



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



GEO213 – TRABALHO DE GRADUAÇÃO

ANÁLISE DA INTERFERÊNCIA DO ACOPLAMENTO ELETROMAGNÉTICO NA INTERPRETAÇÃO DE DADOS DE POLARIZAÇÃO INDUZIDA E RESISTIVIDADE

LEONARDO DA SILVA RIBEIRO MOCITAIBA

SALVADOR – BAHIA
FEVEREIRO – 2014



**Análise da Interferência do Acoplamento Eletromagnético na Interpretação de
Dados de Polarização Induzida e Resistividade**

por

LEONARDO DA SILVA RIBEIRO MOCITAIBA

Orientador: Prof. Dr. Edson Emanuel Starteri Sampaio

GEO213 – TRABALHO DE GRADUAÇÃO

DEPARTAMENTO DE GEOLOGIA E GEOFÍSICA APLICADA

DO

INSTITUTO DE GEOCIÊNCIAS

DA

UNIVERSIDADE FEDERAL DA BAHIA

Comissão Examinadora







Dr. Hédison Kiuity Sato

Dr. Olivar Antonio Lima de Lima

Dr. Hercules de Souza

Data da aprovação: 06/03/2014

Aos meus pais e a minha noiva.

RESUMO

A variação temporal de uma fonte de corrente alternada produz um acoplamento eletromagnético entre os sistemas de transmissão e de recepção em levantamentos de polarização elétrica induzida e resistividade (IP/ER), que empregam sondagem elétrica horizontal (SEH). Esse acoplamento pode afetar de modo sensível os valores da resistividade e da cargabilidade. Millett (1967) constitui uma rara exceção de análise do papel desse acoplamento eletromagnético, mas avaliou seu efeito no caso de dipolos colineares no domínio da frequência sobre um semi-espaço homogêneo. Este trabalho estendeu a análise para o domínio do tempo nos casos de uma terra homogênea e com n camadas. Baseado nessa análise, avaliou-se o resultado teórico da variação da voltagem e o comparou a dados observados em um levantamento de IP/ER com SEH, que empregou o arranjo dipolo-dipolo para duas amplitudes do dipolo: 50m e 100m, e dois períodos da onda quadrada da corrente fonte: 1s e 4s. O estudo comparativo das curvas de decaimento da voltagem possibilitou avaliar a contribuição do acoplamento eletromagnético nos valores de cargabilidade e de resistividade aparente em função da amplitude do dipolo e do período da fonte de corrente. Além disso, as respectivas pseudo-seções de Haloff delinearam as variações horizontais e verticais daquelas duas propriedades elétricas, provendo a interpretação da seção geoeletrica. Portanto, essa pesquisa é importante para a indústria do petróleo, pois pode fornecer informações que auxiliam a: (i) definir a estrutura de estratos sedimentares; (ii) estimar a argilosidade de arenitos; e (iii) detectar a possível presença de halos de pirita ou de pirrotita em zonas fraturadas de sedimentos acima do reservatório de petróleo. Além do mais, a pesquisa é adaptável para perfilagens elétricas de poços.

ABSTRACT

The time variation of a source of alternating current produces an electromagnetic coupling between the transmitting and receiving systems in induced electrical polarization and resistivity (IP/ER) surveys that employ horizontal electrical sounding (HES). This coupling may affect in a sensible way the resistivity and chargeability values. Millett (1967) constitutes one rare exception of the analysis of the role of this electromagnetic coupling, but evaluated its effect for collinear dipoles in the frequency domain above a homogeneous half-space. This work has extended the analysis to the time domain for both a homogeneous and an n-layered earth. Based on this analysis, it has evaluated the theoretical result of the variation of the voltage and compared it to the observed data from a IP/ER survey with HES, which employed the dipole-dipole array for two dipole lengths: 50m and 100m, and two periods of the square wave of the source current: 1s and 4s. The comparative study of the voltage decay curves made it possible to evaluate the contribution of the electromagnetic coupling to the values of the chargeability and apparent resistivity as a function of the dipole length and the period of the source current. Besides that, the respective pseudo-sections of Haloff have delineated the horizontal and vertical variations of those two electrical properties, providing the interpretation of the geoelectrical section. Therefore, this research is important for the oil industry because it may furnish information that help to: (i) define the structure of the sedimentary strata; (ii) estimate the clay content of the sandstones; and (iii) detect the possible presence of pyrite and pyrrhotite halos at fractured zones of the sediments above the oil reservoir. Furthermore, this research is readily adaptable to electric well logs.

ÍNDICE

RESUMO	iii
ABSTRACT	iv
ÍNDICE	v
ÍNDICE DE FIGURAS	vii
INTRODUÇÃO	1
CAPÍTULO 1 Características do Método de Polarização Induzida . . .	3
1.1 Principais Mecanismos de Polarização Induzida nas Rochas	3
1.1.1 Polarização de Membrana	3
1.1.2 Polarização de Eletrodo	4
1.2 Variedades de Medidas de Polarização Induzida	5
1.2.1 Domínio do Tempo	5
1.2.2 Domínio da Frequência	7
1.3 Operações de Campo	8
1.3.1 Equipamentos	8
1.3.2 Procedimentos de Aquisição dos Dados	9
1.4 Fontes de Ruídos no Método IP	16
1.5 Características do Acoplamento EM	18
1.5.1 Detecção do Acoplamento EM	18
1.5.2 Métodos para Evitar o Acoplamento EM	19
CAPÍTULO 2 Aspectos Fundamentais do Acoplamento Eletromagnético	20
2.1 Equações de Maxwell	20
2.1.1 Equações de Maxwell no Domínio do Tempo	20
2.1.2 Relações Constitutivas	21
2.1.3 Equações de Maxwell no Domínio da Frequência	21
2.2 As Equações da Onda	22
2.3 Potencial Magnético Vetorial e a Equação da Onda Não-Homogênea	24
2.4 Condições de Contorno	26
2.5 Cálculo da Impedância Mútua entre os Dipolos de Corrente e Potencial a partir do Acoplamento Eletromagnético	27

2.6	Determinação do Potencial Primário, Secundário e Total para um Dipolo Elétrico	28
2.6.1	Função Escalar de Green	28
2.6.2	Potencial Primário de um Dipolo Elétrico no Domínio da Frequência	30
2.6.3	Potencial Secundário	31
2.6.4	Determinação do Potencial Total	32
2.6.5	Condições de Contorno para uma Terra Homogênea	32
2.6.6	Formulação para uma Terra de n Camadas	33
2.7	Cálculo do Campo Elétrico	34
2.8	Condição Quasestática	35
2.9	Análise da Corrente Elétrica	35
2.10	Potencial Elétrico no Domínio da Frequência	37
2.11	Potencial Elétrico no Domínio do Tempo	38
2.12	Dados do Modelo Teórico	39
CAPÍTULO 3	Interpretação dos Dados	47
CAPÍTULO 4	Conclusões	55
Agradecimentos	57
APÊNDICE A	Formulação do Potencial Elétrico no Domínio da Frequência	58
Referências Bibliográficas	60

ÍNDICE DE FIGURAS

1.1	Geração do efeito de polarização de membrana associado com: (a) estreitamento dentro do canal poroso e (b) partículas de argilas ao longo das paredes dos poros (Reynolds, 1997).	4
1.2	Mecanismo de polarização de eletrodo (Kearey, Brooks e Hill, 2009).	4
1.3	Aplicação de um pulso de corrente com polaridade alternada e medição da voltagem mostrando o efeito de IP: adaptado de Reynolds (1997).	6
1.4	Medição da cargabilidade associada ao (a) M_i e (b) ao M_g . Adaptado de Reynolds (1997).	6
1.5	Aumento do efeito de IP (V_{Pa} para V_{Pc}) com o aumento do tempo de carga gera aumento do IP (Reynolds, 1997).	7
1.6	Imagem do transmissor VIP 3000 (IRIS INSTRUMENTS. http://www.iris-instruments.com/VIP3000.pdf , 18 jan. 2014).	9
1.7	Imagem do receptor ELREC PRO (IRIS INSTRUMENTS. http://www.iris-instruments.com/ELRECPRO.pdf , 18 jan. 2014).	9
1.8	Formas de onda: (a) padrão para o domínio do tempo; (b) e (c) operam no domínio da frequência; (d) opera usando corrente contínua. (Operating and Maintenance manual for VIP 3000 :functional description.p.14.)	10
1.9	Gráfico do decaimento da voltagem. $Mdly$ é o <i>delay time</i> , TM_1 é a largura da janela de tempo para a cargabilidade parcial M_1 , TM_3 é para a cargabilidade parcial M_3 e V_{MN} é a máxima voltagem antes do decaimento (User's manual for ELREC Pro :IP parameters and chargeability.p.57.).	11
1.10	Display do receptor no modo programado com <i>time</i> de $2000ms$, $Mdly$ de $240ms$ e as larguras das janelas, TM_i , iguais a $80ms$. $TM_1/5$ significa do TM_1 ao TM_5 , a mesma lógica é para $TM_6/10$, $TM_{11}/15$ e $TM_{16}/20$. (User's manual for ELREC Pro :in the field.p.12.)	12
1.11	Procedimento de aquisição para um afastamento entre eletrodos de 50m. (a) primeira estação transmissora, (b) segunda estação transmissora e (c) última estação transmissora. $n=1$ representa o dipolo 1, $n=2$ representa o dipolo 2 e assim sucessivamente. Os números de 5 a 27 são os números de cada estação.	13
1.12	Processo de aquisição para um afastamento entre eletrodos de 100m. (a) representa a primeira estação transmissora, (b) a segunda estação transmissora e (c) última estação transmissora.	13
1.13	Gráfico da cargabilidade versus tempo no modo programado com $Mdly$ igual a $20ms$ e $TM_{1/20}$ iguais a $10ms$	14

1.14	Gráfico da cargabilidade versus tempo no modo semi-logarítmico	14
1.15	Gráfico da cargabilidade versus tempo no modo aritmético	15
1.16	Gráfico com os modos programado, semi-logarítmico e aritmético.	15
1.17	Elementos usados na equação do acoplamento (Millett, 1967).	19
1.18	Vista plana dos arranjos que tendem a minimizar o acoplamento eletromagnético: (a) arranjo polo-dipolo perpendicular, e (b) arranjo dipolo-dipolo perpendicular (Sumner, 1976).	19
2.1	Gráfico da corrente versus o tempo o qual representa a forma de onda da corrente elétrica. T_{on} tempo no qual a fonte está transmitindo corrente e T_{off} tempo no qual a fonte não está transmitindo corrente.	36
2.2	Forma de onda da corrente elétrica representada como uma função ímpar	36
2.3	Gráfico da voltagem versus o tempo para o caso de um afastamento entre dipolos de 50m e usando um período fundamental da corrente de 4s.	41
2.4	Gráfico da voltagem versus o tempo para o caso de um afastamento entre dipolos de 50m e usando um período fundamental da corrente de 16s.	42
2.5	Gráfico da voltagem versus o tempo para o caso de um afastamento entre dipolos de 100m e usando um período fundamental da corrente de 4s.	43
2.6	Gráfico da voltagem versus o tempo para o caso de um afastamento entre dipolos de 50m e usando um período fundamental da corrente de 16s.	44
3.1	Mapa geológico e tectônico da Bacia do Recôncavo: modificado de	47
3.2	Pseudo-seções de resistividade para um afastamento entre os eletrodos de 50m. a) <i>Time</i> 1000ms usando o modo programado, b) <i>Time</i> 1000ms usando o modo semi-logarítmico, c) <i>Time</i> 4000ms usando o modo programado, d) <i>Time</i> 4000ms usando o modo semi-logarítmico	49
3.3	Pseudo-seções de resistividade para um afastamento entre os eletrodos de 100m. a) <i>Time</i> 1000ms usando o modo programado, b) <i>Time</i> 1000ms usando o modo semi-logarítmico, c) <i>Time</i> 4000ms usando o modo programado, d) <i>Time</i> 4000ms usando o modo semi-logarítmico	50
3.4	Pseudo-seções de cargabilidade para um afastamento entre os eletrodos de 50m. a) <i>Time</i> 1000ms usando o modo programado, b) <i>Time</i> 1000ms usando o modo semi-logarítmico, c) <i>Time</i> 4000ms usando o modo programado, d) <i>Time</i> 4000ms usando o modo semi-logarítmico	51
3.5	Pseudo-seções de cargabilidade para um afastamento entre os eletrodos de 100m. a) <i>Time</i> 1000ms usando o modo programado, b) <i>Time</i> 1000ms usando o modo semi-logarítmico, c) <i>Time</i> 4000ms usando o modo programado, d) <i>Time</i> 4000ms usando o modo semi-logarítmico	52
3.6	Superposição das figuras (3.2a) e (3.4c) mostrando que a Formação Barreiras não apresentou anomalias de IP.	53

3.7 Superposição das figuras (3.4c) e (3.5c) exibindo relativa semelhança na localização das anomalias de IP.	54
---	----

INTRODUÇÃO

Quando uma corrente elétrica, que circula no terreno, é interrompida, a voltagem entre os eletrodos de corrente não decai instantaneamente para zero, pois podem surgir concentrações de cargas em subsuperfície durante o fluxo de corrente. Essas concentrações ocorrem na vizinhança das interfaces entre as soluções eletrolíticas presentes nos poros das rochas e grãos minerais, principalmente minerais metálicos, tais como a pirita, e argilas. Depois da interrupção da corrente, as cargas elétricas tendem a retornar à situação original, enquanto dura uma voltagem residual. Durante alguns segundos, ou minutos, essa fração da voltagem inicial permanece no terreno enquanto as concentrações de cargas são dissipadas. Este fenômeno, conhecido como polarização elétrica induzida, resulta de processos microscópicos capacitivos e difusivos (Dias, 2000).

Para medir seu efeito, pode-se aplicar uma corrente contínua ou alternada no terreno. Quando as medidas são feitas pela passagem de pulsos contínuos de corrente, a magnitude da polarização induzida observada é expressa pela razão entre voltagem primária, antes do desligamento, e a voltagem observada em um instante após o desligamento. Esse parâmetro constitui a cargabilidade. Quando as medidas são feitas no domínio da frequência determina-se a variação da resistividade e da fase com a frequência.

No método de polarização elétrica induzida existem efeitos que podem influenciar as medidas distorcendo os dados. Um deles é o acoplamento eletromagnético o qual, por ser indutivo, produz um efeito contrário ao da polarização elétrica induzida.

No presente trabalho, adaptou-se o desenvolvimento descrito por (Millett, 1967) com base no trabalho de (Sampaio, 2006) para estabelecer a fundamentação teórica para o cálculo do decaimento da voltagem com o tempo. Com a formulação desenvolvida geraram-se gráficos da voltagem versus tempo para três situações: amplitude do dipolo (dipolo pequeno e dipolo grande); afastamento entre os dipolos (afastamentos maiores e menores); e período fundamental do sinal. A partir dos dados calculados montou-se uma tabela de resistividades aparentes para analisar a variação da resistividade aparente com os níveis. Em seguida, foi empregado o método de IP/ER em uma região de interesse usando dois períodos fundamentais de transmissão de corrente e duas amplitudes de dipolos, para definir pseudo-seções geoeletricas de valores de resistividade elétrica aparente e cargabilidade. Essas pseudo-seções foram analisadas e interpretadas visando definir a argilosidade e as características geoeletricas dos sedimentos em subsuperfície e a interferência do acoplamento eletromagnético.

No Capítulo 1, são apresentadas as características do método de polarização induzida.

No Capítulo 2, é abordado toda a teoria básica para o estudo de acoplamento eletromagnético. O Capítulo 3 contém a interpretação do dados. Por fim, o Capítulo 4 sintetiza as conclusões obtidas nesta monografia.

CAPÍTULO 1

Características do Método de Polarização Induzida

1.1 Principais Mecanismos de Polarização Induzida nas Rochas

Há dois mecanismos principais causadores de polarização induzida, ambos associados a processos eletroquímicos: a polarização de membrana e a polarização de eletrodo.

1.1.1 Polarização de Membrana

Existem duas formas de ocorrer a polarização de membrana. Uma é pelo estreitamento dentro de um poro e a outra é associada à presença de argila no poro, tal como em arenitos impuros (Reynolds, 1997). A maioria dos minerais presente nas rochas tem uma carga total negativa em suas superfícies exteriores em contato com o fluido dos poros. Assim, íons positivos acumulam-se nessa interface, enquanto as cargas negativas são repelidas dela. Caso o acúmulo de íons positivos supere o estreitamento do poro nessa região, a mobilidade dos íons será dificultada quando uma voltagem for aplicada. Assim, ocorrerá um acúmulo de íons negativos e positivos de cada lado do bloqueio produzindo uma diferença de potencial (Figura 1.1a). Por fim, quando a voltagem aplicada é desligada, a concentração iônica volta ao normal gerando, conseqüentemente, uma voltagem residual durante um período finito de tempo.

A segunda forma é devido à presença de partículas de argila nas rochas. Esse mineral tende a ter carga negativa em sua superfície que, por sua vez, atrai os íons positivos, gerando nuvens carregadas positivamente dentro do espaço poroso. Quando uma voltagem é aplicada as cargas negativas são bloqueadas pelas nuvens de cargas positivas produzindo, assim, uma diferença de concentração (Figura 1.1b). Quando a voltagem é desligada, os íons voltam para as suas posições originais gerando, também, uma voltagem residual (Reynolds, 1997).

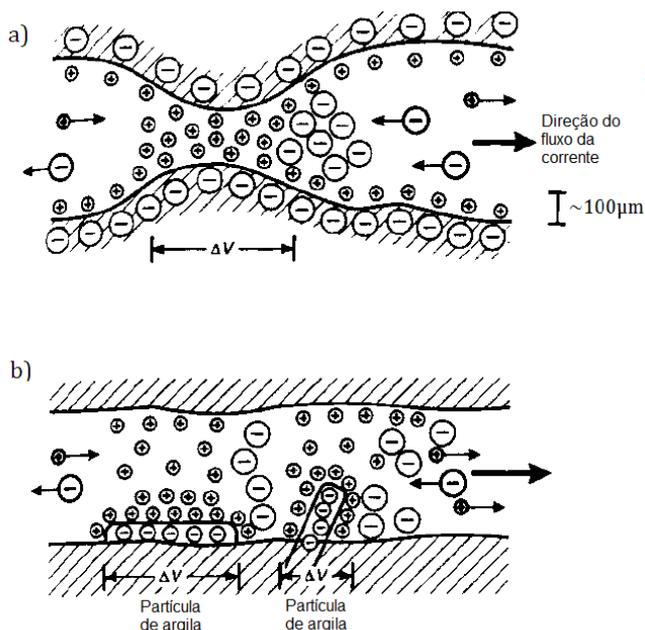


Figura 1.1: Geração do efeito de polarização de membrana associado com: (a) estreitamento dentro do canal poroso e (b) partículas de argilas ao longo das paredes dos poros (Reynolds, 1997).

1.1.2 Polarização de Eletrodo

Quando um grão mineral metálico bloqueia o poro da rocha e uma voltagem é aplicada a cada lado do espaço do poro, cargas positivas e negativas são empurradas sobre os lados opostos do grão. Assim, íons negativos e positivos acumulam-se de cada lado do grão, tentando ou liberar elétrons para o grão ou aceitar elétrons conduzidos através do grão. Como o fluxo de elétrons é muito mais rápido que o fluxo de íons no eletrólito, os íons se acumulam de cada lado do grão e causam um aumento de carga (Figura 1.2). Quando a voltagem impressa é removida, os íons dispersam-se lentamente de volta a condição neutra e causam um decaimento transitório de voltagem.

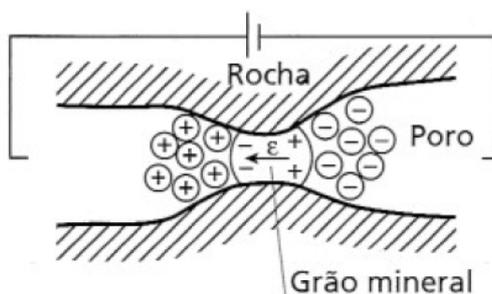


Figura 1.2: Mecanismo de polarização de eletrodo (Kearey, Brooks e Hill, 2009).

Esse fenômeno é conhecido como polarização de eletrodo ou sobrevoltagem. Ele depende, entre outros fatores, da fonte de corrente externa e das características do meio, como por exemplo, a porosidade, a qual é um fator limitante, já que oferece caminhos alternativos de condução eletrolítica. Varia, também, com a concentração mineral, respondendo mais fortemente às disseminações, já que este é um fenômeno de superfície, do que quando a mineralização maciça.

1.2 Variedades de Medidas de Polarização Induzida

No método de polarização induzida as medições podem ser feitas em dois domínios: domínio do tempo e domínio da frequência.

1.2.1 Domínio do Tempo

Quando uma corrente elétrica é aplicada no solo, após o desligamento dela, a voltagem não decai instantaneamente para zero. Na verdade, a tensão tem uma queda mais acentuada nos instantes iniciais após o desligamento da corrente e, depois, cai de forma gradual. O valor da tensão, logo, após esta queda brusca, é simbolizado por V_P . Esse efeito também ocorre nos instantes iniciais logo após ligada a corrente, ou seja, a voltagem sobe gradualmente até se estabilizar em seu valor máximo V_{ON} (Figura 1.3). Essas situações ocorrem devido ao efeito de Polarização Induzida nas rochas.

A medição do efeito de IP no domínio do tempo consiste em analisar o decaimento temporal da voltagem que é gerado após o deligamento dos pulsos de corrente injetados no solo. Uma maneira simples de medir o efeito de polarização é determinar a razão entre a voltagem primária V_{ON} e a voltagem observada, V_P , no instante após o desligamento da corrente elétrica. Esse parâmetro é denominado de *Polarizabilidade Aparente* P_a e é dado por:

$$P_a(\%) = \frac{V_P}{V_{ON}} 100, \quad (1.1)$$

ambas as voltagens em mV .

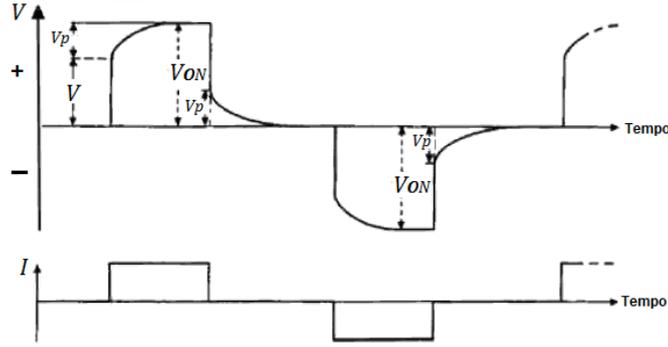


Figura 1.3: Aplicação de um pulso de corrente com polaridade alternada e medição da tensão mostrando o efeito de IP: adaptado de Reynolds (1997).

De acordo com Reynolds (1997), é extremamente difícil medir a tensão V_P no exato momento em que a corrente é desligada. Assim, a medida do decaimento da tensão é feita após um discreto intervalo de tempo ($Mdly$).

Outros parâmetros de medição são: a cargabilidade global M_g e as cargabilidades parciais M_i . A cargabilidade parcial M_i é a área sob a curva de decaimento durante um discreto intervalo de tempo TM_i normalizado pelo V_{ON} e TM_i (Figura 1.4a) :

$$M_i = \frac{1}{TM_i \cdot V_{ON}} \int_{TM_i} V dt. \quad (1.2)$$

O valor da cargabilidade global M_g é dado por (Figura 1.4b):

$$M_g = \frac{\sum_{i=1}^n (M_i \cdot TM_i)}{\sum_{i=1}^n TM_i}, \quad (1.3)$$

onde i é a posição com relação às n de janelas de tempo.

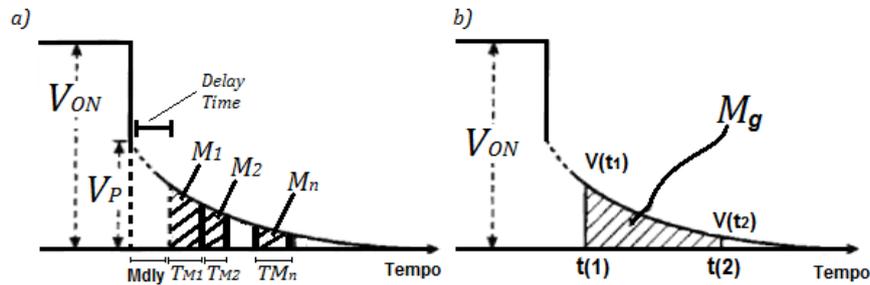


Figura 1.4: Medição da cargabilidade associada ao (a) M_i e (b) ao M_g . Adaptado de Reynolds (1997).

1.2.2 Domínio da Frequência

O estudo do efeito de polarização induzida no domínio da frequência parte do princípio da variação da resistividade aparente com a frequência. Essa variação acontece porque, para pequenos tempos de carga, situação que aumenta a frequência de medição, acarreta na diminuição do efeito de IP e, conseqüentemente, da resistividade aparente (Figura 1.5). Portanto, para baixas frequências, a resistividade aparente tem um valor maior do que para altas frequências.

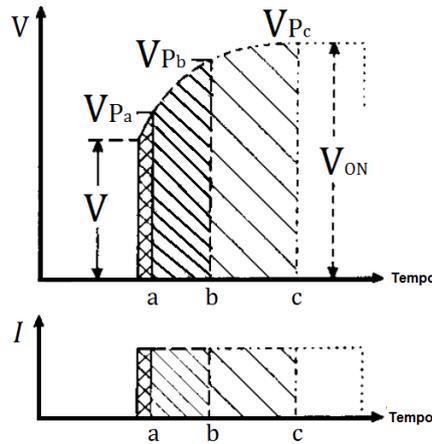


Figura 1.5: Aumento do efeito de IP (V_{Pa} para V_{Pc}) com o aumento do tempo de carga gera aumento do IP (Reynolds, 1997).

Historicamente, como indicador de polarização calculava-se o *Efeito Percentual de Frequência (PFE)*,

$$PFE = \frac{(\rho_{f2} - \rho_{f1})}{\rho_{f1}} 100, \quad (1.4)$$

onde ρ_{fn} é a resistividade correspondente a frequência n .

Outro parâmetro é o *Fator Metal (MF)*,

$$MF = 2\pi 10^5 \frac{PFE}{\rho_{f1}}. \quad (1.5)$$

Apesar do *PFE* e o *MF* indicarem, qualitativamente, anomalias de IP, essas medidas não dão uma boa indicação da relação quantitativa de mineralizações metálicas dentro de uma fonte de IP. Assim, é necessário usar um método mais elaborado, tal como Polarização Induzida Espectral (SIP).

O método SIP faz a medição da magnitude da resistividade complexa ($|Z(\omega)|$) e da fase (ϕ) da voltagem em relação à corrente transmitida. Com esses parâmetros, pode-se

determinar a "textura" (parâmetro associado ao tamanho do grão e sua distribuição em corpos de minérios) das mineralizações de um corpo de minério e, assim, separá-lo em zonas de mineralizações primárias, que consistem em vênulas do minério disseminado. Nos locais em que grandes zonas de sulfetos ou óxidos de ferro ocorrem, o SIP pode indicar onde a concentração mineral aumenta através da "textura"espectral. Isso é importante, pois mudanças na "textura" ao longo de zonas, por exemplo, de pirita, pode indicar a presença de ouro, cobre ou zinco em relação a uma área estéril (Halloy, 1983).

1.3 Operações de Campo

Os equipamentos de campo, usualmente, são: transmissor, gerador, receptor, eletrodos e cabos. As operações de campo, geralmente, são semelhantes ao método de eletrorresistividade, porém os equipamentos para usar o IP são maiores e o trabalho de campo é mais demorado. Comumente, esses dois métodos são usados de forma combinada.

1.3.1 Equipamentos

O arranjo de transmissão é formado por um gerador e o próprio transmissor. O gerador tem a função de servir como fonte de alimentação para o transmissor. É recomendado que ele seja de baixo custo devido ao peso do mesmo, que por sua vez influenciará na produtividade do trabalho de campo. O transmissor é a unidade de controle que regula a corrente para que precisas formas de onda sejam aplicadas no solo. O receptor tem a função de medir o efeito de IP. Existem receptores que trabalham no domínio do tempo ou no domínio da frequência.

Os eletrodos de correntes são, geralmente, estacas de metal, como em aquisições de resistividade, e devem possuir baixa impedância de contato para que seja possível produzir altos valores de corrente. Às vezes, é necessário molhar os eletrodos com água salgada para fornecer bom contato. Já os eletrodos de potencial devem possuir baixo nível de ruído. Eletrodos não polarizáveis (Cu - CuSO_4) são usados para esse fim.

Teoricamente, qualquer arranjo padrão de eletrodos pode ser usado, mas a configuração dipolo-dipolo é a mais empregada, visto que resulta em: boa combinação de densidade lateral e vertical e minimiza o efeito do acoplamento eletromagnético. O espaçamento dos eletrodos pode ser tão pequeno como 3 m ou ultrapassar 300 m. Para reduzir o trabalho de movimentar os eletrodos de corrente e geradores, vários pares de eletrodos podem ser usados, todos conectados ao gerador via um dispositivo liga-desliga.

1.3.2 Procedimentos de Aquisição dos Dados

Equipamentos usados na aquisição dos dados

Os equipamentos usados no trabalho de campo foram um transmissor fabricado pela Iris Instruments modelo VIP 3000 (Figura 1.6), um receptor, também fabricado pela mesma empresa, modelo ELREC PRO (Figura 1.7) e um gerador o qual tem a função de alimentar o transmissor.



Figura 1.6: Imagem do transmissor VIP 3000 (IRIS INSTRUMENTS. <http://www.iris-instruments.com/VIP3000.pdf>, 18 jan. 2014).



Figura 1.7: Imagem do receptor ELREC PRO (IRIS INSTRUMENTS. <http://www.iris-instruments.com/ELRECPRO.pdf>, 18 jan. 2014).

Informações sobre transmissor VIP 3000:

- Fornece uma tensão máxima de 3000V e uma corrente máxima de 5A;
- Disponibilidade para trabalhar com 8 dipolos;
- Suporta formas de onda tanto no domínio do tempo como no domínio da frequência (Figura 1.8). Para o domínio do tempo as opções para o T_{on} e T_{off} são: 250ms, 500ms, 1s, 2s, 4s e 8s. Lembrando que ambos podem ter diferentes valores. O T_{on} está relacionado ao tempo de injeção da corrente e o T_{off} ao tempo em que a corrente está desligada.

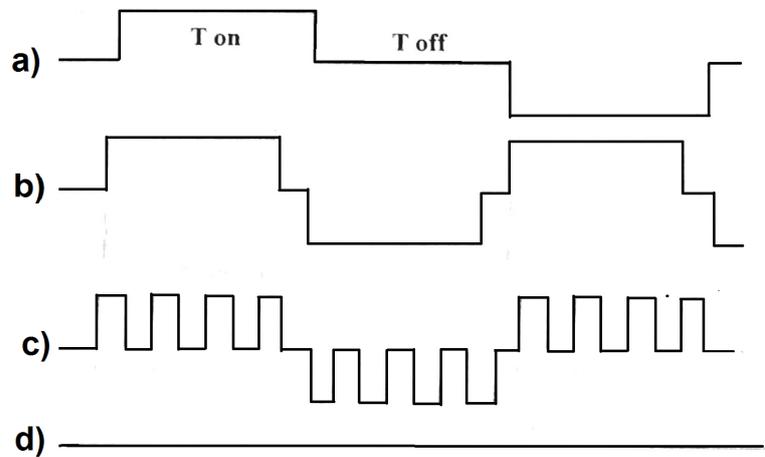


Figura 1.8: Formas de onda: (a) padrão para o domínio do tempo; (b) e (c) operam no domínio da frequência; (d) opera usando corrente contínua. (Operating and Maintenance manual for VIP 3000: functional description.p.14.)

Informações sobre o receptor ELREC PRO:

- Capacidade de medir 20 janelas de cargabilidade;
- Disponibilidade para trabalhar com 10 dipolos;
- Opera apenas no domínio do tempo.

Para o receptor, os valores do T_{on} e T_{off} são iguais e recebem a denominação de *time*, isto é, tempo em que a corrente é aplicada no solo ou tempo em que a mesma está desligada. Os tempos associados para o *time* podem ser: 500ms, 1s, 2s e 4s. Esse receptor utiliza alguns modos para realizar as medições das cargabilidades parciais, dentre eles o modo aritmético,

semi-logarítmico e o programado. O modo aritmético faz uma amostragem temporal aritmética para calcular as cargabilidades parciais. O semi-logarítmico faz uma amostragem temporal semi-logarítmica para calcular as cargabilidades parciais. No modo programado o operador seleciona a maneira como as cargabilidades parciais serão calculadas com relação às larguras das janelas de tempo. Esses modos estão relacionados a alguns parâmetros do equipamento, os quais são: $Mdly$ e o TM_i (Figura 1.9). O primeiro é o *delay time* (tempo de atraso): intervalo de tempo que o receptor vai esperar para começar a medir as cargabilidades parciais. O segundo é o intervalo de tempo em que será medido cada cargabilidade parcial.

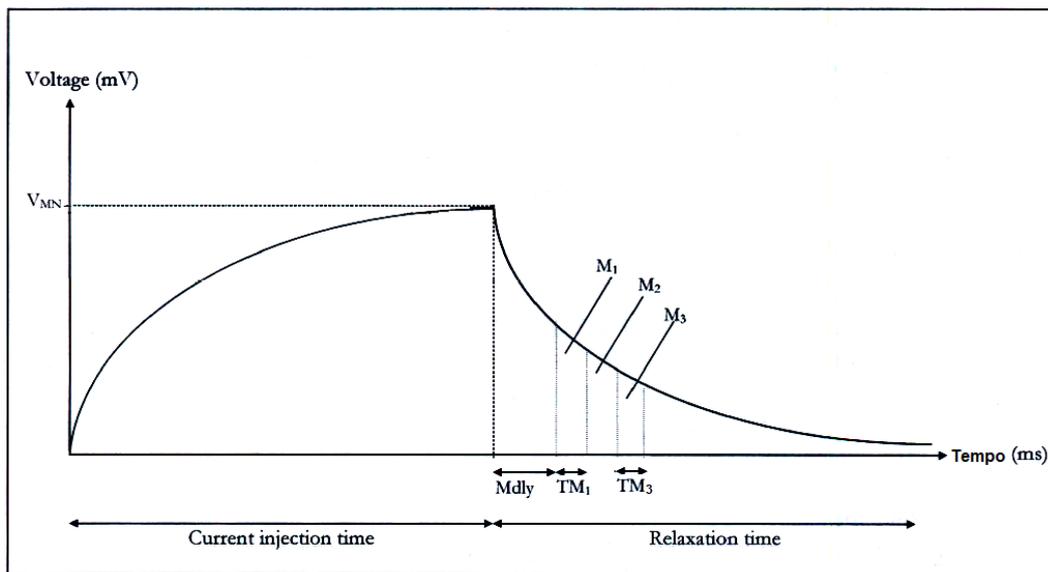


Figura 1.9: Gráfico do decaimento da voltagem. $Mdly$ é o *delay time*, TM_1 é a largura da janela de tempo para a cargabilidade parcial M_1 , TM_3 é para a cargabilidade parcial M_3 e V_{MN} é a máxima voltagem antes do decaimento (User's manual for ELREC Pro:IP parameters and chargeability.p.57.).

As tabelas (1.1) e (1.2) exemplificam uma situação para os valores do $Mdly$ e TM_i usando um *time* de 1s. Analisando as tabelas, conclui-se que a ideia, no modo aritmético da amostragem temporal aritmética, significa que todos os TM_i terão os mesmos valores, ou seja,

Modo	$Mdly$	TM_1	TM_2	TM_3	TM_4	TM_5	TM_6	TM_7	TM_8	TM_9	TM_{10}
Arit	120	40	40	40	40	40	40	40	40	40	40
Semi	40	20	20	20	20	20	20	20	20	40	40

Tabela 1.1: Tabela com os valores de $Mdly$ e do TM_1 até o TM_{10} em *ms* associado ao *time* de 1000*ms*. (User's manual for ELREC Pro:IP parameters and chargeability.p.58.)

Modo	Mdly	TM ₁₁	TM ₁₂	TM ₁₃	TM ₁₄	TM ₁₅	TM ₁₆	TM ₁₇	TM ₁₈	TM ₁₉	TM ₂₀
Arit	120	40	40	40	40	40	40	40	40	40	40
Semi	40	40	40	40	40	80	80	80	80	80	80

Tabela 1.2: Continuação da tabela (3.1), com os valores do TM₁₁ até o TM₂₀ em *ms* associado ao *time* de 1000*ms*. (**User's manual for ELREC Pro:IP parameters and chargeability.p.58.**)

cada valor de cargabilidade (M_1, M_1, \dots, M_{20}) será medido para uma mesma largura da janela de tempo. Já no modo semi-logarítmico os valores de TM_{*i*} são em forma de uma progressão semi-logarítmica, em que há menores valores de TM_{*i*} nos tempos iniciais e maiores valores nos tempos finais. Para o caso do modo programado, o operador escolhe, a seu critério, o valor do Mdly e os valores do TM_{*i*}, os quais podem ser diferentes. O mínimo valor para o Mdly é de 20*ms* e o mínimo dos TM_{*i*} é de 10*ms*. A figura (1.10) exibe o display do equipamento no modo programado em uma situação que o operador escolheu um *time* de 2000*ms*, o Mdly de 240*ms* e todos os valores do TM_{*i*} iguais a 80*ms*.

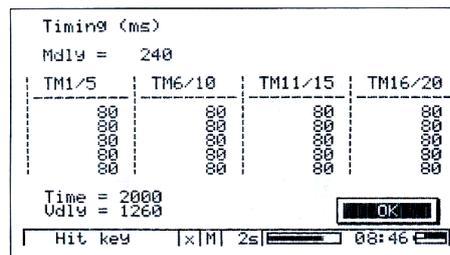


Figura 1.10: Display do receptor no modo programado com *time* de 2000*ms*, Mdly de 240*ms* e as larguras das janelas, TM_{*i*}, iguais a 80*ms*. TM_{1/5} significa do TM₁ ao TM₅, a mesma lógica é para TM_{6/10}, TM_{11/15} e TM_{16/20}. (**User's manual for ELREC Pro:in the field.p.12.**)

Procedimento de aquisição

O procedimento de aquisição foi definido da seguinte forma:

- Definir uma linha para fazer a aquisição dos dados em uma área de interesse do projeto;
- Realizar dois perfis nessa linha usando o método de Polarização Elétrica Induzida e Eletroresistividade, com arranjo dipolo-dipolo, sendo um perfil com comprimento de dipolos de 50m e o outro com comprimento de dipolos de 100m;
- Em cada perfil, usar um *time* de 1000*ms* e 4000*ms* no receptor.

Para o caso do comprimento de dipolos de 50 m foram utilizados 6 dipolos receptores e um dipolo transmissor. No processo de aquisição foram feitas, ao todo, 15 estações transmissoras em um perfil de comprimento 1100m (figura 1.11). Para a situação com afastamento entre os eletrodos de 100 m foram usadas as mesmas quantidades de dipolos receptores e transmissores, com 8 estações transmissoras em um perfil de 1500 m (figura 1.12).

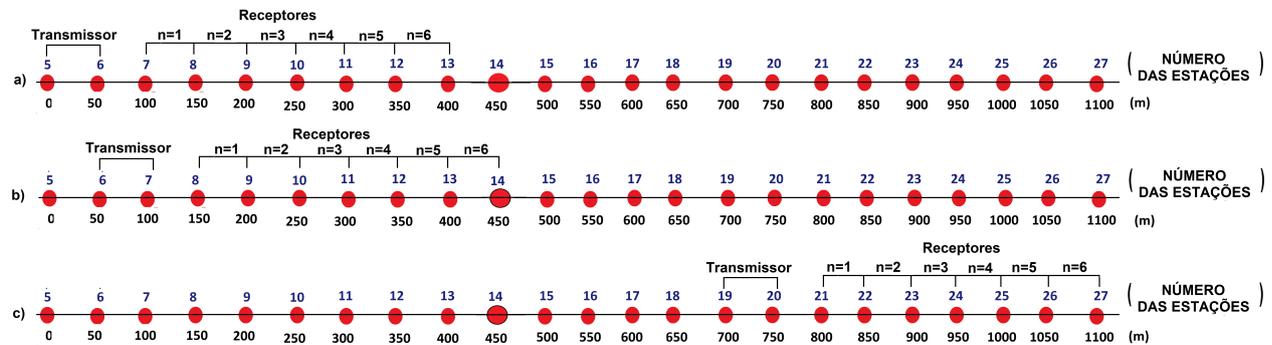


Figura 1.11: Procedimento de aquisição para um afastamento entre eletrodos de 50m. (a) primeira estação transmissora, (b) segunda estação transmissora e (c) última estação transmissora. $n=1$ representa o dipolo 1, $n=2$ representa o dipolo 2 e assim sucessivamente. Os números de 5 a 27 são os números de cada estação.

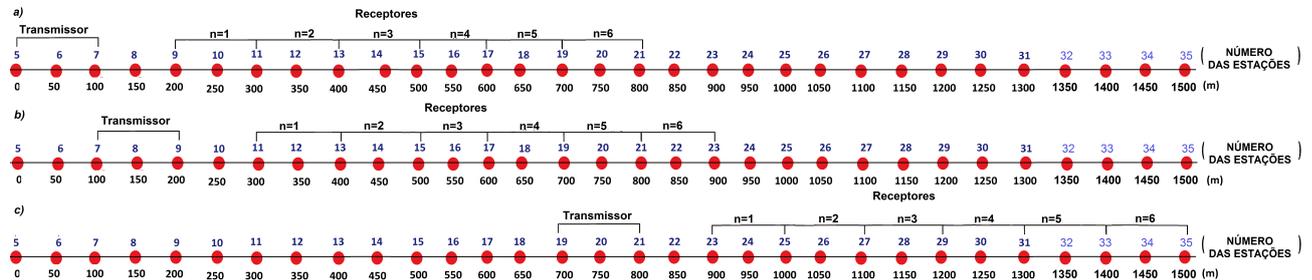


Figura 1.12: Processo de aquisição para um afastamento entre eletrodos de 100m. (a) representa a primeira estação transmissora, (b) a segunda estação transmissora e (c) última estação transmissora.

Na atividade de campo a corrente máxima usada no transmissor foi de 2,5 A, visto que a resistência de contato da região impossibilitou alcançar maiores valores de corrente. O modo de operação foi no domínio do tempo e, assim, a forma de onda da corrente foi a correspondente a esse domínio (Figura 1.8a). Para decidir os modos como receptor mediu as cargas parciais, antes de iniciar todo o processo de aquisição de dados, foram feitas algumas medições experimentais. Desse modo, posicionou-se os dipolos transmissores e receptores da mesma forma como na Figura (1.11a) e usou-se os modos semi-log, aritmético e o programado com $Mdly$ igual 20ms e os $TM_{1/20}$ iguais a 10ms. Os resultados estão nas figuras (1.13), (1.14), (1.15) e (1.16).

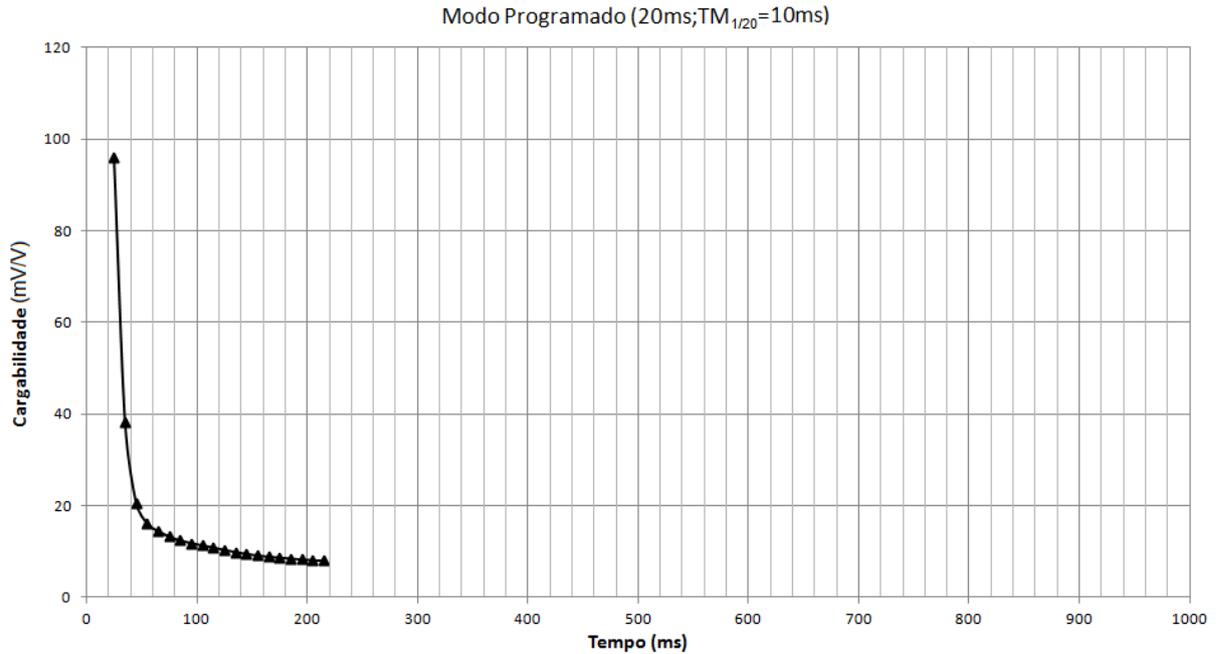


Figura 1.13: Gráfico da cargabilidade versus tempo no modo programado com $Mdly$ igual a 20ms e $TM_{1/20}$ iguais a 10ms

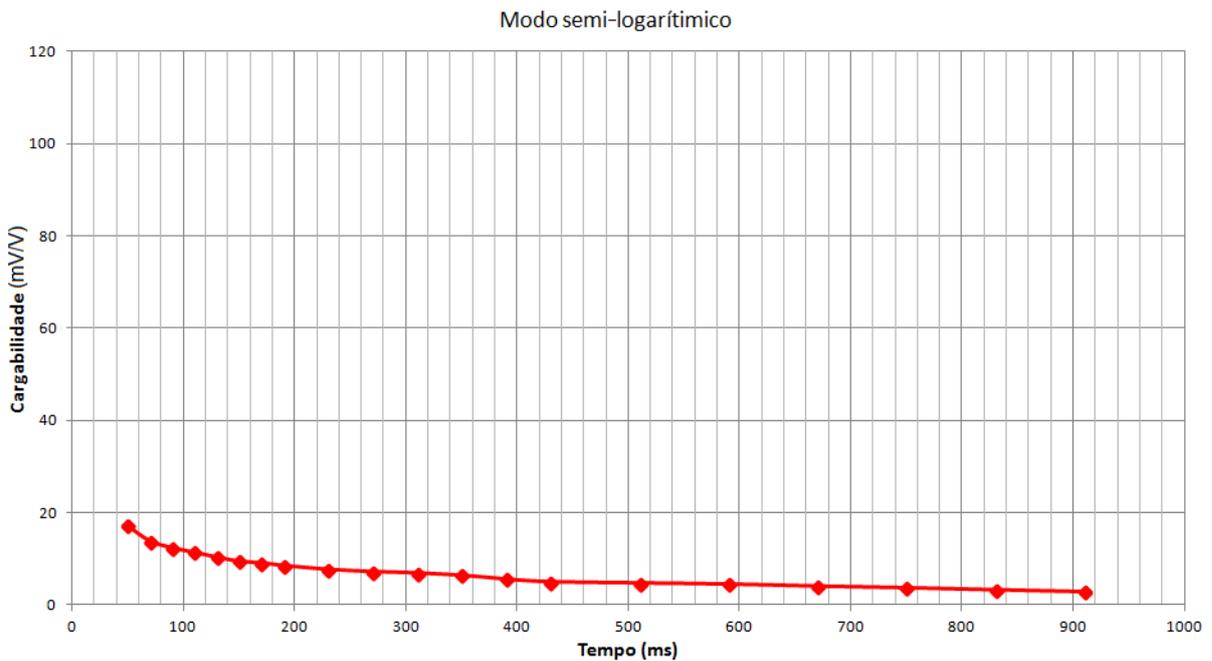


Figura 1.14: Gráfico da cargabilidade versus tempo no modo semi-logarítmico

O gráfico do modo programado (Figura 1.13) começou a medir as cargabilidades parciais no tempo de $25ms$ e chegou até $220ms$. Esse intervalo de tempo é importante, pois analisa a curva de decaimento nos momentos em que a mesma apresenta maiores variações, revelando melhor os contrastes geológicos. No modo semi-logarítmico (Figura 1.14) os valores de cargabilidade parciais foram medidos a partir de $45ms$ até $910ms$. Apesar

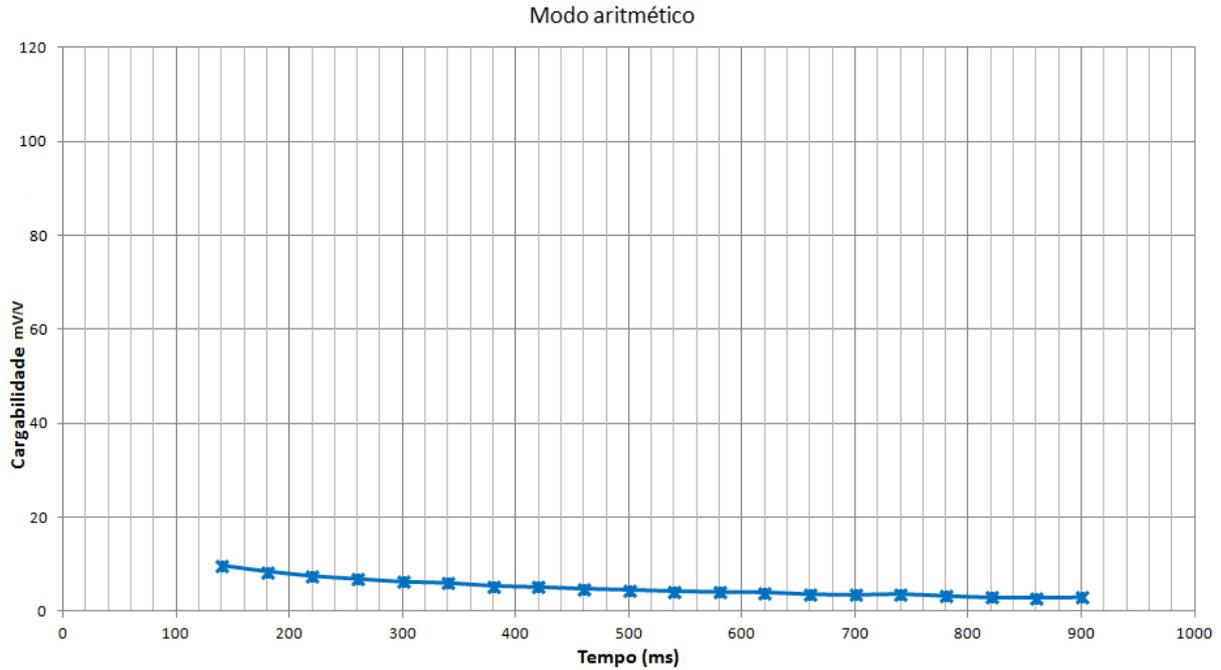


Figura 1.15: Gráfico da cargabilidade versus tempo no modo aritmético

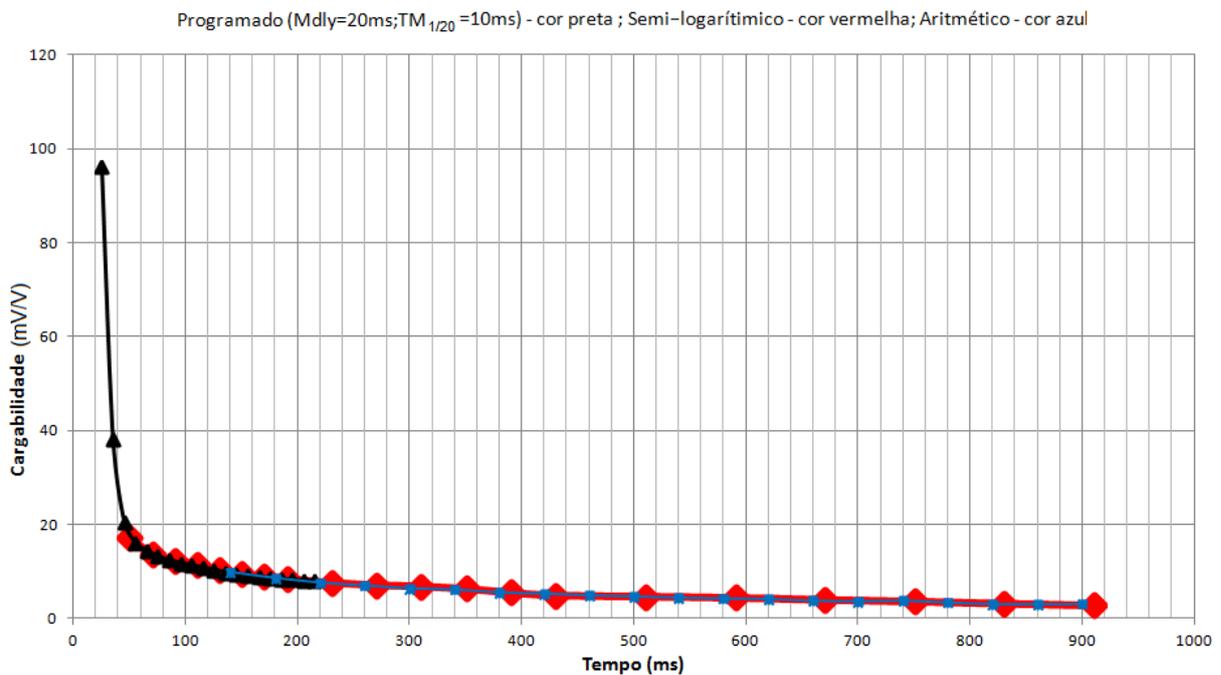


Figura 1.16: Gráfico com os modos programado, semi-logarítmico e aritmético.

das medições começarem em um momento mais tardio, período em que a curva apresentou um comportamento quase constante, esse modo possui uma amostragem mais refinada nos tempos iniciais, como já foi escrito antes, e, assim, é possível adquirir dados com uma certa qualidade de sinal (os dados em tempos mais tardios tendem a ser mais ruidosos). Por fim, no modo aritmético (Figura 1.15) as medições iniciaram a partir do tempo 140ms e foram

até 900ms. Analisando a Figura (1.16) percebe-se que este modo não se diferenciou muito do modo semi-logarítmico exceto que começou a realizar as medições em momentos ainda mais tardios, fato que não é muito interessante. Portanto, para realizar uma melhor análise da curva de decaimento escolhemos os modos semi-logarítmico e programado com Mdly de 20ms e $TM_{1/20}$ iguais a 10ms.

1.4 Fontes de Ruídos no Método IP

As fontes de ruídos no método IP estão relacionadas a ruídos naturais, artificiais e ao acoplamento de circuitos elétricos. Este último está associado à interação entre o transmissor e o receptor e existem três tipos: Acoplamento Resistivo, Acoplamento Capacitivo e Acoplamento Indutivo ou Eletromagnético.

Ruídos Artificiais e Naturais

Os ruídos artificiais podem ser causados por aparelhos elétricos de corrente contínua que, geralmente, operam próximos de minas ou em áreas povoadas. Esses aparelhos provocam alguma interferência na voltagem medida pelo receptor, pois quando sistemas alimentados por corrente contínua são ligados ou desligados, os mesmos geram amplos campos magnéticos. Às vezes, é necessário realizar medidas de IP no período da noite ou nos finais de semana em áreas ruidosas pois, geralmente, os ruídos são menores.

Uma fonte de ruído natural é o vento próximo a superfície solo. O mesmo pode causar significativo ruído devido a oscilações que pode gerar no cabo receptor o qual está imerso no campo magnético da Terra (considerando a situação em que o cabo receptor esteja suspenso). Essa vibração cria um ruído chamado "wind noise", o qual pode ser minimizado fixando os cabos no solo ou enterrando-os.

Outra fonte de ruído natural está relacionado aos fenômenos elétricos atmosféricos conhecido como "sferics". Este último consiste, principalmente, de pulsos de radiações eletromagnéticas devido a descargas atmosféricas. A maior parte do conteúdo energético desses fenômeno é de alta frequência comparada às faixas de interesse para o estudo da polarização induzida, porém, às vezes, seu o efeito pode ser incômodo.

Ruído Telúrico

O movimento dos ions do vento solar na magnetosfera gera radiações eletromagnéticas de baixa frequência. Essa energia de baixa frequência é recebida na superfície da Terra como micropulsões e gera pequenas variações de campo magnéticos ou pequenas correntes elétricas na Terra. Esses pulsos elétricos, conhecidos como correntes ou voltagens magnetotelúricas, tendem a mascarar as medidas de IP acrescentando ruído ao dado e, conseqüentemente, causando problemas associado à detecção da voltagem no sistema de IP.

Existem vários métodos para superar o ruído telúrico. O aumento do sinal no receptor pode ser feito aumentando a corrente injetada no solo através dos transmissores. Pode-se também mudar a geometria dos eletrodos para os arranjos dipolo-dipolo ou Schlumberger que oferecem a vantagem de aumentar o sinal para uma mesma corrente injetada (Millett, 1967). Outro procedimento para reduzir a influência desse ruído é a filtragem. A filtragem pode ser feita tanto no domínio da frequência, como no domínio do tempo. No domínio da frequência pode-se usar filtros analógicos do tipo passa-alta para cortar o conteúdo de frequência associado ao ruído.

Atividade de micropulsões são maiores durante períodos de alta atividade solar. Assim, o ruído devido a essa fonte pode ser previsto por meio dessa correlação. Pode ser prático instalar eletrodos de potencial na área para monitorar a atividade telúrica.

Como um teste de campo para mensurar o ruído telúrico pode-se, simplesmente, notar sucessivas leituras no receptor e observar a média de desvio desses valores. Se esse ruído for um problema sério sobre um determinado conjunto de leitura, pode-se tentar medir nessas estações outro dia ou com 2, 4, 8 ou 12 horas depois ou antes do momento associado ao ruído telúrico. A magnitude das voltagens telúricas muda com um período de 24 horas, assim um momento melhor pode ser encontrado (Sumner, 1976).

Acoplamento Resistivo

O acoplamento resistivo é o meio pelo qual a resistividade do solo é medida. A corrente gerada pelo transmissor e a voltagem captada pelo receptor estão eletricamente acoplados através das litologias em subsuperfície e a interpretação do acoplamento resistivo medido determina a resistividade aparente do local em subsuperfície.

Acoplamento Capacitivo

Em certos arranjos os cabos do sistema de transmissão e recepção podem estar de tal forma distribuídos que o sistema se comporta como se fosse um capacitor e correntes de deslocamentos são geradas afetando as medidas de IP. Da mesma forma, entre os eletrodos

de corrente e os de potencial (e vice-versa) podem existir correntes de fuga. Para minimizar o acoplamento capacitivo pode-se operar em frequências menores, ou diminuir a capacitância entre os cabos, mudando sua orientação ou separando-os. Os arranjos Wenner, gradiente e Schlumberger são bastante afetados por esse efeito, o mesmo ocorrendo em perfilagem geofísica de poços, onde são usadas blindagens para os cabos. Levando em conta que o fenômeno de IP tem, em parte, natureza capacitiva, deve-se sempre procurar eliminar esse tipo de acoplamento.

Acoplamento Indutivo ou Eletromagnético

Toda as descrições dessa seção foram feitas com base em Sumner (1976). O acoplamento eletromagnético (EM) é gerado porque, em algumas situações, o transmissor e o receptor comportam-se como um enrolamento primário e secundário de um circuito. O primário induz uma corrente no secundário, e o acoplamento se dá através de ondas eletromagnéticas. Assim, gera-se uma variação do potencial em um dos domínios, que não é devido às causas de polarização natural.

1.5 Características do Acoplamento EM

A formulação do acoplamento eletromagnético para comprimentos de fios orientados arbitrariamente na terra foi estudado por (Millett, 1967). O acoplamento EM de dipolos colineares em um semi-espço uniforme é dado por:

$$Z_{Ss} = \int_A^B \int_M^N \left[\frac{\partial^2 Q(r)}{\partial S \partial s} + P(r) \cos \theta \right] dS ds \quad (1.6)$$

onde Z_{Ss} é a impedância mútua entre o comprimento S e s e θ o ângulo entre os comprimentos infinitesimais dS e ds , como mostrado na Figura (1.17). Na equação (1.6), $P(r)$ descreve o acoplamento eletromagnético e, juntamente, com $Q(r)$ são funções que dependem da geometria em subsuperfície e da distribuição dos parâmetros físicos.

1.5.1 Detecção do Acoplamento EM

Um meio preliminar de detecção do acoplamento EM no dado de campo é observar e medir o formato da curva de decaimento durante os primeiros segundos de registro ou observar as medidas para frequências maiores que $1,0Hz$. Portanto, se os dados mostram que os valores aumentam nos instantes iniciais ou em altas frequências, é provável que o acoplamento EM esteja presente. Por exemplo, supondo que foram feitas leituras do PFE associado às

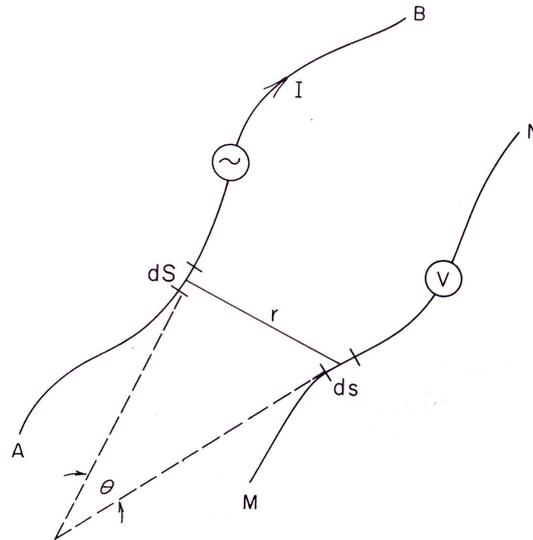


Figura 1.17: Elementos usados na equação do acoplamento (Millett, 1967).

frequências 0,1; 0,3 e 1,0 Hz . Assim, caso a resposta seja maior entre duas altas frequências do que duas baixas frequências, o acoplamento EM deve ser suspeitado.

O acoplamento EM pode ser mais facilmente evitado em dados no domínio do tempo do que no domínio da frequência, meramente, fornecendo um intervalo de tempo adequado entre o instante em que a corrente é desligada e a observação do decaimento da voltagem.

1.5.2 Métodos para Evitar o Acoplamento EM

O efeito do acoplamento EM tende a aumentar para maiores espaçamentos entre os eletrodos ou maiores frequências. Assim, diminuindo o valor destes últimos parâmetros pode ser um método para obter dados menos ruidosos.

O termo $\cos(\theta)$ na Equação (1.6) está relacionado ao ângulo entre os seguimentos dos fios. Portanto, escolhendo um arranjo em que $\cos\theta \rightarrow 0$, tal como a configuração polo-dipolo perpendicular, Figura (1.18a), o acoplamento EM pode ser minimizado. Pode-se usar também o arranjo dipolo-dipolo perpendicular, Figura (1.18b), em vez de usar o arranjo dipolo-dipolo colinear.

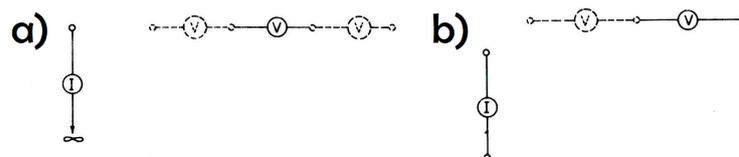


Figura 1.18: Vista plana dos arranjos que tendem a minimizar o acoplamento eletromagnético: (a) arranjo polo-dipolo perpendicular, e (b) arranjo dipolo-dipolo perpendicular (Sumner, 1976).

CAPÍTULO 2

Aspectos Fundamentais do Acoplamento Eletromagnético

No capítulo anterior, foi abordado uma formulação no domínio da frequência para calcular o efeito do acoplamento eletromagnético (Equação 1.6) em que o modelo da terra foi um semi-espço uniforme. Nesse capítulo será desenvolvido uma formulação para estudar o efeito do acoplamento eletromagnético no domínio do tempo considerando uma terra homogênea ou composta por n camadas. Para isso, antes é necessário haver uma fundamentação teórica com base no eletromagnetismo.

2.1 Equações de Maxwell

As equações de Maxwell encontram-se desacopladas em equações diferenciais lineares de primeira ordem, porém podem ser acopladas pelas relações empíricas constitutivas, onde o número dos campos vetoriais se reduz de cinco para dois (Ward e Hohmann, 1988). Estas relações, na maioria das aplicações, são escolhidas de forma que representem regiões isotrópicas, homogêneas, lineares e independentes de temperatura, pressão e tempo.

2.1.1 Equações de Maxwell no Domínio do Tempo

De acordo com (Ward e Hohmann, 1988), um campo eletromagnético pode ser definido por 4 vetores \mathbf{e} , \mathbf{b} , \mathbf{d} e \mathbf{h} onde:

- \mathbf{e} é o campo elétrico em (V/m),
- \mathbf{b} é a indução magnética em (Wb/m² ou tesla),
- \mathbf{d} é o deslocamento elétrico em (C/m²),
- \mathbf{h} é o campo magnético em (A/m).

Evidências experimentais indicam que todos fenômenos eletromagnéticos obedecem às Equações de Maxwell que são descritas no domínio do tempo como:

$$\nabla \times \mathbf{e} + \frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} = 0, \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{h} - \frac{\partial \mathbf{d}}{\partial t} = \mathbf{j}, \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{b} = 0, \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{d} = \rho, \quad (2.4)$$

em que \mathbf{j} é a densidade de corrente elétrica em (A/m^2) e ρ , a densidade de carga elétrica em (C/m^3).

2.1.2 Relações Constitutivas

As equações (2.1), (2.2), (2.3) e (2.4) estão desacopladas em equações diferenciais lineares com 5 funções vetoriais ($\mathbf{e}, \mathbf{b}, \mathbf{h}, \mathbf{d}$ e \mathbf{j}). Essas equações são acopladas no domínio da frequência pelas seguintes relações constitutivas:

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}, \quad (2.5)$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}, \quad (2.6)$$

e

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}, \quad (2.7)$$

em que ε, μ e σ descrevem, respectivamente, a Permissividade Dielétrica, Permeabilidade Magnética e a Condutividade Elétrica. É necessário lembrar que, neste trabalho, são considerados meios lineares, isotrópicos, homogêneos e com propriedades elétricas que não variam com o tempo, temperatura e pressão.

2.1.3 Equações de Maxwell no Domínio da Frequência

Com o auxílio das equações associadas às relações constitutivas e fazendo a transformada de Fourier nas equações (2.1),(2.2),(2.3) e (2.4) obtém-se as equações de Maxwell no domínio da frequência. A notação dada ao par de Transformadas de Fourier é:

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} F(\omega) e^{i\omega t} d\omega, \quad (2.8)$$

e

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt. \quad (2.9)$$

As equações de Maxwell no domínio da frequência, assumem as seguintes expressões:

$$\nabla \times \mathbf{E} + i\mu\omega\mathbf{H} = 0, \quad (2.10)$$

e

$$\nabla \times \mathbf{H} - (\sigma + i\epsilon\omega)\mathbf{E} = 0, \quad (2.11)$$

em que $\omega = 2\pi f$ sendo f a frequência em Hertz.

2.2 As Equações da Onda

Conforme (Ward e Hohmann, 1988), aplicando o rotacional nas equações (2.1) e (2.2), tem-se:

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{e}) + \nabla \times \left(\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} \right) = 0, \quad (2.12)$$

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{h}) - \nabla \times \left(\frac{\partial \mathbf{d}}{\partial t} \right) = \nabla \times \mathbf{j}. \quad (2.13)$$

As relações constitutivas no domínio do tempo, restrita para os casos não-dispersivos onde μ, σ e ϵ são independentes do tempo, são:

$$\mathbf{d} = \epsilon \mathbf{e}, \quad (2.14)$$

$$\mathbf{b} = \mu \mathbf{h}, \quad (2.15)$$

e

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{e}. \quad (2.16)$$

Substituindo essas relações nas equações (2.12) e (2.13), tem-se:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{e} + \nabla \times \left[\frac{\partial}{\partial t} (\mu \mathbf{h}) \right] = 0, \quad (2.17)$$

e

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{h} - \nabla \times \left[\frac{\partial}{\partial t} (\epsilon \mathbf{e}) \right] = \nabla \times (\sigma \mathbf{e}). \quad (2.18)$$

Supondo meios homogêneos e que os campos são contínuos por partes e as primeiras e segundas derivadas são contínuas, segue:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{e} + \mu \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{h}) = 0, \quad (2.19)$$

e

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{h} - \epsilon \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{e}) = \sigma \nabla \times \mathbf{e}. \quad (2.20)$$

Utilizando as equações (2.1) e (2.2), as equações (2.19) e (2.20) podem ser escritas como:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{e} + \mu \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{e}}{\partial t^2} + \mu \sigma \frac{\partial \mathbf{e}}{\partial t} = 0, \quad (2.21)$$

e

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{h} + \mu \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{h}}{\partial t^2} + \mu \sigma \frac{\partial \mathbf{h}}{\partial t} = 0. \quad (2.22)$$

A identidade vetorial,

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{a} = \nabla \nabla \cdot \mathbf{a} - \nabla^2 \mathbf{a}, \quad (2.23)$$

permite expandir os primeiro termos das equações (2.21) e (2.22). Lembrando que $\nabla \cdot \mathbf{e} = 0$ e $\nabla \cdot \mathbf{h} = 0$ para meios homogêneos, as equações (2.21) e (2.22) são escritas como:

$$\nabla^2 \mathbf{e} - \mu \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{e}}{\partial t^2} - \mu \sigma \frac{\partial \mathbf{e}}{\partial t} = 0, \quad (2.24)$$

$$\nabla^2 \mathbf{h} - \mu \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{h}}{\partial t^2} - \mu \sigma \frac{\partial \mathbf{h}}{\partial t} = 0. \quad (2.25)$$

Essas são as equações da onda para o campo elétrico e magnéticos no domínio do tempo. Aplicando a transformada de Fourier nas equações acima, tem-se:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + (\mu \epsilon \omega^2 - i \mu \sigma \omega) \mathbf{E} = 0, \quad (2.26)$$

e

$$\nabla^2 \mathbf{H} + (\mu\epsilon\omega^2 - i\mu\sigma\omega)\mathbf{H} = 0, \quad (2.27)$$

ou

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0, \quad (2.28)$$

e

$$\nabla^2 \mathbf{H} + k^2 \mathbf{H} = 0, \quad (2.29)$$

em que

$$k^2 = \mu\epsilon\omega^2 - i\mu\sigma\omega. \quad (2.30)$$

A condição quasestática, quando a corrente de deslocamento é muito menor que a de condução, implica que $\mu\epsilon\omega^2 \ll \mu\sigma\omega$ para materiais terrestres e valores de frequência menores de que 10^5 Hz.

2.3 Potencial Magnético Vetorial e a Equação da Onda Não-Homogênea

É comum o emprego de funções potenciais, pois isto facilita a solução de problemas na grande maioria dos casos. Entre as funções potenciais encontram-se as de Hertz e de Schelkunoff. Porém, neste trabalho empregou-se o potencial vetorial magnético (Sampaio, 2006). Denomina-se este potencial ou por $\mathbf{a}(x, y, z, t)$ no domínio do tempo ou por $\mathbf{A}(x, y, z, \omega)$ no domínio da frequência. O ponto de observação localiza-se em (x, y, z) , sendo as distâncias dadas em metros, t é o tempo em segundos.

Como o $\nabla \cdot \mathbf{b} = 0$, ou seja, \mathbf{b} é solenoidal, ele pode ser associado ao potencial vetorial magnético como:

$$\mathbf{b} = \nabla \times \mathbf{a}, \quad (2.31)$$

no domínio do tempo, ou

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}, \quad (2.32)$$

no domínio da frequência.

Substituindo a equação (2.31) em (2.1), tem-se:

$$\nabla \times \left(\mathbf{e} + \frac{\partial \mathbf{a}}{\partial t} \right) = 0. \quad (2.33)$$

Uma vez que $\left(\mathbf{e} + \frac{\partial \mathbf{a}}{\partial t} \right)$ é irrotacional, o mesmo pode ser escrito como o gradiente de uma função escalar arbitrária ϕ . Assim:

$$\mathbf{e} + \frac{\partial \mathbf{a}}{\partial t} = -\nabla \phi, \quad (2.34)$$

ou

$$\mathbf{e} = -\nabla \phi - \frac{\partial \mathbf{a}}{\partial t}. \quad (2.35)$$

Utilizando as equações (2.14), (2.15), (2.31) e (2.35), pode-se converter a equação (2.2) em :

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{a} + \mu\epsilon \nabla \frac{\partial \phi}{\partial t} + \mu\epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{a}}{\partial t^2} = \mu \mathbf{j}. \quad (2.36)$$

Na equação (2.36), o vetor \mathbf{j} pode originar-se de duas fontes: uma produzida por uma força eletromotriz externa $\mathbf{j}_s = \sigma \mathbf{e}_s$ e outra $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{e}$ induzida pelo campo elétrico no meio condutivo.

Assim, a equação (2.36) pode ser reescrita como:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{a} + \mu\epsilon \nabla \frac{\partial \phi}{\partial t} + \mu\epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{a}}{\partial t^2} = \mu(\mathbf{j} + \mathbf{j}_s), \quad (2.37)$$

usando as equações (2.16) e (2.35) em (3.39), tem-se:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{a} + \mu\epsilon \nabla \frac{\partial \phi}{\partial t} + \mu\epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{a}}{\partial t^2} = \mu[\sigma(-\nabla \phi - \frac{\partial \mathbf{a}}{\partial t}) + \mathbf{j}_s], \quad (2.38)$$

ou

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{a} + \mu\epsilon \nabla \frac{\partial \phi}{\partial t} + \mu\epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{a}}{\partial t^2} + \mu\sigma \nabla \phi + \mu\sigma \frac{\partial \mathbf{a}}{\partial t} = \mu \mathbf{j}_s. \quad (2.39)$$

Usando a identidade vetorial,

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{a} = \nabla \nabla \cdot \mathbf{a} - \nabla^2 \mathbf{a}, \quad (2.40)$$

na equação (2.39), segue:

$$\nabla \nabla \cdot \mathbf{a} - \nabla^2 \mathbf{a} + \mu \epsilon \nabla \frac{\partial \phi}{\partial t} + \mu \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{a}}{\partial t^2} + \mu \sigma \nabla \phi + \mu \sigma \frac{\partial \mathbf{a}}{\partial t} = \mu \mathbf{j}_s. \quad (2.41)$$

Como o potencial vetorial magnético \mathbf{a} e a função escalar ϕ são arbitrárias, pode-se impor restrições a eles. Assim impõe-se a condição de Lorentz, que no domínio do tempo é:

$$\nabla \cdot \mathbf{a} + \mu \epsilon \frac{\partial \phi}{\partial t} + \mu \sigma \phi = 0, \quad (2.42)$$

e no domínio da frequência,

$$\nabla \cdot \mathbf{A} + (i\mu\epsilon\omega + \mu\sigma)\Phi = 0. \quad (2.43)$$

Aplicando a equação (2.42) em (2.41), obtém-se:

$$\nabla^2 \mathbf{a} - \mu \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{a}}{\partial t^2} - \mu \sigma \frac{\partial \mathbf{a}}{\partial t} = -\mu \mathbf{j}_s. \quad (2.44)$$

Aplicando a transformada de Fourier na equação (2.44), tem-se:

$$\nabla^2 \mathbf{A} + k^2 \mathbf{A} = -\mu \mathbf{J}_s. \quad (2.45)$$

A equação (2.45) representa a equação não-homogênea de Helmholtz para o campo \mathbf{A} . Nelas, os termos que representam as fontes são: a densidade de corrente elétrica, \mathbf{j}_s , e sua transformada de Fourier, \mathbf{J}_s .

Aplicando a transformada de Fourier na equação (2.35) e, usando a condição de Lorentz no domínio da frequência, o campo elétrico no domínio da frequência pode ser reescrito como:

$$\mathbf{E} = -i\omega \left(\frac{1}{\kappa^2} \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) + \mathbf{A} \right). \quad (2.46)$$

2.4 Condições de Contorno

Quando dois meios diferentes estão em contato, mesmo que lineares, homogêneos e isotrópicos, na região da interface entre eles podem haver descontinuidades dos campos eletromagnéticos devido às diferenças de propriedades elétricas desses meios. Para calcularmos os campos nessa situação, utilizam-se as condições de contorno que fornecem as relações entre os campos na interface. A seguir, serão descritas apenas três condições de contorno, as quais serão usadas mais adiante.

- Componente normal de \mathbf{B}

A componente normal B_n de \mathbf{B} é contínua através de uma interface que separa dois meios de propriedades elétricas distintas. Assim:

$$B_{n1} = B_{n2}. \quad (2.47)$$

- Componente tangencial de \mathbf{E}

A componente tangencial E_t de \mathbf{E} também é contínua através de uma interface. Assim:

$$E_{t1} = E_{t2}. \quad (2.48)$$

- Componente tangencial de \mathbf{H}

A componente tangencial H_t de \mathbf{H} é contínua através de uma interface, caso não existam correntes superficiais. Logo:

$$H_{t1} = H_{t2}. \quad (2.49)$$

2.5 Cálculo da Impedância Mútua entre os Dipolos de Corrente e Potencial a partir do Acoplamento Eletromagnético

Modelos de fonte dipolar horizontal de corrente elétrica constituem a base de diversos métodos geofísicos. Os três principais métodos são: (i) sistemas terrestres bipolo-bipolo de polarização induzida e resistividade; (ii) GPR (*ground penetrating Radar*) que opera nas frequências de rádio; e (iii) sistemas CSEM's (*controlled source electromagnetic*) terrestres de bobinas horizontais de forma quadrada ou retangular. No caso do GPR, o modelo é aproximadamente dipolar. Nos outros dois, o modelo empregado é uma linha de dipolos elétricos obtida por integração do dipolo elementar ao longo do comprimento da linha.

Nesse capítulo, será desenvolvido a formulação algébrica necessária para analisar a interação entre sistemas terrestres dipolo-dipolo de polarização induzida e uma terra isotrópica e não magnética formadas por camadas horizontais para determinar a impedância mútua entre os dipolos de corrente e potencial a partir do acoplamento eletromagnético entre os dois.

2.6 Determinação do Potencial Primário, Secundário e Total para um Dipolo Elétrico

Deseja-se determinar o campo elétrico horizontal, $E(x, x_0, y, y_0, z, z_0, \omega)\mathbf{i}$, em um ponto (x, y, z) . A fonte e o ponto de observação estão localizados no ar acima de uma terra isotrópica.

Para calcular o campo elétrico, primeiro serão desenvolvidas as equações para o cálculo do potencial primário, secundário e total.

2.6.1 Função Escalar de Green

A seguir será esboçado o método da função escalar de Green que tem como objetivo encontrar a solução do potencial primário.

De acordo com (Sampaio, 2006), tomemos uma equação de onda para um componente escalar e para um meio qualquer,

$$(\nabla^2 - \mu\epsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \mu\sigma \frac{\partial}{\partial t})v_p(x, y, z, t) = -f_s(x, y, z, t). \quad (2.50)$$

Expressando v_p e f_s no domínio da frequência, tem-se:

$$(\nabla^2 + \kappa^2)\Upsilon_p(x, y, z, \omega) = -F_s(x, y, z, \omega). \quad (2.51)$$

Define-se o par de transformada de Fourier (Baños, 1966):

$$A(\kappa_1, \kappa_2, \kappa_3) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A(x, y, z) e^{-i[\kappa_1 x + \kappa_2 y + \kappa_3 z]} dx dy dz, \quad (2.52)$$

e

$$A(x, y, z) = \frac{1}{8\pi^3} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A(\kappa_1, \kappa_2, \kappa_3) e^{i[\kappa_1 x + \kappa_2 y + \kappa_3 z]} d\kappa_1 d\kappa_2 d\kappa_3. \quad (2.53)$$

Aplicando, sucessivamente, as transformadas de Fourier dos domínios x, y, z , para os respectivos domínios $\kappa_1, \kappa_2, \kappa_3$, obtem-se a seguinte expressão algébrica:

$$\Upsilon_p(\kappa_1, \kappa_2, \kappa_3, \omega) = \frac{1}{\kappa_1^2 + \kappa_2^2 + \kappa_3^2 - \kappa^2} F_s(\kappa_1, \kappa_2, \kappa_3, \omega). \quad (2.54)$$

Define-se a função escalar de Green,

$$G(\kappa_1, \kappa_2, \kappa_3, \omega) = \frac{1}{\kappa_1^2 + \kappa_2^2 + \kappa_3^2 - \kappa^2}, \quad (2.55)$$

e assim:

$$\Upsilon_p(\kappa_1, \kappa_2, \kappa_3, \omega) = G(\kappa_1, \kappa_2, \kappa_3, \omega)F_s(\kappa_1, \kappa_2, \kappa_3, \omega). \quad (2.56)$$

Como a equação acima é um produto no domínio do espaço transformado, no domínio do espaço ela será uma convolução. Portanto:

$$\Upsilon_p(x, y, z, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G(x - x', y - y', z - z', \omega)F_s(x', y', z', \omega)dx' dy' dz'. \quad (2.57)$$

Transformando do domínio κ_3 para o domínio z obtêm-se:

$$G(\kappa_1, \kappa_2, z, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{+\infty}^{-\infty} \frac{e^{i\kappa_3 z}}{\kappa_1^2 + \kappa_2^2 + \kappa_3^2 - \kappa^2} d\kappa_3. \quad (2.58)$$

Por (Erdélyi, 1954),

$$G(\kappa_1, \kappa_2, z, \omega) = \frac{e^{-u|z|}}{2u}, \quad (2.59)$$

em que $u = (\kappa_1^2 + \kappa_2^2 - \kappa^2)^{\frac{1}{2}}$. Para transformar simultaneamente dos domínios κ_2 e κ_1 , respectivamente, para os domínios y e x , é necessário efetuar a seguinte transformada dupla de Fourier:

$$G(x, y, z, \omega) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{e^{-u|z|}}{2u}\right) e^{i(\kappa_1 x + \kappa_2 y)} d\kappa_1 d\kappa_2 \quad (2.60)$$

ou

$$G(x, y, z, \omega) = \frac{1}{8\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{u} e^{(-u|z| + i(\kappa_1 x + \kappa_2 y))} d\kappa_1 d\kappa_2 \quad (2.61)$$

Em seguida converte-se a transformada dupla de Fourier em uma transformada de Hankel, de acordo a expressão dada a seguir:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(\kappa_1^2 + \kappa_2^2) e^{(i\kappa_1 x + i\kappa_2 y)} d\kappa_1 d\kappa_2 = 2\pi \int_0^{+\infty} \lambda F(\lambda) J_0(\lambda r) d\lambda, \quad (2.62)$$

onde $\lambda^2 = \kappa_1^2 + \kappa_2^2$, $r^2 = x^2 + y^2$ e $J_0(\lambda r)$ é a função de Bessel de primeira espécie, ordem zero e argumento λr . Portanto, obtém-se:

$$G(r, z, \omega) = \frac{1}{4\pi} \int_0^{+\infty} \frac{\lambda}{u} e^{-u|z|} J_0(\lambda r) d\lambda, \quad (2.63)$$

$$G(R, \omega) = \frac{1}{4\pi} \frac{e^{-i\kappa R}}{R}, \quad (2.64)$$

onde $R = (x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{1}{2}}$.

2.6.2 Potencial Primário de um Dipolo Elétrico no Domínio da Frequência

Agora, usando a equação da onda não-homogênea de Helmholtz para o campo \mathbf{A} e comparando-a com a equação (2.57), pode-se escrever:

$$\mathbf{A}_{\mathbf{P}}(x, y, z, \omega) = \mu \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G(x - x', y - y', z - z') \mathbf{J}_s(x', y', z', \omega) dx' dy' dz'. \quad (2.65)$$

Usando a equação (2.64) na (2.65),

$$\mathbf{A}_{\mathbf{P}}(x, y, z, \omega) = \mu \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-ik[(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2]^{\frac{1}{2}}}}{4\pi[(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2]^{\frac{1}{2}}} \mathbf{J}_s(x', y', z', \omega) dx' dy' dz'. \quad (2.66)$$

A densidade de corrente elétrica em um dipolo de corrente elementar orientado na direção x e localizado no ponto (x_0, y_0, z_0) de um meio homogêneo e infinito pode ser representado por (Sampaio, 2006):

$$\mathbf{J} = I(\omega) dx_0 \delta(x - x_0) \delta(y - y_0) \delta(z - z_0) \mathbf{i}. \quad (2.67)$$

Inserindo a equação (2.67) em (2.66), obtém-se o potencial primário de um dipolo elétrico no domínio da frequência, dado por:

$$\mathbf{A}_p(x, x_0, y, y_0, z, z_0, \omega) = \frac{\mu I(\omega) dx_0 e^{-i\kappa R}}{4\pi R} \mathbf{i}. \quad (2.68)$$

Empregando a integral desenvolvida por Sommerfeld (1949) na equação acima, pode-se expressar o potencial primário por (Sampaio, 2006):

$$\mathbf{A}_P(x, y, z, \omega) = C \mathbf{i} \int_0^{\infty} \frac{\lambda}{\alpha_0} e^{-\alpha_0 |z-z_0|} J_0(\lambda r) d\lambda dx_0, z_0 < 0, \quad (2.69)$$

onde,

$$C = \frac{\mu I(\omega) dx_0}{4\pi} \quad (2.70)$$

e $\alpha_0 = \sqrt{\lambda^2 - \kappa_0^2}$, $\Re(\alpha_0) > 0$ e $J_0(\lambda r)$ é a função de Bessel de primeira espécie, argumento (λr) e ordem zero.

2.6.3 Potencial Secundário

Inicialmente, será ilustrado o desenvolvimento para uma terra constituída de um semi-espaço homogêneo e isotrópico. Segundo (Sampaio, 2006) as respectivas expressões dos potenciais secundários são:

$$\mathbf{A}_{Sx0}(x, x_0, y, y_0, z, z_0, \omega) = C \hat{\mathbf{i}} \int_0^{\infty} F_{x0}^+ e^{+\alpha_0 z} J_0(\lambda r) d\lambda, z \leq 0, \quad (2.71)$$

$$\mathbf{A}_{Sx1}(x, x_0, y, y_0, z, z_0, \omega) = C \hat{\mathbf{i}} \int_0^{\infty} F_{x1}^- e^{-\alpha_1 z} J_0(\lambda r) d\lambda, z \geq 0, \quad (2.72)$$

$$\mathbf{A}_{Sz0}(x, x_0, y, y_0, z, z_0, \omega) = C \hat{\mathbf{z}} \cos(\phi) \int_0^{\infty} F_{z0}^+ e^{+\alpha_0 z} J_1(\lambda r) d\lambda, z \leq 0, \quad (2.73)$$

$$\mathbf{A}_{Sz1}(x, x_0, y, y_0, z, z_0, \omega) = C \hat{\mathbf{z}} \cos(\phi) \int_0^{\infty} F_{z1}^- e^{-\alpha_1 z} J_1(\lambda r) d\lambda, z \geq 0. \quad (2.74)$$

em que $\alpha_1 = \sqrt{\lambda^2 - \kappa_1^2}$, $\Re(\alpha_1) > 0$ e $J_1(\lambda r)$ é a função de Bessel de primeira espécie, argumento (λr) e ordem um.

2.6.4 Determinação do Potencial Total

Como, na formulação do problema, o dipolo encontra-se no ar, acima da terra, assim, deve-se acrescentar a expressão contida na equação (2.69) ao lado direito da equação (2.71). Com este acréscimo as equações (2.71), (2.72), (2.73) e (2.74) passam a constituir a expressão do potencial total.

2.6.5 Condições de Contorno para uma Terra Homogênea

Deve-se empregar quatro condições de contorno nas fronteiras de descontinuidade das propriedades físicas, que ocorre no plano horizontal $z = 0$, para determinar as funções F_{x0}^+ , F_{x1}^- , F_{z0}^+ e F_{z1}^- .

Como foi descrito anteriormente, as condições de contorno para os campos \mathbf{E} , \mathbf{B} e \mathbf{H} são: $E_{t1} = E_{t2}$ (continuidade da componente tangencial do campo \mathbf{E}), $B_{n1} = B_{n2}$ (continuidade da componente normal do campo \mathbf{B}) e $H_{t1} = H_{t2}$ (continuidade da componente tangencial do campo \mathbf{H}). Assim, na interface $z = 0$, tem-se:

$$B_{z,0} = B_{z,1}; \quad (2.75)$$

$$H_{x,0} = H_{x,1} \longrightarrow \mu_1 B_{x,0} = \mu_0 B_{x,1} \quad (2.76)$$

$$H_{y,0} = H_{y,1} \longrightarrow \mu_1 B_{y,0} = \mu_0 B_{y,1} \quad (2.77)$$

$$E_{y,0} = E_{y,1}; \quad (2.78)$$

Substituindo as Equações (2.32) e (2.46) nas Equações de (2.75), (2.76), (2.77) e (2.78) e levando em conta que a continuidade no plano horizontal não é afetada por derivação ou integração ao longo de qualquer coordenada tangente ao plano, obtêm-se as seguintes equações para o potencial total $A_{\eta,j}(x, y, z)$, $\eta = x, z$ e $j = 0, 1$:

$$A_{x,0} = A_{x,1} \quad (2.79)$$

$$\mu_1 A_{z,0} = \mu_0 A_{z,1} \quad (2.80)$$

$$\mu_1 \frac{\partial A_{x,0}}{\partial z} = \mu_0 \frac{\partial A_{x,1}}{\partial z} \quad (2.81)$$

$$\frac{1}{\kappa_0^2} \frac{\partial A_{x,0}}{\partial x} + \frac{1}{\kappa_0^2} \frac{\partial A_{z,0}}{\partial z} = \frac{1}{\kappa_1^2} \frac{\partial A_{x,1}}{\partial x} + \frac{1}{\kappa_1^2} \frac{\partial A_{z,1}}{\partial z} \quad (2.82)$$

As continuidades de B_z e de B_y implicam na continuidade de A_x e de sua derivada normal. Logo:

$$\frac{\lambda}{\alpha_0} e^{\alpha_0 z_0} + F_{x0}^+ = F_{x1}^-, \quad (2.83)$$

$$-\lambda e^{\alpha_0 z_0} + \alpha_0 F_{x0}^+ = -\alpha_1 F_{x1}^-. \quad (2.84)$$

$$F_{x0}^+ = \left(\frac{\alpha_0 - \alpha_1}{\alpha_0 + \alpha_1} \right) \frac{\lambda}{\alpha_0} e^{\alpha_0 z_0}, \quad (2.85)$$

$$F_{x1}^- = \left(\frac{2\alpha_0}{\alpha_0 + \alpha_1} \right) \frac{\lambda}{\alpha_0} e^{\alpha_0 z_0}. \quad (2.86)$$

A continuidade de B_x , pois $\mu_1 = \mu_2$, implica na continuidade de A_z . Portanto,

$$F_{z0}^+ = F_{z1}^-. \quad (2.87)$$

A continuidade de E_x ou de E_y em $z = 0$ resulta em:

$$-\frac{\lambda^2}{\alpha_0 \kappa_0^2} \left(1 + \frac{\alpha_0 - \alpha_1}{\alpha_0 + \alpha_1} \right) e^{\alpha_0 z_0} + \frac{\alpha_0}{\kappa_0^2} F_{z0}^+ = -\frac{\lambda^2}{\alpha_0 \kappa_1^2} \left(\frac{2\alpha_0}{\alpha_0 + \alpha_1} \right) e^{\alpha_0 z_0} - \frac{\alpha_1}{\kappa_1^2} F_{z1}^-. \quad (2.88)$$

Consequentemente:

$$F_{z0}^+ = F_{z1}^- = \left(\frac{\kappa_1^2 - \kappa_0^2}{\alpha_0 \kappa_1^2 + \alpha_1 \kappa_0^2} \right) \frac{2\lambda^2}{\alpha_0 + \alpha_1} e^{\alpha_0 z_0}. \quad (2.89)$$

2.6.6 Formulação para uma Terra de n Camadas

Para uma terra com n camadas o potencial secundário é dado por (Ward, 1967) e (Wait, 1982):

$$A_{Sx0}(x, x_0, y, y_0, z, z_0, \omega) = C \int_0^\infty \frac{\lambda}{\alpha_0} (R_{te}) e^{\alpha_0(z+z_0)} J_0(\lambda r) d\lambda, \quad z \leq 0, \quad (2.90)$$

$$A_{Sz_0}(x, x_0, y, y_0, z, z_0, \omega) = C \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{\infty} \frac{1}{\lambda} (R_{te} + R_{tm}) e^{\alpha_0(z+z_0)} J_0(\lambda r) d\lambda, z \leq 0. \quad (2.91)$$

Nas equações (2.90) e (2.91), os coeficientes de reflexão, R_{te} e R_{tm} , são dados por:

$$R_{te} = \frac{\alpha_0 - \hat{\alpha}_1}{\alpha_0 + \hat{\alpha}_1}, \quad (2.92)$$

$$\hat{\alpha}_i = \alpha_i \frac{\hat{\alpha}_{i+1} + \alpha_i \tanh(\alpha_1 h_i)}{\alpha_i + \hat{\alpha}_{i+1} \tanh(\alpha_1 h_i)}, i = 1, 2, \dots, n-1, \quad (2.93)$$

$$\hat{\alpha}_n = \alpha_n, \alpha_i = \sqrt{\lambda - \kappa_i^2}, i = 0, 1, 2, \dots, n,$$

e

$$R_{tm} = \frac{\beta_0 - \hat{\beta}_1}{\beta_0 + \hat{\beta}_1}, \quad (2.94)$$

$$\hat{\beta}_i = \beta_i \frac{\hat{\beta}_{i+1} + \beta_i \tanh(\alpha_1 h_i)}{\beta_i + \hat{\beta}_{i+1} \tanh(\alpha_1 h_i)}, i = 1, 2, \dots, n-1, \quad (2.95)$$

$$\hat{\beta}_n = \beta_n, \beta_0 = \alpha_0 / (i\epsilon_0 \omega), \beta_i = \alpha_i / \sigma_i, i = 0, 1, 2, \dots, n.$$

2.7 Cálculo do Campo Elétrico

Agora, que já foram formuladas as equações para os potenciais secundários e primários, deve-se usar a equação do campo elétrico,

$$\mathbf{E} = -i\omega \left(\frac{1}{\kappa_j^2} \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) + \mathbf{A} \right), j = 0, 1; \quad (2.96)$$

em que, $\kappa_0^2 = \mu_0 \epsilon_0 \omega^2$; $\kappa_1^2 = \mu_0 \epsilon_0 \omega^2 - i\mu_0 \sigma_1 \omega$; $j = 0$ representa o ar; $j = 1$ representa uma terra homogênea. No caso de uma terra de n camadas, $j = 0, 1, 2, \dots, n$.

Portanto, aplicando a equação acima nas equações (2.69), (2.71) e (2.73) com o auxílio das equações (2.85) e (2.89), obtém-se a expressão do componente x do campo elétrico no domínio da frequência em $y = y_0 = z = 0$ para o caso de uma terra homogênea:

$$E_x(x, x_0, z_0, \omega) = -\frac{i\mu_0\omega I(\omega)dx_0}{4\pi} \int_0^\infty \left(\frac{2}{\alpha_0 + \alpha_1} + \frac{2}{\alpha_0\kappa_1^2 + \alpha_1\kappa_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) e^{\alpha_0 z_0} \lambda J_0(\lambda(x - x_0)) d\lambda. \quad (2.97)$$

Analogamente, após aplicar a equação (2.96) nas equações (2.69), (2.90) e (2.91), com o auxílio das equações (2.92) e (2.94) obtém-se a expressão do componente x do campo elétrico no domínio da frequência em $y = y_0 = z = 0$ para o caso de uma terra de n camadas:

$$E_x(x, x_0, z_0, \omega) = -\frac{i\mu_0\omega I(\omega)dx_0}{4\pi} \int_0^\infty \left\{ \frac{2}{\alpha_0 + \hat{\alpha}_1} + \left\{ \frac{R_{te} + R_{tm}}{\lambda^2 \alpha_0} + \frac{2\hat{\beta}_1}{\alpha_0 \kappa_0^2 (\beta_0 + \hat{\beta}_1)} \right\} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right\} \times e^{\alpha_0 z_0} \lambda J_0(\lambda(x - x_0)) d\lambda. \quad (2.98)$$

2.8 Condição Quasestática

Como neste trabalho foram usados valores de frequências inferiores a 1kHz, pode-se assumir a condição quasestática em que $|\kappa_0| \ll |\kappa_1|$ e $\kappa_1^2 \approx -i\mu_0\sigma_1\omega$. Assim, considera-se que $\alpha_0 \approx \lambda$, $|\beta_0| \gg |\hat{\beta}_1|$, $R_{tm} \approx 1$ e

$$\left| \frac{2\hat{\beta}_1}{\alpha_0 \kappa_0^2 (\beta_0 + \hat{\beta}_1)} \right| \approx \left| \frac{2\sigma_1 \hat{\beta}_1}{\lambda^2 \kappa_1^2} \right|. \quad (2.99)$$

2.9 Análise da Corrente Elétrica

A forma de onda da corrente (Figura 2.1) considerada neste trabalho foi usada no domínio do tempo. A mesma é caracterizada por apresentar intervalos de tempos de transmissão com alternância da polaridade do sinal os quais estão associados ao T_{on} (período de tempo que é injetado corrente no solo) e períodos de tempos de não transmissão do sinal os quais estão associados ao T_{off} (período de tempo que não é injetado corrente no solo).

Como a forma de onda usada se comporta de maneira periódica, com cada período expresso pela mesma função genérica de tempo, é possível descrevê-la como uma série de Fourier. Analisou-se a forma de onda da corrente como se fosse uma função ímpar (Figura 2.2) e com os seguintes parâmetros :

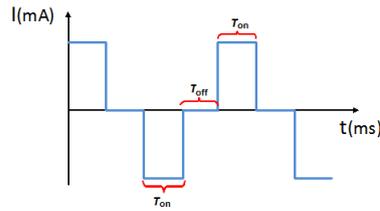


Figura 2.1: Gráfico da corrente versus o tempo o qual representa a forma de onda da corrente elétrica. T_{on} tempo no qual a fonte está transmitindo corrente e T_{off} tempo no qual a fonte não está transmitindo corrente.

$$\mathcal{I}(t) = \begin{cases} 0 & \text{para } -T/2 \leq t \leq -3T/8; \\ -I_0 & \text{para } -3T/8 \leq t \leq -T/8; \\ 0 & \text{para } -T/8 \leq t \leq +T/8; \\ +I_0 & \text{para } +T/8 \leq t \leq +3T/8; \\ 0 & \text{para } +3T/8 \leq t \leq +T/2. \end{cases}$$

onde $\mathcal{I}(t)$ é uma função periódica de período T .

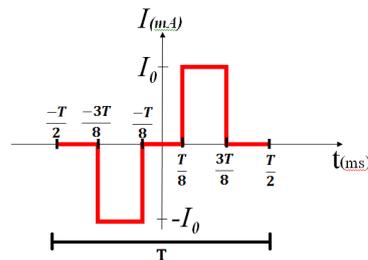


Figura 2.2: Forma de onda da corrente elétrica representada como uma função ímpar

Com relação à série de Fourier, como a função é ímpar ela pode ser escrita como:

$$\mathcal{I}(t) = \sum_{j=1}^{\infty} c_j \sin(j\omega_0 t), \quad \omega_0 = \frac{2\pi}{T} \text{ e } c_j \text{ um valor constante para cada } j. \quad (2.100)$$

Realizando os cálculos para determinar a série de Fourier e considerando a equação (2.100).

$$\mathcal{I}(t) = \sum_{j=1}^{\infty} \left\{ \frac{4I_0}{\pi j} \sin\left(\frac{\pi j}{2}\right) \sin\left(\frac{\pi j}{4}\right) \right\} \sin(j\omega_0 t), \quad (2.101)$$

onde,

$$c_j = \frac{4I_0}{\pi j} \sin\left(\frac{\pi j}{2}\right) \sin\left(\frac{\pi j}{4}\right) = \begin{cases} 0 & \text{para } j \text{ par;} \\ \pm \frac{2\sqrt{2}I_0}{\pi j} & \text{para } j \text{ impar.} \end{cases} \quad (2.102)$$

Aplicando a transformada de Fourier,

$$I(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{I}(t)e^{-i\omega t}d\omega, \quad (2.103)$$

na equação (2.101), tem-se:

$$\mathcal{I}(\omega) = -i\pi \sum_{j=1}^{\infty} c_j (\delta(\omega - j\omega_0) - \delta(\omega + j\omega_0)) \quad (2.104)$$

2.10 Potencial Elétrico no Domínio da Frequência

Na formulação do potencial elétrico foi considerado um dispositivo dipolo-dipolo com amplitude de dipolo igual a $2L$ e afastamento entre os centros dos dipolos igual a $2(n+1)L$, $n = 1, 2, 3, \dots, 10$. O valor do potencial elétrico no domínio da frequência, $\Delta V(z_0, \omega)$, é dado por:

$$\Delta V(z_0, \omega) = \int_{(2n+1)L}^{(2n+3)L} \int_{-L}^{+L} E_x(x, x_0, z_0, \omega) dx. \quad (2.105)$$

Portanto, a partir do desenvolvimento no Apêndice A, para o caso de uma terra homogênea o potencial elétrico é dado por:

$$\Delta V(z_0, \omega) \approx -\frac{i\mu_0\omega I(\omega)}{4\pi} \int_0^{\infty} \left(\frac{2}{\lambda + \alpha_1} G_x(\lambda) + \frac{2}{\lambda\kappa_1^2} G_z(\lambda) \right) e^{\lambda z_0} \lambda d\lambda, \quad (2.106)$$

e para o caso de um terra de n camadas,

$$\Delta V(z_0, \omega) \approx -\frac{i\mu_0\omega I(\omega)}{4\pi} \int_0^{\infty} \left\{ \frac{2}{\lambda + \hat{\alpha}_1} G_x(\lambda) + \frac{2}{\lambda^2} \left(\frac{1}{\lambda + \hat{\alpha}_1} + \frac{\sigma_1 \hat{\beta}_1}{\kappa_1^2} \right) G_z(\lambda) \right\} e^{\lambda z_0} \lambda d\lambda. \quad (2.107)$$

2.11 Potencial Elétrico no Domínio do Tempo

Para determinar o potencial no domínio do tempo efetua-se a transformada inversa de Fourier,

$$\Delta\mathcal{V}(z_0, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta V(z_0, \omega) e^{+i\omega t} d\omega, \quad (2.108)$$

das equações (2.106) e (2.107). Desse modo, para o caso de uma terra homogênea tem-se:

$$\Delta\mathcal{V}(z_0, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ \frac{-i\mu_0\omega I(\omega)}{4\pi} \left[\int_0^{\infty} \left(\frac{2}{\lambda + \alpha_1} G_x(\lambda) + \frac{2}{\lambda\kappa_1^2} G_z(\lambda) \right) e^{\lambda z_0} \lambda d\lambda \right] \right\} e^{i\omega t} d\omega. \quad (2.109)$$

Substituindo a equação (2.104), α_1 por $\sqrt{\lambda^2 - \kappa_1^2}$ e $\kappa_1^2 \approx -i\mu_0\sigma_1\omega$ na equação (2.109) segue:

$$\begin{aligned} \Delta\mathcal{V}(z_0, t) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ \frac{-i\mu_0\omega}{4\pi} \left(-i\pi \sum_{j=1}^{\infty} c_j (\delta(\omega - j\omega_0) - \delta(\omega + j\omega_0)) \right) \right. \\ &\quad \times \left. \left[\int_0^{\infty} \left(\frac{2}{\lambda + \sqrt{\lambda^2 + i\mu_0\sigma_1\omega}} G_x(\lambda) + \frac{2}{\lambda(-i\mu_0\sigma_1\omega)} G_z(\lambda) \right) e^{\lambda z_0} \lambda d\lambda \right] \right\} e^{i\omega t} d\omega \\ &= \frac{-\mu_0}{4\pi} \int_0^{+\infty} \left\{ \sum_{j=1}^{+\infty} c_j \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{\omega(\delta(\omega - j\omega_0)) e^{i\omega t} G_x(\lambda)}{\lambda + \sqrt{\lambda^2 + i\mu_0\sigma_1\omega}} - \frac{\omega(\delta(\omega - j\omega_0)) e^{i\omega t} G_z(\lambda)}{\lambda i\mu_0\sigma_1\omega} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{\omega(\delta(\omega + j\omega_0)) e^{i\omega t} G_x(\lambda)}{\lambda + \sqrt{\lambda^2 + i\mu_0\sigma_1\omega}} + \frac{\omega(\delta(\omega + j\omega_0)) e^{i\omega t} G_z(\lambda)}{\lambda i\mu_0\sigma_1\omega} \right] d\omega \right\} e^{\lambda z_0} \lambda d\lambda. \quad (2.110) \end{aligned}$$

Agora, realizando a integração em ω e lembrando da propriedade da função delta de Dirac,

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{F}(\omega) \delta(\omega \mp \omega_0) d\omega = \mathcal{F}(\pm\omega_0), \quad (2.111)$$

a equação (2.110) pode ser escrita como:

$$\Delta\mathcal{V}(z_0, t) = \frac{-\mu_0}{4\pi} \sum_{j=1}^{+\infty} c_j j \omega_0 \int_0^{+\infty} \left[\left(\frac{e^{ij\omega_0 t}}{\lambda + \sqrt{\lambda^2 + i\mu_0 \sigma_1 j \omega_0}} + \frac{e^{-ij\omega_0 t}}{\lambda + \sqrt{\lambda^2 - i\mu_0 \sigma_1 j \omega_0}} \right) G_x(\lambda) - \left(\frac{e^{ij\omega_0 t} - e^{-ij\omega_0 t}}{\lambda i \mu_0 \sigma_1 j \omega_0} \right) G_z(\lambda) \right] e^{\lambda z_0} \lambda d\lambda. \quad (2.112)$$

Para o caso de uma terra de n camadas, efetua-se a transformada inversa de Fourier e usa a equação (2.104). Logo:

$$\Delta\mathcal{V}(z_0, t) = \frac{-\mu_0}{4\pi} \int_0^{\infty} \left\{ \sum_{j=1}^{\infty} c_j \int_{-\infty}^{+\infty} (\omega \cdot \delta(\omega - j\omega_0) - \omega \cdot \delta(\omega + j\omega_0)) \left[\frac{G_x(\lambda)}{\lambda + \hat{\alpha}_1(\omega, \lambda)} + \frac{G_z(\lambda)}{\lambda^3 + \lambda^2 \hat{\alpha}_1(\omega, \lambda)} + \frac{\sigma_1 \cdot \hat{\beta}_1(\omega, \lambda) \cdot G_z(\lambda)}{\lambda^2 \kappa_1^2} \right] e^{i\omega t} d\omega \right\} e^{\lambda z_0} \lambda d\lambda. \quad (2.113)$$

$$\Delta\mathcal{V}(z_0, t) = \frac{-\mu_0}{4\pi} \int_0^{\infty} \left\{ \sum_{j=1}^{\infty} c_j \int_{-\infty}^{+\infty} (\omega \cdot \delta(\omega - j\omega_0) - \omega \cdot \delta(\omega + j\omega_0)) \left[\frac{G_x(\lambda)}{\lambda + \hat{\alpha}_1(\omega, \lambda)} + \frac{G_z(\lambda)}{\lambda^3 + \lambda^2 \hat{\alpha}_1(\omega, \lambda)} + \frac{\sigma_1 \cdot \hat{\beta}_1(\omega, \lambda) \cdot G_z(\lambda)}{\lambda^2 \kappa_1^2} \right] e^{i\omega t} d\omega \right\} e^{\lambda z_0} \lambda d\lambda. \quad (2.114)$$

2.12 Dados do Modelo Teórico

Com base na formulação desenvolvida para o cálculo do potencial elétrico no domínio do tempo calculamos o decaimento da voltagem para o caso de uma terra homogênea e com n camadas. Foi construído um programa em Fortran em que os parâmetros para o cálculo da voltagem foram:

- Afastamento entre os dipolos. Foram utilizados um dipolo transmissor e seis dipolos receptores. Para os casos dos níveis 1 e 2 foi considerado uma terra homogênea com valores de resistividades iguais a $200 \Omega.m$. No caso do nível 3 foi considerado uma terra com duas camadas em que, na primeira, $\rho = 200\Omega.m$ e $h = 100m$ (espessura) e, na segunda, $\rho = 4\Omega.m$. Para os níveis 4, 5 e 6, o modelo foi de uma terra com 3 camadas, a primeira, com $\rho = 200\Omega.m$ e $h = 100m$, a segunda, com $\rho = 4\Omega.m$ e $h = 200m$ e a terceira com $\rho = 50\Omega.m$
- Amplitudes do dipolo de 50m e 100m.
- Períodos fundamentais do sinal de 4s e 16s.

- Arranjo e valor da corrente elétrica. A formulação do algoritmo foi feita com base no arranjo dipolo-dipolo e a forma de onda da corrente teve amplitude de 2,5A.

O caso de um afastamento entre os dipolos de 50 m, usando um período de 4 segundos, corresponde à figura (2.3) e, para um período de 16 segundos, equivale à figura (2.4). A situação de um afastamento entre os dipolos de 100 m e um período de 4s corresponde à figura (2.5) e, para um período de 16 segundos, equivale à figura (2.6).

Analisando as figuras (2.3), (2.4), (2.5) e (2.6) percebe-se que as curvas de decaimento da voltagem exibem elevadas oscilações nos tempos iniciais. Sabe-se que o fenômeno de Gibbs é um comportamento fortemente oscilatório nos pontos de descontinuidades de uma dada função quando ela é representada por uma série de Fourier. Logo, numa tentativa de suavizar a curva de decaimento da voltagem, tentamos representar a forma de onda da corrente com 100, 1000 e 10000 termos e, ainda assim, todas as curvas de decaimento da voltagem apresentaram essas oscilações nos tempos iniciais. Assim, não foi possível diminuir amplamente esse efeito nos gráficos

Comparando as figuras (2.3) e (2.4), percebe-se que os valores das voltagens iniciais para cada nível são bem parecidos, indicando que o período fundamental da corrente não influencia muito na voltagem calculada no tempo inicial. Agora, comparando o gradiente da curva de decaimento da tensão para os períodos de 16s e 4s, observa-se que o último apresenta uma queda mais acentuada com relação ao primeiro. Essas análises também se aplicam para as figuras (2.5) e (2.6). Com relação à amplitude do dipolo, pode-se concluir que, para o caso de 50 m, obteve-se maiores valores de voltagem com relação ao caso de 100m. Isso acontece porque, na situação em que o afastamento entre os dipolos é 100 m, os dipolos receptores ficam ainda mais distantes dos dipolos transmissores e, conseqüentemente, o sinal é mais fraco.

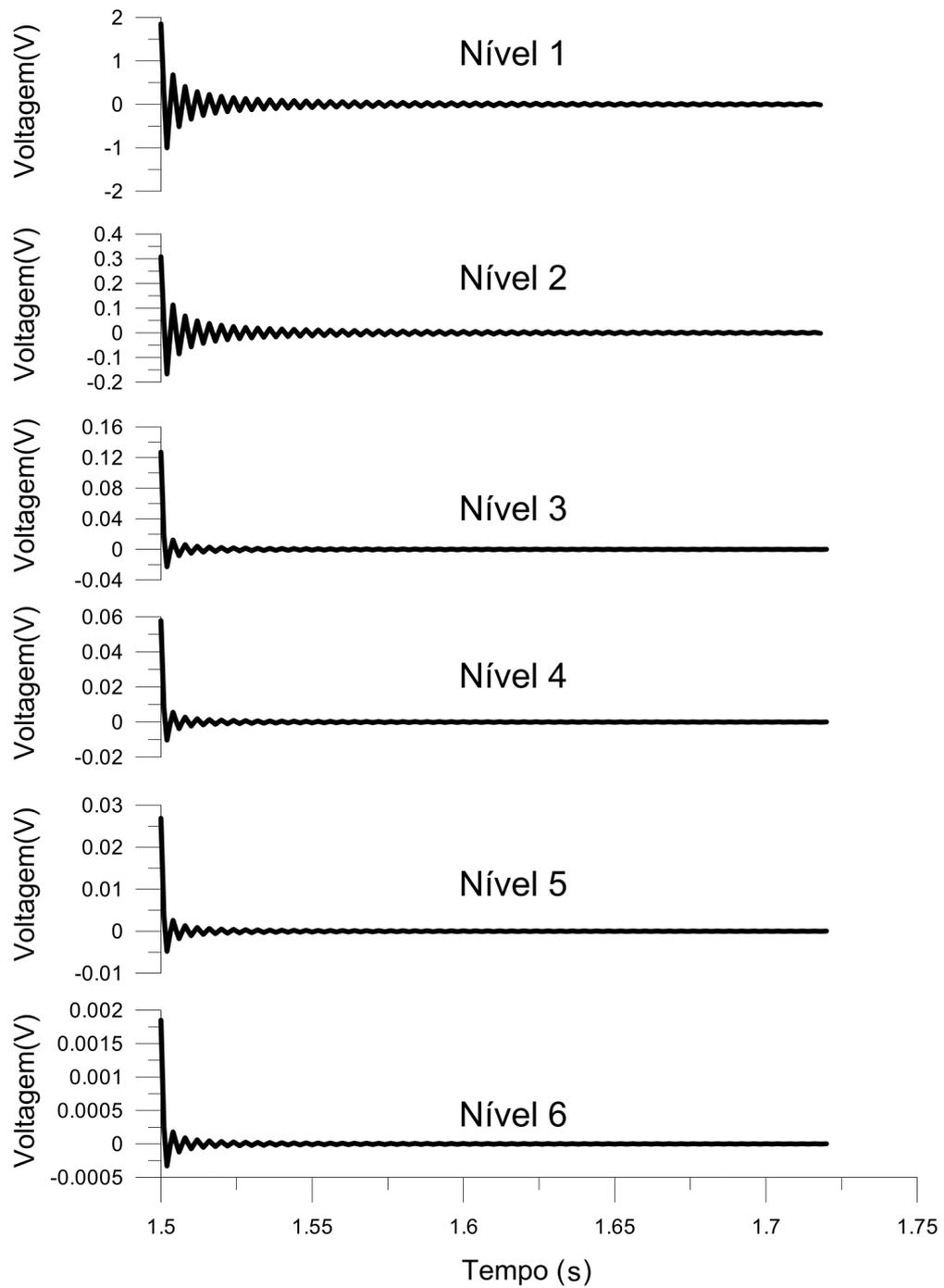


Figura 2.3: Gráfico da voltagem versus o tempo para o caso de um afastamento entre dipolos de 50m e usando um período fundamental da corrente de 4s.

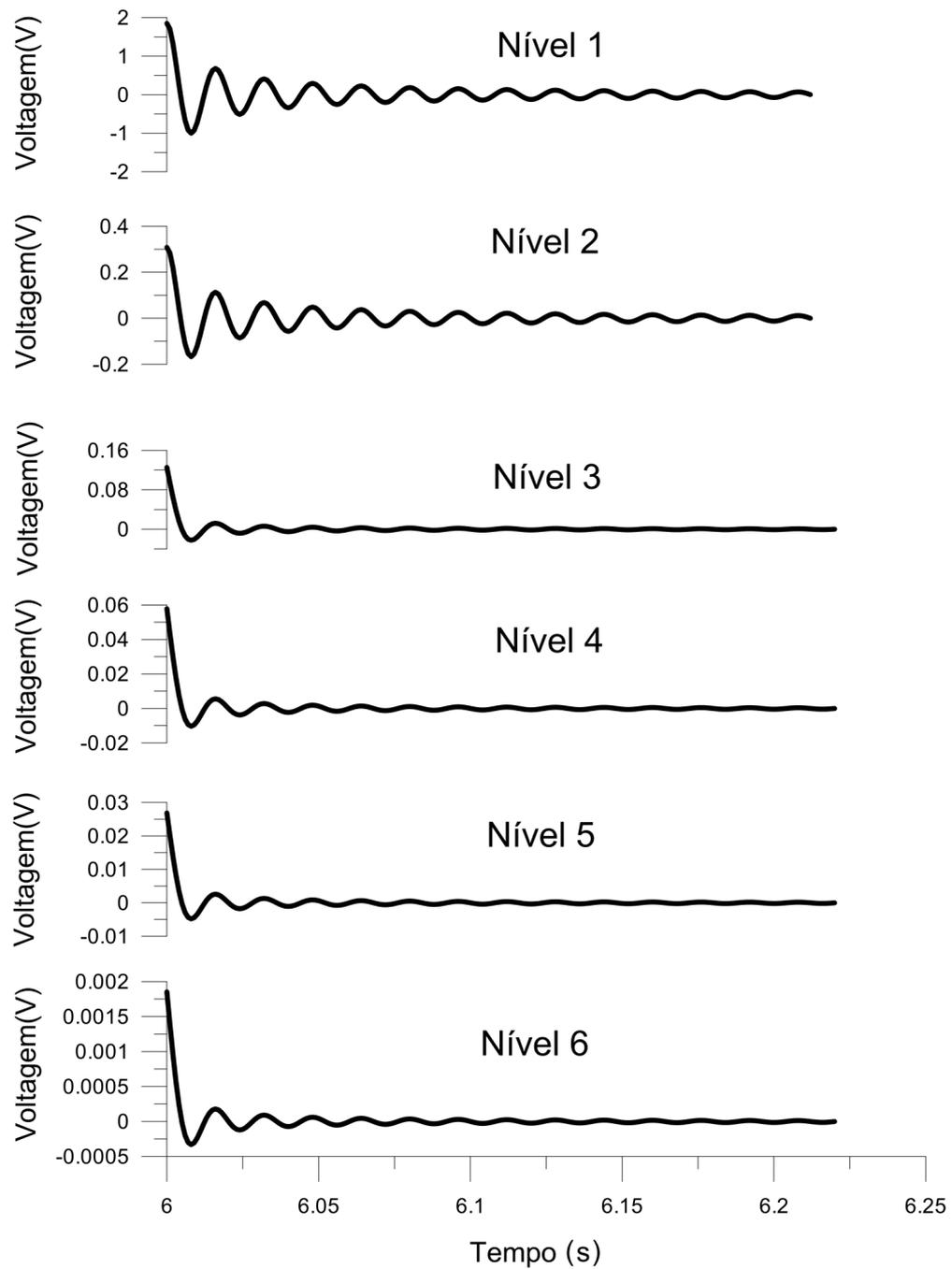


Figura 2.4: Gráfico da voltagem versus o tempo para o caso de um afastamento entre dipolos de 50m e usando um período fundamental da corrente de 16s.

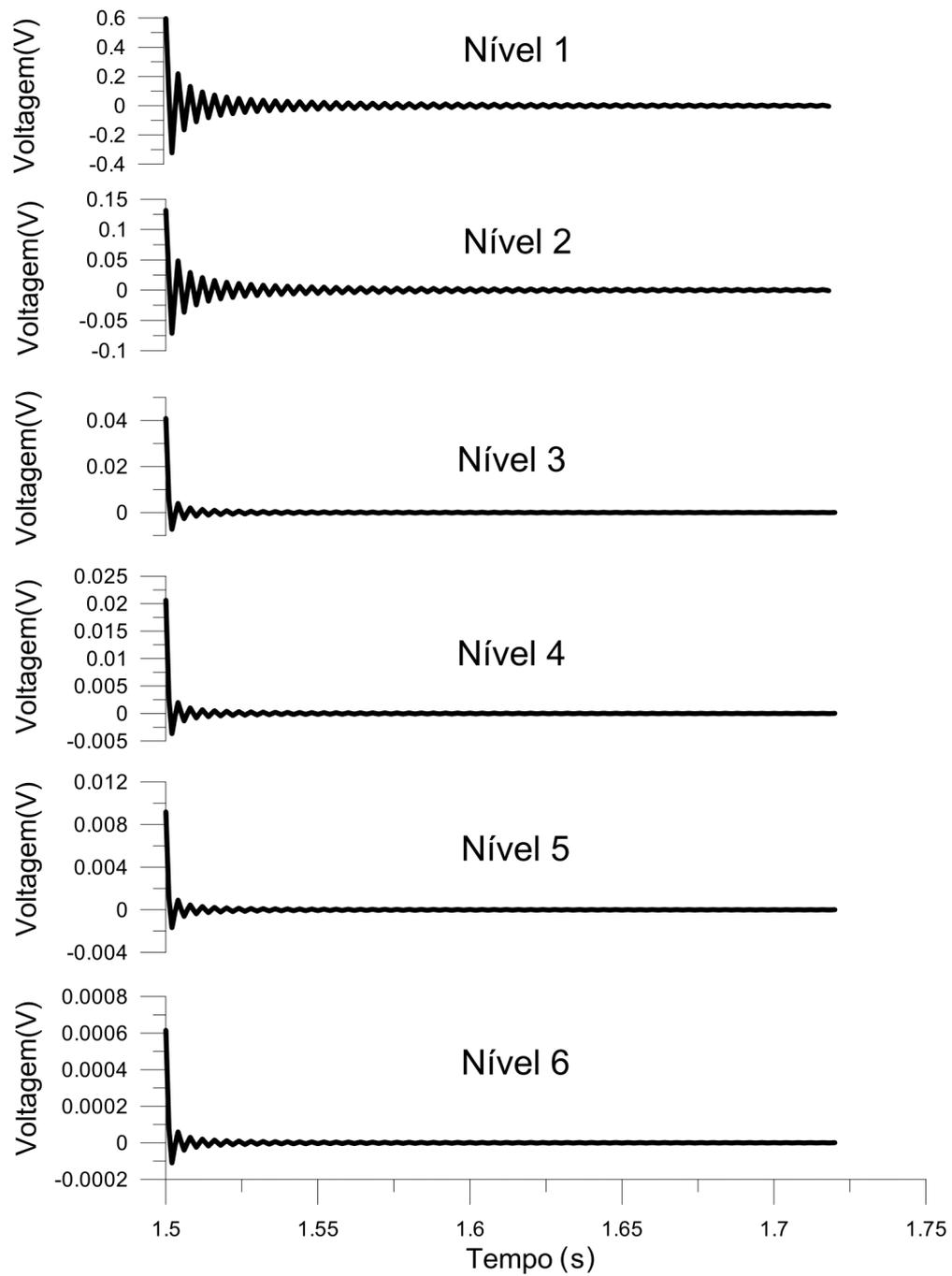


Figura 2.5: Gráfico da voltagem versus o tempo para o caso de um afastamento entre dipolos de 100m e usando um período fundamental da corrente de 4s.

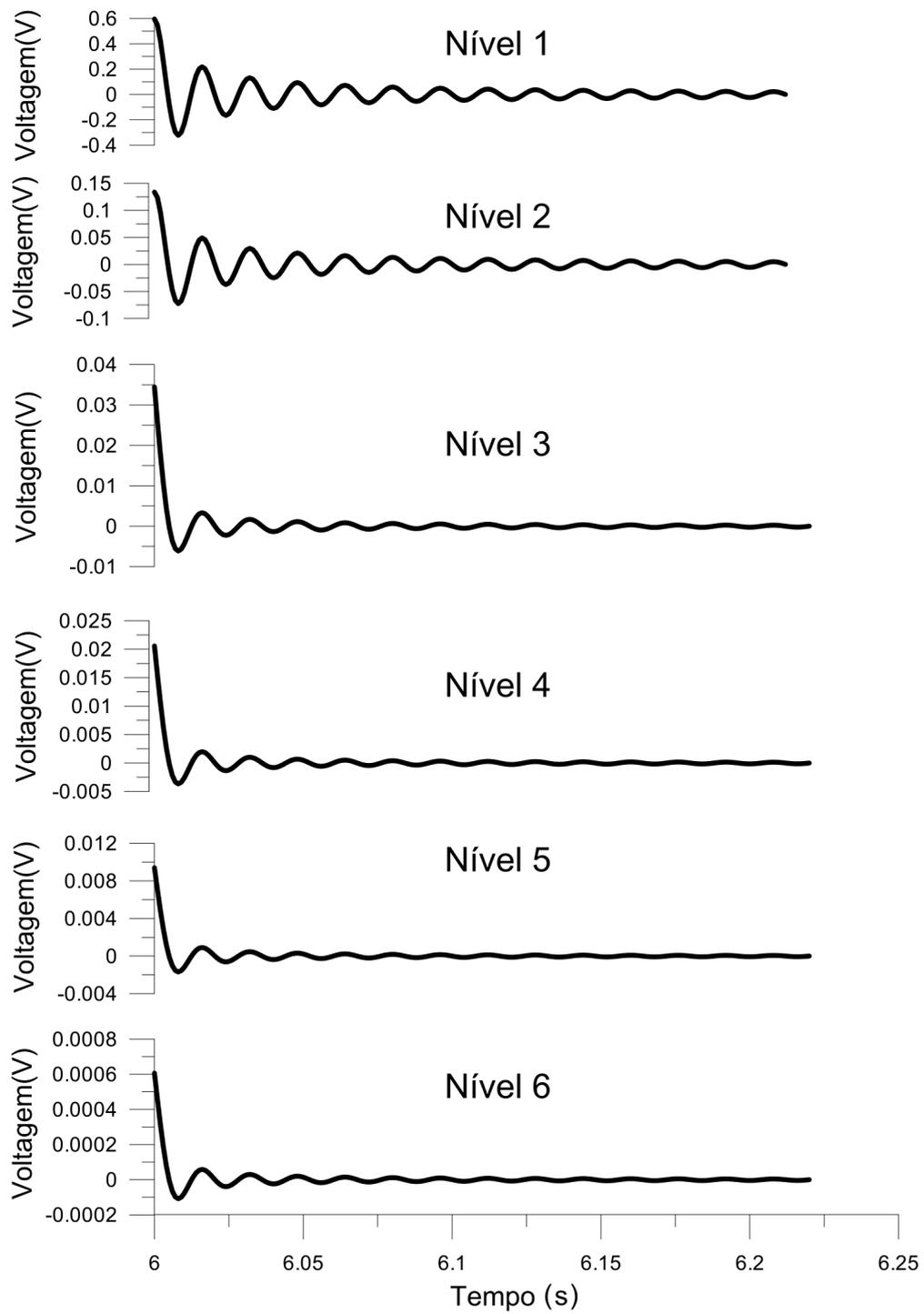


Figura 2.6: Gráfico da voltagem versus o tempo para o caso de um afastamento entre dipolos de 50m e usando um período fundamental da corrente de 16s.

Nível	Resistividade ($\Omega.m$)
1	222
2	192
3	152
4	136
5	124
6	12

Tabela 2.1: Tabela com os valores de resistividade aparente para um afastamento entre os dipolos de 50 m e período de 4s e , também, 16s

Nível	Resistividade ($\Omega.m$)
1	141
2	124
3	105
4	96
5	76
6	8

Tabela 2.2: Tabela com os valores de resistividade aparente para um afastamento entre os dipolos de 100 m e período de 4s e 16s

Com os dados de voltagem do instante inicial, do valor da corrente elétrica e do afastamento entre os eletrodos foram calculados os valores das resistividades aparente para cada nível através da expressão para o arranjo dipolo-dipolo (equação 2.115). Os valores constam nas tabelas (2.1) e (2.2).

$$\rho_a = \frac{\Delta V}{I} \pi a n(n+1)(n+2) \quad (2.115)$$

onde ΔV é a voltagem, I a corrente, n o nível e a o afastamento entre os eletrodos.

Nos níveis 1 e 2 das tabelas (2.1) e (2.2) os valores de resistividade aparente foram os maiores. Isso era de se esperar já que, no modelo, para esses níveis, a resistividade da camada foi alta ($\rho = 200\Omega.m$). Para o caso dos níveis 3, em que o modelo foi de duas camadas (primeira camada com $\rho = 200\Omega.m$ e segunda com $\rho = 5\Omega.m$), a resistividade aparente apresentou um valor médio, relativamente alto, de $125\Omega.m$, indicando que a primeira camada por ser mais resistiva, apesar de menos espessa, exerceu grande influência no valor da resistividade aparente. Analisando as mudanças nos valores de resistividade aparente nos níveis 4, 5 e 6, observa-se que a resistividade aparente apresenta os maiores valores nos primeiros níveis e um valor bem baixo nos níveis 6. Esse fato, reforça a análise para o caso

dos níveis 3, indicando uma considerada influência no alto valor de resistividade da primeira camada nos níveis 4 e 5. Conclui-se que, apenas nos níveis 6, a resistividade aparente mapeou a segunda camada que tem resistividade de $4\Omega.m$ e, assim, seria necessário calcular a resistividade aparente para níveis maiores, tal como 7, 8 e 9, para saber se seria possível mapear a terceira camada.

Analisando os casos de uma terra homogênea, nota-se que o valor da resistividade aparente não foi exatamente igual a resistividade da camada ($\rho = 200\Omega.m$). Isso pode ser explicado, pois a formulação usada para calcular a resistividade aparente é com base na corrente contínua, enquanto que a formulação desenvolvida para determinar a voltagem (ΔV da equação 2.115) considera que a corrente varia no tempo.

A interpretação das medidas de campo foi realizada com base nos dados de cargabilidade e resistividade. A figura (3.2) exibe as pseudo-seções de resistividade para um afastamento entre os eletrodos de 50m e a figura (3.3) para um afastamento entre os eletrodos de 100m. As pseudo-seções de cargabilidade para um afastamento entre os eletrodos de 50m e 100m correspondem, respectivamente, às figuras (3.4) e (3.5).

Em uma primeira análise percebe-se uma grande semelhança na forma das pseudo-seções nas figuras (3.2) e (3.3). Isso era de se esperar, já que a resistividade elétrica é uma propriedade intrínseca da matéria, e assim, a mesma não depende de quanto tempo o operador aplica corrente no solo (seja 1000ms ou 4000ms, por exemplo). Essa situação também ocorreu nos dados de resistividade teóricos (tabelas 2.1 e 2.2) As pseudo-seções de resistividade associadas ao afastamento entre os eletrodos de 50m mostram, claramente, uma maior resolução e, assim, foi possível mapear zonas com resistividade que variam de $2 \Omega.m$ até $850 \Omega.m$. As regiões com elevadas resistividades, acima de $550 \Omega.m$, indicam sedimentos arenosos e secos e as zonas a profundidade maiores (acima de 125 m) possuem resistividades mais baixas indicando a presença de sedimentos mais argilosos. Já, as pseudo-seções para um afastamento entre os eletrodos de 100m apresentam menor resolução, porém possuem maior profundidade de exploração e devido a uma maior expansão dos eletrodos foi possível mapear zonas até uma distância de 1100 m, no caso da figura (3.2) só foi possível até 900m. Essa situação também ocorreu nos dados teóricos onde os valores de resistividades para a situação de um afastamento entre os eletrodos de 100 m foram menores que no caso de um afastamento de 50 m, indicando que no primeiro caso os valores de resistividade foram mais influenciados pelas últimas camadas menos resistivas.

De acordo com seção geoeletrica definida por (de Lima, Sato e Dias, 2013), foi possível mapear a Formação Barreiras que está localizada do topo até 200 m (figura 3.3) com resistividade em torno de $250 \Omega.m$ e a Formação Candeias que corresponde, na região, a uma profundidade acima de 200 m com uma resistividade média de $5 \Omega.m$.

Com relação à análise estrutural e estratigráfica da pseudo-seções de resistividade, este trabalho sugere duas interpretações possíveis. A primeira, associada a uma análise estrutural, indica que a região em subsuperfície pode estar associada a um sistema de falhas escalonadas mergulhando para sudeste. A segunda, relacionada a uma análise estratigráfica, indica que o contato representado pela faixa de resistividade de $300 \Omega.m$ até $100 \Omega.m$ seja um paleo-relevo, pois, como a Formação Candeias é do Cretáceo e a Formação Barreiras é do Terciário, existe um intervalo de tempo grande entre essas duas formações. Desse modo, quando a Formação Barreiras depositou-se sobre o Candeias, pode ser que o relevo já tivesse o formato desse contato.

Analisando as pseudo-seções de cargabilidade percebe-se, que todas apresentaram uma certa mudança em seus valores. No caso do modo programado (figura 3.4a e 3.4c e figura 3.5a e 3.5c) ocorrem anomalias positivas mais extensas e com maiores valores de cargabilidade,

pois, como foi informado antes, no modo programado o receptor estuda a curva de decaimento no tempos iniciais, momento em que o sinal e o gradiente da voltagem são maiores.

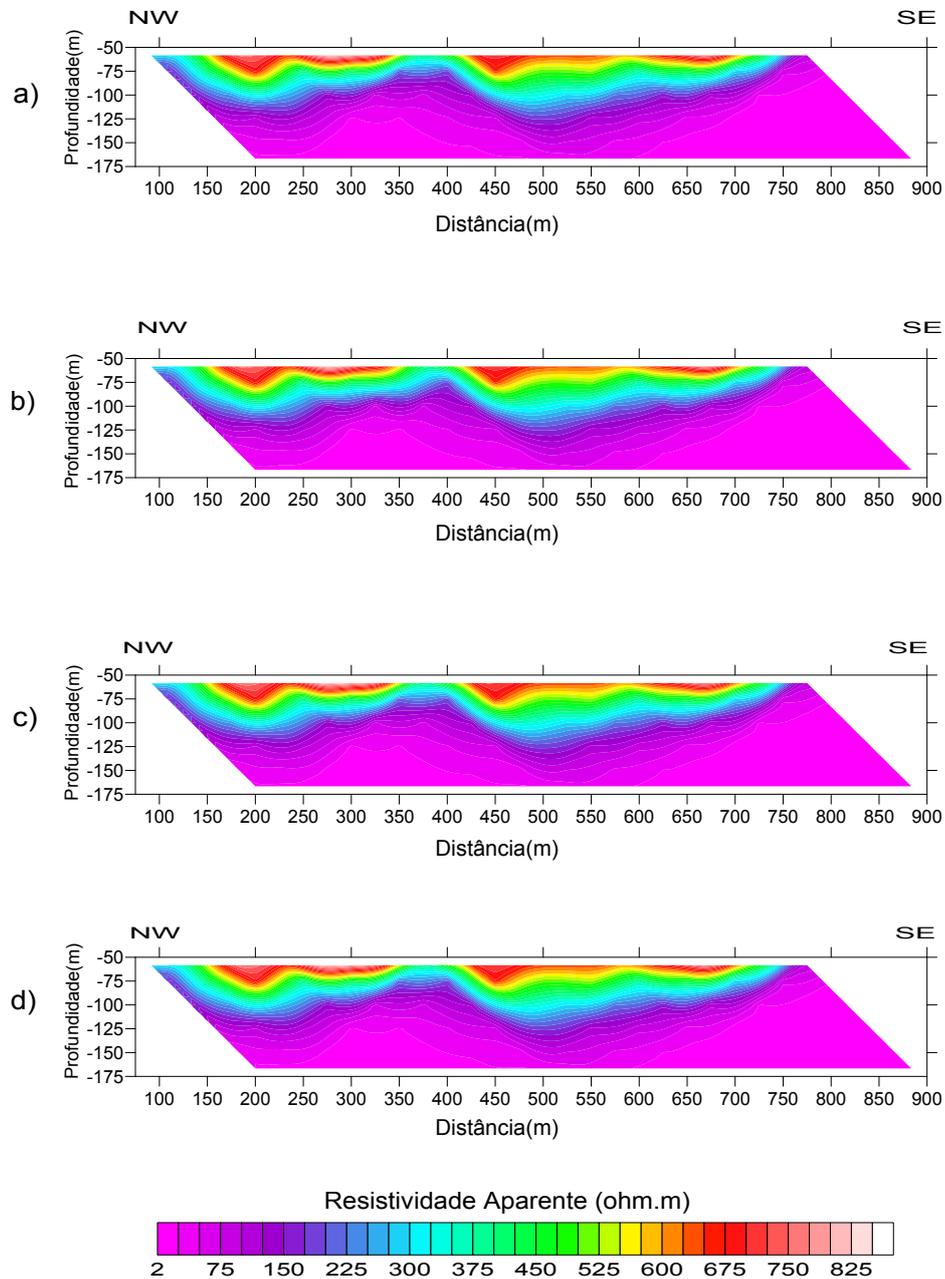


Figura 3.2: Pseudo-seções de resistividade para um afastamento entre os eletrodos de 50m. a) *Time* 1000ms usando o modo programado, b) *Time* 1000ms usando o modo semi-logarítmico, c) *Time* 4000ms usando o modo programado, d) *Time* 4000ms usando o modo semi-logarítmico

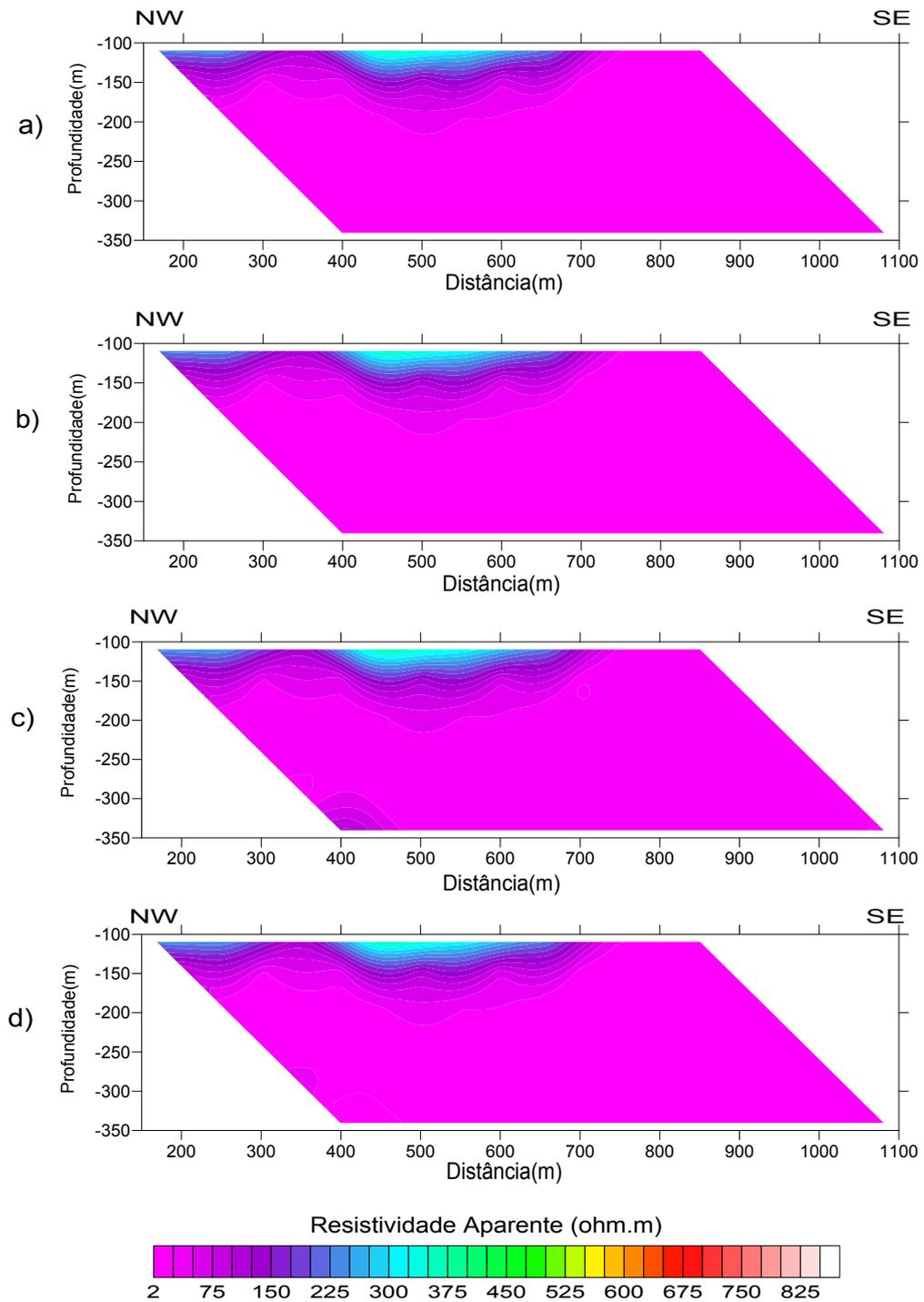


Figura 3.3: Pseudo-seções de resistividade para um afastamento entre os eletrodos de 100m. a) *Time* 1000ms usando o modo programado, b) *Time* 1000ms usando o modo semi-logarítmico, c) *Time* 4000ms usando o modo programado, d) *Time* 4000ms usando o modo semi-logarítmico

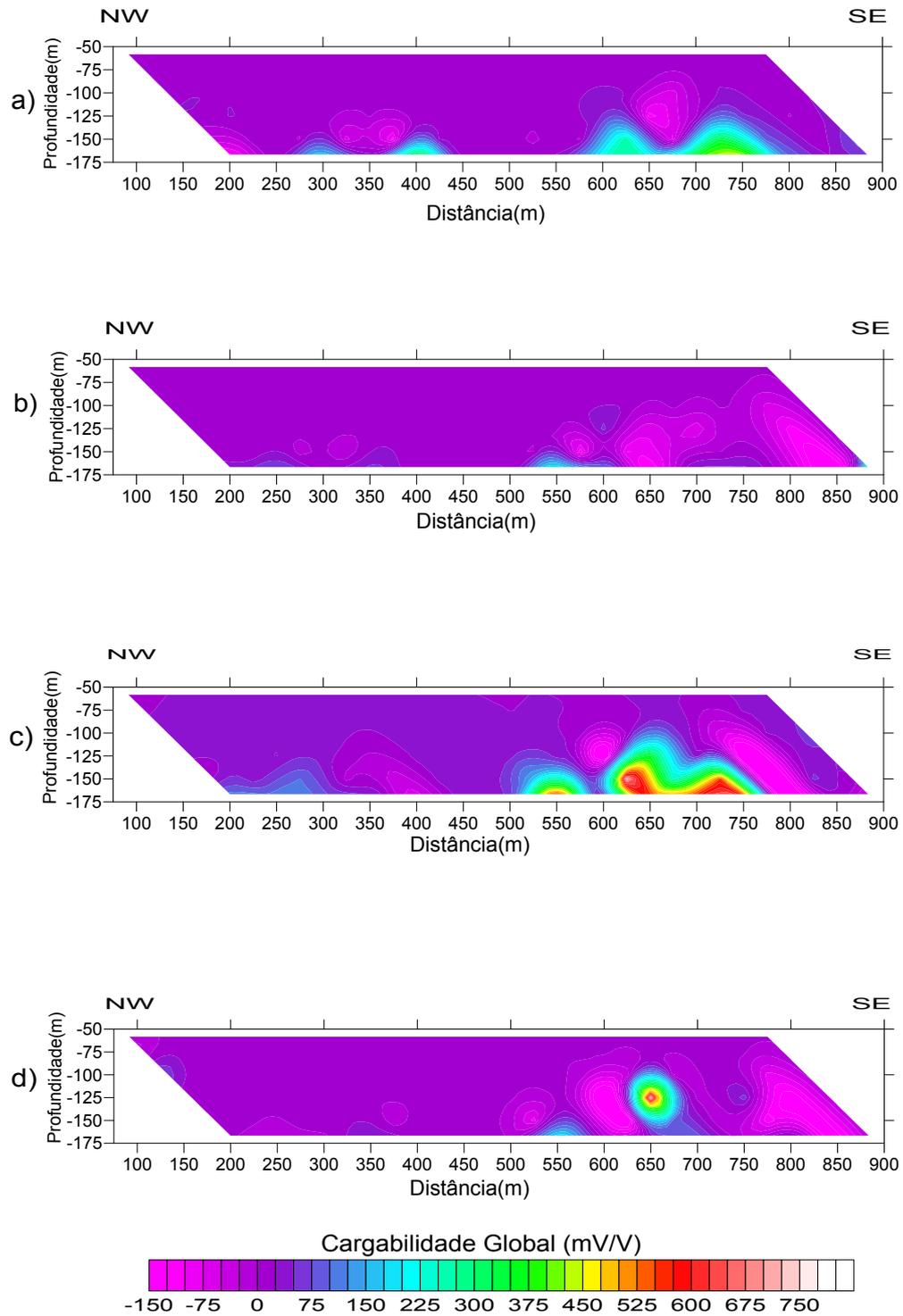


Figura 3.4: Pseudo-seções de cargabilidade para um afastamento entre os eletrodos de 50m. a) *Time* 1000ms usando o modo programado, b) *Time* 1000ms usando o modo semi-logarítmico, c) *Time* 4000ms usando o modo programado, d) *Time* 4000ms usando o modo semi-logarítmico

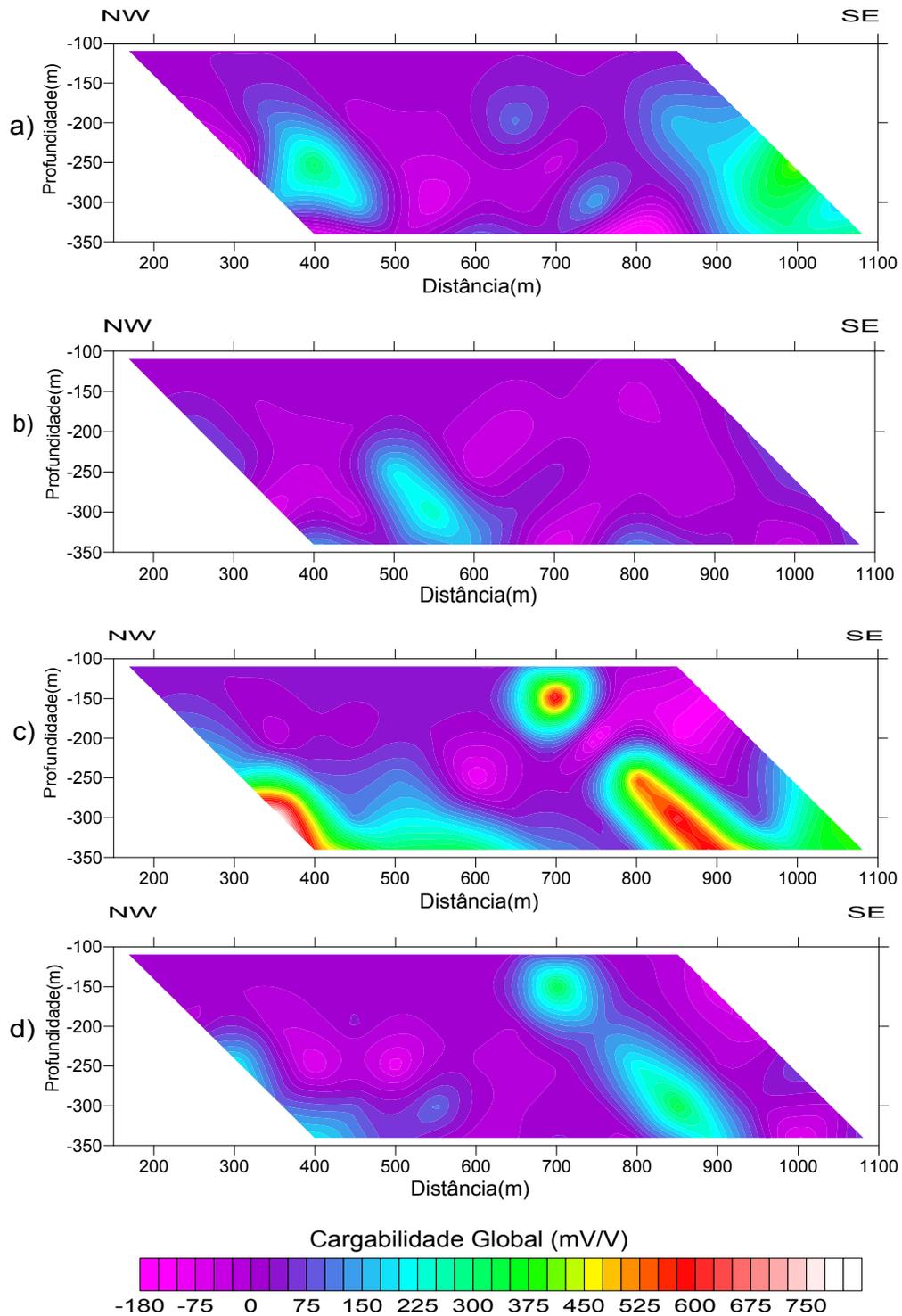


Figura 3.5: Pseudo-seções de cargabilidade para um afastamento entre os eletrodos de 100m. a) *Time* 1000ms usando o modo programado, b) *Time* 1000ms usando o modo semi-logarítmico, c) *Time* 4000ms usando o modo programado, d) *Time* 4000ms usando o modo semi-logarítmico

Agora, analisando, individualmente, as quatro pseudo-seções indicadas anteriormente, nota-se que nas figuras (3.4c) e (3.5c) os valores de cargabilidade são ainda maiores. Isso aconteceu, pois, nestes casos, o *time* vale 4000ms (quatro vezes mais que o caso do *time* como 1000ms), assim, como o transmissor passa maior tempo injetando corrente no solo, conseqüentemente, gera-se um maior efeito de IP.

Com base na figura (3.4), percebe-se que os maiores valores de cargabilidade estão nas zonas mais profundas (acima de 100m de profundidade) e entre as distâncias de 500 e 800m e entre 200 e 400m. Essa análise é concordante com as informações obtidas a partir das pseudo-seções de resistividade, visto que a Formação Barreiras, que está nas regiões mais rasas, por ser composta de sedimentos arenosos e secos não devendo apresentar elevados efeitos de IP. Já na Formação Candeias, por ser formada por sedimentos mais argilosos, encontram-se zonas com elevados valores de cargabilidade (figura 3.6).

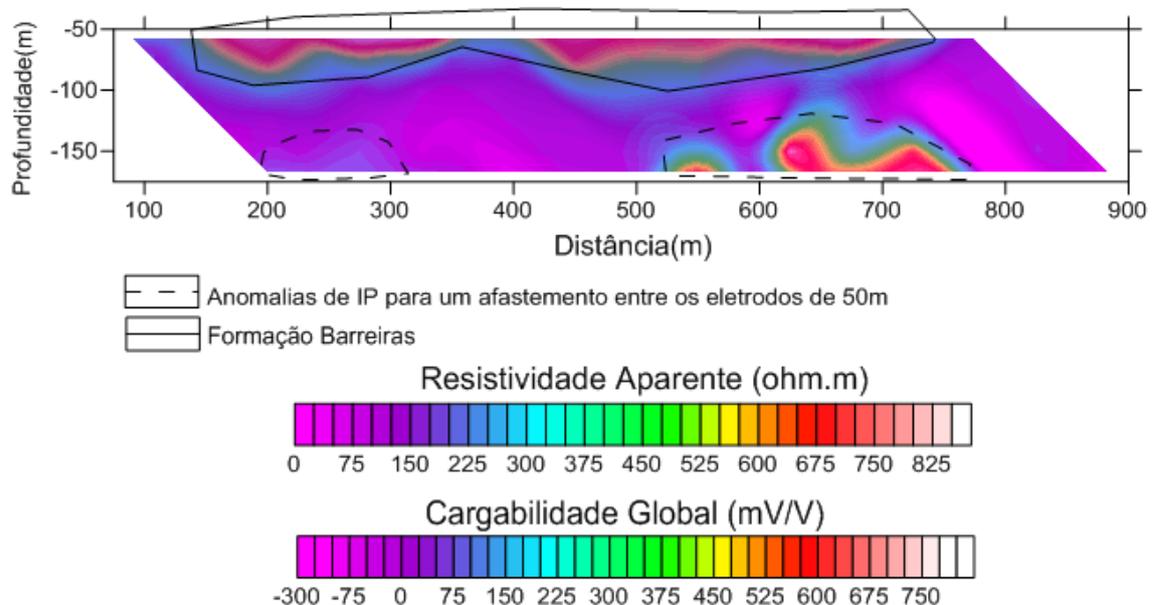


Figura 3.6: Superposição das figuras (3.2a) e (3.4c) mostrando que a Formação Barreiras não apresentou anomalias de IP.

Examinando a figura (3.5) e comparando-a com a figura (3.4) nota-se, que a localização dos elevados valores de cargabilidade são, até certo ponto, semelhantes indicando uma certa consistência no dados coletados (figura 3.7). Essas anomalias podem estar associadas a duas origens. A primeira é que os elevados valores de cargabilidade estejam relacionados a possíveis zonas de cisalhamento dentro da rocha onde o fraturamento pode ter provocado uma distribuição de argila disseminada e criando anomalia de polarização induzida. Essa interpretação favorece à análise a qual afirma que nas pseudo-seções de resistividade existe um sistema de falhas e não um paleo-relevo.

A segunda interpretação é que os elevados valores de IP podem estar associados à presença de halos de sulfetos de ferro, em especial pirita, em sedimentos acima de reservatórios

CAPÍTULO 4

Conclusões

Com esse trabalho, através do levantamento conjunto de Polarização Induzida e Eletroresistividade, foi possível identificar e analisar formações da Bacia do Recôncavo. Com base nas pseudo-seções de resistividade foi possível mapear a Formação Barreiras que apresentou uma resistividade média de $250 \Omega.m$ com 200 m de espessura e a Formação Candeias com resistividade média de $5 \Omega.m$. Essas formações, na região estudada, podem estar associadas a um sistema de falhas escalonadas ou o contato entre elas pode ser através de um paleorelevo.

Os dados de cargabilidade indicaram que a Formação Candeias deve ser mais argilosa, pois essa zona apresentou regiões com valores de cargabilidade acima de $100mV/V$. Já, a Formação Barreiras deve ser composta por arenitos mais secos, pois os valores de cargabilidade não apresentaram grandes variações nessa região e são inferiores a $100mV/V$. As zonas com elevados valores de cargabilidade, presentes na Formação Candeias, podem estar relacionados a possíveis zonas de cisalhamento dentro da rocha onde o fraturamento pode ter provocado uma disseminação de argila localizada. Outra interpretação é que os elevados valores estão associados à presença de halos de sulfetos de ferro, comuns em sedimentos acima de reservatórios de petróleo.

Com os dados dos modelos teóricos da curva de decaimento da voltagem e com os valores de resistividade aparente é possível entender a forma como ela se comporta para os caso de uma terra homogênea e uma terra com 3 camadas. Essas informações foram importantes, pois auxiliaram na interpretação dos dados de cargabilidade e resistividade, indicando, por exemplo, que, nos primeiro níveis, a existência de elevados valores negativos de cargabilidade podem estar associados a ruídos, tal como o acoplamento eletromagnético.

Analisando a seção geométrica definida por (de Lima, Sato e Dias, 2013), percebe-se que não foi possível mapear as formações mais profundas, tal como a Formação Água Grande. Desse modo, recomenda-se que em um próximo estudo nessa área seja usado um número maior de dipolos receptores, tal como 10 ou 12, com o intuito de aumentar a profundidade de exploração. É importante também destacar que na atividade de campo o transmissor só conseguiu gerar uma corrente máxima de 2,5 A, enquanto no manual afirmava que a corrente poderia chegar até 5A. Assim, essa situação limitou ainda mais a profundidade

de exploração e deixou os dados de cargabilidade mais susceptíveis a ruídos, tal como o acoplamento eletromagnético.

Por fim, os dados dos modelos teóricos apresentaram coerência com os dados de campo, pois, assim como no dado teórico, só foi possível mapear com $n=6$, a segunda camada, nos dados de campo isso também aconteceu.

Agradecimentos

A Deus, só ele sabe o quanto eu me esforcei para concluir meu curso e esse trabalho.

A minha família e a minha noiva. Eles me deram todo o apoio que eu precisei para concluir minha graduação.

Ao meu orientador Edson E. S. Sampaio, foi uma pessoa que sempre esteve disponível para ajudar-me na construção do meu trabalho de conclusão de curso.

Aos meus colegas de curso, especialmente, Daniel (Cavanha), Rodrigo (Routo), Paulo (Curio), Caio (Chuck), Michele, Wilker (Duzão) e Vitor (Vitão). Essas pessoas foram as quais eu convivi durante todo o meu curso e com elas tive momentos felizes e , extremamente, engraçados.

Aos funcionários, Joaquim Lago e Eduardo. São pessoas muito prestativas e sempre disposta a ajudar.

À ANP pelo apoio financeiro.

Ao corpo docente do curso de Graduação em Geofísica

A funcionários, Mota, Luis e Michel, pela ajuda na aquisição dos dados de campo.

A Hércules de Souza, Hédison Kiuity Sato e Olivar Antonio Lima de Lima por se disponibilizarem a participar de minha banca.

A Emerson Sidinei pelo ensinamentos na atividade de campo.

APÊNDICE A

Formulação do Potencial Elétrico no Domínio da Frequência

Como ja foi descrito na Equação (2.105), o valor do potencial elétrico no domínio da frequência, $\Delta V(z_0, \omega)$, é dado por:

$$\Delta V(z_0, \omega) = \int_{(2n+1)L}^{(2n+3)L} \int_{-L}^{+L} E_x(x, x_0, z_0, \omega) dx. \quad (\text{A.1})$$

As integrais em x e em x_0 são aplicadas, exclusivamente, sobre a função de Bessel. O resultado dessas integrais produz duas funções auxiliares:

$$G_x(\lambda) = \int_{(2n+1)L}^{(2n+3)L} \int_{-L}^{+L} J_0(\lambda(x - x_0)) dx_0 dx, \quad (\text{A.2})$$

$$G_z(\lambda) = \frac{\partial^2}{\partial x^2} \int_{(2n+1)L}^{(2n+3)L} \int_{-L}^{+L} J_0(\lambda(x - x_0)) dx_0 dx. \quad (\text{A.3})$$

A função $G_x(\lambda)$ é determinada através de integração numérica. A função $G_z(\lambda)$ é determinada aplicando a identidade,

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} = -\frac{\partial^2}{\partial x \partial x_0}, \quad (\text{A.4})$$

na equação (A.3) e efetuando as duas integrações por compensação:

$$G_z(\lambda) = J_0(2\lambda nL) + J_0(2\lambda(n+2)L) - 2J_0(2\lambda(n+1)L). \quad (\text{A.5})$$

Como $J_0(0) = 1$, $G_x(0) = 4L^2$ e $G_z(0) = 0$.

Portanto,

$$\Delta V(z_0, \omega) \approx -\frac{i\mu_0\omega I(\omega)}{4\pi} \int_0^\infty \left(\frac{2}{\lambda + \alpha_1} G_x(\lambda) + \frac{2}{\lambda\kappa_1^2} G_z(\lambda) \right) e^{\lambda z_0} \lambda d\lambda, \quad (\text{A.6})$$

para o caso de um terra homogênea e

$$\Delta V(z_0, \omega) \approx -\frac{i\mu_0\omega I(\omega)}{4\pi} \int_0^\infty \left\{ \frac{2}{\lambda + \hat{\alpha}_1} G_x(\lambda) + \frac{2}{\lambda^2} \left(\frac{1}{\lambda + \hat{\alpha}_1} + \frac{\sigma_1 \hat{\beta}_1}{\kappa_1^2} \right) G_z(\lambda) \right\} e^{\lambda z_0} \lambda d\lambda, \quad (\text{A.7})$$

para o caso de uma terra de n camadas.

Referências Bibliográficas

- Baños, A. (1966) Dipole radiation in the presence of a conducting halfspace, vol. 9, Pergamon.
- Dias, C. A. (2000) Developments in a model to describe low-frequency electrical polarization of rocks, *Geophysics*, **65**(2):437–451.
- Dobrin, M. B. (1988) 952. introduction to geophysical prospecting.
- Erdélyi, A. (1954) Tables of integral transforms, vol. II, McGraw-Hill, New York.
- Hallof, P. (1983) An Introduction to the Use of the Spectral Induced Polarization Method, Markham, Ontario: Phoenix Geophysics Ltd.
- Kearey, P.; Brooks, M. e Hill, I. (2009) An introduction to geophysical exploration, John Wiley & Sons.
- Keller, G. V. e Frischknecht, F. C. (1966) Electrical methods in geophysical prospecting.
- de Lima, O. A.; Sato, H. K. e Dias, C. A. (2013) Projeto: Uso de métodos elétricos e eletromagnéticos de baixo impacto ambiental no monitoramento da injeção de fluidos em reservatórios de petróleo.
- Milani, E. J. e Davison, I. (1988) Basement control and transfer tectonics in the reconcavo-tucano-jatoba rift, northeast brazil, *Tectonophysics*, **154**(1):41–70.
- Millett, F. B. (1967) Electromagnetic coupling of collinear dipoles on a uniform half-space, *Society of Exploration Geophysicists' Mining Geophysics*, p. 401.
- Reynolds, J. M. (1997) An introduction to applied and environmental geophysics.
- Sampaio, E. (2006) Campo eletromagnético devido a uma linha de dipolos elétricos em um meio condutor, Editora da Universidade Federal da Bahia, Salvador (BA), Brasil.
- Sommerfeld, A. (1949) Partial differential equations in physics, vol. 4, Academic press.
- Sumner, J. (1976) Principles of induced polarization for geophysical prospecting.
- Sunde, E. (1949) Earth conduction effects in transmission systems. 1949, D. VanNostrand Co., New York, NY.
- Telford, W. M.; Geldart, L. P.; Sheriff, R. E. e Keys, D. A. (1976) Applied Geophysics, Cambridge Un. Press, Cambridge.
- Wait, J. (1982) Geo-electromagnetism. 1982, Academic, San Diego, CA.
- Ward, S. H. (1967) The electromagnetic method, In: *Mining Geophysics*, vol. II, cap. 2, Society of Exploration Geophysicists, Tulsa, Oklahoma.

Ward, S. H. e Hohmann, G. W. (1988) Electromagnetic theory for geophysical applications, *Electromagnetic methods in applied geophysics*, **1**:131–311.