

# EFEITO DE FUNDO SOBRE A RESISTÊNCIA DE ONDA

Carlos Levi <sup>a</sup>, César A. Salhua <sup>b</sup>

---

<sup>a</sup> Laboratório de Tecnologia Oceânica – LabOceano – COPPE/UF RJ – Rio de Janeiro – Brasil  
email: levi@peno.coppe.ufrj.br / Telf.: (55) 21 – 386 76768 Ramal 209

<sup>b</sup> Aluno de Doutorado / COPPE/UF RJ – Rio de Janeiro – Brasil  
email: cesarsalhua@peno.coppe.ufrj.br / Telf.: (55) 21 – 256 28715

---

## RESUMO

Neste trabalho emprega-se o Método dos Painéis na determinação da Resistência de Onda do navio. A solução adota uma distribuição de singularidades de Rankine sobre a superfície molhada do navio e em parte da superfície livre.

Para a inclusão de eventuais efeitos de fundo emprega-se o Método da Imagem. A validação do método será demonstrada obtendo-se resultados da Resistência de Onda para um casco tipo Wigley, inicialmente em condições de águas profundas, e depois incorporando-se efeitos de fundo.

## 1. INTRODUÇÃO

A determinação da Resistência de Onda é um problema de grande interesse para o projeto do navio. Essa componente da Resistência Total ao avanço do navio apresenta grande sensibilidade à variação da geometria do casco e está diretamente associada à variação da distribuição de pressões sobre o casco do navio provocado pelas ondas geradas pelo seu avanço. No fenômeno físico envolvido na geração destas ondas, os efeitos viscosos podem ser negligenciados para permitir que sua análise se beneficie do emprego da Teoria Potencial.

A metodologia adotada consiste na aplicação da Terceira Identidade de Green, que representa o escoamento em torno do casco do navio através de uma distribuição de singularidades sobre as superfícies que definem as fronteiras do fluido.

Tradicionalmente, esse problema vem sendo tratado com o uso do potencial da fonte de Kelvin, derivado analiticamente, em 1887, por Lord Kelvin, que representa o escoamento de uma fonte se deslocando em presença de uma superfície livre linearizada. A aplicação desta singularidade na determinação da Resistência de Onda de um navio requer apenas a discretização da superfície do casco.

Neste trabalho, emprega-se a fonte de Rankine, que ao mesmo tempo que tem uma avaliação matemática mais simples, requer a discretização da superfície do casco do navio e também da superfície livre.

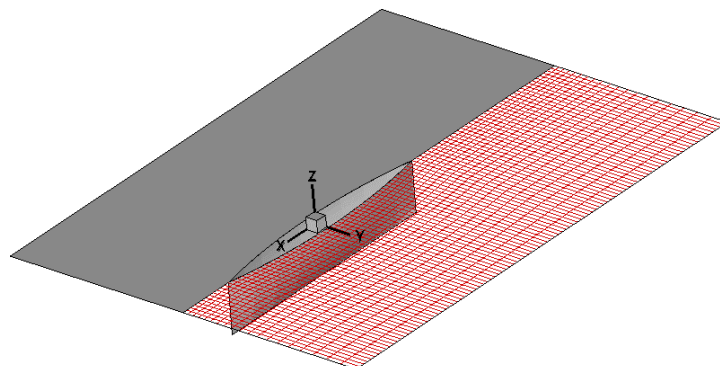
Por outro lado, o método baseado na fonte de Rankine apresenta menor dificuldade de implementação computacional e permite expandir a solução para incluir efeitos não lineares.

O emprego da fonte de Rankine começou a popularizar-se com os trabalhos de Gadd (1976) e Dawson (1977). Estes trabalhos empregavam diferenças finitas na solução das equações da superfície livre, o que acarretava um forte amortecimento numérico na definição das ondas geradas pelo navio. Trabalhos posteriores introduziram aperfeiçoamentos na solução numérica, como por exemplo, o uso da distribuição spline “bi-quadrática” (Sclavounos & Nakos, (1988)) para descrever a variação da intensidade das fontes sobre os painéis utilizados na representação do escoamento.

Neste trabalho será descrita a implementação do Método do Painel para a determinação da Resistência de Onda e deformação da superfície livre provocada pelo avanço de um casco tipo Wigley se deslocando, de início, em condições de águas profundas; e em seguida com efeitos de fundo. A formulação do problema e suas correspondentes equações serão vistas na Seção 2 deste trabalho. Na Seção 3, apresenta-se a implementação numérica do método de solução; enquanto que nas Seções 4 e 5, serão apresentados os resultados numéricos e as conclusões do trabalho, respectivamente.

## 2. FORMULAÇÃO DO PROBLEMA

Define-se o sistema de coordenadas  $(x,y,z)$  fixo no plano médio do navio (Fig. 1.0), que se desloca com velocidade de avanço constante  $U$ , na direção positiva do eixo  $x$ . Isso equivale a assumir-se o navio parado em presença de um escoamento uniforme com velocidade  $U$  na direção negativa do eixo  $x$ .



**Fig. 1.0** Sistema de referência fixo no navio

O fluido é considerado invíscido; o escoamento é assumido incompressível e irrotacional. Nesse caso, o escoamento em torno do navio pode ser representado por um potencial de velocidades ( $\Phi$ ) e a equação da continuidade toma a forma de uma equação de Laplace:

$$\nabla^2 \Phi_{(x,y,z)} = 0 \quad , \text{em todo o domínio fluido} \quad \text{Eq. (2.1)}$$

O potencial de velocidades do escoamento em torno do casco será definido por uma parcela associada ao escoamento incidente ( $-Ux$ ) e outra que incorpora a perturbação do escoamento devida às pressões do casco, incluindo os efeitos de perturbação da superfície livre, potencial de perturbação permanente ( $\phi_s$ ):

$$\Phi_{(x,y,z)} = -Ux + \phi_s \quad \text{Eq. (2.2)}$$

Dessa forma, a equação da continuidade, Eq.(2.1) fica definida apenas em função do potencial permanente:

$$\nabla^2 \phi_s = 0 \quad , \text{em todo o domínio fluido} \quad \text{Eq. (2.3)}$$

A solução da equação governante Eq.(2.3) requer condições de contorno para se obter uma solução unívoca do potencial de velocidades permanente ( $\phi_s$ ):

## 2.1 Condição de contorno do corpo ( $S_B$ ) (condição da impenetrabilidade)

$$\frac{\partial \phi_s}{\partial n} = U \cdot n_x \quad , \text{na superfície submersa do casco } (S_B) \quad \text{Eq. (2.4)}$$

## 2.2 Condições de contorno na superfície livre ( $S_L$ )

### a. condição cinemática

$$-(\vec{U} - \nabla \phi_s) \cdot \nabla \zeta = \frac{\partial \phi_s}{\partial z} \quad , \text{ em } z = \zeta_{(x,y)} \quad \text{Eq. (2.5)}$$

### b. condição dinâmica

$$-\vec{U} \cdot \nabla \phi_s + \frac{|\nabla \phi_s|^2}{2} + g\zeta = 0 \quad \text{ em } z = \zeta_{(x,y)} \quad \text{Eq. (2.6)}$$

**2.3 Condição de radiação no infinito:** matematicamente, esta condição pode ser expressa por ( Newman[8] ) :

$$\nabla\phi_s \rightarrow 0 \quad \text{no infinito} \quad \text{Eq.(2.7)}$$

**2.4 Condição de contorno no fundo (rígido)**

$$\frac{\partial\phi_s}{\partial n} = 0 \quad , \quad \text{em } z = -h \quad \text{Eq.(2.8)}$$

### 3. METODOLOGIA E IMPLEMENTAÇÃO DE SOLUÇÃO

Para a representação do escoamento aplica-se a 3ª Identidade de Green, que satisfaz a equação da continuidade de forma implícita ( Newman[8] ):

$$\iint_{St} \phi_{S(Q)} \frac{\partial}{\partial n} G_{(P,Q)} ds - \iint_{St} G_{(P,Q)} \frac{\partial}{\partial n} \phi_{S(Q)} ds + 2\pi\phi_{S(P)} = 0 \quad \text{Eq.(3.1)}$$

onde :

$$St = S_B + S_L$$

$S_B$  : Superfície molhada do casco.

$S_L$  : Outras fronteiras da região fluida (ex.: superfície livre, fundo, etc.)

A função de Green será definida pelo potencial de velocidades da fonte de Rankine,

$$G_{(P,Q)} = \frac{1}{R_{(P,Q)}} \quad \text{Eq.(3.2)}$$

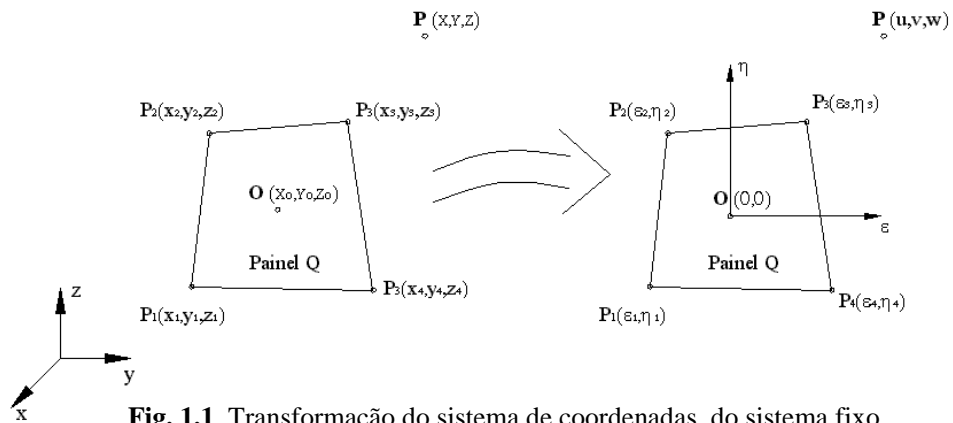
onde :

$$R_{(P,Q)} = \sqrt{(x_P - x_Q)^2 + (y_P - y_Q)^2 + (z_P - z_Q)^2}$$

$(x_P, y_P, z_P)$  : coordenadas do ponto campo pertencentes à superfície  $St$ .

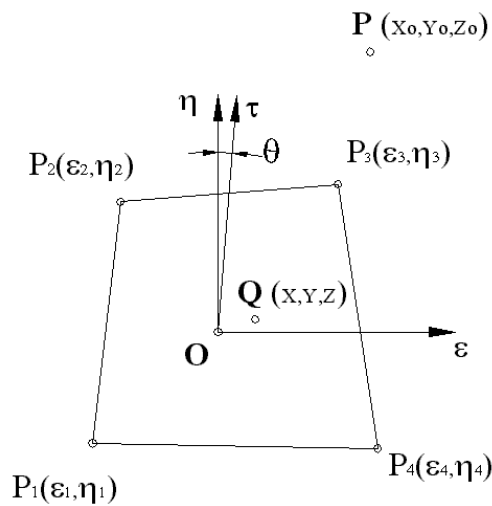
$(x_Q, y_Q, z_Q)$  : coordenadas do ponto fonte.

A solução dessa equação será desenvolvida a partir da discretização da superfície  $S_t$  em painéis quadrangulares (ver Fig. 1.1)



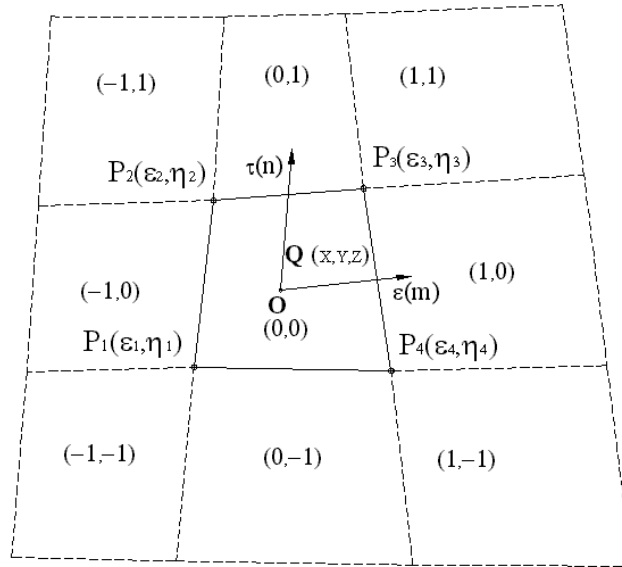
**Fig. 1.1** Transformação do sistema de coordenadas, do sistema fixo no navio  $(x,y,z)$  para o sistema local  $(\epsilon,\eta,\zeta)$

Para a representação da distribuição do potencial de velocidades ( $\phi_s$ ) emprega-se uma função “B-spline” bi-quadrática no interior de cada painel definido sobre a superfície do corpo e superfície livre. Para isso adota-se um sistema de referência local  $(\epsilon,\tau)$  que une os centróides de painéis adjacentes (Ver Fig.1.2).



**Fig. 1.2** Sistema de eixos não ortogonal  $(\epsilon,\tau,\zeta)$

Para melhorar a qualidade dos resultados, a distribuição “B-spline” bi-quadrática engloba um domínio local definido pelo painel a ser avaliado e os oito vizinhos (ver Fig. 1.3). Os painéis vizinhos encontram-se classificados e ordenados através dos índices posicionadores  $m$  e  $n$ , como mostrados na figura Fig.1.3:



**Fig. 1.3** Identificação dos vizinhos em torno ao painel Q através dos índices m e n

A distribuição “B-spline” bi-quadrática é definida pela equação Eq.(3.3):

$$\phi_s(\varepsilon, \tau) = \sum_{m=-1}^1 \sum_{n=-1}^1 b_m^{(2)}(\varepsilon) b_n^{(2)}(\tau) a(\varepsilon + m, \tau + n) \quad \text{Eq.(3.3)}$$

Onde:

- ( $\varepsilon, \tau$ ) : Coordenadas do sistema não-ortogonal  $\varepsilon, \tau$
- a : Coeficiente da “spline” no painel Q
- $b(\varepsilon)$  e  $b(\tau)$  : Funções de interpolação, polinômios quadráticos por partes nas direções  $\varepsilon$  e  $\tau$ , respectivamente.

As funções de interpolação são definidas pelas expressões:

$$b_m^{(2)}(\varepsilon) = \begin{cases} \frac{1}{2h_\varepsilon^2} \left( \varepsilon + \frac{3h_\varepsilon}{2} \right)^2 & , \quad -\frac{3h_\varepsilon}{2} < \varepsilon < -\frac{h_\varepsilon}{2} \\ \frac{1}{h_\varepsilon^2} \left( -\varepsilon^2 + \frac{3h_\varepsilon^2}{4} \right) & , \quad -\frac{h_\varepsilon}{2} < \varepsilon < \frac{h_\varepsilon}{2} \\ \frac{1}{2h_\varepsilon^2} \left( -\varepsilon + \frac{3h_\varepsilon}{2} \right)^2 & , \quad \frac{h_\varepsilon}{2} < \varepsilon < \frac{3h_\varepsilon}{2} \end{cases} \quad \text{Eq.(3.4)}$$

Onde:

$h_\varepsilon$  ou  $h_\tau$  : distância entre centróides dos lados do painel Q nas direções  $\varepsilon$  e  $\tau$ , respectivamente.

### 3.1 Linearização das condições de contorno da superfície livre

As condições de contorno da superfície livre (Eq.(2.5) e Eq.(2.6)), na sua forma exata, envolvem termos não lineares e são aplicadas na superfície livre deformada. Uma vez que a forma da superfície livre é desconhecida a priori, o esquema de solução deve ser necessariamente iterativo. A presente solução emprega o princípio da linearização das condições de contorno da superfície livre resolvendo o problema na forma conhecida por Neumann-Kelvin. Esta metodologia permite obter soluções de boa qualidade à custa de esforço computacional, tempo de processamento e dificuldade de implementação considerados adequados.

As expressões linearizadas para as condições de contorno da superfície livre são apresentadas a seguir:

#### a. condição de contorno cinemática:

$$\frac{\partial \phi_s}{\partial z} = -U \frac{\partial \zeta}{\partial x} \quad , \quad \text{em } z = 0 \quad \text{Eq.(3.5)}$$

#### b. condição de contorno dinâmica:

$$\zeta = \frac{U}{g} \frac{\partial \phi_s}{\partial x} \quad , \quad \text{em } z = 0 \quad \text{Eq.(3.6)}$$

Substituindo-se a equação, Eq.(3.6), na equação Eq.(3.5), tem-se a condição combinada da superfície livre:

$$\frac{\partial \phi_s}{\partial z} = -\frac{U^2}{g} \frac{\partial^2 \phi_s}{\partial x^2} \quad , \text{ em } z = 0 \quad \text{Eq.(3.7)}$$

### 3.2 Condição de contorno de radiação

Esta condição pode ser representada considerando a elevação da superfície livre e sua derivada no sentido do avanço do navio como nulas. Portanto, levando-se em conta a equação Eq.(3.6), pode-se escrever:

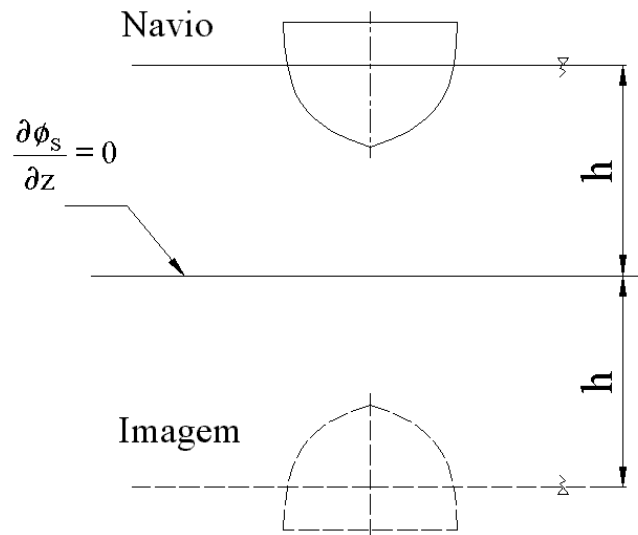
$$\frac{\partial \phi_s}{\partial x} = 0 \quad , \text{ à vante da superfície livre} \quad \text{Eq.(3.8)}$$

e

$$\frac{\partial^2 \phi_s}{\partial x^2} = 0 \quad , \text{ também à vante da superfície livre} \quad \text{Eq.(3.9)}$$

### 3.3 Condição de contorno no fundo

Para representar a influência do fundo plano do canal, emprega-se o Método da Imagem. Dessa forma, a imagem da distribuição de singularidades anula a velocidade induzida na direção do eixo z pelo navio sobre o fundo, como mostrado na figura 1.4.



**Fig. 1.4** Navio e a sua imagem representando a condição de contorno de fundo

### 3.4 Discretização do problema

No caso da distribuição da intensidade de cada fonte de Rankine ser assumida constante no interior de cada painel, a forma discretizada da equação da Terceira Identidade de Green, Eq.(3.1), é expressada por:

$$2\pi\phi_{s(P)} + \sum_{\substack{Q=1 \\ Q \neq P}}^{NSt} \left[ \phi_{s(Q)} \left( \iint_{SQ} \frac{\partial}{\partial n} G_{(P,Q)} ds \right) \right] = \sum_{Q=1}^{NSt} \left[ \left( \frac{\partial}{\partial n} \phi_{s(Q)} \right) \left( \iint_{SQ} G_{(P,Q)} ds \right) \right] \quad \text{Eq.(3.10)}$$

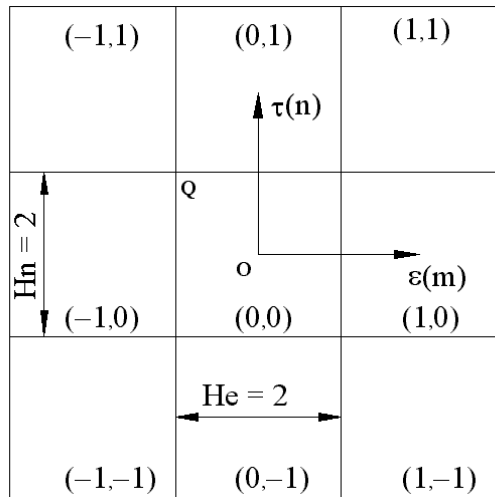
/ P=1...NSt

Onde:

NSt : Número total de painéis do domínio fluido (Corpo + Sup. Livre)

P, Q : Indicador do número do painel campo e fonte respectivamente.

Para a aplicação da distribuição “B-spline” bi-quadrática do potencial de velocidades, Eq.(3.3), realiza-se uma transformação de coordenadas, passando-se do sistema de referência físico ao sistema de referência computacional, no qual, painéis quadrangulares arbitrários tornam-se painéis retangulares de dimensões  $h_\epsilon$  e  $h_\tau$  igual a 2. (ver Fig. 1.5)

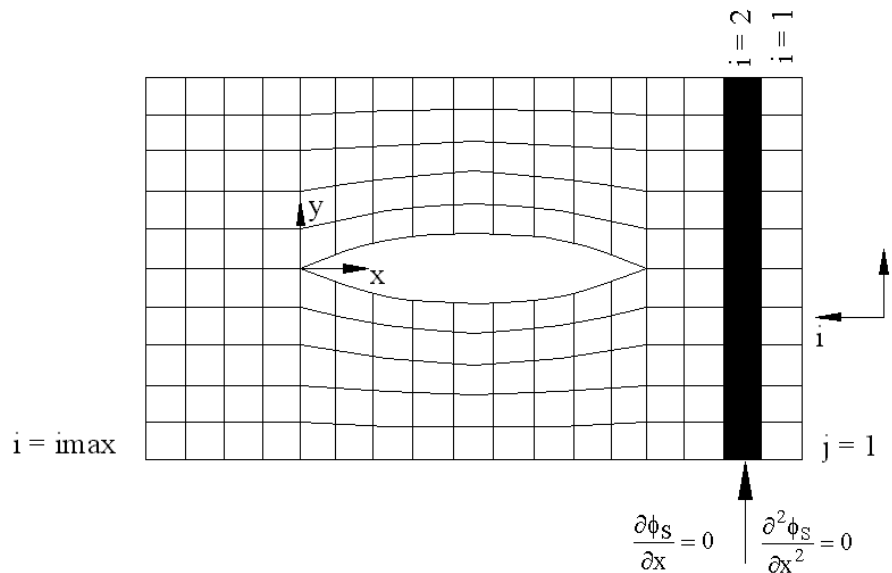


**Fig. 1.5** Painel Q e seus vizinhos no sistema computacional

Assim, as funções de interpolação quadráticas (Eq.(3.4)) ficam definidas por:

$$b_m^{(2)}(\varepsilon) = \begin{cases} \frac{1}{8}(\varepsilon + 3)^2 & , \quad -3 < \varepsilon < -1 \\ \frac{1}{4}(-\varepsilon^2 + 3) & , \quad -1 < \varepsilon < 1 \\ \frac{1}{8}(-\varepsilon + 3)^2 & , \quad 1 < \varepsilon < 3 \end{cases} \quad \text{Eq.(3.11)}$$

As equações da condição de contorno de radiação, Eq.(3.8) e Eq.(3.9), serão aplicadas à vante da superfície livre, na segunda fileira (NRad) como mostrado a seguir:



**Fig. 1.4** Aplicação das equações da condição de contorno de radiação

Na primeira coluna ( $i = 1$ ) e na última coluna ( $i = \text{imax}$ ) não serão aplicadas as condições de contorno da superfície livre, sendo estes painéis nomeados como NRig.

Com estas considerações, substitui-se todas as condições de contorno descritas anteriormente juntamente com a distribuição “B-spline” bi-quadrática definida pela equação Eq.(3.10).

Considerando a distribuição “B-spline” bi-quadrática, a forma discretizada da 3ª Identidade de Green é dada por:

$$\begin{aligned}
& 2\pi \sum_{m=-1}^1 \sum_{n=-1}^1 b_m^{(2)}(\varepsilon) b_n^{(2)}(\tau) a(\varepsilon + m, \tau + n) \Big|_{P=Q} + \\
& \sum_{\substack{Q=1 \\ Q \neq P}}^{NB} \left[ \left( \sum_{m=-1}^1 \sum_{n=-1}^1 b_m^{(2)}(\varepsilon) b_n^{(2)}(\tau) a(\varepsilon + m, \tau + n) \iint_{SQ} \frac{\partial}{\partial n} G_{(P,Q)} ds \right) \right] + \\
& \sum_{\substack{Q=NB+1 \\ Q \neq P}}^{NSL} \left[ \sum_{m=-1}^1 \sum_{n=-1}^1 b_m^{(2)}(\varepsilon) b_n^{(2)}(\tau) a(\varepsilon + m, \tau + n) \left( \iint_{SQ} \frac{\partial}{\partial n} G_{(P,Q)} ds \right) \right] - \\
& \sum_{Q=NB+1}^{NSL} \left[ \left( -\frac{U^2}{g} \sum_{m=-1}^1 \sum_{n=-1}^1 f_{(m,n)}(\varepsilon, \tau) a(\varepsilon + m, \tau + n) \right) \left( \iint_{SQ} G_{(P,Q)} ds \right) \right] = \\
& \sum_{Q=1}^{NB} \left[ \left( \tilde{U} \cdot n_{(Q)} \right) \left( \iint_{SQ} G_{(P,Q)} ds \right) \right]
\end{aligned} \tag{Eq.(3.13)}$$

/ P=1...NB + NSL – NRig

$$\sum_{m=-1}^1 \sum_{n=-1}^1 g_{(m,n)}(\varepsilon, \tau) a(\varepsilon + m, \tau + n) = 0 \quad / \quad P = \text{NRad} \tag{Eq.(3.14)}$$

$$\sum_{m=-1}^1 \sum_{n=-1}^1 f_{(m,n)}(\varepsilon, \tau) a(\varepsilon + m, \tau + n) = 0 \quad / \quad P = \text{NRad}$$

Onde:

$$g_{(m,n)}(\varepsilon, \tau) = \frac{\partial b_m^{(2)}(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} b_n^{(2)}(\tau) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + b_m^{(2)}(\varepsilon) \frac{\partial b_n^{(2)}(\tau)}{\partial \tau} \frac{\partial \tau}{\partial x}$$

$$f_{(m,n)}(\varepsilon, \tau) = \frac{\partial^2 b_m^{(2)}(\varepsilon)}{\partial \varepsilon^2} b_n^{(2)}(\tau) \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right)^2 + b_m^{(2)}(\varepsilon) \frac{\partial^2 b_n^{(2)}(\tau)}{\partial \tau^2} \left( \frac{\partial \tau}{\partial x} \right)^2 + 2 \frac{\partial b_m^{(2)}(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \frac{\partial b_n^{(2)}(\tau)}{\partial \tau} \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right) \left( \frac{\partial \tau}{\partial x} \right)$$

No caso da aplicação do Método da Imagem, (ver Fig. 1.4), considera-se os painéis fontes colocados a uma distância  $z = -h$ . Esses painéis serão nomeados pelo índice  $Q'$  e sua influência será avaliada nos painéis-campo originais, como definida pelas equações Eq.(3.13) e Eq.(3.14) a seguir:

$$\begin{aligned}
& \sum_{m=-1}^1 \sum_{n=-1}^1 b_m^{(2)}(\varepsilon) b_n^{(2)}(\tau) a(\varepsilon + m, \tau + n) \Big|_{P=Q}^{(P)} \left( 2\pi + \iint_{SQ} \frac{\partial}{\partial \mathbf{n}} G_{(P,Q)} ds \right) + \\
& \sum_{\substack{Q=1 \\ Q \neq P}}^{NB} \left[ \left( \sum_{m=-1}^1 \sum_{n=-1}^1 b_m^{(2)}(\varepsilon) b_n^{(2)}(\tau) a(\varepsilon + m, \tau + n) \right) \left( \iint_{SQ} \frac{\partial}{\partial \mathbf{n}} G_{(P,Q)} ds + \iint_{SQ'} \frac{\partial}{\partial \mathbf{n}} G_{(P,Q')} ds \right) \right] + \\
& \sum_{\substack{Q=NB+1 \\ Q \neq P}}^{NSL} \left[ \left( \sum_{m=-1}^1 \sum_{n=-1}^1 b_m^{(2)}(\varepsilon) b_n^{(2)}(\tau) a(\varepsilon + m, \tau + n) \right) \left( \iint_{SQ} \frac{\partial}{\partial \mathbf{n}} G_{(P,Q)} ds + \iint_{SQ'} \frac{\partial}{\partial \mathbf{n}} G_{(P,Q')} ds \right) \right] - \\
& \sum_{Q=NB+1}^{NSL} \left[ \left( -\frac{U^2}{g} \sum_{m=-1}^1 \sum_{n=-1}^1 f_{(m,n)}(\varepsilon, \tau) a(\varepsilon + m, \tau + n) \right) \left( \iint_{SQ} G_{(P,Q)} ds + \iint_{SQ'} G_{(P,Q')} ds \right) \right] = \\
& \sum_{Q=1}^{NB} \left[ \left( \tilde{U} \cdot \mathbf{n}_{(Q)} \right) \left( \iint_{SQ} G_{(P,Q)} ds + \iint_{SQ'} G_{(P,Q')} ds \right) \right]
\end{aligned} \tag{Eq.(3.13)}$$

/ P=1...NB + NSL - NRig

$$\begin{aligned}
& \sum_{m=-1}^1 \sum_{n=-1}^1 g_{(m,n)}(\varepsilon, \tau) a(\varepsilon + m, \tau + n) = 0 \quad / P = \text{NRad} \\
& \sum_{m=-1}^1 \sum_{n=-1}^1 f_{(m,n)}(\varepsilon, \tau) a(\varepsilon + m, \tau + n) = 0 \quad / P = \text{NRad}
\end{aligned} \tag{Eq.(3.14)}$$

#### 4. RESULTADOS NUMÉRICOS

Neste trabalho utiliza-se a integração das pressões na parte submersa para avaliar o Coeficiente de Resistência de Onda ( $C_w$ ). Para os exemplos que serão apresentados, aproveitou-se a simetria do escoamento para diminuir o número de incógnitas.

As dimensões da malha da superfície livre utilizada será a empregada por Scлавounos & Nakos [14], e é mostrada na seguinte figura:

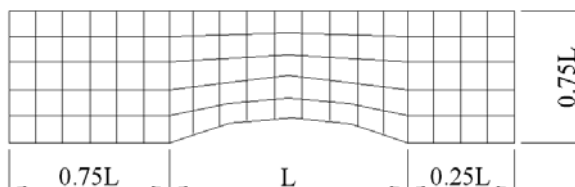
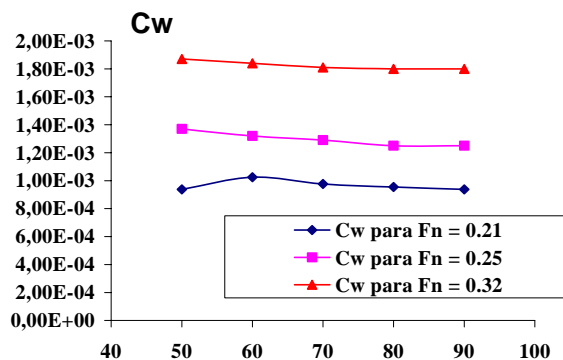


Fig. 1.5 Dimensões da malha da superfície livre

#### 4.1 Coeficiente de Resistência de Onda ( $C_w$ ) para águas profundas

Resultados obtidos para o casco Wigley serão comparados com resultados de ensaios experimentais da ITTC de 1984; com os resultados obtidos por Chen & Noblesse[1]; assim como com resultados obtidos por Santana[13] que utilizou a Fonte de Kelvin como função de Green. As dimensões do modelo testado são  $L=1.0\text{m}$ ,  $B=0.0625\text{m}$  e  $T=0.1\text{m}$ .

De início, foram realizados testes de convergência para se verificar a influência das dimensões dos painéis sobre os resultados. Salienta-se que os resultados mostrados, foram obtidos empregando as dimensões da superfície livre mostrada anteriormente, mas as dimensões e o número de painéis da superfície livre e do corpo foram variadas em relação ao número de painéis colocados longitudinalmente no casco. A figura Fig.1.9 mostra o valor dos Coeficientes de Resistência de Onda ( $C_w$ ) para diversos números de painéis, considerando-se três valores de velocidades diferentes.

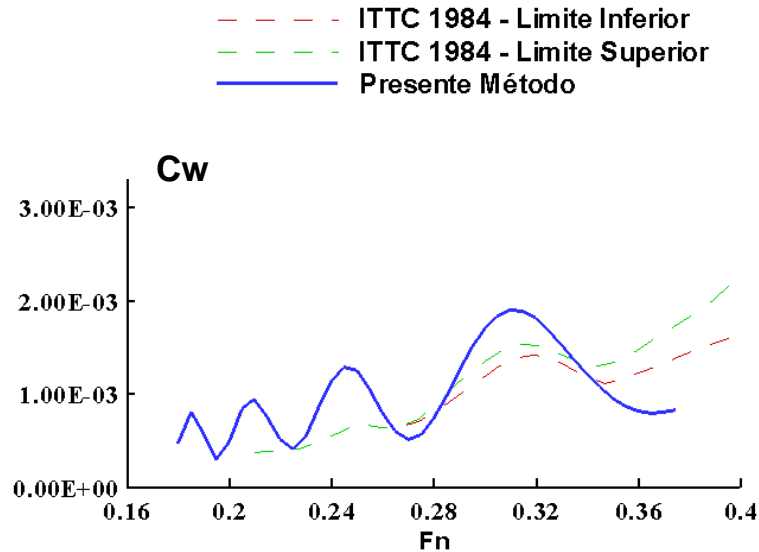


Fileira ao longo do casco	Numero de Painéis		
	Corpo	Sup. Livre	Total
50	343	1782	2125
60	413	2142	2555
70	483	2520	3003
80	553	2880	3433
90	623	3258	3881

Fig. 1.9 Curva de  $C_w$  do Presente para vários números de painéis

Da figura Fig.1.9, observa-se boa convergência com o aumento do número de painéis para os três valores do número de Froude. Os resultados mostrados nas figuras Fig.1.6 até Fig.1.8 foram obtidos empregando 3881 painéis na metade do corpo e superfície livre.

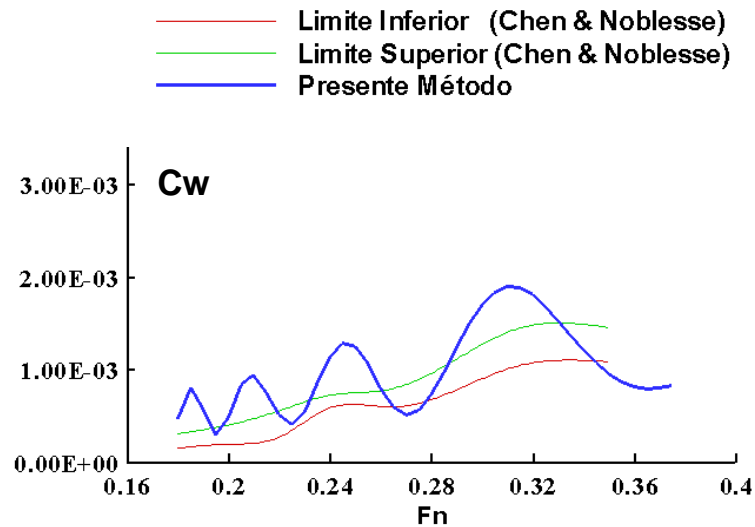
a) **Comparação entre os resultados da ITTC 1984 e o Presente Método**



**Fig. 1.6** Curva de resultados experimentais da ITTC 1984 vs. Presente Método

Da figura Fig.1.6, observa-se boa aderência qualitativa entre os resultados numéricos obtidos com o presente método e os resultados experimentais, os dois representam bem as cristas e cavados da curva de  $C_w$  vs. Froude até o  $Fn$  igual a 0.34. Após este numero de Froude os resultados numéricos apresentam um desfaseamento em relação ao resultado experimental. Observa-se também uma aderência quantitativa satisfatória para essa faixa de número de Froude.

a) Comparação entre os resultados de Chen & Noblesse [1]



**Fig. 1.7** Curva de resultados fornecidos por Chen & Noblesse vs. Presente Método

Os resultados do presente método e os resultados experimentais fornecidos por Chen & Noblesse[1] apresentam boa aderência qualitativa para a faixa de números de Froude de 0.22 até 0.36. Para a faixa de números de Froude de 0.18 até 0.22, os resultados numéricos apresentam cristas e cavados pronunciados. Observa-se aderência quantitativa para toda a faixa de números de Froude considerada.

b) Comparação entre os resultados utilizando a fonte de Kelvin (Santana[13])

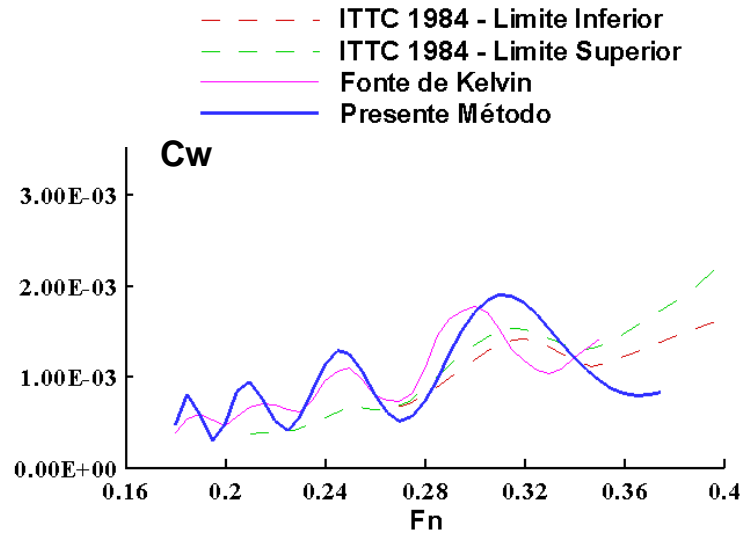
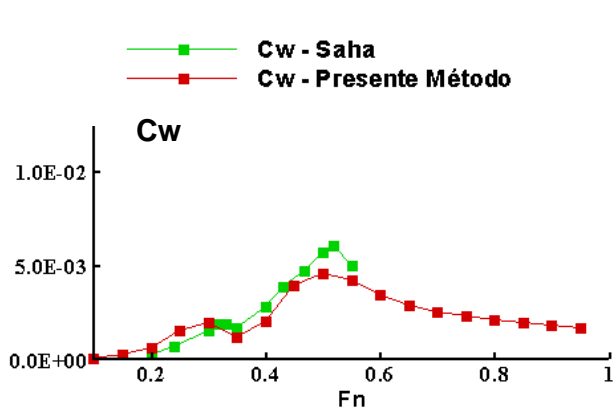


Fig. 1.8 Curva de resultados empregando a Fonte de Kelvin vs. Presente Método

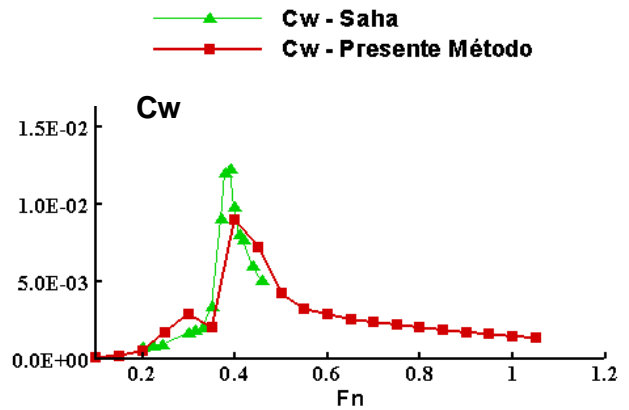
Observa-se boa aderência qualitativa entre as duas soluções numéricas, com algumas regiões de desfasamento. O resultado do presente método apresenta melhor comportamento qualitativo que os obtidos com a Fonte de Kelvin se comparados aos resultados experimentais da ITTC 1984 .

#### 4.2 Coeficiente de Resistência de Onda ( $C_w$ ) com efeito de fundo

O mesmo casco Wigley descrito anteriormente foi utilizado considerando-se diferentes profundidades (identificadas pela grandeza adimensional  $h/T$ ). Os resultados obtidos para  $C_w$  estão apresentados nas figuras Fig.1.10 e Fig.1.11 para dois valores distintos da relação  $h/T$  e comparados com resultados também numéricos fornecidos por Saha et al. [11].



**Fig. 1.10** Curva de  $C_w$  para  $h/T = 5$



**Fig. 1.11** Curva de  $C_w$  para  $h/T=2.5$

A comparação dos resultados permite observar uma boa aderência quantitativa e qualitativa dos resultados do presente método com os resultados obtidos por Saha et al. [11].

### 4.3 Elevação da superfície livre

A figura Fig.1.12 apresenta uma interessante comparação entre as curvas de níveis correspondentes as elevações da superfície livre para o caso de águas profundas e com efeito de fundo ( $h/T=2.5$ ). O mapa cromático permite uma clara identificação da concentração de valores de elevação mais elevadas no caso correspondente à condição de águas rasas.

Também, nos resultados apresentados na figura Fig.1.13, os perfis de elevação da superfície livre junto ao casco tipo Wigley indicam elevações superiores no caso do perfil afetado pelo efeito de fundo.

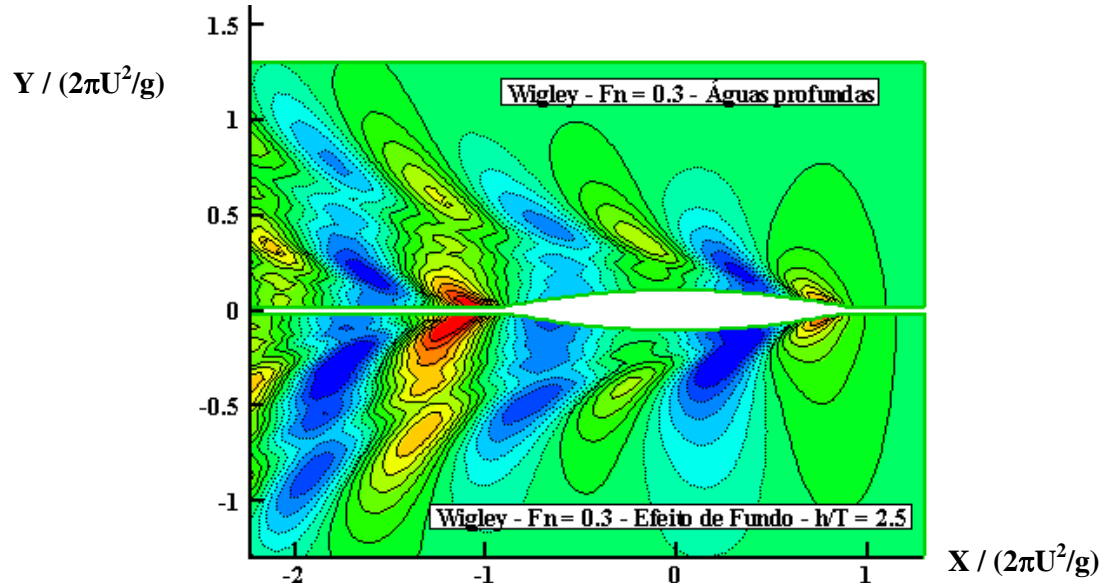


Fig. 1.12 Deformações da superfície livre

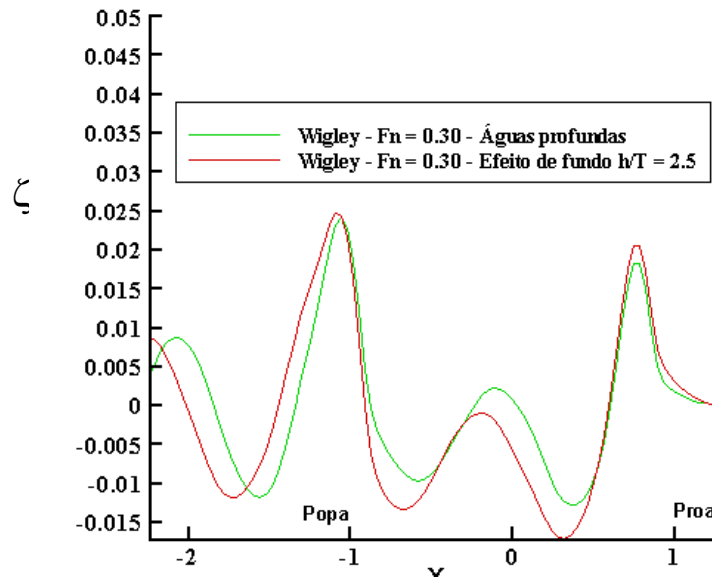


Fig. 1.13 Perfis das deformações da superfície livre

O efeito de fundo na Resistência de Onda experimentada pelo casco tipo Wigley pode ser melhor caracterizado pelos resultados apresentados na figura Fig.1.14. Nessa figura, curvas de  $C_w \times U/\sqrt{gh}$  são definidas para diferentes valores da relação  $h/T$ .

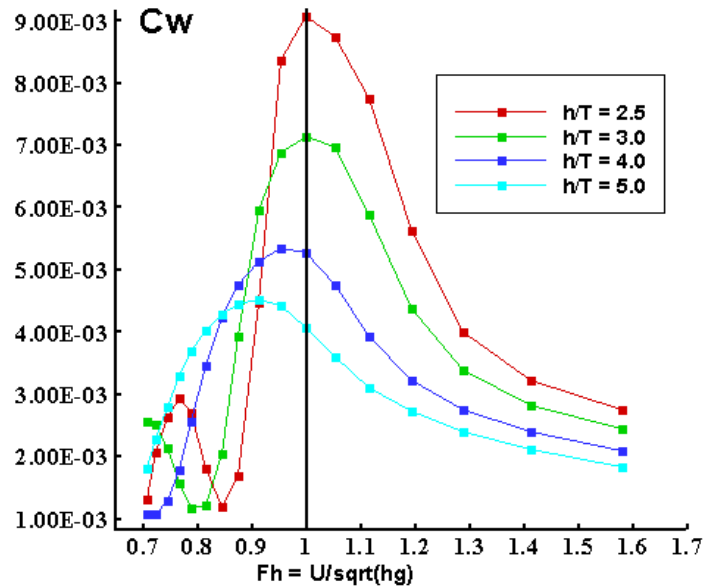


Fig. 1.14 Curvas de  $C_w$  para diferentes valores de  $h/T$

O comportamento das curvas de  $C_w$  mostradas na figura Fig.1.14 indica coerência com as características físicas esperadas para o fenômeno da Resistência de Onda, mostrando nitidamente a tendência crescente do efeito de fundo com a diminuição da relação  $h/T$ . As curvas também apresentam valores máximos para  $U/\sqrt{gh} = 1$  e o comportamento declinante de  $C_w$  para valores de  $U/\sqrt{gh} > 1$ .

## 5.0 CONCLUSÕES

O Método dos Painéis utilizando a fonte de Rankine e o processo da linearização da superfície livre de Neumann-Kelvin empregados neste trabalho para a determinação do Coeficiente de Resistência de Onda ( $C_w$ ) de navios demonstrou produzir uma ferramenta eficiente e confiável para fins de aplicação em projeto. A representação do potencial de velocidades ( $\phi_s$ ) através de uma distribuição B-spline “bi-quadrática” mostrou-se adequada para fornecer resultados de boa qualidade para a determinação da Resistência de Onda de navios.

Os resultados obtidos para os casos de águas profundas e também com efeitos de fundo conseguiram representar bem as características físicas do problema da Resistência de Onda.

Os resultados podem ser obtidos com um tempo computacional razoável. Por exemplo: teste com 3881 painéis, realizado em um computador pessoal com processador AMD Athlon™ XP 2000 de 1.66GHz e 224MB de RAM, requereu um tempo de processamento de cerca de 30 minutos para cada número de Froude.

A partir dos testes realizados e dos bons resultados obtidos pode-se concluir que o método de análise aqui descrito oferece uma alternativa prática e eficiente para a avaliação da Resistência de Onda de navios, cobrindo faixas de números de Froude amplas e incluindo efeitos de fundo.

## REFERENCIAS

- [ 1 ] **CHEN, C. Y. & NOBLESSE F.**, “Comparison Between Theoretical Predictions of Wave Resistance and Experimental Data for the Wigley Hull”, *Journal of Ship Research* Vol. 27 no. 4, pp. 215 – 226, 1983.
- [ 2 ] **DAWSON, C. W.**, “A Practical Method for Solving Ship-Wave Problem”, *2<sup>nd</sup> International Conference on Numerical Ship Hydrodynamics*, pp. 30 – 38, 1977.
- [ 3 ] **DOMICIANO, V., DE CONTI, M. B.**, “Cálculo da Resistência de Ondas através de um Método de Elementos de Contorno”, *19<sup>o</sup> Congresso Nacional de Transportes Marítimos, Construção Naval e Offshore*”, T-129, pp. 1-15, 2002.
- [ 4 ] **FLOWTECH.**, *ShipFlow Theoretical Manual version 1.3*, FLOWTECH International AB, 1993.
- [ 5 ] **HESS, J. L. & SMITH, A.M.O.**, “Calculation of Nonlifting Potential Flow About Arbitrary Three-Dimensional Bodies”, *Journal of Ship Research* Vol.8 no. 2.
- [ 6 ] **MORAES DE, H. B. & VASCONCELLOS, J. M.**, “Análise da Resistência de Onda em Catamarãs de Alta Velocidade”, *19<sup>o</sup> Congresso Nacional de Transportes Marítimos, Construção Naval e Offshore, Sociedade Brasileira de Engenharia Naval*, T-147, Out.2002.
- [ 7 ] **INGLIS, R. B.**, A Three Dimensional Analysis of Motion of Rigid Ship in Waves. Tese de Ph.D., Department of Mechanical Engineering / University of London, London, England, 1980.
- [ 8 ] **NAKOS, D. E. & SCLAVOUNOS, P. D.**, “Ship Motions by a Three Dimensional Rankine Panel Method”, *Proceedings of the 18<sup>th</sup> Symposium on Naval Hydrodynamics*, Ann Arbor, Michigan, pp.21-40, 1990.
- [ 9 ] **NEWMAN, J. N.**, *Marine Hydrodynamics*, 1 ed. Cambridge, MIT Press,1974.
- [ 10 ] **NOBLESSE, F.**, “The Fundamental Solution of the Theory of Steady Motion of a Ship”, *Journal of Ship Research*, Vol. 21 no. 2, Jun 1977.
- [ 11 ] **SAHA, G. K., SUZUKI, K., KAI H.**, “Hydrodynamic Optimization of Ship Hull forms in Shallow Water”, *Journal of Marine Science and Technology*, 2004.
- [ 12 ] **SALHUA, C. A.**, Fontes de Rankine Aplicadas a Escoamentos com Superfície Livre. Tese de M.Sc., COPPE-PENO/UFRJ, Rio de Janeiro, Brasil, 2004.
- [ 13 ] **SANTANA, J. F.**, Determinação Numérica da Resistência de Onda de Navios de Formas Arbitrárias. Tese de M.Sc., COPPE-PENO/UFRJ, Rio de Janeiro, Brasil, 1992.
- [ 14 ] **SCLAVOUNOS, P. D. & NAKOS, D.E.**, “Stability Analysis of Panel Methods for Free Surface Flows with Forward Speed”, *Proceedings of the 17<sup>th</sup> Symposium on Naval Hydrodynamics*, The Hague, 1988.
- [ 15 ] **SCLAVOUNOS, P. D.**, *Computation of Wave Ship Interactions*, In: Bhattacharyya, R., (ed), *Advances in Marine Hydrodynamics*, 1 ed, chapter 4, New York, USA, , John Wiley & Sons INC, 1983.