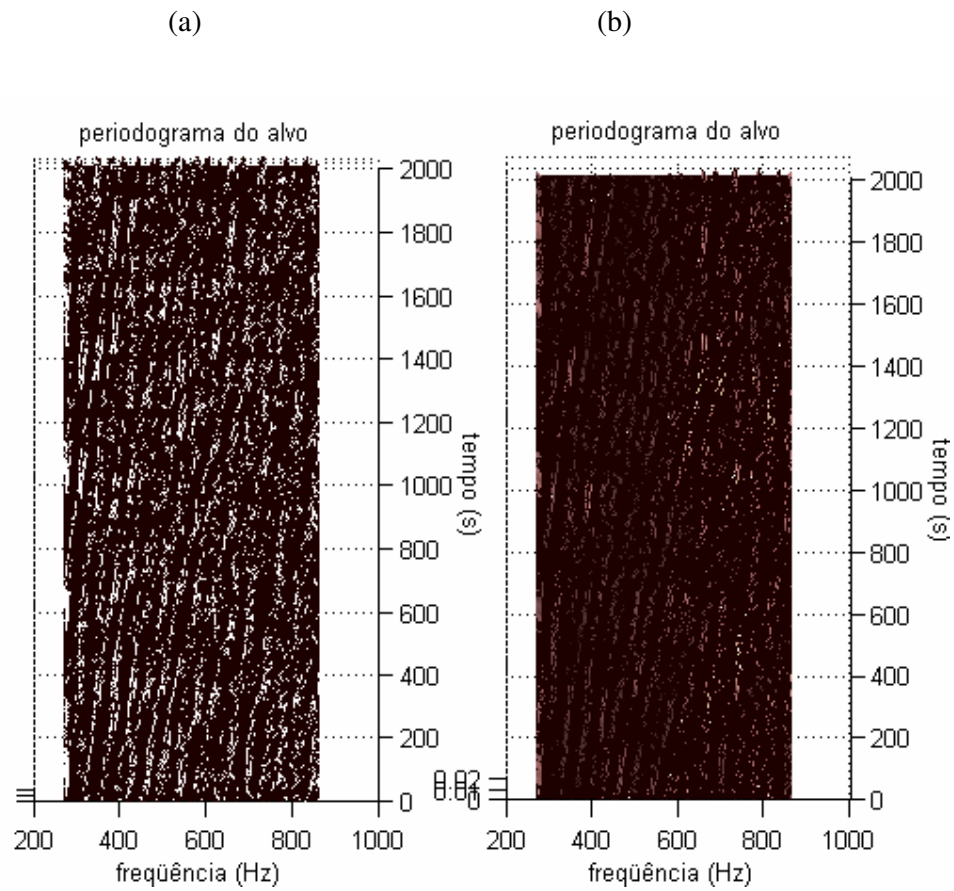
Escrevendo a Equação (21) de outra forma:

$$\beta = \frac{r}{\omega} \frac{\Delta\omega}{\Delta r} \quad (22)$$

Pode-se considerar a possibilidade de determinação de r a partir do conhecimento dos demais parâmetros  $\Delta r$ ,  $\omega$ ,  $\Delta\omega$  e  $\beta$ .

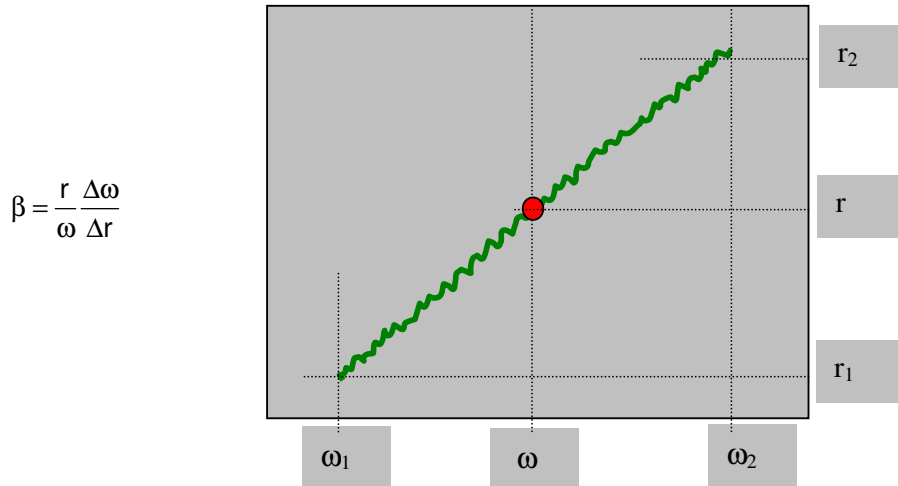
## 9. OBTENÇÃO DE PARÂMETROS A PARTIR DE GRAVAÇÕES NO MAR

A partir de análises de sinais como os da Figura 8 pode-se obter parâmetros como indicado na Figura 9.



**Figura 8: Evolução de espectros para uma gravação.**

A Figura 8 mostra gráficos de evolução dos espectros da gravação obtida no mar. Na Figura 8 (a) são seleccionados os pontos de máximo de espectro e a eles atribuído valor 1. Na Figura 8 (b) os valores de espectro são preservados. Pode-se observar na Figura 9 , que o gradiente do espectro é praticamente constante, o que permite comprovar a existência de um parâmetro  $\beta$  invariante.



**Figura 9: Esquema para extração de parâmetros das estrias.**

Na equação (22) vê-se que não se conhece  $r$  e  $\beta$ . Neste ponto, pode-se avaliar a importância de experimentos acústicos no mar, em condições controladas. As gravações realizadas já se constituíram em grande avanço, uma vez que, até então, não se tinha certeza da detecção de um sinal com a estrutura de modos tal como aparece na Figura 8 que permitisse a extração de parâmetros de interesse. As informações provenientes das gravações a partir de um submarino podem ser de muito mais valia se, simultaneamente, se obtém informações acuradas da distância da fonte sonora, perfil de velocidade do som, estado do mar e parâmetros geoacústicos do fundo; esses últimos, obviamente, só podem ser obtidos se há um banco de dados correspondente à área de operação do submarino. Experimentos menos dispendiosos podem ser feitos com uma fonte sonora de baixa frequência e um arranjo de transdutores vertical de um certo número de elementos.

Um experimento em área de operação de interesse pode confirmar valores de  $\beta$  para diferentes condições ambientais; com o conhecimento de  $\beta$  pode-se, também em experimentos, avaliar a precisão da determinação de distância com essas técnicas.

Havia a informação de uma distância estimada inicial do alvo da gravação – 2.600 jds, que correspondem a 2.400 metros. O alvo estava se afastando. O esquema da análise é explicado a seguir.

A série que vai ser analisada corresponde a uma reamostragem para  $f_a = 4.000$  Hz da série original cuja frequência de amostragem é de 32.000 Hz; a série é também filtrada por meio de um filtro passa-faixa entre 250 e 850 Hz que é a faixa de interesse para análise.

O cálculo do espectro é feito para segmentos de 8.192 pontos, resultando em 200 espectros; para cada espectro há um avanço de 500 pontos na série original.

Dessa forma, um avanço de 500 pontos corresponde a  $500\Delta t$  segundos, onde  $\Delta t$  é o período de amostragem; tem-se que estimar a velocidade relativa para facilitar a extração dos parâmetros, o que normalmente é realizado a bordo; considerando 10 nós (5 m/s) como velocidade relativa, a cada 500 pontos a distância varia de 125 metros; esse é o acréscimo de distância a cada bloco.

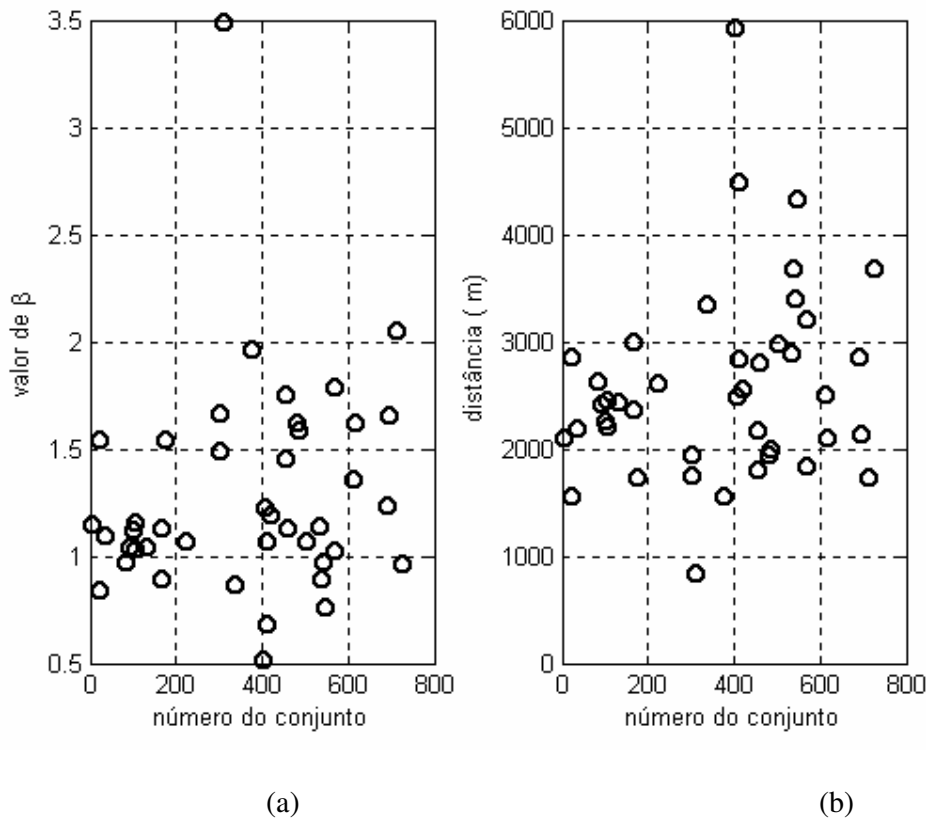
Para cada um dos 200 espectros, obtém-se uma estimativa do valor do parâmetro  $\beta$ , como o indicado na Figura 10, considerando-se 3 frequências diferentes, com espaçamento entre cada par de frequências igual a 3,9 Hz. Utilizado-se todos os três pontos, como indicado na

Figura 9, o resultado é:  $\Delta\omega = 7,81$ , sendo  $\omega = (\omega_1 + \omega_2)/2$ ,  $\Delta r = 125$  m,  $r = r(\text{acumulado}) + 125$  m.

São preparados conjuntos de frequência e tempo (“pseudo-distância”) como os da Figura 9. Somente são aceitos conjuntos que abrangem mais de uma frequência e cujo coeficiente de correlação esteja acima de 0,8.

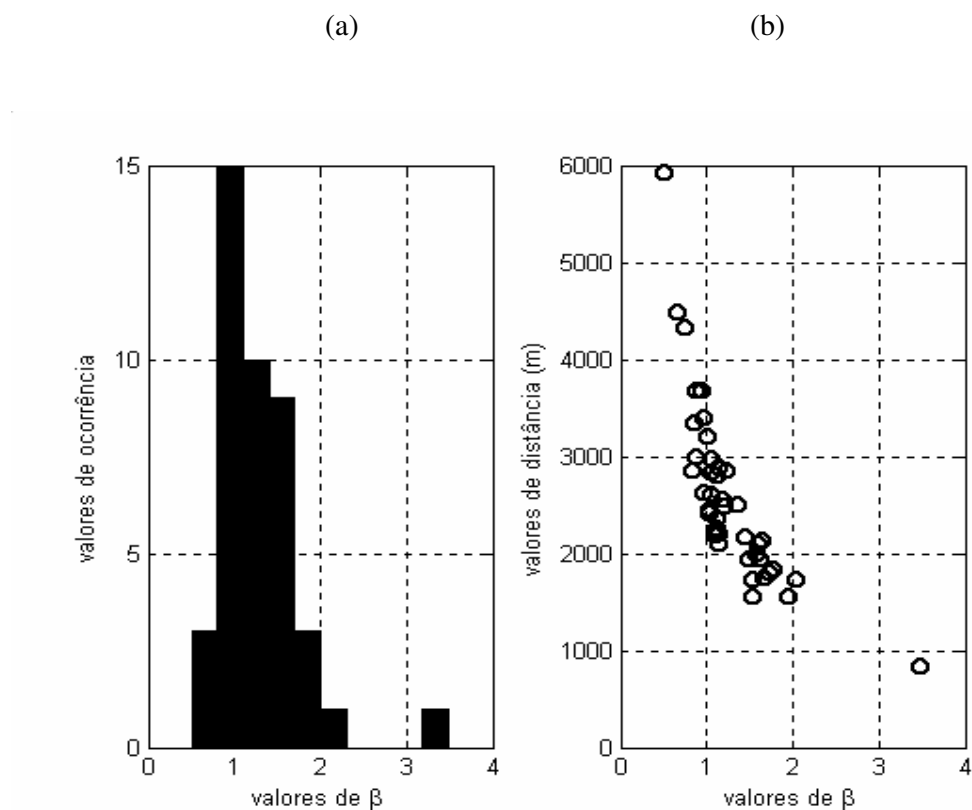
Percorridas as frequências de 250 a 850 Hz passa-se para o próximo bloco de 200 conjuntos e assim sucessivamente até o final de 2.000 conjuntos que é a quantidade total de espectros a ser analisada.

A Figura 10 mostra o resultado do cálculo de parâmetros de uma gravação. Não foi utilizado nenhum processamento especial de seleção de valores além do supra citado de aceitar apenas conjuntos com coeficiente de correlação acima de 0,8. Observa-se que os valores de  $\beta$  estão bem concentrados perto do valor 1, o que é confirmado pelo histograma da Figura 10 (a).



**Figura 10: Valores de  $\beta$  e distância para a gravação.**

Os valores de distância aumentam gradualmente. O valor máximo esperado, de acordo com as hipóteses assumidas de velocidade relativa e distância inicial, é de 3.400 metros. Vê-se que os valores podem ser considerados aceitáveis. No gráfico da Figura 11 (b) os valores de distância tendem a se concentrar em valores de  $\beta$  próximos de 1.



**Figura 11: Histograma de valores de  $\beta$  e plotagem de  $\beta$  vs distância.**

## 10. COMENTÁRIOS SOBRE OS RESULTADOS

Cabem os seguintes comentários sobre o problema de localização:

- constatou-se a presença de sinais com estrutura de modos, provenientes da cavitação de navios em gravações a bordo de submarinos nas pesquisas efetuadas no Brasil;
- o conhecimento de parâmetros do meio e geocústicos do fundo contribuem para melhor acurácia dos resultados de determinação de distância por métodos passivos; este conhecimento pode se dar através de experimentos acústicos no mar;
- espera-se que uma consequência imediata dos resultados deste trabalho seja a realização por parte dos submarinos de experimentos no mar com alvos de oportunidade, em condições controladas, como mencionado na seção 9.
- outra consequência é uma renovação de ênfase sobre a necessidade de poder realizar experimentos no mar.



## REFERÊNCIAS

1. BREKHOVSKIKH, L. M. & LYSANOV, YU. P. *Fundamentals of ocean acoustics*, New York, Springer-Verlag, 3rd ed. 2001. 292p.
2. CLAY, C. S. & MEDWIN, H. *Acoustical Oceanography: Principles and Applications*. New York, Wiley-Interscience. 1977, 407 p.
3. \_\_\_\_\_; WANG, Y-Y, & SHANG, E.-C. Sound field fluctuations in shallow water waveguide, In: J. Acoust. Soc. Am v. 77, n. 2, p. 424 – 428, Fev 1985.
4. GRACHEV, G. A. Theory of acoustic field invariants in layered waveguides, In: Acoust. Phys. v. 39, n. 1, p. 33 – 35, Jan - Fev 1993.
5. MEDWIN, H. & CLAY, C. S. *Fundamentals of Acoustical Oceanography*. Boston, Academic Press (1998), 712 p.
6. PARENTE, Carlos Eduardo, *Palestra sobre estimação de distâncias por método passivo*. Niterói, 1982, Força de Submarinos da Esquadra.
7. SOARES-FILHO, W.; MOTTA DA SILVA, J. R. & WOLF, Stephen N. Measurements and modeling of multitone, low-frequency acoustic data from Arraial do Cabo Range *Final Report*, 15 out 1993, Naval Research Laboratory. Washington, DC, out 1993, 36p.
8. SONG, Hee Chun & THODE, AARON M. The generalized waveguide invariant concept with application to vertical arrays in shallow water In: KUPERMAN, William A.; D'SPAIN, Gerald L. (Eds.) *Ocean Acoustic Interference Phenomena and Signal Processing* San Francisco, AIP Press, 2002, p. 33 – 63.
9. TOLSTOY, I. & CLAY, C. S. *Ocean acoustics, theory and experiment in underwater sound*. Hudson Laboratories, Columbia University, McGraw-Hill Book Company. 1966, 293 p.
10. VEIGA, M. M. D. Algumas técnicas para investigação da propagação do som em águas rasas. In: Simpósio Naval de Sonar, 1, Arraial do Cabo, IPqM, v.2, cap. 24, p.1 – 5, 1982.
11. VIANNA, M. L. & SOARES-FILHO, W. “Broadband noise propagation in a Pekeris waveguide”. In: J. Acoust. Soc. Am v. 79, n. 1, p. 76 – 83, Jan 1986.
12. WELCH, Peter D. “The use of fast Fourier transform for the estimation of power spectra: a method based on time averaging over short, modified periodograms”, In: IEEE Trans. on Audio and Electroacoustics, v. AU-15, n.2, p. 70 –73, Jun 1967.
13. YANG, T.C. "Beam intensity striations and applications", In: J. Acoust. Soc. Am v. 113, n. 3, p. 1342 – 1352, Mar 2003.