UNIVERSIDADE FEDERAL DA BAHIA
INSTITUTO DE GEOCIÊNCIAS
CURSO DE GRADUAÇÃO EM GEOFÍSICA

GEO213 – TRABALHO DE GRADUAÇÃO

INVESTIGAÇÃO ELETROMAGNÉTICA DO SUBSTRATO MARINHO: PRÉ-ETAPA DE UM NOVO SISTEMA NA EXPLORAÇÃO DE HIDROCARBONETOS

NÚBIA FONTES REIS DEIRÓ

SALVADOR – BAHIA

MAIO – 2006

Investigação Eletromagnética do Substrato Marinho: Pré-etapa de um Novo Sistema na Exploração de Hidrocarbonetos

por

Núbia Fontes Reis Deiró

Prof. Dr. Edson Emanoel Starteri Sampaio (Orientador)

GEO213 – TRABALHO DE GRADUAÇÃO

Departamento de Geologia e Geofísica Aplicada

do

Instituto de Geociências

da

Universidade Federal da Bahia

Comissão Examinadora

Prof. Hédison Kiuity Sato (CPGG/UFBA)

Dr. Eduardo Lopes de Faria (PETROBRAS)

Dr. Hércules de Souza (MARINHA DO BRASIL)

Data da aprovação: 05/05/2006

A quem sempre estará presente em
minha vida, mesmo que
espiritualmente: meus irmãos Lassa
e Duque e minha avó Juju.
Eternamente vivos...

RESUMO

O mar é uma fronteira explorada nos últimos dez anos pelos geofísicos que utilizam os métodos eletromagnéticos. Apesar de os métodos sísmicos hoje responderem por 90 % das atividades de exploração geofísica de óleo e gás, os métodos eletromagnéticos estão exercendo um papel fundamental, como por exemplo na discriminação do fluido contido no reservatório, abaixo de domos de sal e de rochas vulcânicas, onde o método sísmico não é tão eficaz. Considerando uma Terra composta por quatro camadas horizontais e homogêneas, sendo uma delas o ar e outra a lâmina d'água, calculamos o campo magnético vertical no domínio da freqüência no centro de um laço de corrente elétrica. Modelamos o laço sob a forma de um quadrado, constituído de linhas de dipolo de corrente elétrica (cauda magnética). Trabalhamos com um pulso de corrente na forma caixa, com amplitude de 500 A. Empregando a condição quase-estática, consideramos o integral desenvolvido por Sommerfeld para representar o campo primário, utilizando a transformada de Hankel. O potencial secundário obedece a Equação de Onda Homogênea de Helmholtz. Logo, aplicando as condições de contorno nas fronteiras de descontinuidade das propriedades físicas (planos $z = 0$, $z = h_1$ e $z = h_2$), determinamos as oito equações do potencial total, para o dipolo orientado paralelo aos eixos X e Y. Resolvendo o sistema em função dos $F_{n,j}$, e em seguida aplicando a relação entre o Potencial de Schelkunoff e a indução magnética, calculamos o componente vertical do campo magnético e integramos os resultados obtidos para uma linha de dipolos de comprimento igual a 100m. Depois de elaborada toda a álgebra, geramos os gráficos para análise da influência dos parâmetros físicos (condutividade e espessura) de cada camada sob o campo magnético. Para finalizar, simulamos situações geológicas, onde o método sísmico falha. Os resultados obtidos foram satisfatórios, uma vez que foi possível distinguir, por exemplo, rochas saturadas em água salgada e rochas saturadas em hidrocarbonetos.

ABSTRACT

The sea is a frontier explored in the last ten years by geophysicists which employs electromagnetics methods. In spite of seismic methods be responsible for 90 % of oil and gas exploration geophysical activities, electromagnetic methods are being used for discrimination of the reservoi fluid, below salt diapirism and basaltic rocks. Assuming an earth with four homogeneous horizontal layers, one of them the air, and another the sea water, we calculated the vertical magnetic field in the frequency domain at the center of a loop. We modeled the loop as a square, composed by electric current dipole lines (magnetic tail). The waveform of the source current is box shaped current pulse, with amplitude of 500 A and losting 100 ms. Using quasi-static condition, we considered the integral developed by Sommerfeld, to represent the primary field, using Hankel transform. The secundary potential obeys the Helmholtz homogeneus wave equation. So, applying boundary conditions at the surfaces of discontinuities of the physical properties, $z = 0$, $z = h_1$ e $z = h_2$, we determined eight equations of the total potential, for the dipole oriented paralel to the X and Y axis. Solving the system for the Kernel function, and applying the relation between the Schelkunoff Potential and the magnetic induction, we calculated the result by integration along the 100 m dipole lines. After, we generated graphics to analyze the influence of the physical parameters (thickness and condutivity) of each layer. We simulated geological situations where the seismic method doesn't work appropriately. The results are satisfactory, since it has been possible to discriminate between salt water saturated rocks and hidrocarbon saturated rocks.

ÍNDICE

ÍNDICE DE TABELAS

ÍNDICE DE FIGURAS

INTRODUÇÃO

O mar é uma fronteira que vem sendo explorada nos últimos dez anos pelos geofísicos que utilizam os métodos eletromagnéticos. A alta condutividade da água marinha (acima de 1 S/m) afastou por muito tempo o emprego destes métodos, uma vez que a energia eletromagnética gerada acima dela se atenua e muda de fase fortemente ao longo da camada líquida (Sampaio, 2004).

Porém, a medida e a análise de campos eletromagnéticos no mar têm aplicações importantes, como por exemplo: (i) na exploração de recursos naturais, entre eles, petróleo e gás; (ii) mapeamento e monitoramento de reservatórios de hidrocarbonetos ao longo de sua produção; (iii) o mapeamento de estruturas da base da crosta terrestre, tais como *hot spots*; (iv) na determinação da presença de poluentes no solo submarino, principalmente em manguezais e baías; (v) operações de varredura de minas explosivas submarinas, de interesse para segurança naval. De acordo com Unsworth (2005), métodos eletromagnéticos podem ser utilizados para identificar estruturas que talvez contenham reservatórios potenciais ou rochas fontes, além de serem excelentes discriminadores litológicos.

Na exploração de petróleo, sistemas eletromagnéticos empregando bobinas ou cabos de grande dimensão foram empregados rotineiramente até o final da década de 1940 (Parasnis, 1991). Porém, a partir daquela década, os métodos eletromagnéticos foram substituídos pelos métodos sísmicos, os quais chegam hoje a responder por 90% das atividades de exploração geofísica de óleo e gás.

Detectar e avaliar reservatórios de hidrocarbonetos sem a necessidade de perfuração de poços de testes possui uma grande importância para a indústria do petróleo, uma vez que o método sísmico, apesar de eficientemente identificar armadilhas potenciais de hidrocarbonetos, não consegue discriminar o fluido contido no reservatório. Uma outra vantagem sobre os métodos sísmicos, é na investigação abaixo de derrames basálticos, de camadas de sal e de camadas de baixa velocidade, onde a sísmica se torna ambígua.

Segundo Unsworth (2005), as últimas décadas foram de grande desenvolvimento na utilização de métodos eletromagnéticos em ambientes marinhos. Como por exemplo, o método magnetotelúrico marinho, desenvolvido em 1980, inicialmente para estudos da litosfera e cadeias meso-oceânicas (Evans et al., 1999). Métodos de fonte controlada também foram inicialmente desenvolvidos para estudo das cadeias meso-oceânicas, e em seguida, foram aplicados na exploração de hidrocarbonetos em ambientes marinhos rasos.

Atualmente a Petrobras está avaliando esta nova tecnologia, denominada pelos pesquisadores de perfilagem eletromagnética de fonte controlada. Neste método, um dipolo elétrico horizontal é rebocado dentro da camada de água emitindo um sinal eletromagnético de baixa freqüência; os receptores encontram-se parados no fundo do mar (Johansen et al., 2005). Sua importância deve-se ao fato de que esta sondagem identifica, por exemplo, a diferença de resistividade entre um reservatório contendo hidrocarbonetos (30–500 Ωm) e um outro contendo fluido salino (0,5–2,0 Ωm) (Ellingsrud et al., 2002).

Baseado neste novo método é que este trabalho foi desenvolvido. Uma base teórica foi montada, considerando uma Terra composta por quatro camadas horizontais (sendo uma delas o ar e outra a lâmina d'água). As propriedades físicas de cada camada foram adquiridas na literatura, para a elaboração do modelo. Um laço de corrente quadrado, localizado no substrato oceânico é considerado para o cálculo do campo magnético vertical na coluna d'água, atuando simultaneamente como receptor e transmissor. Este arranjo foi escolhido com o objetivo de simular sistemas de levantamento eletromagnéticos tanto no domínio do tempo, como no domínio da freqüência, que utilizam como fonte um laço de corrente atuando como transmissor e receptor. Os *softwares* comerciais adaptáveis para estes sistemas possuem uma limitação, pois trabalham com o sistema transmissor-receptor localizado na superfície. Daí segue o principal objetivo deste trabalho, que em uma primeira etapa consiste na simulação desses sistemas eletromagnéticos em um meio condutivo no domínio da freqüência. As próximas etapas, não apresentadas nesta monografia, consistem em: (i) calcular os resultados no domínio do tempo e (ii) adquirir dados reais e desenvolver a modelagem inversa.

No Capítulo 1, toda a teoria eletromagnética básica ao desenvolvimento do trabalho é apresentada. No Capítulo 2 encontra-se a formulação teórica baseada em Sampaio (2004) para o cálculo do campo magnético vertical gerado por um laço de corrente quadrado. O Capítulo 3 contém toda a parte computacional e a discussão dos resultados obtidos no Capítulo 2. Por fim, o Capítulo 4 sintetiza as conclusões obtidas nesta monografia.

CAPÍTULO 1

Fundamentos Eletromagnéticos

1.1 Equações de Maxwell

A descrição eletromagnética de um meio requer a definição dos componentes do campo em cada ponto, causada por um sistema de fontes. Cargas e correntes elétricas constituem as fontes principais de um campo eletromagnético, sendo que as outras fontes, como é o caso de dipolos elétricos e magnéticos, dependem fundamentalmente delas. O relacionamento entre os campos e os parâmetros eletromagnéticos, pode ser observado nas equações de Maxwell[1].

Uma vez que todos os fenômenos eletromagnéticos são governados pelas equações empíricas de Maxwell, torna-se importante iniciar com o estudo dessas equações. Elas encontram-se desaclopadas em equações diferenciais lineares de primeira ordem, porém podem ser aclopadas pelas relações empíricas constitutivas, onde o número dos campos vetoriais reduz de cinco para dois. Estas relações, na maioria das aplicações, são escolhidas de forma que representem regiões isotrópicas, homogêneas, lineares e independentes de temperatura, pressão e tempo (Sato, 2002).

1.1.1 As Equações de Maxwell no Domínio do Tempo

As Equações de Maxwell constituem relações empíricas, baseadas nas Leis de Ampère, Faraday e Coulomb, e na ausência de monopólos magnéticos. Elas descrevem o comportamento do campo eletromagnético, definido por cinco funções vetoriais e uma escalar, discriminadas na Tabela 1.1. A relação entre essas grandezas vetoriais é a forma convencional das Equações de Maxwell:

$$\nabla \times \vec{e} + \frac{\partial \vec{b}}{\partial t} = 0, \quad \text{(Lei de Faraday)} \tag{1.1}$$

$$\nabla \times \vec{h} - \frac{\partial \vec{d}}{\partial t} = \vec{j}, \quad \text{(Lei de Ampère)} \tag{1.2}$$

[1]James Clark Maxwell (1831-1879), físico escocês, baseou-se nos trabalhos e experiências de Ampère, Gauss e Faraday para elaborar sua teoria. Através de suas equações, generalizou as leis empíricas de Ampère e de Faraday em função da posição e do tempo.

$$\nabla \cdot \vec{b} = 0, \quad \text{(Ausência de Monopólos)} \tag{1.3}$$

$$\nabla \cdot \vec{d} = q_v, \quad \text{(Lei de Coloumb)} \tag{1.4}$$

Símbolo	**Nome**	**Unidade**
$\vec{e}$	Intensidade do campo elétrico	(V/m)
$\vec{b}$	Indução magnética	(Wb/m^2) ou (T)
$\vec{d}$	Deslocamento elétrico	(C/m^2)
$\vec{h}$	Intensidade do campo magnético	(A/m)
$\vec{j}$	Densidade de corrente elétrica	(A/m^2)
q_v	Densidade de carga elétrica	(C/m^3)

Tabela 1.1: Símbolo, descrição e unidade física das grandezas eletromagnéticas das Equações de Maxwell.

1.1.2 As Equações de Maxwell no Domínio da Freqüência

O par de Transformadas de Fourier (Equações 1.5 e 1.6), aplicado às equações 1.1 até 1.4, origina as Equações de Maxwell no domínio da freqüência. A notação adotada para o par de Transformadas de Fourier é (Ward e Hohmann, 1987):

$$f(t) \;=\; \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} F(\omega)e^{i\omega t}\, d\omega \tag{1.5}$$

$$F(\omega) \;=\; \int_{-\infty}^{\infty} f(t)e^{-i\omega t}\, dt \tag{1.6}$$

e as Equações de Maxwell no domínio da freqüência, assumem as seguintes expressões:

$$\nabla \times \vec{E} + i\omega\vec{B} = 0 \tag{1.7}$$

$$\nabla \times \vec{H} - i\omega\vec{D} = \vec{J} \tag{1.8}$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \tag{1.9}$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = Q_v \tag{1.10}$$

1.1.3 Relações Constitutivas

As equações acima descritas estão desaclopadas em equações diferenciais formada por cinco funções vetoriais. Porém, estas equações podem ser aclopadas através das relações constitutivas no domínio da freqüência. É necessário lembrar que neste trabalho são considerados meios lineares, isotrópicos, homogêneos, com propriedades elétricas que não variam com o tempo, temperatura ou pressão.

A condutividade elétrica (σ), a permeabilidade magnética (μ) e a permissividade dielétrica (ϵ) constituem os parâmetros que descrevem as propriedades eletromagnéticas de um meio e do vácuo. Os valores no vácuo de μ, ϵ e σ encontram-se na Tabela 1.2.

Parâmetros	**Descrição**	**Valor/Unidade**
μ_0	Permeabilidade magnética	$4\pi \times 10^{-7}$ (H/m)
σ_0	Condutividade elétrica	0 (S/m)
ϵ_0	Permissividade elétrica	$8,854 \times 10^{-12}$(F/m)

Tabela 1.2: Unidades de μ, σ e ϵ e seus respectivos valores no vácuo.

Logo, é possível escrever as três relações constitutivas que seguem:

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \tag{1.11}$$

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \tag{1.12}$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \tag{1.13}$$

Aplicando a Transformada Inversa de Fourier nas Equações 1.11, 1.12 e 1.13), obtém-se as equações de Maxwell aclopadas no domínio do tempo, que se tornam extremamente complicadas, uma vez que elas se convertem em operações de convoluções.

Substituindo as equações acima nas Equações 1.7 e 1.8:

$$\nabla \times \vec{E} + i\mu\omega\vec{H} = 0 \tag{1.14}$$

$$\nabla \times \vec{H} - (\sigma + i\epsilon\omega)\vec{E} = 0 \tag{1.15}$$

Na equação 1.15, o termo $\sigma\vec{E}$ representa a corrente de condução e o termo $i\omega\epsilon\vec{E}$ a corrente de deslocamento devido à variação temporal do campo elétrico.

Em todas as equações que definem o comportamento dos componentes do campo, os parâmetros elétricos σ, ϵ e μ não entram separadamente, mas sim através do parâmetro denominado número de onda do meio (κ), com dimensão m^{-1}.

De acordo com (Harrington, 1961), pode-se introduzir os termos que representam a impeditividade ($\widehat{z} = i\mu\omega$) e admitividade ($\widehat{y} = \sigma + i\epsilon\omega$) nas Equações de Maxwell, onde:

$$\kappa^2 = -\widehat{z}\widehat{y}, \tag{1.16}$$

Então, as Equações de Maxwell acopladas, no domínio da freqüência, ficam da seguinte forma:

$$\nabla \times \vec{E} + \widehat{z}H = 0 \tag{1.17}$$

$$\nabla \times \vec{H} - \widehat{y}\vec{E} = 0 \tag{1.18}$$

1.2 Potenciais Eletromagnéticos

Uma interpretação adequada dos dados geofísicos relacionados ao campo eletromagnético requer a solução das Equações de Helmholtz ou das Equações de Laplace. A utilização de funções potenciais, sob certas condições, facilita a solução de problemas na grande maioria dos casos. Neste trabalho, o potencial utilizado foi o vetorial magnético, determinado por $\vec{A}(x,y,z,\omega)$ no domínio da freqüência e $\vec{a}(x,y,z,t)$ no domínio do tempo, conhecido como potencial de Schelkunoff:

$$\vec{b} = \nabla \times \vec{a} \qquad \vec{e} = -\nabla\phi - \frac{\partial \vec{a}}{\partial t} \tag{1.19}$$

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A} \qquad \vec{E} = -i\omega\left(\frac{1}{\kappa^2}\nabla(\nabla \cdot \vec{A}) + \vec{A}\right) \tag{1.20}$$

O ponto de observação localiza-se em *(x,y,z)*, com as distâncias dadas em metros. O tempo (t) é dado em segundos e a freqüência (f) em Hertz, onde: $\omega = 2\pi f$. ϕ é uma função escalar arbitrária, que se relaciona com o potencial vetorial através da condição de Lorentz dada a seguir:

$$\nabla \cdot \vec{a} + \mu\epsilon\frac{\partial \phi}{\partial t} + \mu\sigma\phi = 0 \tag{1.21}$$

no domínio do tempo e

$$\nabla \cdot \vec{A} + (i\mu\epsilon\omega + \mu\sigma)\Phi = 0 \tag{1.22}$$

no domínio da freqüência.

1.3 Condições de Contorno

A solução completa dos problemas eletromagnéticos mais freqüentes requer a aplicação de condições de contorno, que os campos eletromagnéticos devem satisfazer em uma interface entre dois meios onde ocorram variações abruptas nos parâmetros σ, ϵ e μ. Estas condições de contorno podem ser deduzidas a partir das derivadas da forma integral das Equações de

Maxwell. A seguir, serão descritas apenas três condições de contorno, as quais serão usadas mais adiante.

- Componente normal $\vec{B}$

Considerando um cilindro reto (com geratriz normal a S, altura Δl e área Δa), através da interface S como na Figura 1.1. Nesta interface, como nos meios M_1 e M_2, os vetores campos e suas primeiras derivadas são contínuas e funções limitadas da posição e do tempo (Freitas, 2004). Então, aplicando o Teorema de Gauss, na Equação 1.9, obtém-se:

$$\oint_{S_0} \vec{B} \cdot \vec{n} \; da = 0 \tag{1.23}$$

ou seja, o fluxo magnético através de qualquer superfície fechada é igual a zero, sendo S_0 a superfície fechada constituindo as bases do cilindro.

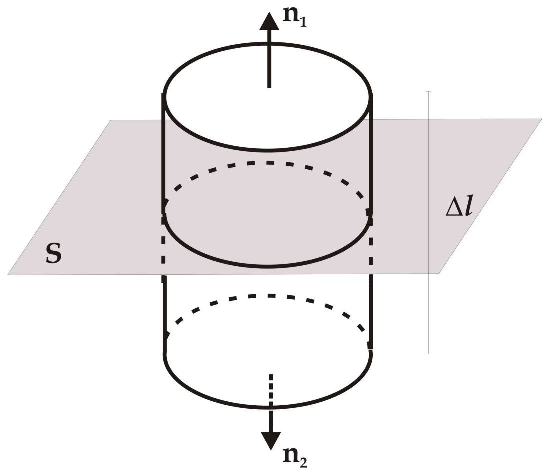

Figura 1.1: Condição de contorno normal, para dois meios distintos, separados por uma superfície S.

Considerando a área Δa suficientemente pequena, pode-se então, considerar que $\vec{B}$ é constante sobre cada base, logo a equação acima pode ser aproximada por:

$$(\vec{B} \cdot \vec{n_1} + \vec{B} \cdot \vec{n_2})\Delta a + \text{contribuições das paredes} = 0 \tag{1.24}$$

Como a contribuição das paredes do cilindro para a integral de superfície é diretamente proporcional à Δl, fazendo então $\Delta l \to 0$, as bases ficarão exatamente sobre os lados de S, tornando desprezível a contribuição das paredes:

$$(\vec{B_2} - \vec{B_1}) \cdot \vec{n} = 0 \tag{1.25}$$

Os vetores normais $\vec{n_2}$ e $\vec{n_1}$ possuem a mesma direção e sentidos opostos, e cada uma destas normais pode servir de normal à interface, ou seja: $\vec{n_2} = -\vec{n_1} = \vec{n}$. Pode-se concluir então que o componente normal $\vec{B}_n$ de $\vec{B}$ é contínuo através de uma interface S separando dois meios 1 e 2.

- Componente tangencial $\vec{E}$

Aplicando o teorema de Stokes na Equação 1.7, onde C_0 é o contorno retangular de lados Δs (Figura 1.2), obtém-se:

$$\int_{C_0} \vec{E} \cdot d\vec{s} + \int_{S_0} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot \vec{n}\ da = 0 \tag{1.26}$$

onde S_0 é a área do retângulo e $\vec{n}$ sua normal positiva, determinada pela direção da circulação ao longo de C_0.

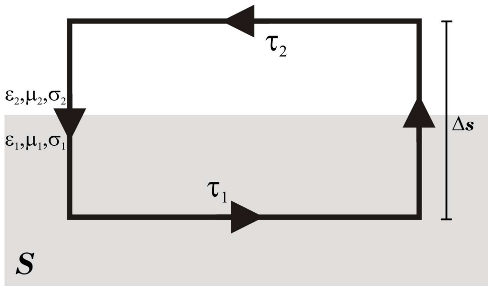

Figura 1.2: Condição de contorno tangencial, com a trajetória retangular na interface S, entre dois meios distintos.

Considerando $\vec{\tau_1}$ e $\vec{\tau_2}$ vetores unitários na direção de circulação ao longo dos lados do retângulo (vide Figura 1.2), pode-se aproximar a Equação 1.26 por:

$$(\vec{E} \cdot \vec{\tau_1} + \vec{E} \cdot \vec{\tau_2})\Delta s + \text{contribuições das extremidades} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot \vec{n}\ \Delta s\ \Delta l \tag{1.27}$$

Considerando a contribuição dos segmentos nas extremidades, os quais são proporcionais a Δl, desprezíveis quando a camada contrai para a superfície S ($\Delta l \to 0$). Tomando o produto vetorial com $\vec{n}$, tem-se então a equação que representa a condição de contorno em que o campo elétrico tangente à interface é contínuo:

$$\vec{n} \times (\vec{E}_2 - \vec{E}_1) = 0 \tag{1.28}$$

- Componente tangencial $\vec{H}$

O comportamento do componente tangencial do campo magnético, para o contorno pode ser deduzido similarmente ao componente tangencial do campo elétrico. Apenas a equação de Maxwell de partida será a Equação 1.8, onde aplicado o Teorema de Stokes, obtém-se a seguinte forma:

$$\int_{C_0} \vec{H} \cdot d\vec{s} - \int_{S_0} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \cdot \vec{n}\, da = \int_{S_0} \vec{J} \cdot \vec{n}\ da \tag{1.29}$$

Fazendo Δl tender a zero e considerando a densidade de corrente finita. Então:

$$\vec{n} \times (\vec{H}_2 - \vec{H}_1) = 0 \tag{1.30}$$

Logo, o componente tangencial de $\vec{H}$ é contínuo através de uma interface, caso não existam correntes superficiais.

1.4 Equações da Onda Homogênea de Helmholtz

Uma das conseqüências mais importantes das Equações de Maxwell é a propagação de ondas eletromagnéticas. Quando se tratar de uma onda plana, pode-se considerar que as fontes estão situadas infinitamente distantes da região de interesse. Logo, a densidade de corrente elétrica e a densidade volumétrica de carga se anulam nesta região.

Considerando as seguintes equações de Maxwell e as relações constitutivas no domínio do tempo, onde μ, ϵ e σ, não variam com o tempo:

$$\nabla \times \vec{e} + \frac{\partial \vec{b}}{\partial t} = 0 \tag{1.31}$$

$$\nabla \times \vec{h} - \frac{\partial \vec{d}}{\partial t} = \vec{j} \tag{1.32}$$

$$\vec{d} = \epsilon\vec{e} \qquad \vec{b} = \mu\vec{h} \qquad \vec{j} = \sigma\vec{e} \tag{1.33}$$

Considerando que as funções vetoriais $\vec{h}$ e $\vec{e}$ são contínuas e possuem primeira e segunda derivadas. Aplicando o rotacional nas equações de Maxwell acima, e substituindo as relações constitutivas:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{e} + \mu\sigma\frac{\partial \vec{e}}{\partial t} + \mu\epsilon\frac{\partial^2 \vec{e}}{\partial t^2} = 0 \tag{1.34}$$

$$\nabla \times \nabla \times \vec{h} + \epsilon\mu\frac{\partial^2 \vec{h}}{\partial t^2} + \sigma\mu\frac{\partial \vec{e}}{\partial t} = 0 \tag{1.35}$$

Dada a seguinte identidade vetorial:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{a} \equiv \nabla\nabla \cdot \vec{a} - \nabla^2\vec{a} \tag{1.36}$$

Esta permite a expansão do primeiro termo das Equações 1.30 e 1.31. Logo, para regiões homogêneas, tem-se:

$$\nabla^2\vec{e} - \mu\sigma\frac{\partial\vec{e}}{\partial t} - \mu\epsilon\frac{\partial^2\vec{e}}{\partial t^2} = 0 \tag{1.37}$$

$$\nabla^2\vec{h} - \epsilon\mu\frac{\partial^2\vec{h}}{\partial t^2} - \sigma\mu\frac{\partial\vec{e}}{\partial t} = 0 \tag{1.38}$$

As Equações 1.37 e 1.38 representam a equação da onda dos campos elétricos e magnéticos no domínio do tempo. Aplicando a Transformada de Fourier e a definição do número de onda κ, obtêm-se as equações de Helmholtz em $\vec{E}$ e $\vec{H}$:

$$\nabla^2\vec{E} + \kappa^2\vec{E} = 0 \tag{1.39}$$

$$\nabla^2\vec{H} + \kappa^2\vec{H} = 0 \tag{1.40}$$

1.5 Equações da Onda Não-Homogênea de Helmholtz

As equações de Maxwell descritas anteriormente, são para uma região homogênea, livre de fontes. Para uma região contendo fontes, as equações são substituídas por:

$$\nabla \times \vec{E} + \widehat{z}\vec{H} = -\vec{J_m} \tag{1.41}$$

$$\nabla \times \vec{H} - \widehat{y}\vec{H} = \vec{J_e} \tag{1.42}$$

onde $\vec{J_m}$ é a densidade de corrente magnética e $\vec{J_e}$ é a densidade de corrente elétrica.

As equações acima podem ser resolvidas expressando $\vec{E}$ e $\vec{H}$ em funções potenciais. Segundo Ward e Hohmann (1987), o potencial mais conveniente para resolver as equações da onda não homogênea de Helmholtz é o potencial de Schelkunoff. Sua relação com o vetor indução magnética $\vec{B}$ foi mostrado anteriormente nas Equações 1.19 e 1.20. Segundo Sampaio (2004), este potencial também obedece a uma das duas formas da equação não homogênea de Helmholtz:

$$\nabla^2\vec{A} + \kappa^2\vec{A} = -\mu\vec{J_s} \tag{1.43}$$

$\vec{J_s}$ representa a fonte devido a um dipolo de corrente elétrica elementar no domínio da freqüência, orientado ao longo da direção X e localizado no ponto (x_0, y_0, z_0) de um meio homogêneo e infinito (Figura 1.3). É definido pela seguinte expressão:

$$\vec{J_s} = I(\omega)dx_0\delta(x - x_0)\delta(y - y_0)\delta(z - z_0)\vec{i} \tag{1.44}$$

Na equação acima, $I(\omega)$ representa a Transformada de Fourier da corrente elétrica em ampère; dx_0 é o comprimento elementar do dipolo de corrente elétrica e os $\delta(\alpha - \alpha_0)$ representam as funções Deltas de Dirac.

Utilizando o método e a função escalar de Green, e aplicando a equação 1.44, obtém-se a solução para o potencial primário $\vec{A}_p(x,y,z,\omega)$ da Equação 1.43:

$$\vec{A}_p(x,y,z,\omega) = \frac{\mu I(\omega) dx_0}{4\pi} \frac{e^{-i\kappa R}}{R} \vec{i} \tag{1.45}$$

onde R=$\sqrt{(x-x_0)^2+(y-y_0)^2+(z-z_0)^2}$ representa a distância da fonte ao ponto de observação.

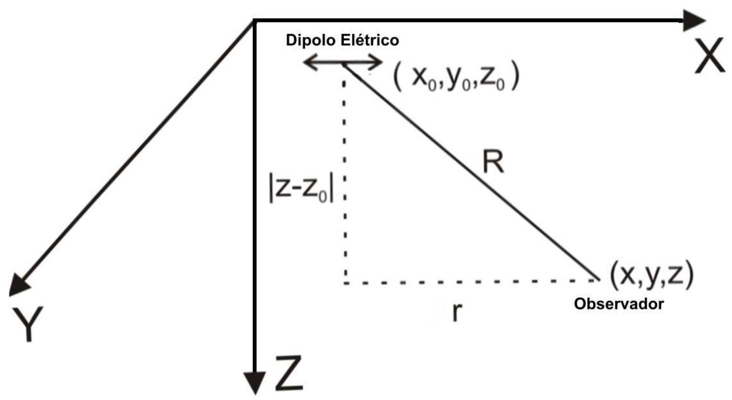

Figura 1.3: Dipolo elétrico, orientado na direção X em um meio homogêneo, isotrópico e infinito. R representa a distância entre o ponto de observação e o dipolo; r é sua projeção horizontal: R=$\sqrt{r^2+(z-z_0)^2}$; r=$\sqrt{(x-x_0)^2+(y-y_0)^2}$.

1.6 Campo Magnético Primário Vertical de um Dipolo no Domínio da Freqüência

Considerando então as equações 1.44, e aplicando a equação 1.20, obtém-se:

$$\vec{B_{zp}}(x,y,z,\omega) = \frac{\mu \vec{I}(\omega) dx_0}{4\pi} \frac{(y-y_0)}{R^3} e^{-i\kappa R}(1+i\kappa R) \tag{1.46}$$

que é o campo primário vertical causado por um dipolo elétrico orientado na direção X.

CAPÍTULO 2

Campo Magnético Vertical Gerado por um Laço de Corrente em um Meio Condutor no Domínio da Freqüência

Neste capítulo serão apresentadas as equações, e como foram formuladas, do campo magnético vertical devido a um laço de corrente elétrica quadrado, considerando uma Terra homogênea, composta por quatro camadas horizontais. A primeira camada representa o ar, a segunda uma lâmina d'água salgada, a terceira e a quarta variam para cada modelo descrito no próximo capítulo.

Para a elaboração das equações do campo magnético gerado pelo laço quadrado, considerou este sendo formada por quatro caudas magnéticas, paralelas duas a duas, em um meio condutor. Duas caudas se encontram orientadas na direção X e as outras duas na direção Y.

O termo cauda magnética é uma denominação muito utilizada na Marinha de Guerra, a qual corresponde a um condutor elétrico, que pode ser tratado como uma antena elétrica, correspondendo a uma distribuição contínua de dipolos elétricos.

A escolha em medir o campo magnético é devido a sua maior sensibilidade, precisão e posicionamento em comparação ao campo elétrico. Também as expressões algébricas de $\vec{B}$ são mais compactas e mais simples do que as correspondentes de $\vec{E}$. Logo, esta monografia pretende fazer a simulação de sistemas eletromagnéticos que trabalham medindo o campo magnético.

2.1 Campo Magnético Gerado por uma Cauda Magnética

Como este trabalho considera a cauda magnética dentro da coluna d´água e valores de $\omega < 1MHz$, empregam-se as soluções da condição quase-estática para o potencial primário. Esta condição é válida para freqüências abaixo de 1MHz em qualquer material terrestre que não seja o ar. Retomando então, a Equação 1.16:

$$\kappa^2 = -i\mu\omega(\sigma + i\epsilon\omega) \tag{2.1}$$

Como o espaço aqui considerado é a água do mar, bastante condutora, $\sigma \gg \epsilon\omega$:

$$\kappa = \sqrt{-i\mu\omega\sigma} \tag{2.2}$$

Empregando o integral desenvolvido por Sommerfeld (1949), é possível representar o potencial primário usando a tranformada de Hankel. Conseqüentemente, a Equação 1.45 assume a seguinte forma:

$$\vec{A_{p,1}}(x,y,z,\omega) = C_1 \int_0^{\infty} \frac{\lambda}{\alpha_1} e^{-\alpha_1|z-z_0|} J_0(\lambda r) d\lambda dx_0 \vec{i}, \quad 0 \leq z_0 \leq h_1 \tag{2.3}$$

para o dipolo orientado na direção X. Na direção Y, o potencial primário é representado de forma semelhante:

$$\vec{A_{p,1}}(x,y,z,\omega) = C_2 \int_0^{\infty} \frac{\lambda}{\alpha_1} e^{-\alpha_1|z-z_0|} J_0(\lambda r) d\lambda dy_0 \vec{j}, \quad 0 \leq z_0 \leq h_1 \tag{2.4}$$

sendo:

$J_0(\lambda r)$ - a função de Bessel de primeira espécie e ordem zero;

$\alpha_j = \sqrt{\lambda^2 - \kappa_j^2}$ - número complexo de parte real positiva;

$r = \sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}$;

$C_j = \frac{\mu_j I(\omega)}{4\pi}$, j=1, 2.

Como a permeabilidade magnética é a mesma em todas as camadas, igual a permeabilidade no vácuo (vide Tabela 1.2), as constantes C_1 e C_2 são iguais. Logo, a partir deste ponto, a notação adotada para esta constante será sempre C.

O potencial secundário obedece a Equação de Onda Homogênea de Helmholtz e, devido à simetria cilíndrica do modelo, apresenta os componentes x e z para o dipolo orientado na direção X e componentes y e z para o dipolo orientado na direção Y.

Portanto para $n = x,\ z$ (ou $n = y,\ z$) e $j = 0,\ 1,\ 2,\ 3$:

$$\nabla^2 \vec{A}^S_{n,j}(x,y,z,\omega) + \kappa_j^2 \vec{A}^S_{n,j}(x,y,z,\omega) = 0 \tag{2.5}$$

2.1.1 Dipolo Orientado ao Longo do Eixo X

Levando em conta as simetrias cilíndricas do modelo em relação ao plano X-Z, a solução geral da Equação 2.5 no domínio da frequência pode ser expressa pela seguinte série de integrais de Hankel:

$$\vec{A}^S_{n,j}(x,y,z) = \sum_{n=0}^{\infty} cos(n\phi) \int_0^{\infty} F^{\pm}_{n,j} e^{\pm\alpha_j|z-z_0|} J_n(\lambda r) d\lambda dx_0 \vec{i} \tag{2.6}$$

onde:

$\cos(\phi) = \frac{(x-x_0)}{r}$

Considerando a ortogonalidade das funções trigonométricas na Equação 2.6 e a convergência do potencial no infinito. Acrescentando então, a expressão contida na Equação 2.3, a solução da equação 2.5 no domínio da freqüência relativa aos dois componentes do potencial secundário e ao potencial primário, obtem-se as equações para o potencial magnético total:

$$
\begin{aligned}
A^S_{x,0}(x,y,z,\omega) &= C\int_0^\infty F^+_{x,0}(\lambda)e^{\alpha_0 z}J_0(\lambda r)d\lambda dx_0 \\
A^S_{z,0}(x,y,z,\omega) &= C\cos(\phi)\int_0^\infty F^+_{z,0}(\lambda)e^{\alpha_0 z}J_1(\lambda r)d\lambda dx_0 \\
A^S_{x,1}(x,y,z,\omega) &= C\int_0^\infty [F^+_{x,1}(\lambda)e^{\alpha_1 z}+F^-_{x,1}(\lambda)e^{-\alpha_1 z}+\frac{\lambda}{\alpha_1}e^{-\alpha_1|z-z_0|}]J_0(\lambda r)d\lambda dx_0 \\
A^S_{z,1}(x,y,z,\omega) &= C\cos(\phi)\int_0^\infty [F^+_{z,1}(\lambda)e^{\alpha_1 z}+F^-_{z,1}(\lambda)e^{-\alpha_1 z}]J_1(\lambda r)d\lambda dx_0 \\
A^S_{x,2}(x,y,z,\omega) &= C\int_0^\infty [F^+_{x,2}(\lambda)e^{\alpha_2 z}+F^-_{x,2}(\lambda)e^{-\alpha_2 z}]J_0(\lambda r)d\lambda dx_0 \\
A^S_{z,2}(x,y,z,\omega) &= C\cos(\phi)\int_0^\infty [F^+_{z,2}(\lambda)e^{\alpha_2 z}+F^-_{z,2}(\lambda)e^{-\alpha_2 z}]J_1(\lambda r)d\lambda dx_0 \\
A^S_{x,3}(x,y,z,\omega) &= C\int_0^\infty F^-_{x,3}(\lambda)e^{-\alpha_3 z}J_0(\lambda r)d\lambda dx_0 \\
A^S_{z,3}(x,y,z,\omega) &= C\cos(\phi)\int_0^\infty F^-_{z,3}(\lambda)e^{-\alpha_3 z}J_1(\lambda r)d\lambda dx_0
\end{aligned}
\tag{2.7}
$$

Logo a determinação do potencial total implica em resolver o sistema acima, determinando a expressão das oito funções $F^{\pm}_{n,j}(\lambda)$. Para isso, é necessário de antemão aplicar as condições de contorno, já descritas no Capítulo 1, nas fronteiras de descontinuidade das propriedades físicas que ocorrem nos planos horizontais $z=0$, $z=h_1$ e $z=h_2$:

$$
\begin{aligned}
&B_{z,0}=B_{z,1}; \quad \mu_1 B_{x,0}=\mu_0 B_{x,1}; \quad \text{em } z=0, \\
&E_{y,0}=E_{y,1}; \quad \mu_1 B_{y,0}=\mu_0 B_{y,1}; \quad \text{em } z=0, \\
&B_{z,1}=B_{z,2}; \quad \mu_2 B_{x,1}=\mu_1 B_{x,2}; \quad \text{em } z=h_1, \\
&E_{y,1}=E_{y,2}; \quad \mu_2 B_{y,1}=\mu_1 B_{y,2}; \quad \text{em } z=h_1, \\
&B_{z,2}=B_{z,3}; \quad \mu_3 B_{x,2}=\mu_2 B_{x,3}; \quad \text{em } z=h_2, \\
&E_{y,2}=E_{y,3}; \quad \mu_3 B_{y,2}=\mu_2 B_{y,3}; \quad \text{em } z=h_2
\end{aligned}
\tag{2.8}
$$

Substituindo as Equações 1.20 nas Equações 2.8, é possível obter o seguinte sistema de 12 equações lineares com 12 incógnita para o potencial total $A_{n,j}(x,y,z)$, onde $n=x,z$ e

$j = 0, 1, 2, 3.$

$$\begin{aligned}
A_{x,0} &= A_{x,1}; & \mu_1 A_{z,0} = \mu_0 A_{z,1};\quad \text{em}\ \ z = 0,\\
\tfrac{1}{\kappa_0^2}\left(\tfrac{\partial A_{x,0}}{\partial x} + \tfrac{\partial A_{z,0}}{\partial z}\right) &= \tfrac{1}{\kappa_1^2}\left(\tfrac{\partial A_{x,1}}{\partial x} + \tfrac{\partial A_{z,1}}{\partial z}\right); & \mu_1 \frac{\partial A_{x,0}}{\partial z} = \mu_0 \frac{\partial A_{x,1}}{\partial z};\quad \text{em}\ \ z = 0,\\
A_{x,1} &= A_{x,2}; & \mu_2 A_{z,1} = \mu_1 A_{z,2};\quad \text{em}\ \ z = h_1,\\
\tfrac{1}{\kappa_1^2}\left(\tfrac{\partial A_{x,1}}{\partial x} + \tfrac{\partial A_{z,1}}{\partial z}\right) &= \tfrac{1}{\kappa_2^2}\left(\tfrac{\partial A_{x,2}}{\partial x} + \tfrac{\partial A_{z,2}}{\partial z}\right); & \mu_2 \frac{\partial A_{x,1}}{\partial z} = \mu_1 \frac{\partial A_{x,2}}{\partial z};\quad \text{em}\ \ z = 0,\\
A_{x,2} &= A_{x,3}; & \mu_3 A_{z,2} = \mu_2 A_{z,3};\quad \text{em}\ \ z = h_2,\\
\tfrac{1}{\kappa_2^2}\left(\tfrac{\partial A_{x,2}}{\partial x} + \tfrac{\partial A_{z,2}}{\partial z}\right) &= \tfrac{1}{\kappa_3^2}\left(\tfrac{\partial A_{x,3}}{\partial x} + \tfrac{\partial A_{z,3}}{\partial z}\right); & \mu_3 \frac{\partial A_{x,2}}{\partial z} = \mu_2 \frac{\partial A_{x,3}}{\partial z};\quad \text{em}\ \ z = 0
\end{aligned} \tag{2.9}$$

O resultado das expressões das funções $F^{\pm}_{x,j}(\lambda)$ que serão utilizados no cálculo do campo magnético vertical, encontra-se no Anexo 1.

2.1.2 Dipolo Orientado ao Longo do Eixo Y

De forma semelhante ao item anterior, calcula-se o potencial total para um dipolo orientado ao longo do eixo Y. A Equação 2.6 assume a seguinte forma:

$$\vec{A}^S_{n,j}(x,y,z) = \sum_{n=0}^{\infty} \cos(n\phi) \int_0^{\infty} F^{\pm}_{n,j} e^{\pm\alpha_j|z-z_0|} J_n(\lambda r)\, d\lambda\, dy_0 \vec{i} \tag{2.10}$$

onde:

$\cos(\phi) = \frac{(y-y_0)}{r}$

Então as equações para determinar o potencial total são dadas por:

$$\begin{aligned}
A^S_{y,0}(x,y,z,\omega) &= C \int_0^{\infty} F^+_{y,0}(\lambda) e^{\alpha_0 z} J_0(\lambda r)\, d\lambda\, dy_0\\
A^S_{z,0}(x,y,z,\omega) &= C \cos(\phi) \int_0^{\infty} F^+_{z,0}(\lambda) e^{\alpha_0 z} J_1(\lambda r)\, d\lambda\, dy_0\\
A^S_{y,1}(x,y,z,\omega) &= C \int_0^{\infty} [F^+_{y,1}(\lambda) e^{\alpha_1 z} + F^-_{y,1}(\lambda) e^{-\alpha_1 z} + \frac{\lambda}{\alpha_1} e^{-\alpha_1|z-z_0|}] J_0(\lambda r)\, d\lambda\, dy_0\\
A^S_{z,1}(x,y,z,\omega) &= C \cos(\phi) \int_0^{\infty} [F^+_{z,1}(\lambda) e^{\alpha_1 z} + F^-_{z,1}(\lambda) e^{-\alpha_1 z}] J_1(\lambda r)\, d\lambda\, dy_0\\
A^S_{y,2}(x,y,z,\omega) &= C \int_0^{\infty} [F^+_{y,2}(\lambda) e^{\alpha_2 z} + F^-_{y,2}(\lambda) e^{-\alpha_2 z}] J_0(\lambda r)\, d\lambda\, dy_0\\
A^S_{z,2}(x,y,z,\omega) &= C \cos(\phi) \int_0^{\infty} [F^+_{z,2}(\lambda) e^{\alpha_2 z} + F^-_{z,2}(\lambda) e^{-\alpha_2 z}] J_1(\lambda r)\, d\lambda\, dy_0\\
A^S_{y,3}(x,y,z,\omega) &= C \int_0^{\infty} F^-_{y,3}(\lambda) e^{-\alpha_3 z} J_0(\lambda r)\, d\lambda\, dy_0\\
A^S_{z,3}(x,y,z,\omega) &= C \cos(\phi) \int_0^{\infty} F^-_{z,3}(\lambda) e^{-\alpha_3 z} J_1(\lambda r)\, d\lambda\, dy_0
\end{aligned} \tag{2.11}$$

As seguintes condições de contorno foram utilizadas para a resolução do sistema:

$$
\begin{aligned}
B_{z,0} &= B_{z,1}; \quad \mu_1 B_{x,0} = \mu_0 B_{x,1}; \quad \text{em} \ \ z = 0, \\
E_{x,0} &= E_{x,1}; \quad \mu_1 B_{y,0} = \mu_0 B_{y,1}; \quad \text{em} \ \ z = 0, \\
B_{z,1} &= B_{z,2}; \quad \mu_2 B_{x,1} = \mu_1 B_{x,2}; \quad \text{em} \ \ z = h_1, \\
E_{x,1} &= E_{x,2}; \quad \mu_2 B_{y,1} = \mu_1 B_{y,2}; \quad \text{em} \ \ z = h_1, \\
B_{z,2} &= B_{z,3}; \quad \mu_3 B_{x,2} = \mu_2 B_{x,3}; \quad \text{em} \ \ z = h_2, \\
E_{x,2} &= E_{x,3}; \quad \mu_3 B_{y,2} = \mu_2 B_{y,3}; \quad \text{em} \ \ z = h_2
\end{aligned}
\tag{2.12}
$$

Novamente, substituindo as Equações 1.20 nas Equações 2.12, é possível obter o seguinte sistema de 12 equações lineares com 12 incógnita para o potencial total $A_{n,j}(x, y, z)$, onde $n = y, z$ e $j = 0, 1, 2, 3$.

$$
\begin{aligned}
A_{y,0} &= A_{y,1}; & \mu_1 A_{z,0} &= \mu_0 A_{z,1}; \quad \text{em} \ \ z = 0, \\
\tfrac{1}{\kappa_0^2}\left(\tfrac{\partial A_{y,0}}{\partial y} + \tfrac{\partial A_{z,0}}{\partial z}\right) &= \tfrac{1}{\kappa_1^2}\left(\tfrac{\partial A_{y,1}}{\partial y} + \tfrac{\partial A_{z,1}}{\partial z}\right); & \mu_1 \frac{\partial A_{y,0}}{\partial z} &= \mu_0 \frac{\partial A_{y,1}}{\partial z}; \quad \text{em} \ \ z = 0, \\
A_{y,1} &= A_{y,2}; & \mu_2 A_{z,1} &= \mu_1 A_{z,2}; \quad \text{em} \ \ z = h_1, \\
\tfrac{1}{\kappa_1^2}\left(\tfrac{\partial A_{y,1}}{\partial y} + \tfrac{\partial A_{z,1}}{\partial z}\right) &= \tfrac{1}{\kappa_2^2}\left(\tfrac{\partial A_{y,2}}{\partial y} + \tfrac{\partial A_{z,2}}{\partial z}\right); & \mu_2 \frac{\partial A_{y,1}}{\partial z} &= \mu_1 \frac{\partial A_{y,2}}{\partial z}; \quad \text{em} \ \ z = 0, \\
A_{y,2} &= A_{y,3}; & \mu_3 A_{z,2} &= \mu_2 A_{z,3}; \quad \text{em} \ \ z = h_2, \\
\tfrac{1}{\kappa_2^2}\left(\tfrac{\partial A_{y,2}}{\partial y} + \tfrac{\partial A_{z,2}}{\partial z}\right) &= \tfrac{1}{\kappa_3^2}\left(\tfrac{\partial A_{y,3}}{\partial y} + \tfrac{\partial A_{z,3}}{\partial z}\right); & \mu_3 \frac{\partial A_{y,2}}{\partial z} &= \mu_2 \frac{\partial A_{y,3}}{\partial z}; \quad \text{em} \ \ z = 0
\end{aligned}
\tag{2.13}
$$

A solução é a mesma para um dipolo orientado ao longo do eixo X, encontrada no Anexo 1, bastando substituir x por y.

2.1.3 Campo Magnético Vertical de uma Cauda Magnética no Domínio da Freqüência

Cosiderando a equação 1.20, o componente vertical do campo magnético é dado por:

$$B_{z,1}(x, y, z, \omega) = \left(\frac{\partial A_{y,1}}{\partial x} - \frac{\partial A_{x,1}}{\partial y} \right) \tag{2.14}$$

Então a representação do campo magnético no domínio da freqüência entre a superfície e o fundo do mar devido a um dipolo na coluna d'água é:

$$B_{z,1}(x, y, z, \omega) = -C \frac{\partial}{\partial y} \int_0^{\infty} [F_{x,1}^{+}(\lambda) e^{\alpha_1 z} + F_{x,1}^{-}(\lambda) e^{-\alpha_1 z} + \frac{\lambda}{\alpha_1} e^{-\alpha_1 |z - z_0|}] J_0(\lambda r) d\lambda dx_0 \tag{2.15}$$

para um dipolo orientado ao longo do eixo X e,

$$B_{z,1}(x, y, z, \omega) = C \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{\infty} [F_{y,1}^{+}(\lambda) e^{\alpha_1 z} + F_{y,1}^{-}(\lambda) e^{-\alpha_1 z} + \frac{\lambda}{\alpha_1} e^{-\alpha_1 |z - z_0|}] J_0(\lambda r) d\lambda dy_0 \tag{2.16}$$

para um dipolo orientado ao longo do eixo Y.

Para determinar os valores do componente vertical do campo magnético no domínio da freqüência devido a uma cauda magnética horizontal, deve-se integrar as equações 2.15 e 2.16 em relação a x_0 e y_0 respectivamente, entre as extremidades da cauda.

$$B_{z,1}(x,y,z,\omega) = -C\int_0^\infty \left[F_{x,1}^+(\lambda)e^{\alpha_1 z} + F_{x,1}^-(\lambda)e^{-\alpha_1 z} + \frac{\lambda}{\alpha_1}e^{-\alpha_1|z-z_0|}\right]\frac{\partial}{\partial y}\left[\int_{-\frac{L}{2}}^{+\frac{L}{2}} J_0(\lambda r)dx_0\right]d\lambda \tag{2.17}$$

para um dipolo orientado ao longo do eixo X, onde: $r = \sqrt{(x-L/2)^2+y^2}$.

$$B_{z,1}(x,y,z,\omega) = C\int_0^\infty \left[F_{y,1}^+(\lambda)e^{\alpha_1 z} + F_{y,1}^-(\lambda)e^{-\alpha_1 z} + \frac{\lambda}{\alpha_1}e^{-\alpha_1|z-z_0|}\right]\frac{\partial}{\partial x}\left[\int_{-\frac{L}{2}}^{+\frac{L}{2}} J_0(\lambda r)dy_0\right]d\lambda \tag{2.18}$$

para um dipolo orientado ao longo do eixo Y, onde: $r = \sqrt{(x)^2+(y-L/2)^2}$.

2.2 Campo Magnético Gerado por um Laço de Corrente

Neste trabalho, o campo magnético vertical é calculado no centro de um laço de corrente, de geometria quadrada, que coincide com a origem dos eixos cartesianos. Logo, como o laço de corrente é formado por quatro caudas magnéticas, utilizando a regra da mão direita pode-se notar de forma imediata, que o campo magnético vertical no centro do laço é na verdade a soma do campo gerado por cada cauda magnética individualmente (Figura 2.1).

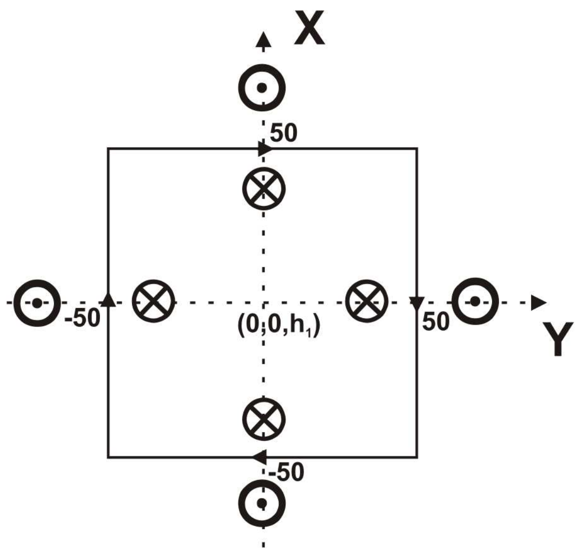

Figura 2.1: Direção da corrente, indicada pelas setas ao redor de um laço de corrente quadrado. A direção e sentido do Campo Magnético, dado pela regra da mão direita, são indicados pelos círculos vetoriais. O ponto de obsevação é na origem dos eixos X e Y, a uma profundidade h_1.

Como o comprimento da cada cauda magnética varia de -50 m até 50 m em seu respectivo eixo, pelas Equações 2.17 e 2.18, pode-se notar que o campo magnetico possui a mesma intensidade para todas as caudas, considerando o ponto de observação na origem dos eixos X e Y. Logo o campo magnético gerado pelo laço de corrente considerado, é igual a quatro vezes o campo de uma cauda magnética orientada na direção X ou na direção Y.

CAPÍTULO 3

Discussões

3.1 Modelos Geológicos Analisados

O método sísmico atualmente é responsável por 90 % dos levantamentos geofísicos para a prospecção de hidrocarbonetos. Porém, há situações geólogicas em que a sísmica possui certas dificuldades, devido ao alto contraste de impedâncias acústicas no imageamento abaixo de estruturas complexas (Jose, 2005). Bacias contendo derrames basálticos de grandes extensões, como as Bacias do Paraná e Amazonas são exemplos reais onde o método sísmico não é totalmente eficaz. Basaltos e carbonatos comumente causam dificuldades em levantamentos de reflexão devido ao excesso de reverberações mascarando o imageamento de camadas abaixo deles. Similarmente, estruturas de sal também causam a dispersão da energia sísmica, mascarando os resultados (Hoversten et al., 1998). Além do mais, o método sísmico, apesar de ser um método de alta resolução, é insatisfatório no que diz respeito a sua capacidade de discriminar o tipo de fluido contido no reservatório.

Tais fatos proporcionaram o crescimento na utilização de outros métodos em auxílio aos métodos sísmicos, como por exemplo o método eletromagnético de fonte controlada tratado nesta monografia. A condutividade elétrica, por trazer informações complementares importantes nestas situações, pode mapear a base de estruturas como os derrames basálticos, e reduzir a ambiguidade sísmica, já que as resistividades desses estratos são freqüentemente dezenas de vezes maiores que os sedimentos adjacentes.

Nesta monografia, toda a teoria desenvolvida anteriormente, será utilizada para resolver problemas onde a sísmica não é um método eficaz. A seguir, situações geólogicas simplificadas serão apresentadas com suas respectivas respostas eletromagnéticas. Serão feitas modelagens diretas, para uma interpretação qualitativa da variação do componente vertical do campo magnético em resposta aos modelos propostos. Para uma interpretação quantitativa, seria necessário a utilização da modelagem inversa, porém está fora do âmbito deste trabalho.

3.2 Transformada Númerica de Bessel ao Longo do Eixo Real λ

Na geofísica, ou mais especificamente em prospecção geoelétrica, integrais oscilantes são utilizadas para descrever, por exemplo, o campo eletromagnético em um meio composto por camadas horizontais. A maioria dos problemas eletromagnéticos são do ponto de vista computacional, relatados na forma dessas integrais oscilantes. Logo, para a resolução desses problemas, pode-se considerar uma integral típica, da seguinte forma:

$$\int_0^\infty f(\lambda, \omega, \rho, h) J_n(\lambda r) d\lambda, \quad n = 0, 1 \tag{3.1}$$

onde:

f é uma função de Kernel;

ω é a freqüência angular;

ρ e h são vetores parâmetros (resistividade e espessura, respectivamente);

r coordenada cilíndrica do receptor e;

J_n é a função de Bessel de primeira espécie de ordem n.

A aproximação computacional convencional da integral acima, conhecida como transformada de Hankel, é baseada no uso somente de valores reais da variável de integração λ.

Será considerado neste trabalho uma transformada simples de Hankel, a qual reflete todas as características computacionais da solução total de um meio de multicamadas. Esta transformada é obtida do padrão de integrais de Sommerfeld por diferenciação simples com respeito à separação fonte-receptor, r:

$$\int_0^\infty \frac{\lambda^2}{\alpha} e^{-\alpha|z|} J_1(\lambda r) d\lambda = \frac{r}{R^3} e^{-i\kappa R}(1 + i\kappa R) \tag{3.2}$$

onde:

α=$\sqrt{\lambda^2 - \kappa^2}$, Re $\alpha > 0$;

R=$\sqrt{r^2 + z^2}$;

κ=$\sqrt{-i\omega\mu\sigma}$, Im $\kappa < 0$.

A Equação 3.2 é analiticamente convergente para freqüências arbitrárias. É possível notar também sua semelhança com as Equações 1.46 e 2.3, que calculam o campo primário vertical para um dipolo elétrico na direção X:

$$C_1 \int_0^\infty \frac{\lambda^2}{\sqrt{\lambda^2 + 2\frac{i\theta^2}{y^2}}} e^{-\sqrt{\lambda^2 + 2\frac{i\theta^2}{y^2}}z} J_1(\lambda r) d\lambda dx_0 = \frac{\mu I(\omega) dx_0}{4\pi} \frac{y}{R^3} e^{-i\kappa R}(1 + i\kappa R) \tag{3.3}$$

Onde θ é o número de indução, adimensional, definido por:

$$\theta = \sqrt{\frac{\mu\sigma\omega}{2}}y \tag{3.4}$$

O número de indução θ é na verdade a distância entre o observador e a origem dividido pelo *Skin Depth*. O fenômeno do *Skin Depth* ocorre quando o campo eletromagnético (e conseqüentemente a corrente) decai rapidamente com a profundidade dentro de um meio condutor, reduzindo sua amplitude em $1/e$ com a distância (Ward e Hohmann, 1987). Logo, o *Skin Depth*(δ) é dado por:

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu_0\omega\sigma}} \tag{3.5}$$

A forma de comparação escolhida para analisar o erro do campo primário na Forma Integral em relação ao campo primário na Forma Fechada, foi através de gráficos referentes a cada equação (Figura 3.1). É importante comentar que a constante C da Equação 3.3 não foi considerada nos cálculos do erro, uma vez que esta se repete na Equação 1.46.

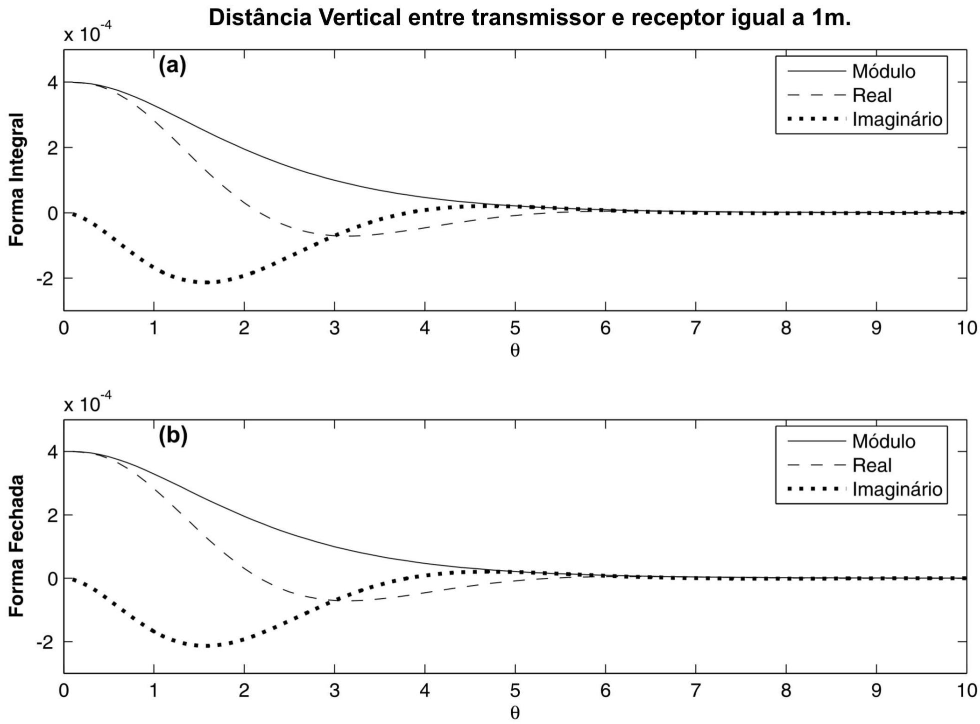

Figura 3.1: Módulo, parte real e parte imaginária do campo primário na Forma Integral (a) e na Forma Fechada (b) causado por um dipolo localizado na origem.

O erro (calculado segundo Sampaio (2004)), encontrado foi menor do que 0,03 % (Figura 3.2), concordando com o encontrado na literatura, onde o erro para θ variando de 0,1 até 10 é menor que 5 %, segundo Anderson (1979). Este erro já é esperado, uma vez que a distância vertical entre o receptor e o transmissor foi considerada de 1 m, onde na verdade esta distância deveria ser nula. Porém ao fazer $z = 0$, seria necessário um tempo computacional relativamente maior para o cálculo do campo primário uma vez que, o argumento da função de Bessel, λr deveria ser muito grande para que o lado esquerdo da Equação 3.3 convergisse. Logo, pela Figura 3.3, é possível notar que o erro é consideravelmente maior (chegando a atingir 500 %), quando se faz $z = 0$, porém com o mesmo argumento na função de Bessel utilizado para o cálculo com a separação vertical do transmissor-receptor igual a 1 m.

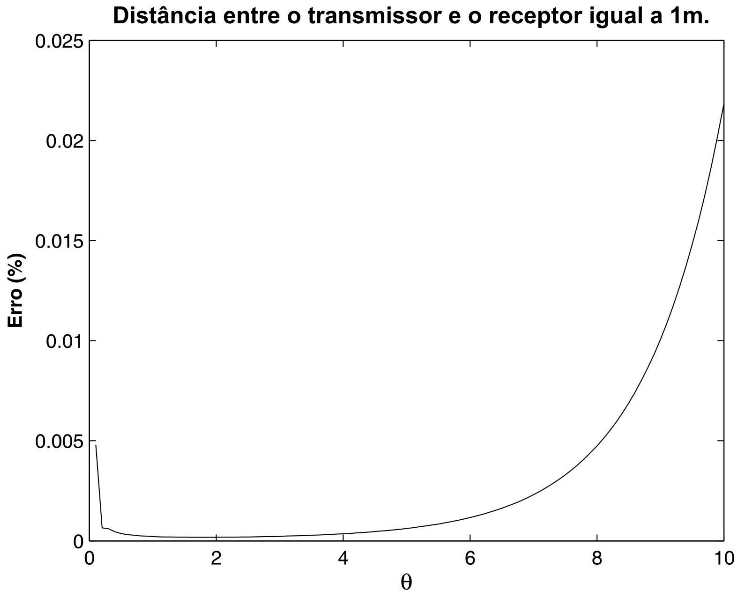

Figura 3.2: Erro no cálculo da equação 2.4. Distância entre o receptor e transmissor de 1 m.

3.3 Modelagem Direta para uma Terra formada por Três Camadas

Nesta monografia, o modelo considerado foi de uma Terra formada por três camadas homogêneas (Figura 3.4). A permeabilidade magnética foi considerada constante em todas as camadas e igual a permeabilidade no vácuo $\mu_0 = 4\pi$ x 10^{-7} H/m. O campo magnético vertical foi gerado por um laço de corrente elétrica, com geometria quadrada, formado por quatro caudas magnéticas, calculado no domínio da freqüência, no centro do laço de corrente.

A seguir, será descrita a assinatura da fonte de corrente e posteriormente, as respostas do componente vertical do campo magnético para modelos geológicos simplificados, de forma que seja possível mostrar a influência dos parâmetros físicos de cada camada, e como estes influenciam no campo magnético.

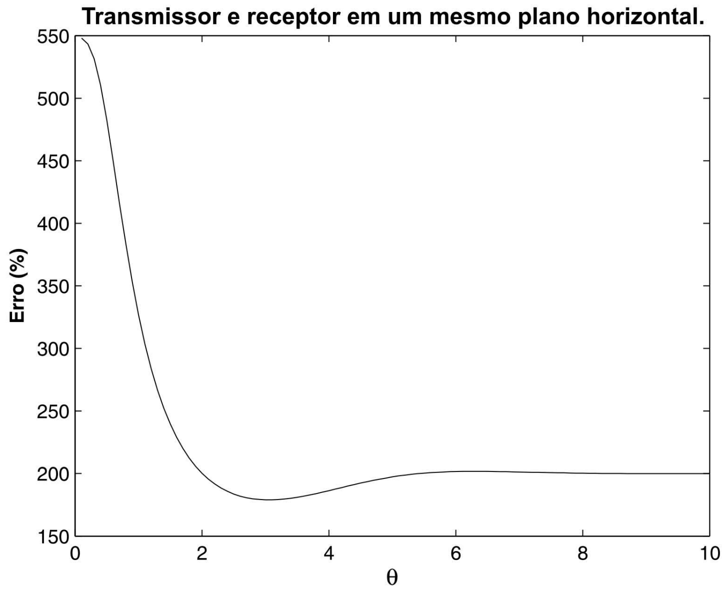

Figura 3.3: Erro no cálculo da equação 2.4. Receptor e transmissor em um mesmo plano horizontal.

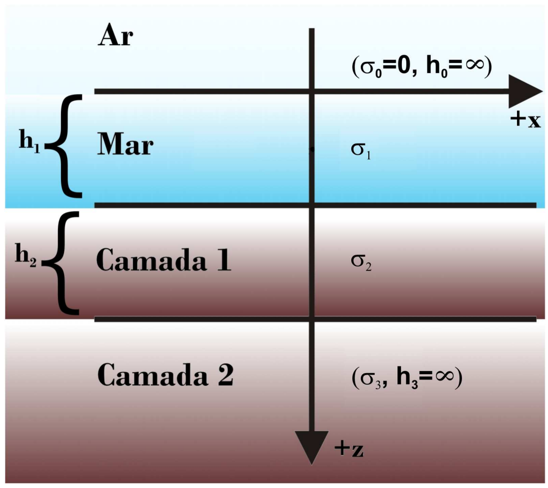

Figura 3.4: Modelo da Terra formada por três camadas. Os parâmetros condutividade e espessura irão variar de acordo com cada situação geológica proposta.

3.3.1 Assinatura da Fonte de Corrente

Nesta monografia o cálculo e a análise do componente vertical do campo magnético foi feito no domínio da freqüência, utilizando uma fonte controlada. Neste método, a medida no receptor é realizada sem interromper a transmissão, que é constituída por uma série de sinais estacionários, ou apenas um sinal.

A forma de onda da corrente aqui considerada, foi uma onda estacionária quadrada (Figura 3.5.a) no domínio do tempo. Como os intervalos de tempo de transmissão e não transmissão são repetidos com alternância da polaridade do sinal, as medidas coletadas devem ser empilhadas sucessivamente para melhorar a relação entre o sinal e o ruído, sem causar saturação (Sampaio, 2004). Como esse tipo de onda se comporta de forma periódica, com cada período expresso pela mesma função genérica de tempo, é possível descrevê-la pela seguinte série de Fourier:

$$I(t) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{4}{n\pi} \operatorname{sen}(n\,\Delta\omega\, t), \quad \text{para } n \text{ ímpar} \tag{3.6}$$

Aplicando a Transformada de Fourier (Equação 1.6) e suas propriedades na Equação 3.6, é possível obter a corrente no domínio da freqüência:

$$\begin{aligned} I(\omega) &= \mathbf{F}[I(t)] \\ I(\omega) &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{4}{n\,i}(\delta(\omega-\omega_0)-\delta(\omega+\omega_0)), \quad \text{para } n \text{ ímpar} \end{aligned} \tag{3.7}$$

as funções $\delta(\alpha-\alpha_0)$ representam as funções Delta de Dirac.

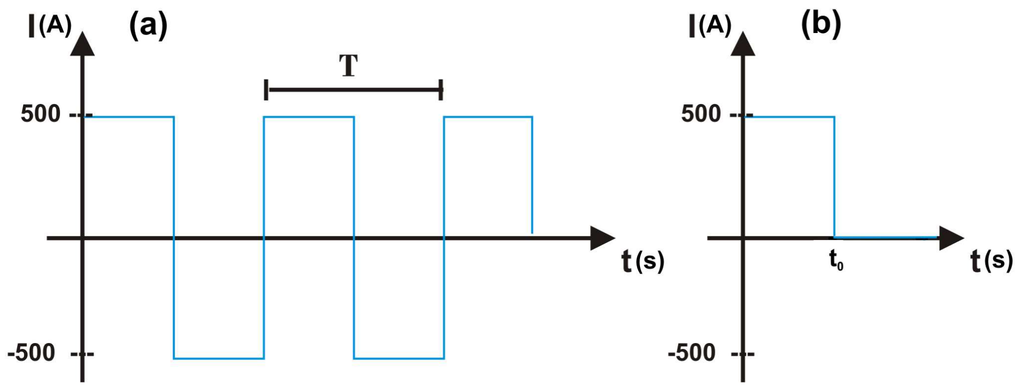

Figura 3.5: (a) Representação de uma fonte de corrente elétrica formada por uma série de sinais estacionários, no domínio do tempo, com amplitude de 500 A. (b) Forma da corrente no domínio do tempo utilizado nesta monografia, um único pulso positivo quadrado de corrente.

Com o objetivo de simplificar os cálculos, neste trabalho foi utilizado apenas uma caixa positiva para representar a forma de onda da corrente elétrica no cálculo do componente vertical do campo magnético (Figura 3.5.b). Ou seja, aplicando a Transformada de Fourier a esta única caixa, apenas um pulso de corrente foi considerada, com duração de aproximadamente 100 ms e amplitude igual a 500 A para $0 \leq t \leq t_0$. Para os outros valores de t, a amplitude é igual a zero.

3.3.2 Influência das Propriedades Físicas da Lâmina D'Àgua

O modelo geológico, segundo MacGregor e Sinha (2000), utilizado para a análise da influência da condutividade da coluna d'água encontra-se na Tabela 3.1.

Camada	**Espessura** (m)	σ**(S/m)**
Ar	$h_0 = \infty$	$\sigma_0 \approx 0$
Água do mar	$h_1 = 25$	Variável
Basalto	$h_2 = 100$	$\sigma_2 \approx 0,001$
Arenito saturado com água salgada	$h_3 = \infty$	$\sigma_2 \approx 1,7$

Tabela 3.1: Parâmetros eletromagnéticos utilizados para análise da influência da condutividade da coluna d'água sobre o campo magnético.

O campo primário é calculado apenas na primeira camada, uma vez que o transmissor e o receptor se encontram dentro da coluna d'água, nu fundo do mar. Este sofrerá apenas influência da lâmina d'água caso sua condutividade seja modificada, a variação da espessura não exercerá influência. Tal fato pode ser confirmado observando as Equações 2.3 ou 2.4, onde o campo primário depende apenas do parâmetro α_1 e da distância vertical entre o transmissor e o receptor. Logo, quando a condutividade da lâmina d'água é modificada, a amplitude do campo primário decai mais rapidamente com o aumento desta (Figura 3.6).

A determinação da condutividade da lâmina d'água se torna então um fator importante em levantamentos eletromagnéticos marinhos, uma vez que exercerá influência no campo primário. Conhecer o campo primário é de extrema importância, já que este poderá ser subtraído do campo total, obtendo assim o campo secundário, que é a resposta eletromagnética das variações da condutividade das camadas em subsuperfície.

Porém, é necessário comentar, que a condutividade marinha varia com a profundidade, logo, uma maneira mais real para analisar o campo magnético, é considerar a coluna d'água estratificada. Existem também os fatores que influenciam a condutividade local, dentre eles é possível citar: (i) plumas de poluição oriundas de despejos industriais; (ii) índice pluviométrico; (iii) desembocaduras de rios próximas, etc.

Pela Figura 3.7, também é possível perceber o decaimento mais rápido da amplitude do campo secundário com o aumento da condutividade. Como já é de se esperar, o mesmo virá a ocorrer com o campo total. Este decaimento mais rápido do componente vertical do campo magnético como foi observado, é devido ao fenômeno já descrito anteriormente, o *Skin Depth* (Equação 3.5), que com o aumento da condutividade, a atenuação da energia se dar de maneira mais rápida.

Ao se tratar da variação da espessura, os parâmetros físicos foram os mesmos da Tabela 3.1, fixando a condutividade da água do mar para 5 S/m, porém variando sua espessura (h_1). É possível notar pela Figura 3.9, a intensidade do campo secundário diminui consideravelmente a medida que aumenta a espessura da lâmina d'água. Este fato é observado tanto na parte real, como na parte imaginária e no valor absoluto. Para valores maiores que

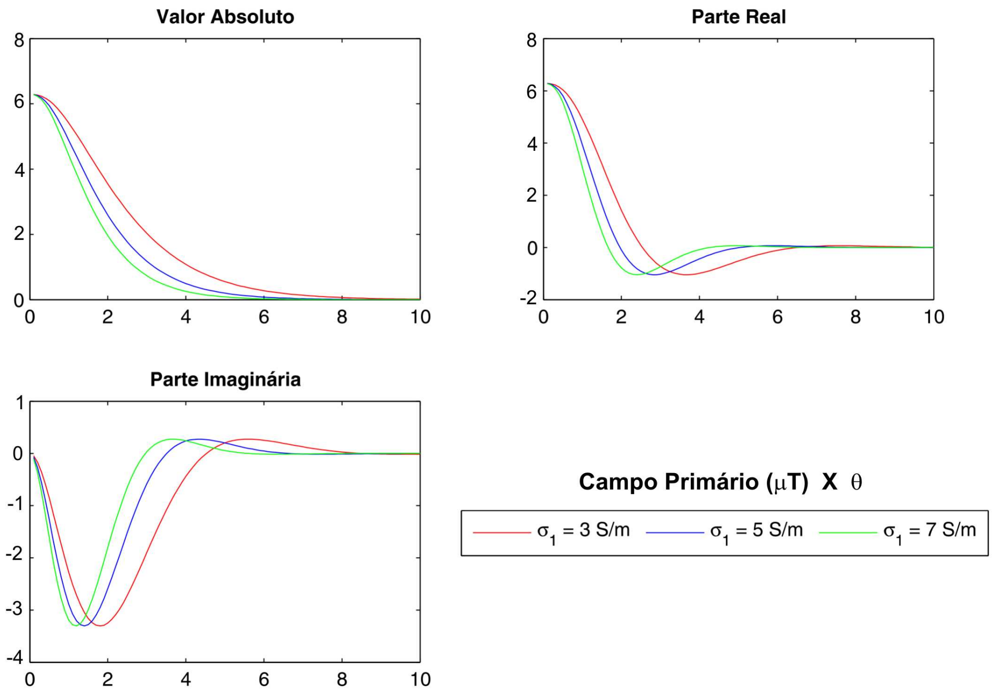

Figura 3.6: Influência da condutividade da lâmina d'água no campo magnético primário.

50m da espessura da lâmina d'água, essas variações se tornam praticamente imperceptíveis. Este fato acontece, uma vez que, quanto maior h_1, menor a influência da camada do ar no campo magnético secundário, a lâmina d'água se comportará como um semi-espaço infinito, e a influência no campo secundário será decorrente apenas das camadas abaixo do fundo oceânico.

3.3.3 Influência da Espessura da Camada 1

O modelo geológico utilizado também foi o representado na Tabela 3.1, fixando a condutividade da lâmina d'água em 5 S/m, variando os valores de h_1. A Figura 3.10 mostra a influência da espessura da Camada 1 no campo magnético secundário. Ao observá-la, é possível notar que a forma das curvas são praticamente idênticas. A diferença está nos picos de máximos e mínimos que diminuem de intensidade com o aumento da espessura. Percebe-se também que, para espessuras maiores que 100 m, as curvas se sobrepõem, tornando quase que imperceptíveis sua diferença. Ou seja, a partir de 100 m, a Camada 1 atua como um semi-espaço infinito, não havendo assim, mais influência da Camada 2 no campo magnético.

Empiricamente autores como Parasnis (1991), fazem uma relação entre a profundidade de investigação e as dimensões do laço de corrente. Logo, é de se esperar que, caso seja

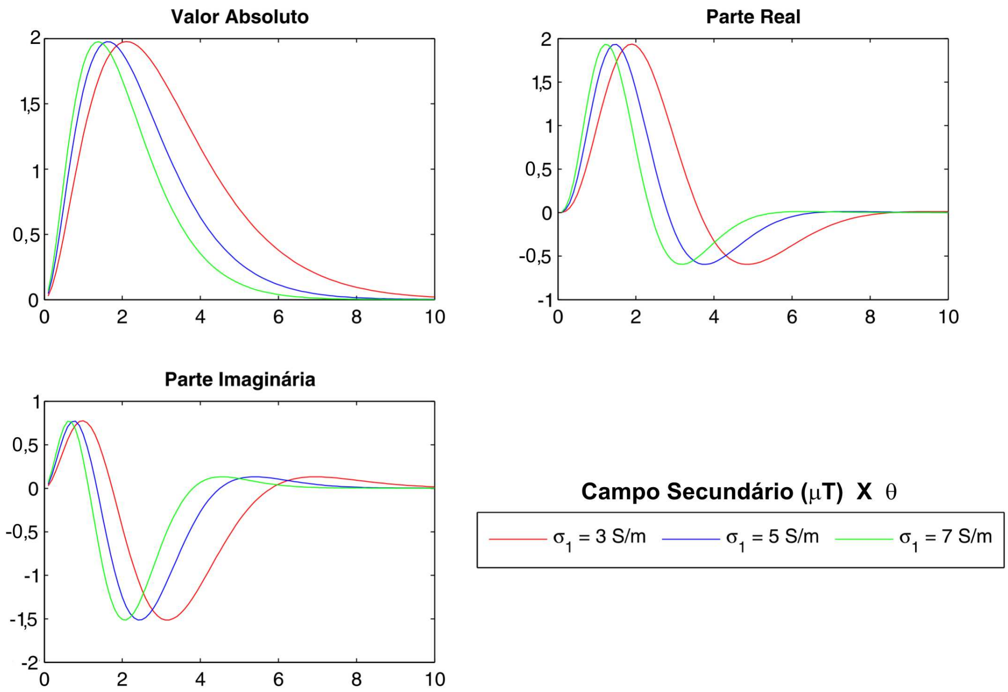

Figura 3.7: Influência da condutividade da lâmina d'água no campo magnético secundário.

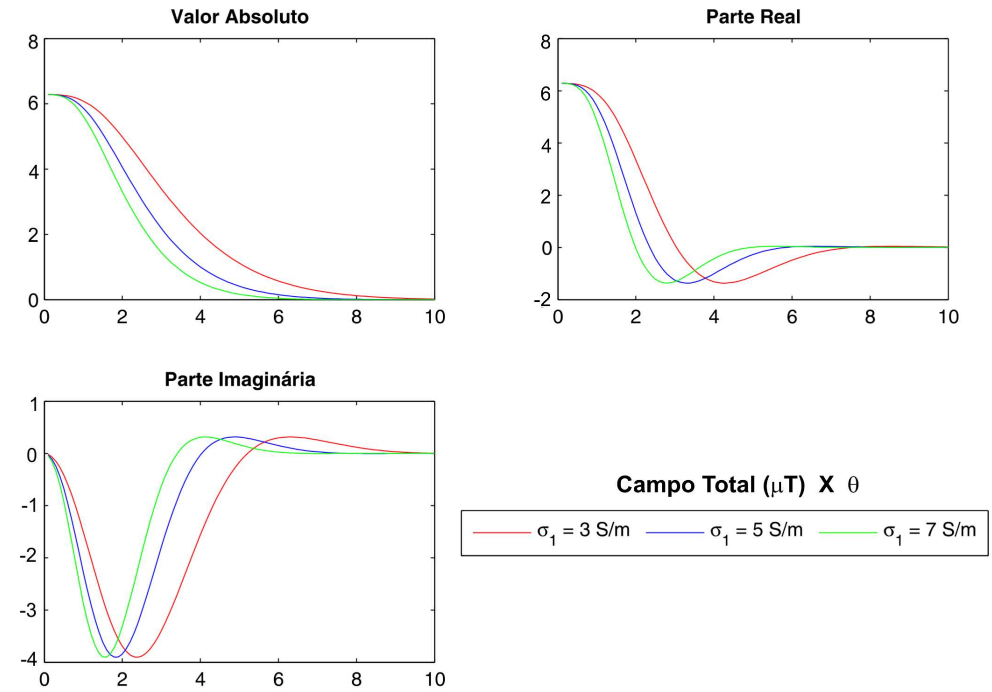

Figura 3.8: Influência da condutividade da lâmina d'água no campo magnético total.

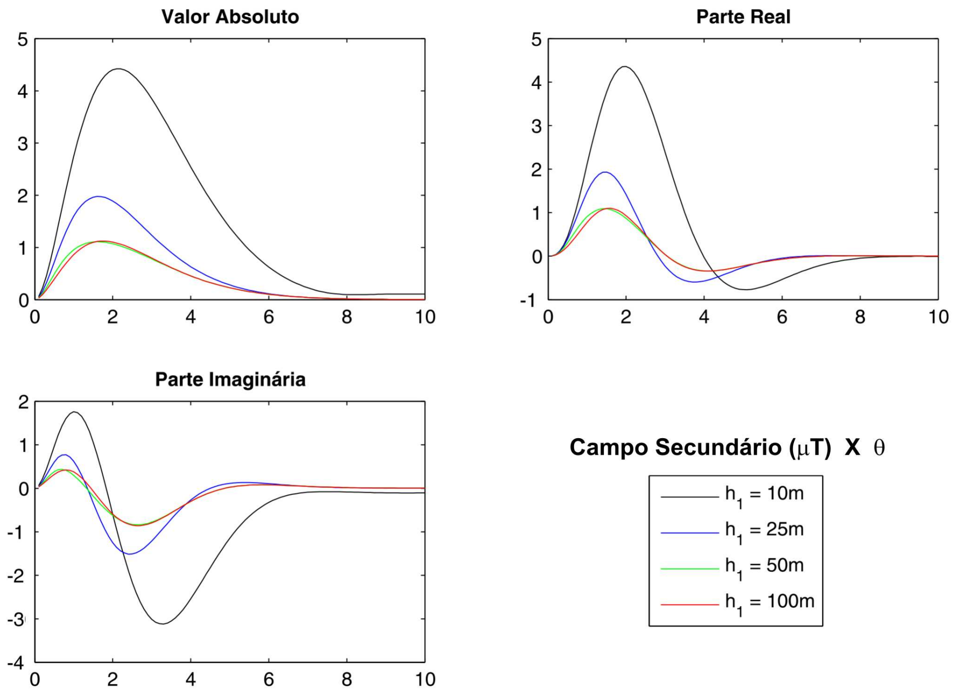

Figura 3.9: Influência da espessura da lâmina d'água no campo magnético secundário.

necessário uma maior profundidade de investigação, torna-se conveniente aumentar o tamanho das dimensões do laço. Ou seja, para um laço quadrado de lado maior que 100 m, a sobreposição das curvas mostradas na Figura 3.10 deverá ocorrer a uma profundidade maior, com o aumento das dimensões do laço.

3.3.4 Influência do Contraste da Condutividade

Foram escolhidos quatro modelos para o estudo da influência da condutividade sobre o campo magnético vertical. Estes modelos foram criados de acordo com situações geológicas simplificadas, de modo a mostrar na forma gráfica o contraste entre camadas condutivas e resistivas. A Tabela 3.2 define os valores dos parâmetros dos modelos considerados, baseados nos trabalhos de MacGregor e Sinha (2000) e Hoversten et al. (1998).

Observando a Figura 3.11, é possível notar que o campo secundário atinge seus maiores valores de intensidade nas curvas representando os Modelos 1 e 3, onde a Camada 1 é resistiva. Este comportamento já é esperado uma vez que, a penetração da energia em uma camada menos condutiva é maior, explicando assim, o porquê da intensidade do campo secundário ser maior no Modelo 3, onde a Camada 2 também é resistiva. Nas curvas que representam os Modelos 2 e 4, é possível notar também a influência da condutividade da Camada 2. A maior amplitude do campo secundário é referente ao Modelo 2, uma vez que esta camada é

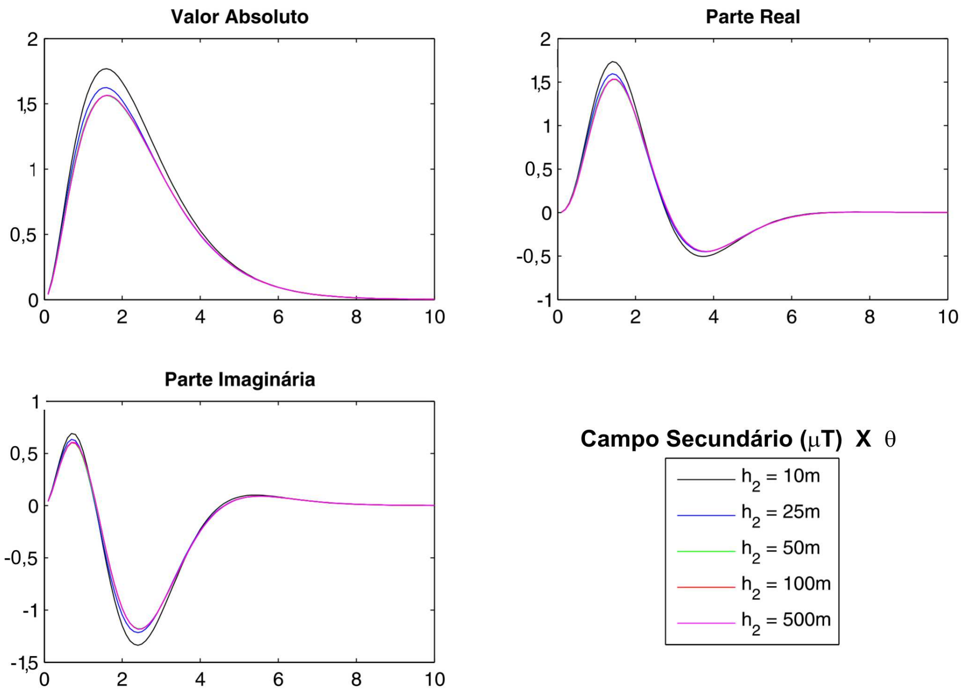

Figura 3.10: Influência da espessura da Camada 1 (vide Figura 3.4) no campo magnético secundário, para um laço de corrente com 100m de comprimento para cada lado.

novamente resistiva.

O contraste de condutividade entre as camadas do substrato oceânico torna-se, então, um fator importante no que diz respeito à exploração de hidrocarbonetos em ambientes marinhos rasos. Como é possível observar na Tabela 3.3, a condutividade de rochas contendo hidrocarbonetos é dezenas de vezes menor do que rochas saturadas com água salgada. A Figura 3.12 mostra a resposta do campo magnético secundário para os modelos citados na Tabela 3.3, baseado em situações geológicas segundo Hoversten et al. (1998).

Pode-se facilmente perceber a influência da camada contendo hidrocarbonetos. A amplitude do valor absoluto do campo magnético secundário é maior, uma vez que a condutividade da camada de arenito + hidrocarboneto é significativamente menor do que a camada de arenito + água salgada.

Modelo 1		
Camada	**Espessura** (m)	σ**(S/m)**
Ar	$h_0 = \infty$	$\sigma_0 \approx 0$
Água do mar	$h_1 = 15$	$\sigma_1 \approx 5$
Basalto	$h_2 = 25$	$\sigma_2 \approx 0,001$
Arenito + água salgada	$h_3 = \infty$	$\sigma_3 \approx 1,7$
Modelo 2		
Camada	**Espessura** (m)	σ**(S/m)**
Ar	$h_0 = \infty$	$\sigma_0 \approx 0$
Água do mar	$h_1 = 15$	$\sigma_1 \approx 5$
Arenito + água salgada	$h_2 = 25$	$\sigma_2 \approx 1,7$
Basalto	$h_3 = \infty$	$\sigma_3 \approx 0,001$
Modelo 3		
Camada	**Espessura** (m)	σ**(S/m)**
Ar	$h_0 = \infty$	$\sigma_0 \approx 0$
Água do mar	$h_1 = 15$	$\sigma_1 \approx 5$
Arenito	$h_2 = 25$	$\sigma_2 \approx 0,001$
Folhelho	$h_3 = \infty$	$\sigma_3 \approx 0,05$
Modelo 4		
Camada	**Espessura** (m)	σ**(S/m)**
Ar	$h_0 = \infty$	$\sigma_0 \approx 0$
Água do mar	$h_1 = 15$	$\sigma_1 \approx 5$
Sedimentos marinhos	$h_2 = 25$	$\sigma_2 \approx 2$
Arenito + água salgada	$h_3 = \infty$	$\sigma_3 \approx 1,7$

Tabela 3.2: Parâmetros eletromagnéticos utilizados para análise da influência do contraste de condutividade entre as camadas sobre o componente vertical do campo magnético.

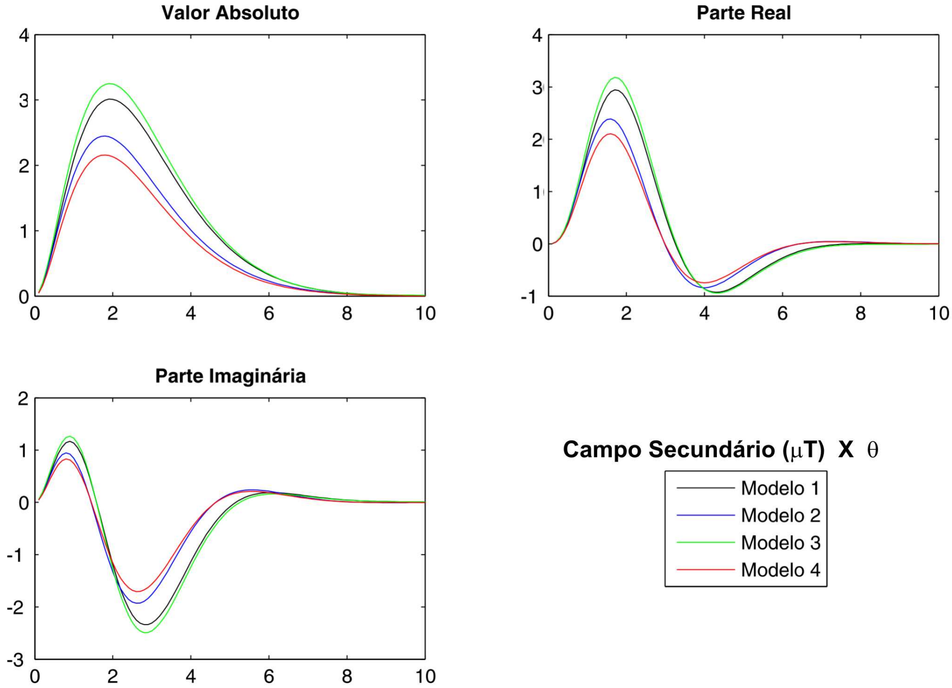

Figura 3.11: Influência do contraste de condutividade no campo magnético secundário.

Modelo com Hc		
Camada	**Espessura** (m)	σ**(S/m)**
Ar	$h_0 = \infty$	$\sigma_0 \approx 0$
Água do mar	$h_1 = 15$	$\sigma_1 \approx 5$
Basalto	$h_2 = 25$	$\sigma_2 \approx 0,001$
Arenito + Hidrocarbonetos	$h_3 = \infty$	$\sigma_3 \approx 0,01$
Modelo sem Hc		
Camada	**Espessura** (m)	σ**(S/m)**
Ar	$h_0 = \infty$	$\sigma_0 \approx 0$
Água do mar	$h_1 = 15$	$\sigma_1 \approx 5$
Basalto	$h_2 = 25$	$\sigma_2 \approx 0,001$
Arenito + água salgada	$h_3 = \infty$	$\sigma_3 \approx 1,7$

Tabela 3.3: Parâmetros eletromagnéticos utilizados para demonstrar o contraste de condutividade entre rochas contendo hidrocarbonetos e rochas saturadas em água salgada.

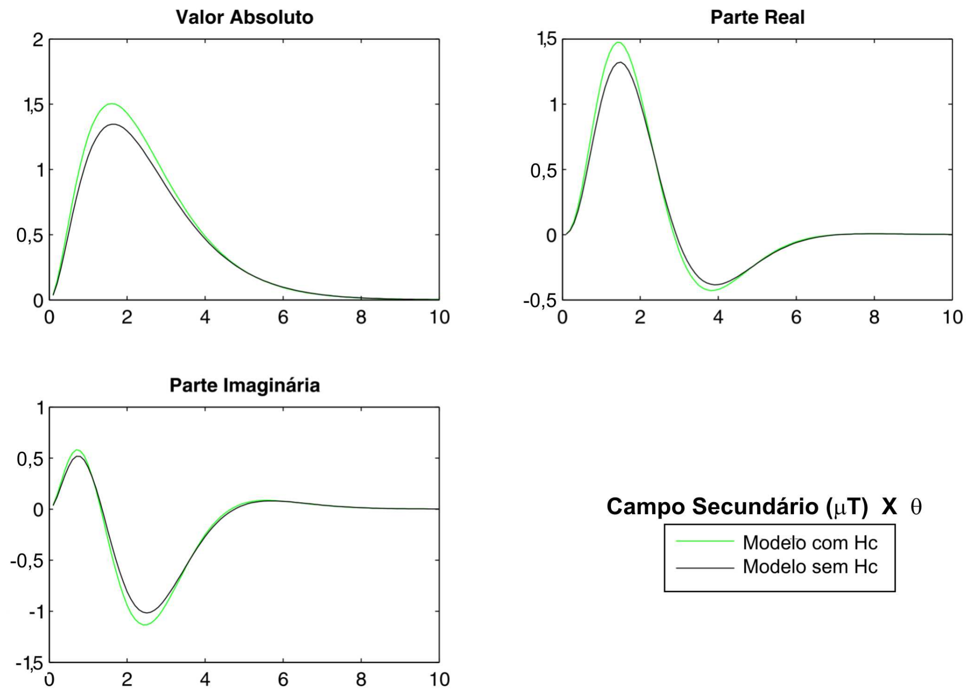

Figura 3.12: Distinção entre rochas reservatórios contendo hidrocarbonetos e água salgada.

CAPÍTULO 4

Conclusões

Foi possível representar na forma algébrica a resposta do campo magnético para o modelo de uma Terra composta por três camadas homogêneas e isotrópicas, devido a um laço de corrente, com geometria quadrada. Este laço de corrente é formado por quatro caudas magnéticas horizontais, paralelas duas a duas. O campo magnético no domínio da freqüência, foi calculado no centro do laço. Tais equações, na forma computacional, acumularam erros menores que 0,025 % no cálculo do componente vertical do campo magnético, resultado satisfatório, coerente com o encontrado na literatura, como por exemplo o trabalho de Anderson (1979).

Com as simulações realizadas para modelos geológicos simplificados, onde os parâmetros físicos foram obtidos dos trabalhos de MacGregor e Sinha (2000) e Hoversten et al. (1998), foi possível observar: (i) a influência da condutividade e da espessura da lâmina d'água sobre o componente vertical do campo magnético primário, secundário e total. A variação da condutividade da água do mar, foi o único parâmetro tratado neste trabalho que influenciou no campo primário. Logo, conhecendo a condutividade da lâmina d'água, é possível inicialmente calcular o campo primário e extraí-lo do campo magnético total, obtendo assim, apenas o campo secundário, o qual realmente interessa, pois é devido a influência das camadas abaixo do fundo oceânico no campo magnético; (ii) a influência da espessura da Camada 1, onde, para valores de h_2 maiores que 100 m, as variações do campo magnético secundário se tornam praticamente imperceptíveis, uma vez que a Camada 1 atuará como um semi-espaço infinito, não havendo mais a influência da Camada 2 ao campo magnético; e (iii) a influência do contraste de condutividade entre cada camada. Foi feita uma análise qualitativa, obtendo bons resultados, principalmente para a área de exploração do petróleo, onde camadas contendo hidrocarbonetos possuem valores de condutividade muito menores do que as rochas ao seu redor. Logo, métodos eletromagnéticos se tornam poderosas ferramentas, onde muitas vezes os métodos sísmicos não são tão eficazes, devido ao alto contraste de condutividade entre essas rochas.

Por fim, para uma primeira etapa, os resultados obtidos foram satisfatórios, impulsionando o desenvolvimento das próximas etapas, que consistem no cálculo do resultado no domínio do tempo e na inversão de dados reais.

Agradecimentos

Agradeço a Deus pelas oportunidades, vitórias e dificuldades nesse caminho que percorri, pois não chegaria aqui sem passar por tudo que passei.

Agradecimentos sinceros:

À ANP pelo apoio financeiro;

Ao meu Orientador Edson Sampaio, que sempre esteve disponível a tirar minhas dúvidas e me ceder materiais quando necessário, sempre paciente com as dificuldades que eu encontrei;

A Hércules de Souza e Eduardo Faria por se disponibilizarem a participar de minha banca e pelas sugestões ao meu trabalho;

Ao coordenador Amin Bassrei, por toda ajuda. Ao professor Hédison Sato (também componente da banca), por todo esclarecimento ao decorrer do curso. Muita gente deveria seguir seu exemplo... Aos professores Telésforo Marques, Cesar Correia Gomes e Mauro Cirano, pelo ensino e conselhos durante nosso convívio;

Ao pessoal do CPGG, D. Ana (queridíssima!!!), Lene, Mota e Joaquim Lago. Não só nessa fase final do curso, mas pela ajuda, conversas, descontração e momentos maravilhosos nesses anos;

A Bolinha (Anderson Mendes), Jojó (Joelson Batista), Ana Fábia Matos, Emerson e Anderson Abreu. Essas pessoas serão inesquecíveis em minha vida, não só pelo apoio, mais por tudo que me ensinaram e por todos os momentos alegres na faculdade e fora dela;

À Fabíola pela presença inesperada em minha apresentação;

A João Mauricio Ramos, que está conseguindo me aguentar com todos os meus *stresses* e crises, e fases... durante 3 anos e mais um pouco. Uma pessoa que amo muito e quero que sempre esteja presente em minha vida. Este trabalho não existiria sem a sua ajuda, acho que já teria abandonado o curso a muito tempo... ele foi minha força para continuar lutando... ele é minha força para continuar lutando.

A minha nova irmãzinha: Milla, que está enchendo minha vida de muita alegria. Dando um sentido que eu havia perdido...

Aos meus pais que tanto lutaram (talvez mais do que eu) para que hoje eu alcancasse meus sonhos. Sei que esta conquista tem um valor inestimado na vida deles... Sou grata a eles por tudo que eu me tornei hoje. Acho que jamais conseguirei agradecer suficientemente...

Amo vocês;

Aos meus irmãos, tios, primos, a toda minha família... Aos meus amigos de ontem, hoje e sempre, mesmo não fazendo parte da geofísica... Essas são as pessoas mais importantes de minha vida, são minha felicidade e força em todos os momentos.

Enfim, agradeço a todas as pessoas que passaram (e as mais importantes permaneceram) por minha vida, e que de uma forma ou outra contribuiram para a pessoa que eu me tornei hoje.

Obrigada a todos, meu Diploma é de vocês!!!

Referências Bibliográficas

Anderson, W. L. (1979) Numerical integration of related hankel transforms of orders 0 and 1 by adaptive digital filtering, Geophysics, **44**:1287–1305.

Ellingsrud, S.; Eidesmo, T.; Johansen, S.; Sinha, M. C.; MacGregor, L. M. e Constable, S. (2002) Remote sensing of hyrocarbon layers by seabed logging (sbl): results from a cruise offshore angola, The Leading Edge, **21**:972–982.

Evans, R. L.; Tarits, P.; Chave, A. D.; White, A.; Heinson, G.; Filloux, J. H.; Toh, H.; Seama, N.; Utada, H.; Booker, J. R. e UnsWorth, M. (1999) Assymmetric eletrical structure in the mantle beneath the east pacific rise at 17ºs, Science, **286**:752–756.

Freitas, J. C. B. (2004) Modelagem Eletromagnética de Meios Heterogêneos com Base na Teoria do Raio: Implicações para o Método do Radar de Investigação do Subsolo (GPR), Tese de doutorado, Universidade Federal da Bahia, Salvador, Brasil.

Harrington, R. (1961) Time-harmonic electromagnetic fields, The Leading Edge, **21**:972–982.

Hoversten, G. M.; Morrison, H. F. e Constable, S. (1998) Marine magnetotellurics for petroleum exploration, part ii: Numerical analysis of subsalt resolution, Geophysics, **63**:826–840.

Johansen, S. E.; Amundsen, H. E. F.; Rosten, T.; Ellingsrud, S.; Eidesmo, T. e Bhuyian, A. H. (2005) Subsurface hydrocarbons detected by eletromagnetic sounding, Fist Break, **23**:31–36.

Jose, S. A. (2005) Modelagem Magnetotelurica e Sismica na Bacia do Espirito Santos, Dissertação de mestrado, Universidade Estadual do Norte Fluminense, Macae, Brasil.

MacGregor, L. e Sinha, M. (2000) Use of marine controlled-source electromagnetic sounding for sub-basalt exploration, Geophysical Prospecting, **48**:1091–1106.

Parasnis, D. S. (1991) Large-layout harmonic field systems, In: *Nabighian, M. N., Electromagnetic Methods in Applied Geophysics*, vol. II, cap. 4, Society of Exploration Geophysicists, Tulsa.

Sampaio, E. E. S. (2004) Campo eletromagnético devido a uma linha de dipolos elétricos em um meio condutor, EDUFBA, Salvador-Bahia.

Sato, H. K. (2002) Métodos Elétricos, Notas de Aula, Salvador-Bahia.

Sommerfeld, A. (1949) Partial Differential Equation in Physics, Academic Press, London.

Unsworth, M. (2005) New developments in conventional hydrocarbon exploration with electromagnetic methods, Focus Article, pp. 35–38.

Ward, S. H. e Hohmann, G. W. (1987) Eletromagnetic theory for geophysical aplications, In: *Nabighian, M. N., Electromagnetic theory for geophysical applications*, vol. I, cap. 1, Society of Exploration Geophysicists, Tulsa.

ANEXO I

Resultado das Expressões das Funções $F^{\pm}_{x,j}(\lambda)$ para a Cauda Magnética Orientada ao Longo do Eixo X

Para uma melhor visualização das funções $F^{\pm}_{x,j}(\lambda)$, para $j = 0, 1, 2, 3$, alguns valores que se repetem em cada função, foram definidos antecipadamente:

$DENOM_1 = \alpha_2(e^{\alpha_2(h_1-2h_2)}R_{2,3} - e^{-h_1\alpha_2})(e^{2h_1\alpha_1} + R_{0,1})$

$DENOM_2 = \alpha_1(e^{\alpha_2(h_1-2h_2)}R_{2,3} + e^{-h_1\alpha_2})(e^{2h_1\alpha_1} - R_{0,1})$

Sendo $R_{k,i} = \frac{\alpha_k-\alpha_i}{\alpha_k+\alpha_i}$.

Logo, o resultado das expressões das funções $F^{\pm}_{x,j}(\lambda)$ para a cauda magnética orientada ao longo do eixo X, é:

$$F^{+}_{x,0}(\lambda) = \frac{e^{-z_0\alpha_1}\lambda\alpha_1(1-R_{0,1})}{\alpha_0(e^{2h_1\alpha_1}+R_{0,1})}\left(\frac{e^{2h_1\alpha_1}-e^{2z_0\alpha_1}}{\alpha_1} - \frac{2e^{h_1(2\alpha_1-\alpha_2)}(e^{2z_0\alpha_1}+R_{0,1})(1+e^{2\alpha_2(h_1-h_2)}R_{2,3})}{DENOM_1 - DENOM_2}\right)$$

$$F^{+}_{x,1}(\lambda) = \frac{-e^{-z_0\alpha_1}\lambda}{(e^{2h_1\alpha_1}+R_{0,1})}\left(\frac{e^{2z_0\alpha_1}-R_{0,1}}{\alpha_1} + \frac{2e^{h_1(2\alpha_1-\alpha_2)}(e^{2z_0\alpha_1}+R_{0,1})(1+e^{2\alpha_2(h_1-h_2)}R_{2,3})}{DENOM_1 - DENOM_2}\right)$$

$$F^{-}_{x,1}(\lambda) = \frac{e^{-z_0\alpha_1}\lambda R_{0,1}}{(e^{2h_1\alpha_1}+R_{0,1})}\left(\frac{e^{2h_1\alpha_1}-e^{2z_0\alpha_1}}{\alpha_1} - \frac{2e^{h_1(2\alpha_1-\alpha_2)}(e^{2z_0\alpha_1}+R_{0,1})(1+e^{2\alpha_2(h_1-h_2)}R_{2,3})}{DENOM_1 - DENOM_2}\right)$$

$$F^{+}_{x,2}(\lambda) = \frac{-2\lambda R_{2,3}e^{\alpha_1(h_1-z_0)}(e^{2z_0\alpha_1}+R_{0,1})}{e^{2\alpha_2h_2}(DENOM_1 - DENOM_2)}$$

$$F^{-}_{x,2}(\lambda) = \frac{-2\lambda e^{\alpha_1(h_1-z_0)}(e^{2z_0\alpha_1}+R_{0,1})}{(DENOM_1 - DENOM_2)}$$

$$F^{-}_{x,3}(\lambda) = \frac{-2\lambda e^{\alpha_1(h_1-z_0)}(e^{2z_0\alpha_1}+R_{0,1})e^{h_2(\alpha_3-\alpha_2)}(R_{2,3}+1)}{(DENOM_1 - DENOM_2)} \quad \text{(I.1)}$$