



UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARÁ
CENTRO DE GEOCIÊNCIAS
CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM GEOFÍSICA

TESE DE DOUTORADO

INFLUÊNCIA DE ESTRUTURAS GEOLÓGICAS
BIDIMENSIONAIS NO CAMPO GEOELETROMAGNÉTICO
NA PRESENÇA DO ELETROJATO EQUATORIAL

MARCOS WELBY CORREA SILVA

BELÉM-PARÁ
2005

UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARÁ
CENTRO DE GEOCIÊNCIAS
CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM GEOFÍSICA

**INFLUÊNCIA DE ESTRUTURAS GEOLÓGICAS
BIDIMENSIONAIS NO CAMPO GEOELETROMAGNÉTICO
NA PRESENÇA DO ELETROJATO EQUATORIAL**

TESE APRESENTADA POR

MARCOS WELBY CORREA SILVA

COMO REQUISITO PARCIAL À OBTENÇÃO DE GRAU DE
DOUTOR EM CIÊNCIAS NA ÁREA DE GEOFÍSICA

Data de Aprovação :

Nota:

BANCA EXAMINADORA:

Dr. Luiz Rijo (Orientador)

Dr. Marco Pólo Pereira Buonora

Dr. Antonio Lopes Padilha

Dr. Om Prakash Verma

Dr. Licurgo Peixoto de Brito

BELÉM-PARÁ

2005

À Socorro Amaral,
por estar ao meu lado durante esta longa jornada.

AGRADECIMENTOS

Gostaria de expressar meus agradecimentos ao Prof. Luiz Rijo por sua competente orientação e apoio dispensados à mim durante o desenvolvimento desta tese e pela proposição do tema.

Ao Dr. Arora por suas importantes sugestões e discussões com o Prof. Rijo.

Aos membros da Banca Examinadora, pelas críticas construtivas e importantes sugestões, especialmente ao Dr. Antonio Padilha, do INPE, pelo esclarecimento de pontos fundamentais neste trabalho.

Ao Prof. Paulo Carvalho, da Universidade Federal Rural da Amazônia, pelas correções propostas.

Aos amigos Regina, Anapaula, Víctor, Vinicius e Baptista, pela amizade e momentos de descontração proporcionados durante este doutorado.

Ao corpo docente do CPGf/UFPa, que apesar das dificuldades mantém um curso de pós-graduação de bom nível.

As secretárias Benildes Lopes (CPGf/UFPa) e Nazaré Progênio (PROPESP/UFPa), sempre prontas a ajudar nas questões administrativas.

Aos demais funcionários do Departamentos de Geofísica, cujo apoio foi importante à conclusão deste trabalho.

Aos inúmeros colegas que passaram pelo CPGf/UFPa por todos estes anos, que tornaram esta jornada mais amena.

A CAPES e CNPq, pela concessão de bolsa de estudo, sem a qual a conclusão deste trabalho seria mais difícil, e ao PRH/ANP-06 por apoiar a infraestrutura computacional do PROEM (Laboratório de Processamento Eletromagnético do CG/UFPa).

Finalmente gostaria de agradecer a minha família, em especial a minha mãe, pelo incentivo constante.

SUMÁRIO

DEDICATÓRIA	i
AGRADECIMENTOS	ii
LISTA DE FIGURAS	v
RESUMO	1
ABSTRACT	4
1 INTRODUÇÃO	6
1.1 - MOTIVAÇÃO	6
1.2 - ANÁLISE DOS TRABALHOS ANTERIORES	8
1.3 - OBJETIVOS	10
2 O CAMPO MAGNÉTICO E O ELETROJATO EQUATORIAL	12
2.1 - O CAMPO MAGNÉTICO TERRESTRE	12
2.2 - A IONOSFERA	16
2.3 - O ELETROJATO EQUATORIAL	17
2.3.1 - A física do Eletrojato Equatorial	19
2.3.2 - O Eletrojato Equatorial no Brasil	25
3 MODELAGEM NUMÉRICA	30
3.1 - O MÉTODO DE ELEMENTOS FINITOS	30
3.2 - ESTRUTURA 2-D PARALELA AO ELETROJATO EQUATORIAL	33
3.3 - ESTRUTURA 2-D PERPENDICULAR AO ELETROJATO EQUATORIAL	36
3.3.1 - Filtros Digitais Lineares para Transformada Seno e Co-seno	40
3.4 - CAMPOS PRIMÁRIOS	44
3.4.1 - Campo Primário: Componente Paralela à Estrutura 2-D	44
3.4.2 - Campo Primário: Componente Perpendicular à Estrutura 2-D	50
3.4.3 - Modelagem do Eletrojato e Contra-Eletrojato	52
3.5 - PROCEDIMENTO PARA DECOMPOSIÇÃO DA FONTE	55

4	EFEITOS DE HETEROGENEIDADES 2-D	57
4.1	- MODELO GEOLÓGICO	57
4.2	- RESULTADOS	59
5	INFLUÊNCIA SOBRE OS DADOS MAGNETOTELÚRICOS	89
5.1	- EFEITO DO ACOPLAMENTO SOBRE O MODO TM	89
5.2	- EFEITO DO ACOPLAMENTO SOBRE O MÉTODO MAGNETOTELÚRIO	96
6	CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES	106
6.1	- CONCLUSÕES	106
6.2	- RECOMENDAÇÕES	108
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	109

LISTA DE FIGURAS

2.1	Declinação do campo magnético principal	13
2.2	Inclinação do campo magnético principal	13
2.3	Componente leste do campo magnético principal	14
2.4	Componente norte do campo magnético principal	14
2.5	Componente horizontal do campo magnético principal	15
2.6	Componente vertical do campo magnético principal	15
2.7	Intensidade total do campo magnético principal	16
2.8	Densidade de corrente em Huancayo, Peru.	18
2.9	Densidade de corrente em Thumba, Índia.	18
2.10	Variação diária ΔH em cada estação do Setor Indiano	20
2.11	Variação do EEJ e correntes de retorno	23
2.12	Meia-largura do EEJ e correntes de retorno	24
2.13	Modelo de Onwumechilli para o Eletrojato	24
2.14	Perfis e localização do Eletrojato Equatorial no Brasil	27
2.15	Localização dos observatórios e estações magnéticas no Brasil em 1991	28
2.16	Variação ΔH medida no Brasil em 16 dias selecionados em 1991	29
3.1	Esquema de decomposição do campo primário	33
3.2	Heterogeneidade paralela ao Eletrojato Equatorial	34
3.3	Malha regular de elementos finitos	35
3.4	Heterogeneidade perpendicular ao Eletrojato Equatorial	37
3.5	Modelo teste	41
3.6	Componentes magnéticas no domínio (x, k_y, z)	43
3.7	Componentes elétricas no domínio (x, k_y, z)	43
3.8	Representação da fonte e estratificação do meio.	45
3.9	Campos primários do EEJ gaussiano paralelo	47
3.10	Campos primários em torno de $x = 0$	48
3.11	<i>Kernel</i> dos campos primários do eletrojato gaussiano	49
3.12	Campos primários do EEJ gaussiano perpendicular	51
3.13	Campos primários em torno de $x = 0$	52
3.14	Eletrojato e Contra-eletrojato	53
3.15	Comparação entre os eletrojatos	54
3.16	Esquema de decomposição do campo primário	56

4.1	Modelo de semi-espço estratificado com heterogeneidades bidimensionais. . .	57
4.2	Configurao geomtrica entre o EEJ e a estrutura 2-D para o Modelo 1. . .	59
4.3	Perfis de B e E para 10^{-1} Hz, $D = 100$ km, $\theta_p = 90^\circ$ e $\theta_h = 0^\circ$	60
4.4	Perfis de B e E para 10^{-1} Hz, $D = 500$ km, $\theta_p = 90^\circ$ e $\theta_h = 0^\circ$	61
4.5	Perfis de B e E para 10^{-2} Hz, $D = 100$ km, $\theta_p = 90^\circ$ e $\theta_h = 0^\circ$	62
4.6	Perfis focalizados de B e E para 10^{-2} Hz, $D = 100$ km, $\theta_p = 90^\circ$ e $\theta_h = 0^\circ$.	63
4.7	Perfis de B e E para 10^{-4} Hz, $D = 100$ km, $\theta_p = 90^\circ$ e $\theta_h = 0^\circ$	64
4.8	Perfis focalizados de B e E para 10^{-4} Hz, $D = 100$ km, $\theta_p = 90^\circ$ e $\theta_h = 0^\circ$.	65
4.9	Perfis focalizados de B e E para 10^{-2} Hz, $D = 100$ km, $\theta_p = 45^\circ$ e $\theta_h = 0^\circ$.	66
4.10	Perfis de B e E para 10^{-2} Hz, $D = 100$ km, $\theta_p = -45^\circ$ e $\theta_h = 0^\circ$	67
4.11	Perfis focalizados de B e E para 10^{-2} Hz, $D = 100$ km, $\theta_p = -45^\circ$ e $\theta_h = 0^\circ$	68
4.12	Configurao geomtrica entre o EEJ e a estrutura 2-D para o Modelo 2. . .	69
4.13	Perfis de B e E para 10^{-1} Hz, $D = 100$ km, $\theta_p = 90^\circ$ e $\theta_h = 90^\circ$	71
4.14	Perfis de B e E para 10^{-1} Hz, $D = 500$ km, $\theta_p = 90^\circ$ e $\theta_h = 90^\circ$	72
4.15	Perfis de B e E para 10^{-2} Hz, $D = 100$ km, $\theta_p = 90^\circ$ e $\theta_h = 90^\circ$	74
4.16	Perfis de B e E para 10^{-2} Hz, $D = 100$ km, $\theta_p = 45^\circ$ e $\theta_h = 90^\circ$	75
4.17	Perfis de B e E para 10^{-2} Hz, $D = 100$ km, $\theta_p = -45^\circ$ e $\theta_h = 90^\circ$	76
4.18	Configurao geomtrica entre o EEJ e a estrutura 2-D para o Modelo 3. . .	77
4.19	Perfis de B e E para 10^{-1} Hz, $D = 100$ km, $\theta_p = 90^\circ$ e $\theta_h = 30^\circ$	79
4.20	Perfis focalizados de B e E para 10^{-1} Hz, $D = 100$ km, $\theta_p = 90^\circ$ e $\theta_h = 30^\circ$.	80
4.21	Perfis de B e E para 10^{-2} Hz, $D = 100$ km, $\theta_p = 90^\circ$ e $\theta_h = 30^\circ$	81
4.22	Perfis focalizados de B e E para 10^{-2} Hz, $D = 100$ km, $\theta_p = 90^\circ$ e $\theta_h = 30^\circ$.	82
4.23	Perfis de B e E para 10^{-4} Hz, $D = 100$ km, $\theta_p = 90^\circ$ e $\theta_h = 30^\circ$	83
4.24	Perfis de B e E para 10^{-2} Hz, $D = 100$ km, $\theta_p = 90^\circ$ e $\theta_h = 60^\circ$	85
4.25	Perfis de B e E para 10^{-4} Hz, $D = 100$ km, $\theta_p = 90^\circ$ e $\theta_h = 60^\circ$	86
4.26	Perfis de B e E para 10^{-4} Hz, $D = 250$ km, $\theta_p = 90^\circ$ e $\theta_h = 60^\circ$	87
4.27	Perfis de B e E para 10^{-4} Hz, $D = 250$ km, $\theta_p = 45^\circ$ e $\theta_h = 60^\circ$	88
5.1	Localizao dos perfis de observao am relao ao EEJ.	89
5.2	Componentes E_x , B_y e perfis de resistividade aparente e fase para 10^{-1} Hz, $D = 100$ km	90
5.3	Componentes E_x , B_y e perfis de resistividade aparente e fase para 10^{-1} Hz, $D = 500$ km	91
5.4	Componentes E_x , B_y e perfis de resistividade aparente e fase para 10^{-2} Hz, $D = 500$ km	92

5.5	Componentes E_x , B_y e perfis de resistividade aparente e fase para 10^{-2} Hz, $D = 500$ km	93
5.6	Componentes E_x , B_y e perfis de resistividade aparente e fase para 10^{-3} Hz, $D = 100$ km	94
5.7	Componentes E_x , B_y e perfis de resistividade aparente e fase para 10^{-3} Hz, $D = 500$ km	95
5.8	Sondagens MT com EEJ e CEJ à distância fixa de $D = 100$ km da fonte. Modelo 1	97
5.9	Sondagens MT com EEJ e CEJ à distância fixa de $D = 500$ km da fonte. Modelo 1	99
5.10	Sondagens MT com EEJ e CEJ à distância fixa de $D = 900$ km da fonte. Modelo 1	100
5.11	Sondagens MT com o EEJ e CEJ à distância fixa de $D = 100$ km da fonte. Modelo 2	102
5.12	Sondagens MT com o EEJ e CEJ à distância fixa de $D = 500$ km da fonte. Modelo 2	103
5.13	Sondagens MT com o EEJ e CEJ à distância fixa de $D = 500$ km da fonte. Modelo 3	105

RESUMO

A Terra atua como um grande magneto esférico, cujo campo assemelha-se àquele gerado por um dipolo magnético. Este campo apresenta mudanças de intensidade que variam com a localização e a hora local. A parte principal do campo geomagnético se origina no interior da Terra através de processos eletromagnéticos. Extensivos estudos mostraram ainda que existem contribuições de origem externa ao planeta, principalmente de origem solar. Dentre estas fontes há anomalias do campo magnético que surgem a partir de um aumento diurno da corrente elétrica em uma estreita faixa da ionosfera, de direção leste-oeste, centrada no equador magnético e denominada Eletrojato Equatorial (EEJ). Ocasionalmente estas correntes podem apresentar reversões de fluxo, sendo denominadas Contra-Eletrojato (CEJ).

Vários autores têm estudado os efeitos do EEJ e CEJ sobre as observações geoeletromagnéticas. Eles estão interessados no efeito combinado do EEJ e estruturas geológicas condutivas 1-D e 2-D. Nestes trabalhos a estrutura 2-D sempre se apresentava paralela ao eletrojato, o que é uma hipótese bastante restritiva ao se modelar ambientes geológicos mais realistas, em que corpos bidimensionais podem ter qualquer *strike* em relação ao EEJ. Neste trabalho apresentamos a solução deste problema sem esta restrição. Assim, mostramos os campos geoeletromagnéticos devidos a estruturas bidimensionais que possuam *strike* oblíquo em relação ao EEJ, através de perfis dos campos elétrico e magnéticos calculados na superfície e formando direção arbitrária à heterogeneidade condutiva 2-D. Com esta resposta avaliamos ainda qual a influência que estruturas bidimensionais exercem sobre a resposta magnetotelúrica, sob influência do Eletrojato Equatorial.

Durante o desenvolvimento deste trabalho, utilizamos o método de elementos finitos, tendo por fonte eletromagnética o EEJ e o CEJ, que por sua vez foram representados por uma combinação de distribuições gaussianas de densidade de corrente. Estas fontes foram decompostas nas direções paralela e perpendicular à estrutura 2-D, resultando nos modos de propagação TE_1 e TE_2 e TM acoplados, respectivamente. Resolvemos o modo acoplado aplicando uma Transformada de Fourier nas equações de Maxwell e uma Transformada Inversa de Fourier na solução encontrada.

De acordo com os experimentos numéricos realizados em um modelo interpretativo da Anomalia Condutiva da Bacia do Parnaíba, formado por uma enorme estrutura de 3000 ohm-m dentro de um corpo externo condutivo (1 ohm-m), concluímos que a presença do CEJ causa uma inversão na anomalia, se compararmos com o resultado do EEJ. Concluímos

também que para as frequências mais altas as componentes do campo elétrico apresentam menor influência da parte interna do corpo 2-D do que da parte externa. Já para frequências mais baixas este comportamento se observa com as componentes do campo magnético.

Com relação à frequência, vimos os efeitos do "skin-depth", principalmente nas respostas magnéticas. Além disso, quando a estrutura 2-D está paralela ao eletrojato, o campo elétrico é insensível à estrutura interna do modelo para todos os valores de frequência utilizados.

Com respeito ao ângulo θ_h entre a heterogeneidade e a fonte, vimos que o modo TM se manifesta naturalmente quando θ_h é diferente de 0° . Neste caso, o modo TE é composto por uma parte devido à componente da fonte paralela à heterogeneidade e a outra devido à componente da fonte perpendicular, que é acoplada ao modo TM. Assim, os campos calculados têm relação direta com o valor de θ_h .

Analizando a influência do ângulo entre a direção do perfil dos campos e o *strike* da heterogeneidade verificamos que, à medida que θ_h se aproxima de 90° , os campos primários tornam-se variáveis para valores de θ_p diferentes de 90° . Estas variações causam uma assimetria na anomalia e dão uma idéia da inclinação da direção do perfil em relação aos corpos.

Finalmente, concluímos que uma das influências que a distância entre o centro do EEJ e o centro da estrutura 2-D, causa sobre as componentes dos campos está relacionado às correntes reversas do EEJ e CEJ, pois a 500 km do centro da fonte estas correntes têm máxima intensidade. No entanto, com o aumento da distância, as anomalias diminuem de intensidade.

Nas sondagens MT, nós também usamos o EEJ e o CEJ como fonte primária e comparamos nossos resultados com a resposta da onda plana. Deste modo observamos que as componentes do campo geoeletromagnético, usadas para calcular a impedância, têm influência do fator de acoplamento entre os modos TE_2 e TM. Além disso, esta influência se torna maior em meios resistivos e nas frequências mais baixas. No entanto, o fator de acoplamento não afeta os dados magnetotélúricos em frequências maiores de 10^{-2} Hz. Para frequências da ordem de 10^{-4} Hz os dados MT apresentam duas fontes de perturbação: a primeira e mais evidente é devido à presença fonte 2-D (EEJ e CEJ), que viola a hipótese da onda plana no método MT; e a segunda é causada pelo acoplamento entre os modos TE_2 e TM, pois quando a estrutura bidimensional está oblíqua à fonte 2-D temos correntes elétricas adicionais ao longo da heterogeneidade.

Concluimos assim, que o *strike* de uma grande estrutura condutiva bidimensional relativamente à direção do EEJ ou CEJ tem de fato influência sobre o campo geomagnético. Por outro lado, para estudos magnetotélúricos rasos (frequências maiores de 10^{-3} Hz) o efeito do

ângulo entre a estrutura geológica 2-D e a direção do EEJ não é tão importante. Contudo, em estudos de litosfera (frequências menores de 10^{-3} Hz) o acoplamento entre os modos TE_2 e TM não pode ser ignorado.

ABSTRACT

The Earth acts as a large magnet, whose field resembles one that is generated by a magnetic dipole. This field presents intensity changes that vary with observation location and the local time. The main part of the geomagnetic field is created within the Earth by electromagnetic processes. Extensive studies showed that there are also contributions from outside the Earth, mainly from solar origin. Among these outside sources there are anomalies of the magnetic field that arise from an diurnal increase of the electric current in a narrow strip located in the ionosphere, with east-west direction, centered above the magnetic equator and denominated Equatorial Electrojet (EEJ). Occasionally these currents present flow reversions, therefore denominated Counter-Electrojet (CEJ).

Several authors have been studying the effects of the EEJ on the geomagnetic observations. They are interested in the combined effect of the equatorial electrojet and the 1-D e 2-D conductive geological structure underneath. In these works the 2-D structure is always considered parallel to the electrojet, which is a quite restrictive hypotheses in view to realistic geological situation, in that two-dimensional structures can have any direction in relation to the electrojet. We present in this work the solution of this problem without this restriction. Thus, here we present the geomagnetic fields due to a two-dimensional structure that possess oblique strike in relation to Equatorial Electrojet, through profiles of the electric and magnetic fields, calculated on the surface and forming arbitrary direction to the 2-D conductive heterogeneity. Further, we also evaluate the influence of an arbitrarily oriented two-dimensional structure would cause on the Magnetotelluric data, under the Equatorial Electrojet.

In the development of this work, we applied the method of finite elements with the EEJ and CEJ as electromagnetic source, that was represented by a sum of gaussians distributions of current density. This source was decomposed in the parallel and the perpendicular directions to the 2-D structure, resulting in the mode TE_1 and the coupled mode TE_2 and TM, respectively. We solved the coupled mode applying a Fourier Transform in the Maxwell equations and one Inverse Fourier Transform in the transformed-domain solution.

According to the numerical experiments on a interpretative model of Parnaíba Basin Conductivity Anomaly, formed by a large 3000 ohm-m body inside a very conductive (1 ohm-m) external structure, we conclude that the presence of the CEJ causes an inversion in the anomaly. We also conclude that at high frequencies the components of the electric

field present smaller influence of the internal part of the 2-D body than the external part. Otherwise, we observed this behavior in the magnetic field at low frequencies.

Varying the frequencies, we saw the effects of the "skin-depth" mainly in the magnetic field. Besides, there are situations where electric field is insensitive to the internal structure of the model for all values of the frequency used.

With regard to the angle θ_h between the strike of the conductive heterogeneity and the EEJ direction, we observe the TM mode naturally when θ_h is different from 0° . In this case, the TE mode is composed of two components, one decomposition of the EEJ parallel to the heterogeneity and the other perpendicular to it. As consequence, the $\mathbf{E}$ and $\mathbf{B}$ fields have all their three components.

When we analyzed the influence of the angle between the direction of the profile of fields and the strike of the 2-D heterogeneity, we conclude that its variation causes an asymmetry on the anomalies, which give an idea about the profile's direction.

Finally, we conclude that one of the influences that the distance between the center of the electrojet and center of the 2-D structure causes on the fields is related to the reverse currents, because at 500 km from the EEJ's center, these currents have their maximum intensity.

In the MT soundings, we also used the EEJ and CEJ as primary source and we compared our results with the plane wave response. We noted that the components of the geomagnetic field, used to evaluate the impedance, have an influence from the coupling factor between the TE₂ and TM modes. Moreover, this influence become greater with decreasing of the frequency and for resistive host. However, the coupling factor do not affects the MT response at frequencies higher than 10^{-2} Hz. For lower frequencies, about 10^{-4} Hz, we detect two kinds of perturbations on the MT data with respect to the plane-wave one: the first is due the presence of the 2-D electromagnetic source (EEJ and CEJ) as primary field, which violates the plane wave hypothesis; and the second is caused by the coupled TE and TM modes because additional electric currents arise in the heterogeneity's direction when it is oblique to EEJ. These effects increase with the resistivity of the environment.

In conclusion, the strike of a large conductive 2-D structure relative to the direction of the EEJ or CEJ do have influence on the geomagnetic field. On the other hand, for shallow magnetotelluric studies (frequencies higher than 10^{-3} Hz) the effect of angle between the strike of the 2-D geological structure and the direction of the EEJ is not so important. However, for lithospheric studies (frequencies lower than 10^{-3} Hz) the coupling between the two modes can not be ignored.

1 - INTRODUÇÃO

1.1 - MOTIVAÇÃO

O planeta Terra atua como um grande magneto esférico, com o seu campo magnético assemelhando-se àquele gerado por um dipolo magnético localizado no centro do planeta. Este campo apresenta mudanças de intensidade que variam com a localização da medida e a hora local. Além disso, o valor medido em qualquer ponto é uma combinação de campos originados por diversas fontes, internas e externas ao planeta. Dentre as fontes internas destacamos o movimento de fluidos condutores no núcleo da Terra, que representa cerca de 90 % do campo total, e rochas magnetizadas na crosta terrestre, que também criam pequenas variações espaciais no campo geomagnético. Em relação às fontes externas, citamos campos magnéticos externos variáveis e campos gerados por correntes elétricas fluindo na ionosfera e magnetosfera.

Devido à sua natureza, o campo magnético da Terra apresenta variações temporais desde a escala de milissegundos até milhares de anos. Estas variações têm despertado a atenção dos pesquisadores que tentaram formular teorias para o seu mecanismo de formação, e dentre elas uma das mais intrigantes é a variação regular diária do campo magnético, reportada pela primeira vez por Graham, em 1724. Mais de um século depois, Stewart concluiu que estas oscilações diárias eram devidas a movimentos termicamente forçados do ar condutor através do campo magnético na atmosfera superior, semelhante a ação de um dínamo. Schuster em 1889 provou que as correntes responsáveis pelas variações consistiam principalmente de uma parte externa (na atmosfera superior) e outra menor, de origem interna, induzidas na crosta. A partir de então o desenvolvimento da teoria do dínamo atmosférico seguiu seu desenvolvimento natural, incorporando o conhecimento sobre as condutividades ionosféricas e a teoria das marés atmosféricas. Além disso, na primeira metade do século XX um grande número de observatórios magnéticos foram instalados ao redor do planeta. Em particular, no observatório Huancayo, no Peru, foram observadas variações diurnas anormalmente grandes do campo magnético, se comparadas com aquelas feitas em latitudes médias. Após extensivos estudos destas medidas, Egedal concluiu que as anomalias se originavam de um aumento da corrente atmosférica em uma estreita faixa de aproximadamente 600 km, de direção leste-oeste, centrada no equador magnético, de duração diurna e posteriormente denominada Eletrojato Equatorial (EEJ). Além disso, verificou-se que o Eletrojato Equatorial apresentava ocasionalmente direção reversa durante algumas horas do dia, e a este fenômeno

deu-se o nome de Contra-Eletrojato Equatorial (CEJ) (Onwumechilli, 1967; Forbes, 1981; Campbell, 1989).

Hoje sabemos que além do Eletrojato Equatorial, existem outros fenômenos de origem na alta atmosfera, tais como o Eletrojato Auroral, a Anomalia Geomagnética Sul-americana, as Bolhas Ionosféricas, a Anomalia Appleton. Assim a atmosfera superior terrestre é o ambiente propício para o estudo de fenômenos da ciência básica, como a física do plasma, em situações impossíveis de serem reproduzidas fisicamente em laboratório. Do ponto de vista tecnológico, o estudo de tais fenômenos, como o Eletrojato Equatorial, é importante pois nele se origina o sistema de forças elétricas que regem a distribuição de plasma ionosférico em baixas latitudes, influenciando nas características da radiopropagação atmosférica. Além disso, com a descoberta do Eletrojato Equatorial, verificou-se que os campo magnéticos originados na alta atmosfera não poderiam ter sua propagação explicada na forma de ondas planas. Este fato ocasionou maior estudo do fenômeno, uma vez que a hipótese da onda plana é a principal premissa no Método Magnetotelúrico (MT), proposto por Tikhonov (1950) e Cagniard (1953). O método MT é um dos principais métodos geofísicos empregados na determinação da distribuição de condutividade na subsuperfície e tem sido utilizado com sucesso nas regiões de médias latitudes, onde foi desenvolvido. Assim, o emprego de modelagem analítica e numérica para o Eletrojato Equatorial foi feito junto com estudos da validade do método MT na região equatorial.

O Brasil, por causa de sua localização geográfica, é o único país que oferece condições de monitoramento em solo do EEJ, através de uma cadeia de disposição meridional de magnetômetros, ao norte e ao sul do equador magnético, estimulando assim o estudo do EEJ em solo brasileiro. Estes estudos permitiram o conhecimento do fenômeno no setor sul-americano e deste modo pôde-se avaliar a sua influência sobre levantamentos geofísicos, tais como dados MT e aeromagnéticos (Hesse, 1982; Padilha *et al.*, 1997; Padilha, 1999; Rigoti *et al.*, 1999; Rigoti *et al.*, 2000).

Uma vez que os estudos experimentais estão sujeitos à natureza variável das correntes ionosféricas, além de fatores externos como tempestades solares, o desenvolvimento de modelos teóricos realistas para a simulação do EEJ, através de experimentos numéricos controlados, representa uma ferramenta importante para a compreensão do fenômeno. Estes modelos podem inclusive ser utilizados na inversão geofísica, após serem validados pelos resultados experimentais. Ademais, a modelagem numérica permite que se reproduza ambientes geológicos complexos, com contrastes laterais de condutividade elétrica, que na presença do EEJ geram campos elétricos e magnéticos adicionais, perturbando assim o campo natural. Conforme

veremos adiante, reconhecer estas variações locais do campo geoeletromagnético devidas a heterogeneidades bidimensionais de condutividade, obliquas em relação à direção do EEJ, é tão importante quanto reconhecer as variações produzidas pelo próprio EEJ, sendo por isso um dos objetivos deste trabalho.

1.2 - ANÁLISE DOS TRABALHOS ANTERIORES

Nesta tese estamos interessados tanto nos trabalhos dos autores que utilizaram a modelagem numérica para simular os efeitos do Eletrojato Equatorial quanto nos trabalhos experimentais que propiciaram embasamento para a validação dos modelos.

Dentre a vasta literatura voltada para a simulação do EEJ, podemos citar Hermance e Peltier (1970), que propuseram um eletrojato do tipo linha infinita de corrente na direção leste-oeste, localizada a 110 km acima da superfície terrestre, para representar um eletrojato concentrado. Ao investigar modelos de duas camadas, representando meios continentais e áreas tectonicamente ativas, indicaram a validade da hipótese de Cagniard da onda plana para o último caso.

Peltier e Hermance (1971) propuseram um modelo de EEJ com densidade de corrente seguindo uma distribuição gaussiana planar. Deste trabalho concluíram que o efeito da fonte cresce com a resistividade da subsuperfície e que para um dado substrato o efeito da fonte aumenta com o período em uma dada localização, porém decresce com a distância ao centro do eletrojato.

Hibbs e Jones (1973a,b) generalizaram o método de Hermance e Peltier (1970) para incluir o efeito de fontes simétricas, assim como o de assimétricas. Com a técnica de diferenças finitas, estes autores simularam um meio contendo heterogeneidades laterais e mostraram que para períodos maiores que 10^{-2} s a configuração da fonte influencia consideravelmente os valores de resistividade aparente do método MT.

Mota e Rijo (1991) utilizaram o método de elementos finitos para obter a resposta magnetotélúrica para a situação em que o *strike* de uma estrutura 2-D é paralelo ou perpendicular ao EEJ, avaliando o modo TE e o modo TM, e verificaram que a resposta é maior quando a fonte é paralela à estrutura. Além disso, mostraram que os efeitos do EEJ são mais significativos nas frequências inferiores a 10^{-2} Hz e em meios com embasamento resistivo e profundo.

Rijo (1991) utilizou tanto a superposição de funções gaussianas para simular as ondulações do EEJ quanto a interpolação do modelo matemático do eletrojato ondulante por funções

lineares. Com base nos experimentos analisados, o autor verificou que as ondulações intensificam os efeitos das respostas MT, evidenciando a influência da fonte não apenas em relação à sua variação espacial, mas também em relação à sua polarização.

Carrasquilla (1993) modelou a resposta MT de estruturas tridimensionais na presença do EEJ utilizando o método de equações integrais, seguindo a abordagem de Rijo (1991). Neste trabalho verificou-se sobretudo a influência da geometria das estruturas 3-D e que apesar dos valores obtidos para as respostas MT serem bastante distantes das respostas 2-D, o aumento da dimensão principal faz a resistividade aparente tender para a resposta bidimensional. Em vista disso, Pontes (1995) fez uma comparação entre as respostas de Mota e Rijo (1991) e Carrasquilla (1993). Nela o autor verificou que um aumento de 16 vezes na direção principal de uma estrutura 3-D causa uma resposta similar à uma estrutura bidimensional com o modo TE e com um aumento de cerca de 26 vezes, o resultado 3-D é similar ao da resposta TM 2-D.

Silva e Rijo (2001) compararam a resposta geomagnética de onda plana na presença de estruturas 2-D com a resposta do EEJ paralelo, modelado como linha infinita de corrente e como distribuição gaussiana planar de densidade de corrente, e verificaram que nas frequências maiores que 10^{-2} Hz não há discrepância entre a resposta da onda plana com a resposta do EEJ. Já para frequências maiores de 10^{-4} Hz não é possível delinear as heterogeneidades, o que mostrou forte influência da geometria da fonte.

Finalmente Silva e Rijo (2003) utilizaram técnica de elementos finitos para obter a resposta geomagnética de uma estrutura bidimensional perpendicular ao Eletrojato Equatorial, modelado tanto como linha infinita de corrente quanto distribuição gaussiana, apresentando a solução completa do problema, com os modos TE e TM acoplados.

Dentre os trabalhos experimentais que avaliaram a influência das correntes ionosféricas nos levantamentos geofísicos, destacamos Padilha *et al.* (1997) que realizaram levantamentos magnetotélúricos no noroeste do Brasil, através de oito estações distribuídas obliquamente ao equador magnético. Neste trabalho, foi feita uma comparação entre os levantamentos diurnos, na presença do EEJ, e noturnos, em que há apenas ondas planas, a fim de verificar divergências devidas ao EEJ. Como resultado, concluiu-se que as distorções teóricas previstas são sobrestimadas e que a teoria magnetotélúrica clássica é correta para a faixa de 0,001-2000 segundos, comumente utilizada em estudos litosféricos.

Contudo, Vassal *et al.* (1998) analisaram o campo eletromagnético terrestre observado em dez estações no oeste da África (Costa do Marfim e Mali) e confirmaram a existência

de um efeito diurno relacionado ao EEJ nos dados MT. Este resultado foi corroborado por simulações numéricas que mostraram o efeito da fonte para frequências inferiores a 10^{-2} Hz. Assim, segundo este trabalho, a abordagem de Tikhonov-Cagniard só é válida para dados noturnos, limitando o intervalo de frequências que podem ser usados nas sondagens MT. Deve ser salientado, no entanto, que estes resultados foram obtidos em uma região do cráton africano que prevê (inclusive na modelagem numérica) uma subsuperfície altamente resistiva, da ordem de 1000-10.000 $\Omega.m$ e neste caso, segundo Peltier e Hermance (1971), os efeitos do EEJ são realçados.

1.3 - OBJETIVOS

Na seção anterior vimos que na modelagem numérica os autores sempre utilizaram as heterogeneidades 2-D ora paralelas ora perpendiculares ao EEJ, além disso os perfis de observação apresentados eram sempre perpendiculares às heterogeneidades. Portanto esta situação é bastante restritiva ao se modelar ambientes geológicos mais realistas, em que a estrutura bidimensional pode ter qualquer direção em relação ao EEJ e o perfil de observação do campo geomagnético pode ter qualquer direção em relação à estrutura. Por exemplo, o *strike* da estrutura geológica 2-D pode ter 60° em relação à direção E-W do EEJ e a direção do perfil de observação pode ser de 45° em relação à estrutura bidimensional.

Em vista disso, o objetivo desta tese é obter a solução completa do problema mais geral, isto é, obter os campos geoeletromagnéticos devidos a estruturas bidimensionais que possuem *strike* oblíquo em relação ao Eletrojato Equatorial, através de perfis dos campos elétrico e magnéticos calculados na superfície e formando direção arbitrária à heterogeneidade. Com esta resposta podemos avaliar qual a influência que estruturas bidimensionais exercem sobre o campo geoeletromagnético terrestre quando estão na presença do Eletrojato Equatorial.

Além disso, analisamos até que ponto é válida a solução proposta por Mota e Rijo (1991), que calcularam o modo TM desacoplado usando a componente do campo magnético paralela à estrutura 2-D como fonte eletromagnética, na situação em que a heterogeneidade se encontra perpendicular ao EEJ.

Esta tese é apresentada em seis capítulos, assim distribuídos:

Capítulo 1 - Neste capítulo apresentamos a motivação do problema tanto do ponto de vista da geofísica espacial quanto da geofísica aplicada. Em seguida apresentamos um breve histórico dos trabalhos mais relevantes para a modelagem numérica do Eletrojato Equatorial e encerramos o capítulo com a apresentação dos objetivos da tese.

Capítulo 2 - Iniciamos este capítulo com uma visão geral sobre o campo magnético da Terra para em seguida mostrarmos a ionosfera e um de seus fenômenos equatoriais: o eletrojato. Terminamos o capítulo com os trabalhos sobre a morfologia do eletrojato na região brasileira.

Capítulo 3 - Este capítulo trata da modelagem numérica de estruturas bidimensionais utilizando o método de elementos finitos. As equações para os modos TE paralelo e TM e TE perpendicular acoplados são mostradas, assim como as equações semi-analíticas para o Eletrojato Equatorial modelado como uma superposição de distribuições gaussianas de densidade de corrente.

Capítulo 4 - Neste capítulo temos os resultados obtidos nos experimentos numéricos e uma breve análise dos padrões das respostas.

Capítulo 5 - Analisamos agora a influência da solução obtida sobre o Método Magnetotelúrico através dos perfis de resistividade aparente e fase, juntamente com a comparação de nossas respostas com aquelas obtidas através do modo TM desacoplado.

Capítulo 6 - O último capítulo trata das conclusões e recomendações para trabalhos posteriores nesta linha de pesquisa.

2 - O CAMPO MAGNÉTICO E O ELETROJATO EQUATORIAL

2.1 - O CAMPO MAGNÉTICO TERRESTRE

O campo geomagnético medido em qualquer ponto da superfície terrestre é uma combinação de diversos campos gerados por várias fontes, tais como rochas magnetizadas da crosta, partículas ionizadas na atmosfera, corrente elétrica fluindo na crosta terrestre induzidas por campos externos variáveis, efeitos de correntes oceânicas. Estes campos superpõem-se e interagem entre si através de processos indutivos, pois todos variam com o tempo desde a escala de milissegundos (micropulsações) até milhões de anos (reversão magnética). No entanto, mais de 90% do campo medido é de origem interna, criado no núcleo externo do planeta. Esta porção do campo é chamada Campo Principal e varia lentamente no tempo e pode ser descrito por modelos matemáticos tais como o Modelo Magnético Mundial (WMM) e o Campo Geomagnético Internacional de Referência (IGRF), adotado pela Associação Internacional de Geomagnetismo e Aeronomia (IAGA). Contudo, a cada cinco anos novos modelos são adotados, levando em consideração as variações ocorridas neste período.

Para se medir o magnetismo terrestre uma determinada localização, deve-se medir a direção e a intensidade do campo, que são descritos por sete parâmetros: declinação (D), inclinação (I), intensidade horizontal (H), componentes norte (X) e leste (Y) da intensidade horizontal, intensidade vertical (Z) e intensidade total (F). Nas Figuras 2.1 e 2.2 temos os parâmetros que dão a direção do campo magnético: declinação e inclinação. Ambas medidas são expressas em graus. A intensidade do campo total é descrita pela componente horizontal, componentes norte e leste além da componente vertical. Elas podem ser medidas em Oersted mas usualmente são reportadas em nT ($1 \text{ nT} \times 100.000 = 1 \text{ Oersted}$). Nas Figuras 2.3 a 2.7 temos as componentes Y, X, H, Z e F para o campo magnético terrestre. Estes valores do campo geomagnético foram obtidos do WMM/2000, disponível no endereço eletrônico do United States Geological Survey (<http://geomag.usgs.gov>).

O Campo Principal cria uma cavidade no espaço interplanetário chamada magnetosfera. Nesta região grande parte das partículas do vento solar são defletidas em torno da Terra enquanto as linhas do campo geomagnético direcionam o movimento de partículas carregadas para dentro da magnetosfera. Estas partículas formam um sistema de correntes que causam variações na intensidade do campo magnético terrestre. Estas correntes externas na atmosfera superior ionizada e magnetosfera variam em uma escala de tempo bem menor que a do Campo Principal a chegam a ter intensidade de cerca de 10% do campo interno.

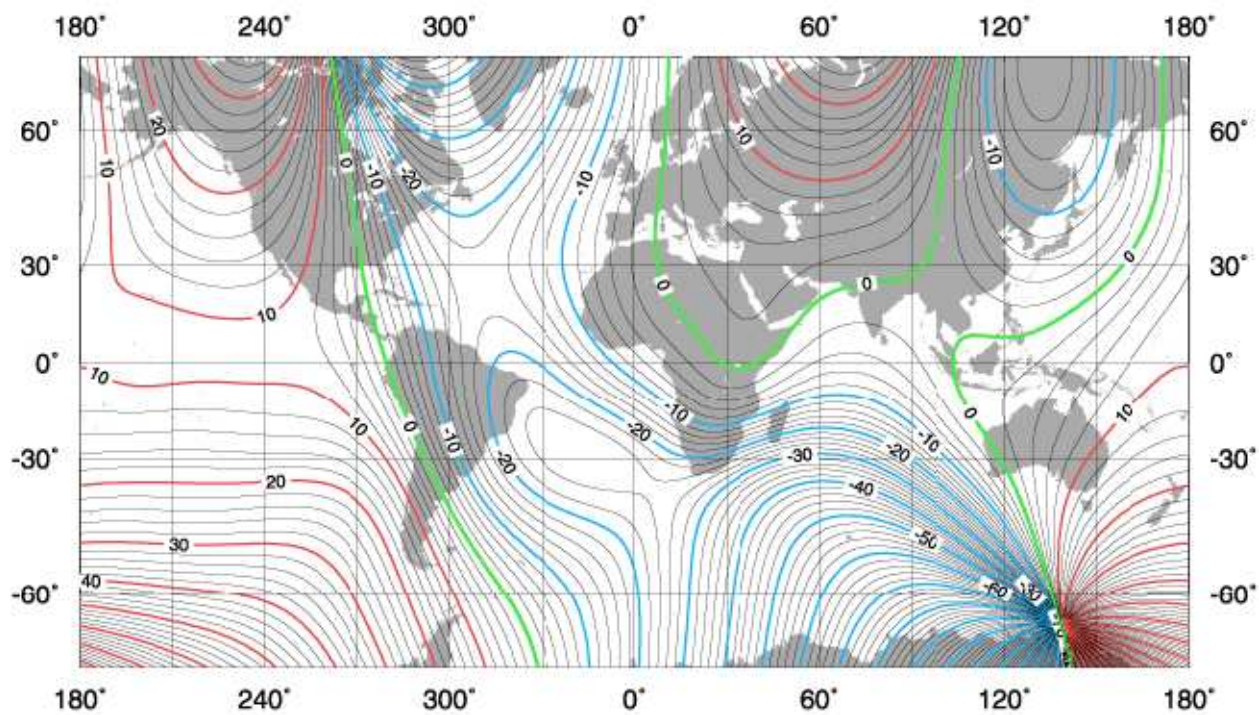


Figura 2.1: Campo magnético principal: declinação (**D**) em graus.

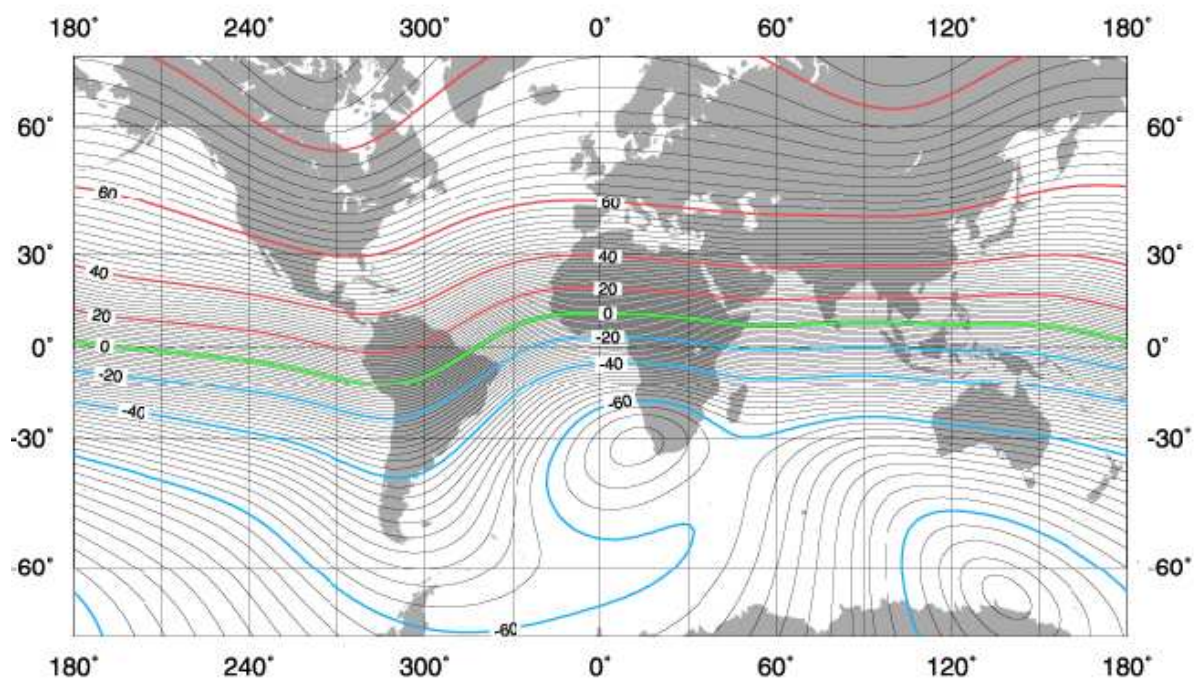


Figura 2.2: Campo magnético principal: inclinação (**I**) em graus.

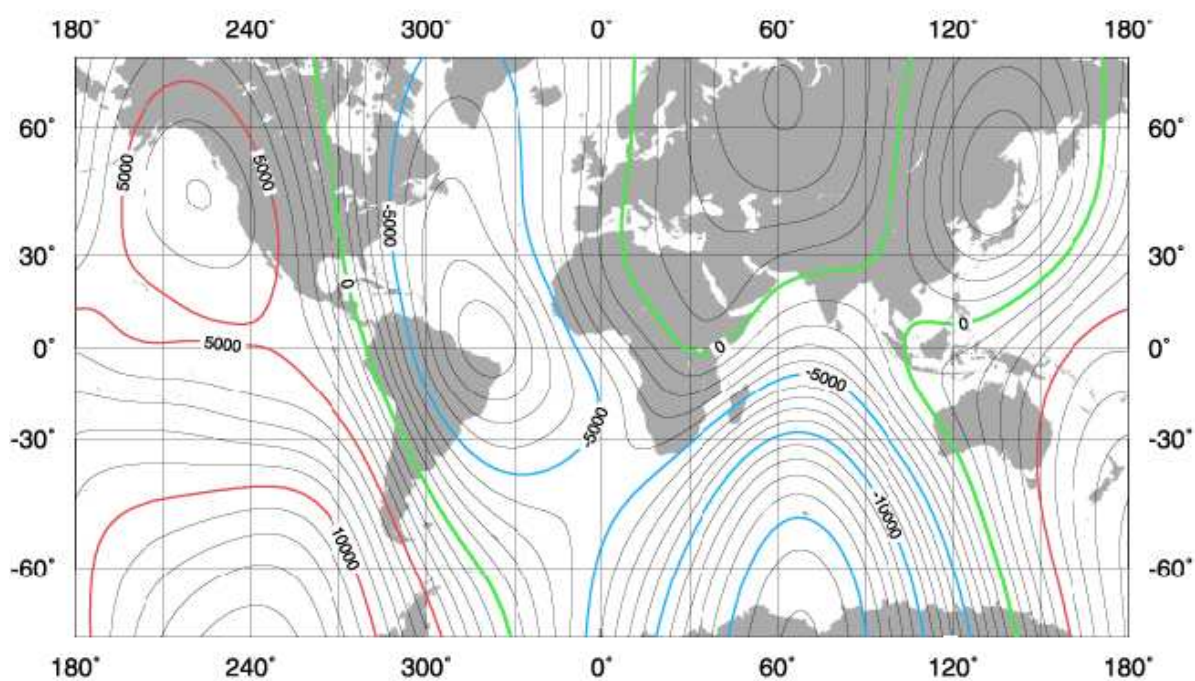


Figura 2.3: Campo magnético principal: componente leste ($\mathbf{Y}$) em nT.

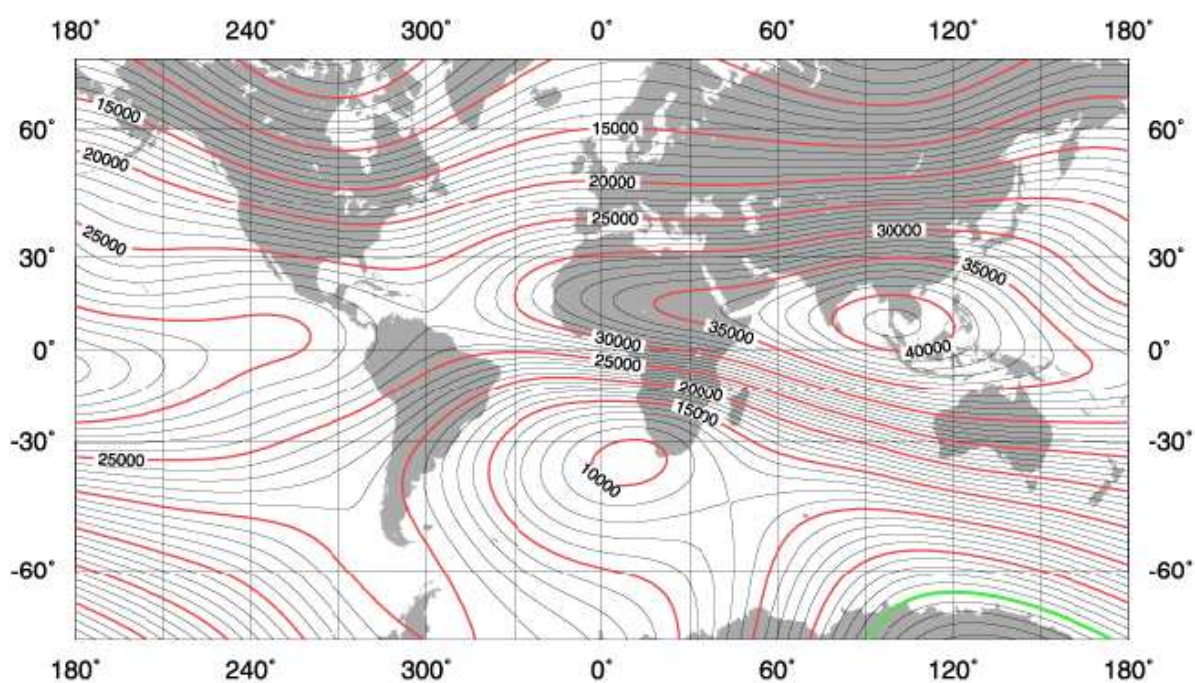


Figura 2.4: Campo magnético principal: componente norte ($\mathbf{X}$) em nT.

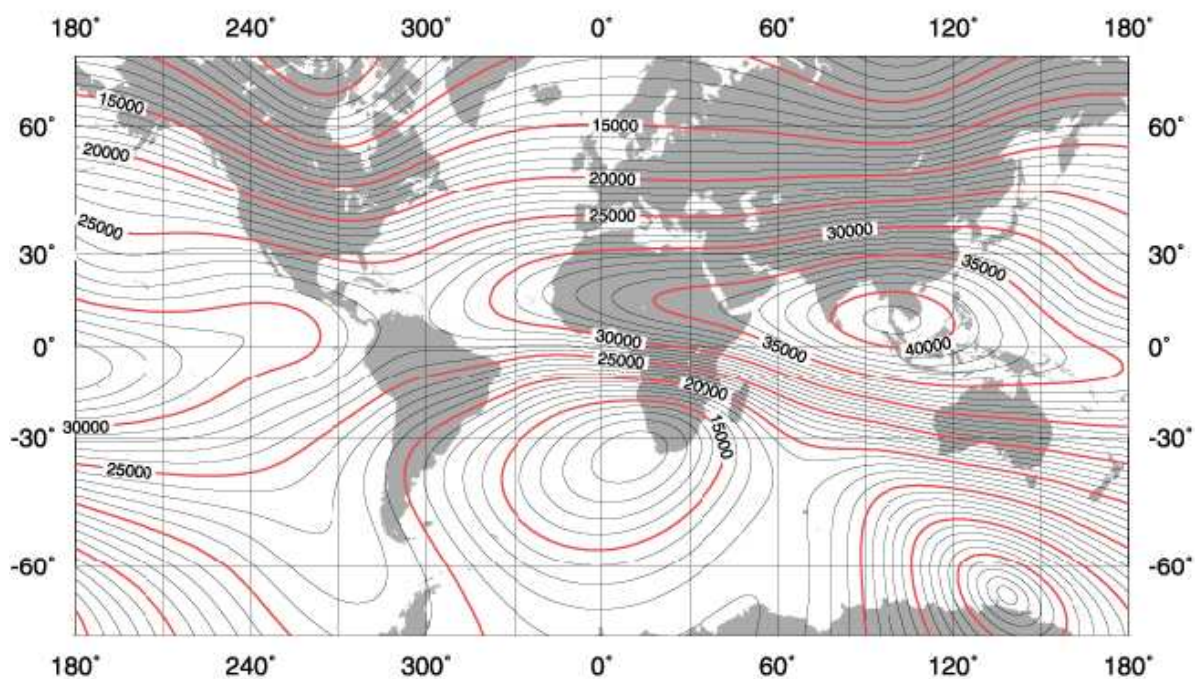


Figura 2.5: Campo magnético principal: componente horizontal ($\mathbf{H}$) em nT.

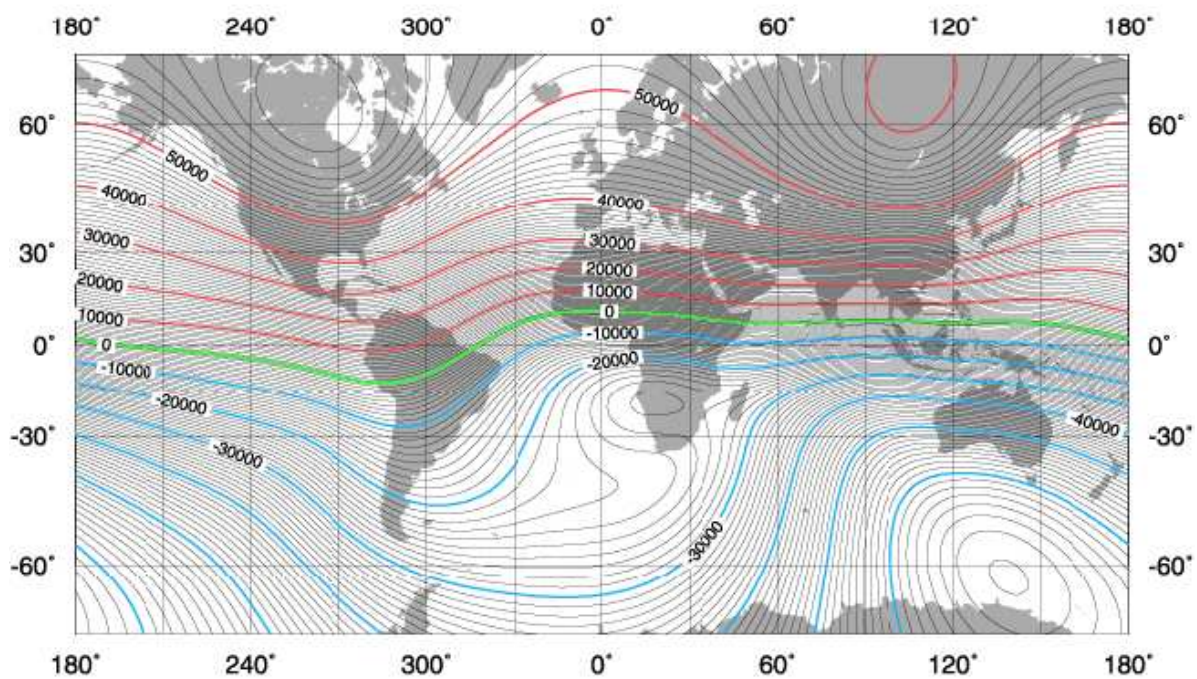


Figura 2.6: Campo magnético principal: componente vertical ($\mathbf{Z}$) em nT.

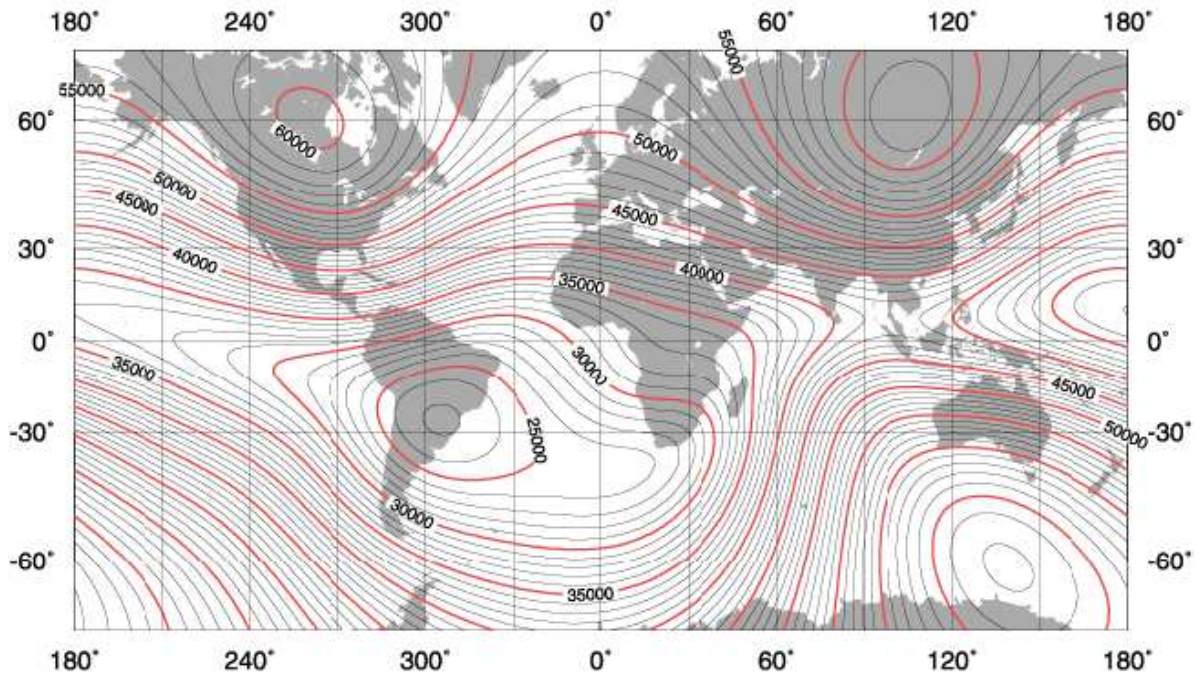


Figura 2.7: Campo magnético principal: intensidade total (F) em nT.

2.2 - A IONOSFERA

A parte ionizada da atmosfera superior terrestre é a ionosfera. Dois processos diferentes estão envolvidos em sua criação: a fotoionização, devido principalmente à radiação solar ultravioleta extrema (EUV) e aos raios-x, e a ionização por impacto de partículas carregadas, incluindo as partículas solares e raios cósmicos. Durante o dia e em latitudes sub-aurorais, a fotoionização é o processo dominante, enquanto que nas altas latitudes e à noite a ionização por impacto de elétrons aurorais desempenham importante papel na produção de plasma ionosférico (Raghavarao *et al.*, 1988).

Nas baixas latitudes a ionosfera ocupa aproximadamente a mesma altitude que a mesosfera e termosfera, entre 60 e 800 km, e é verticalmente estruturada em três camadas ou regiões que diferem entre si na composição, pressão, densidade, fonte de ionização, grau de variabilidade química e dinâmica: a região D, situada aproximadamente entre 60 e 90 km; a região E, entre 90 e 150 km e a região F, localizada entre 150 e 800 km. Os íons dominantes na região D e E são o NO^+ e o O_2^+ , ao passo que na região F predominam os íons O^+ .

Na região equatorial, entre as latitudes geográficas 20°N e 20°S , a ionosfera é de particular interesse por apresentar uma forte interação de partículas carregadas com o campo

magnético. Especialmente durante o dia, ventos termosféricos neutros movem o plasma condutor da ionosfera através do campo geomagnético, em uma ação comparável à de um *dínamo atmosférico* que gera o sistema de correntes Sq e o Eletrojato Equatorial (EEJ) (Onwumechilli, 1967), entre outros fenômenos.

As medições diárias (magnetogramas) das componentes ortogonais magnéticas, feitas em observatórios e estações, mostram traços bastante suaves que indicam padrões diários em relação à Hora Local. Estas ocasiões são denominadas de *períodos geomagneticamente calmos* e o padrão é denominado *variação solar diária calma* e representada por Sq (Matsushita, 1967). Na região polar, um aumento na ionização da camada E, além de campos elétricos locais associados à processos magnetosféricos, superpõem-se ao *dínamo atmosférico* local. Fora da região polar, as principais forças surgem do processo de *dínamo* na camada E. Nesta região, os elétrons são praticamente livres de colisões, ao contrário dos íons positivos, que são fortemente sujeitos a colisões com a atmosfera neutra. Como resultado, a corrente eletrônica não pode ser neutralizada por uma corrente oposta de íons positivos, originando assim o sistema Sq (Campbell, 1989).

Contudo, apesar de serem fenômenos extensamente estudados, a relação entre o EEJ e o sistema Sq ainda é um assunto controverso. Enquanto alguns pesquisadores acreditam que o eletrojato constitui um sistema de corrente distinto e separado do sistema Sq, baseados sobretudo na concordância entre modelos teóricos e empíricos com as observações, outros o vêem como um aumento das correntes do sistema Sq na região do equador magnético, com suas variações relacionadas à mudanças às altas altitudes (Stening, 1995).

2.3 - O ELETROJATO EQUATORIAL

Em 1922 o Departamento de Magnetismo Terrestre, do Instituto Carnegie de Washington, instalou um observatório geomagnético, em Huancayo, Peru, cujos magnetogramas revelaram que o intervalo de variação diária da componente horizontal (ΔH) medida naquela estação próxima ao equador magnético era maior por um fator de 2,5 se comparada com as medições feitas em outras estações equatoriais, mas distantes vários graus do equador magnético. Esta característica foi atribuída à existência de uma corrente elétrica diurna intensa, distribuída em uma faixa de aproximadamente 600 km, centrada no equador magnético e fluindo na direção leste-oeste à altura de 90-130 km, denominada Eletrojato Equatorial (Reddy, 1989). A forma abreviada EEJ para "Equatorial Electrojet" será utilizada nesta tese devido ao seu amplo uso na comunidade científica internacional. A explicação deste fenômeno foi proposta com base no

modelo eletrodinâmico de uma ionosfera estratificada de condutividade anisotrópica, imersa em um campo magnético horizontal (Raghavarao *et al.*, 1988). Como ilustração, vemos nas Figuras 2.8 e 2.9 as densidades de corrente medidas em Huancayo, Peru, e Thumba, Índia, que estão na zona equatorial, no ano de 1965.

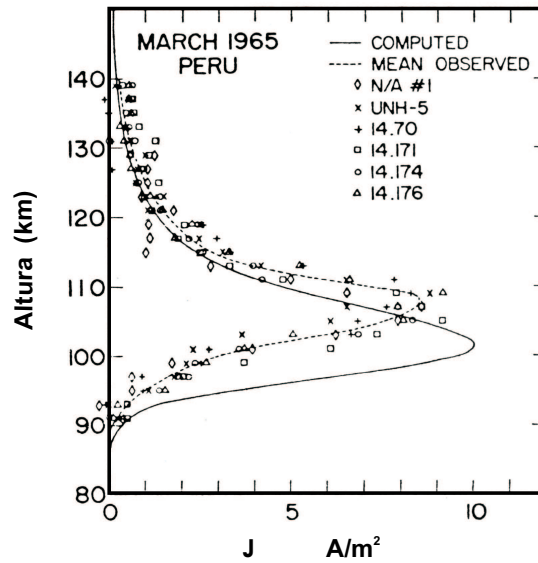


Figura 2.8: Densidade de corrente em Huancayo, Peru. (Pontos: observações. Linha tracejada: média observada. Linha cheia: modelo teórico) (Adaptado de Reddy, 1989).

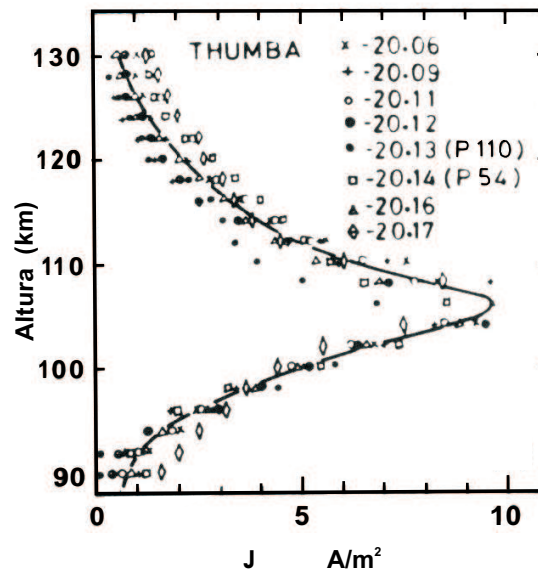


Figura 2.9: Densidade de corrente em Thumba, Índia. (Pontos: observações. Linha cheia: média observada) (Adaptado de Reddy, 1989).

Além do Eletrojato Equatorial, o monitoramento contínuo feito pelos observatórios revelou que em determinados dias, a variação ΔH da componente horizontal magnética apresentava valores negativos. Como estes eventos eram aparentemente associados a reversões das correntes leste-oeste do eletrojato, o fenômeno passou a ser chamado Contra-eletrojato (CEJ) e pode ocorrer tanto no período matutino (0700 LT) quanto vespertino (1600 LT) e muito raramente em torno do meio-dia, em cerca de 1% das observações. Nestas circunstâncias verificou-se que estava associado à perturbações do campo magnético terrestre (Rastogi, 1999).

Por causa da sua complexidade, que inclui natureza variável, e pela dificuldade de explicação de seu mecanismo, o CEJ tem despertado a atenção de muitos pesquisadores, sem ainda ter sido completamente compreendido. O seu estudo limita-se principalmente à sua observação. No entanto, sabe-se que efeitos de campos magnéticos aurorais e interplanetários, além de marés atmosféricas e fases da lua, são responsáveis por sua formação (Marriot *et al.*, 1979; Ezema *et al.*, 1996; Sizova, 2002; Arora & Bhardwaj, 2003). Na Figura 2.10 temos as medidas das variações diárias da componente H do campo geomagnético no Setor Indiano para os dias 29 de janeiro e 3 fevereiro de 1987. Nela vemos claramente a rara ocorrência do CEJ ao meio-dia do dia 29, da estação ANN à TRD (ver mapa).

2.3.1 - A física do Eletrojato Equatorial

Um modelo detalhado do Eletrojato Equatorial depende de inúmeros fatores complexos que inclui ventos neutros, marés atmosféricas, geometria do campo magnético, distribuição e composição do plasma, entre outros fatores. Contudo alguns modelos teóricos têm sido aplicados com sucesso e se apóiam na eletrodinâmica básica aplicada à ionosfera estratificada com condutividade anisotrópica, imersa em um campo magnético horizontal (Forbes, 1981).

Assim, as equações que governam a eletrodinâmica da ionosfera são naturalmente as equações de Maxwell:

$$\nabla \cdot D = \rho_f, \quad (2.1)$$

$$\nabla \times H + \frac{\partial D}{\partial t} = J_f, \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot B = 0, \quad (2.3)$$

$$\nabla \times E + \frac{\partial B}{\partial t} = 0, \quad (2.4)$$

em que E, H, B, D, J_f e ρ_f são respectivamente intensidade de campo elétrico, intensidade de campo magnético, densidade de fluxo magnético, densidade de fluxo elétrico, densidade

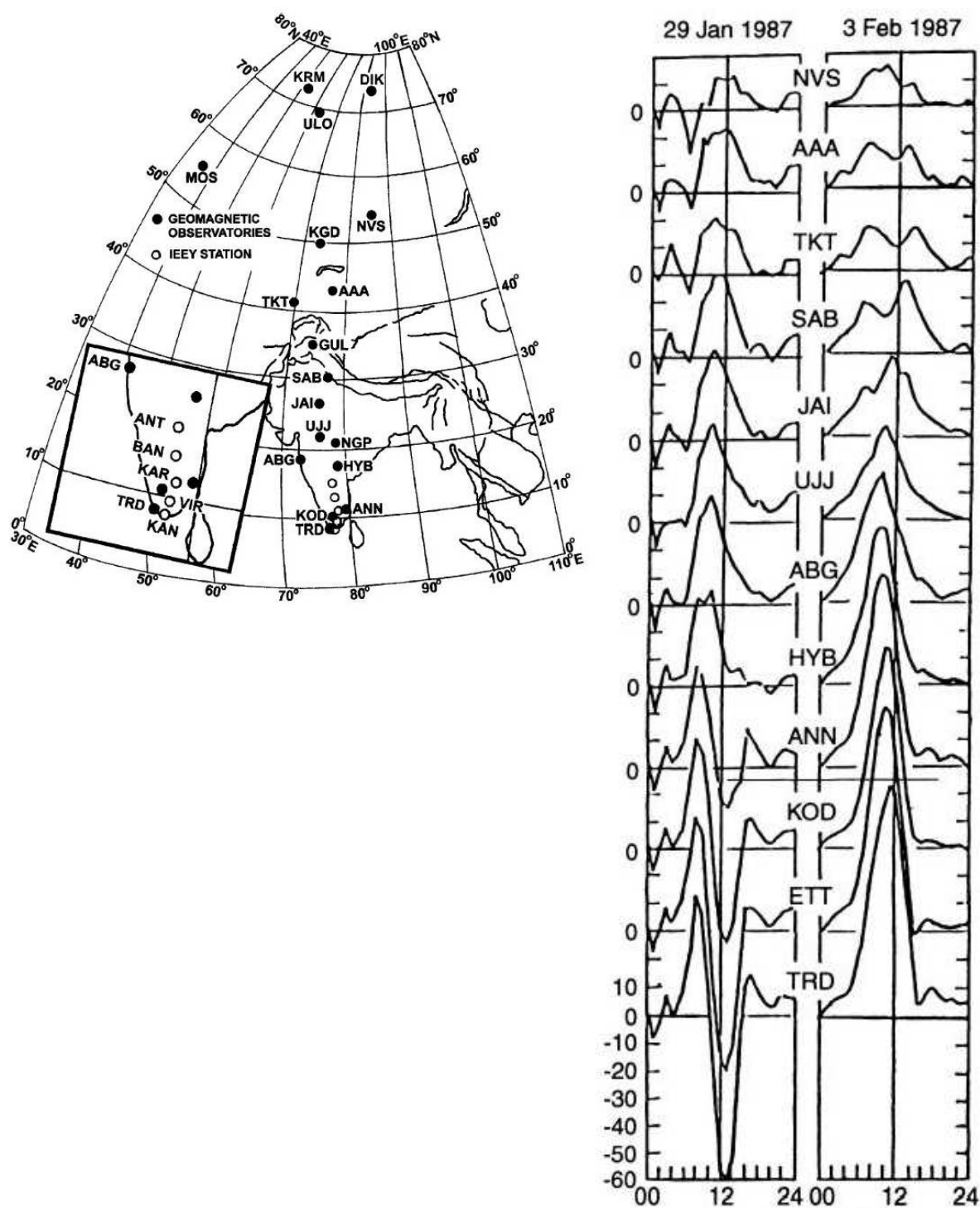


Figura 2.10: Variação diária da componente H em cada estação do Setor Indiano, evidenciando a ocorrência do Contra-Eletrojato (Adaptado de Rastogi, 1999 e Arora & Bhardwaj, 2003).

de corrente e densidade de cargas livres. A equação para o momento horizontal dos íons e elétrons é:

$$E + U \times B = \left(\frac{m_j}{e} \right) \left(\Omega_j \mathbf{b} \times V_{rj} \pm \nu_j V_{rj} \mp \sum_{k=1}^M \nu_{jk} V_{rk} \right) \quad (2.5)$$

em que o índice j se aplica à íons e elétrons. Nesta equação U é a velocidade dos ventos neutros; B é a densidade de fluxo do campo magnético terrestre principal; $V_{rj} = V_j - U$; V_j é a velocidade resultante dos íons (ou elétrons); $\mathbf{b}$ é o versor de B ; m_j é a massa dos íons (ou elétrons); e é a carga elétrica; ν_j frequência efetiva de colisão dos íons (ou elétrons) e finalmente Ω_j é a frequência cíclotron dos íons (ou elétrons), dada por

$$\Omega_j = \frac{eB}{m_j} \quad (2.6)$$

Tomando a divergência de 2.2, conclui-se que a densidade de corrente é solenoidal:

$$\nabla \cdot J = 0, \quad (2.7)$$

sendo J definido como:

$$J = e \left(\sum_{i=1}^M N_i V_i - N_e V_e \right), \quad (2.8)$$

em que N_j é a densidade de íons ou elétrons e M é número de espécies presente no plasma.

Então, rearranjando as equações 2.5 e 2.8, podemos escrever a densidade de corrente na forma:

$$J = \hat{\sigma} (E + U \times B), \quad (2.9)$$

em que $\hat{\sigma}$ é o tensor condutividade (Onwumechilli, 1967), e é obtido das equações 2.5 e 2.9:

$$\hat{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_1 \sin^2 I + \sigma_0 \cos^2 I & \sigma_2 \sin I & (\sigma_1 - \sigma_0) \sin I \cos I \\ -\sigma_2 \sin I & \sigma_1 & -\sigma_2 \cos I \\ (\sigma_1 - \sigma_0) \sin I \cos I & \sigma_2 \cos I & \sigma_1 \cos^2 I + \sigma_0 \sin^2 I \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

em que I é a inclinação magnética. As condutividades longitudinal (σ_0), de Pedersen (σ_1) e Hall (σ_2) são definidas como:

$$\sigma_0 = \sum_{j=1}^M \frac{N_j q_j}{B} \frac{\Omega_j}{\nu_j}, \quad (2.11)$$

$$\sigma_1 = \sum_{j=1}^M \frac{N_j q_j}{B} \frac{\nu_j \Omega_j}{\nu_j^2 + \Omega_j^2}, \quad (2.12)$$

$$\sigma_2 = \sum_{j=1}^M \frac{N_j q_j}{B} \frac{\Omega_j^2}{\nu_j^2 + \Omega_j^2}. \quad (2.13)$$

Um dos modelos básicos para o eletrojato equatorial oriundos desta teoria é aquele que assume um campo elétrico polarizado leste-oeste proveniente do movimento da ionosfera, causado pelas marés, através das linhas do campo magnético terrestre, que induz uma corrente $J = \hat{\sigma} E$ no equador geomagnético. Entretanto, como a largura da camada condutiva é limitada e esta corrente é em geral divergente, surge um campo elétrico vertical polarizado, criado pelo acúmulo de cargas, para forçar fluxo de corrente em um circuito fechado e satisfazer 2.7 (Forbes, 1981). Neste modelo simples consideramos a densidade de corrente vertical muito pequena, $J_z \approx 0$, permitindo-nos escrever:

$$\begin{pmatrix} J_x \\ J_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ -\sigma_{xy} & \sigma_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}. \quad (2.14)$$

em que

$$\sigma_{xx} = \frac{\sigma_0 \sigma_1}{\sigma_1 \cos^2 I + \sigma_0 \sin^2 I}, \quad (2.15)$$

$$\sigma_{xy} = \frac{\sigma_0 \sigma_2 \sin I}{\sigma_1 \cos^2 I + \sigma_0 \sin^2 I}, \quad (2.16)$$

$$\sigma_{yy} = \frac{\sigma_1 + \sigma_2^2 \cos^2 I}{\sigma_1 \cos^2 I + \sigma_0 \sin^2 I}. \quad (2.17)$$

No equador magnético temos naturalmente $I = 0$, logo $\sigma_{xx} = \sigma_0$, $\sigma_{xy} = 0$ e $\sigma_{yy} = 1 + \frac{\sigma_2^2}{\sigma_1}$. Devido à ação do dínamo na atmosfera impor um campo E_y , a corrente na direção leste-oeste é proporcional a σ_{yy} . Esta condutividade, chamada condutividade de *Cowling*, é maior que a condutividade de Pedersen por um fator de $\frac{\sigma_2^2}{\sigma_1}$. Na região de altitude igual a 100 km esta relação é igual a aproximadamente 25, e conseqüentemente, há uma inibição na corrente vertical, permitindo interpretá-la como um aumento na condutividade de Pedersen. Em virtude deste aumento, o campo elétrico leste-oeste conduz a forte corrente do Eletrojato Equatorial e em conseqüência disto a expressão para o campo vertical polarizado tem a forma $E_z = \frac{\sigma_2^2}{\sigma_1} E_y$ no equador magnético. Este campo é cerca de 25 vezes maior que o campo horizontal e conduz a corrente de Hall na região E da ionosfera. Além disso, como a condutividade de Hall diminui acima e abaixo desta região, tanto a condutividade de *Cowling* quanto o campo vertical polarizado E_z diminuem também. Deste modo, explica-se o confinamento do Eletrojato na altura da região E. Em relação à estreita extensão latitudinal, percebemos que estas grandezas também diminuem com o aumento de $\sin^2 I$ (Forbes, 1981).

Contudo, esta descrição matemática para as correntes ionosféricas não prevê alguns aspectos do EEJ observados experimentalmente, como por exemplo as correntes de retorno, cuja presença é confirmada pela existência de picos negativos nos valores da componente

horizontal do campo geomagnético (Hesse, 1982; Ezema *et al.*, 1996; Rigoti *et al.*, 1999; Lühr *et al.*, 2004). Estas correntes elétricas de direção oeste-leste, fluindo a aproximadamente 5° ao norte e ao sul do equador magnético e de intensidade igual a um terço da corrente principal não têm ainda uma relação direta comprovada com o EEJ. Forbes (1981) afirma que estudos teóricos mostram que tais reversões de correntes podem ser geradas por efeitos locais de ventos neutros associados a marés atmosféricas. Stening (1995) acredita que as correntes de retorno e o EEJ não são relacionados por qualquer realidade física. A existência de ventos neutros pode causar o surgimento de correntes elétricas oeste-leste, mas estas são independentes do EEJ. Lühr *et al.* (2004) apresentaram um estudo do EEJ baseados nas medidas feitas pelo satélite CHAMP entre as horas 10:00 e 13:00 (LT). Na Figura 2.11 vemos os perfis de densidade de corrente do EEJ obtidos a partir de 11 passagens do satélite na longitude de 100°E em dias magneticamente calmos. Nela observamos a grande variabilidade da corrente do EEJ mas com os mínimos característicos das correntes de retorno localizados a 5° tanto ao norte quanto ao sul do equador magnético. Já na Figura 2.12 temos as medidas de mais de 1600 passagens do satélite: em vermelho estão assinalados as posições da meia-largura do EEJ e em azul a posição das correntes de retorno. Estes dados estão dispostos tanto em relação ao equador magnético quanto em relação à longitude.

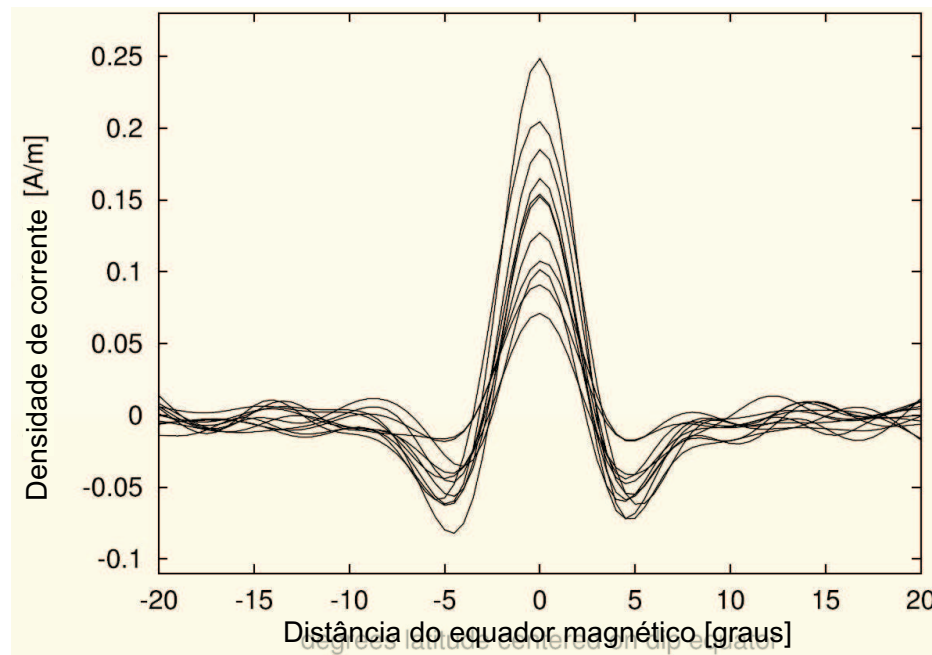


Figura 2.11: Perfis de densidade de corrente do EEJ e correntes de retorno na longitude 100°E em 11 dias magneticamente calmos medidos pelo satélite CHAMP (Adaptado de Lühr *et al.* (2004)).

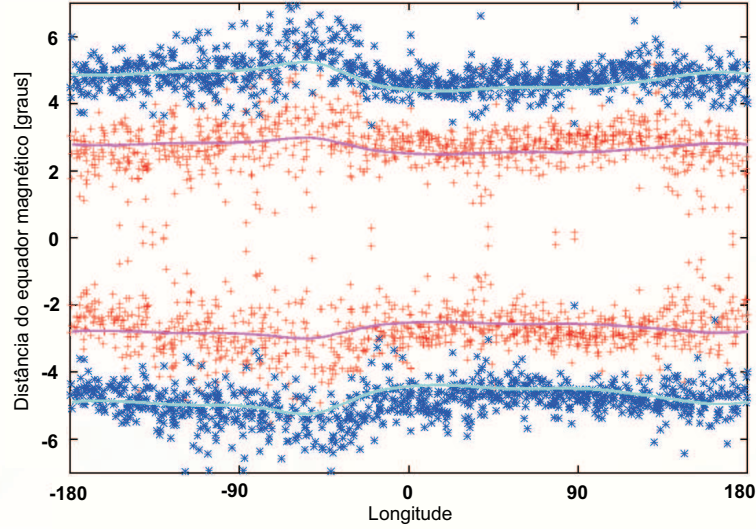


Figura 2.12: Posição da meia-largura do EEJ (vermelho) e correntes de retorno (azul) representadas tanto em relação ao equador magnético quanto à longitude, obtidas em 1653 passagens do satélite CHAMP (Adaptado de Lühr *et al.* (2004)).

Com base nestas características do EEJ, Onwumechilli (1967) propôs um dos modelos mais conhecidos de eletrojato com correntes de retorno, bastante utilizado por sua simplicidade e pequeno número de parâmetros. Neste modelo assume-se que a densidade de corrente J segue a função:

$$J(x) = J_0 \frac{a^2(a^2 + \alpha x^2)}{(a^2 + x^2)^2} \quad (2.18)$$

em que a e α são parâmetros, J_0 é a amplitude e x é a coordenada de cálculo de J . Na Figura 2.13 vemos o EEJ de Onwumechilli para a igual a $26 \times 10^4 \sqrt{\alpha}$ e α com valores iguais a -1, -2 e -3.

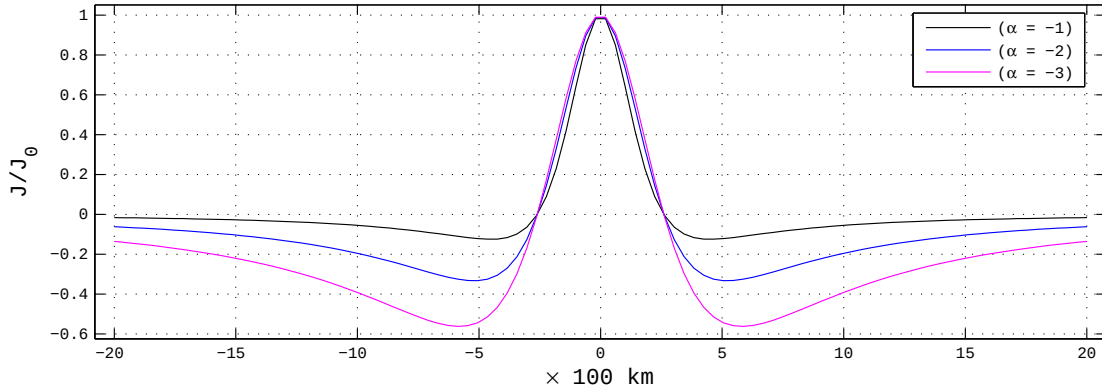


Figura 2.13: Modelo de Onwumechilli para o Eletrojato Equatorial com diversas intensidades para as correntes de retorno.

2.3.2 - O Eletrojato Equatorial no Brasil

A América do Sul é uma das duas áreas do planeta onde o Eletrojato Equatorial atravessa um continente, permitindo que o fenômeno possa ser estudado ao longo de sua largura. Além disso, no nordeste do Brasil o ângulo entre os equadores magnético e geográfico é de aproximadamente 30° , o que cria uma situação bastante complexa entre o EEJ e o sistema Sq. Contudo, apenas alguns poucos estudos morfológicos foram realizados para se determinar as características do eletrojato no Brasil e entre eles destacamos Hesse (1982) e Rigoti *et al.* (1999).

Em seu trabalho, Hesse realizou medições magnéticas no nordeste brasileiro em nove estações que cobriram uma distância de 3400 km, como vemos na parte inferior da Figura 2.14. Como resultado, obteve perfis da variação da componente horizontal do campo magnético que evidenciavam sobretudo o Contra-Eletrojato, como observamos nos perfis da Figura 2.14 no horário de 6:00 às 9:00 horas (LT). Nesta mesma figura notamos também a variabilidade diária do EEJ, vista através de perfis em latitude das medições nos dias 17 e 21 de outubro de 1971. Deste trabalho resultou o conhecimento de algumas características do eletrojato, tais como: o centro do eletrojato localiza-se principalmente no equador magnético; a extensão do aumento da densidade de corrente varia de 350 a 400 km em ambos os lados do equador e a intensidade de corrente máxima varia entre 20000 e 70000 A.

Quase duas décadas após a publicação do trabalho de Hesse, Rigoti *et al.* (1999) apresentaram a análise das medidas magnéticas feitas em 29 estações temporárias distribuídas na região N-NE do Brasil, cobrindo a Bacia do Parnaíba (Figura 2.15), escolhendo dias magneticamente calmos. Na Figura 2.16A, por exemplo, vemos os magnetogramas horizontais obtidos em 16 dias na estação BUR22 como função da hora local e podemos perceber que: à meia-noite não há qualquer variação magnética significativa; os dados mostram a variabilidade diária na amplitude; o Contra-Eletrojato é evidenciado pelos valores negativos da componente horizontal do campo magnético no dia 7 de janeiro; o horário de ocorrência de máximo varia dia-a-dia; há assimetria em relação ao máximo. Já na Figura 2.16B, temos as medidas em todas as estações no dia 6 de janeiro, sem as perturbações de período curto, e verificamos sobretudo a dependência das variações de H com a latitude.

Além da análise qualitativa, deste trabalho resultaram importantes medidas espaciais e temporais da morfologia do eletrojato na região equatorial brasileira. Entre elas podemos destacar:

- o valor médio da corrente leste-oeste total encontrada foi de 67000 ± 20000 A, para

o intervalo diário M_4 , e 80000 ± 20000 A para M_3 . O intervalo diário M_4 é definido como a média das medidas entre as horas 10:00 e 13:00 (LT), enquanto o intervalo M_3 relaciona a média de três horas, com a hora central variando dia-a-dia para coincidir com o momento de máximo. Esta última deve dar uma estimativa mais realística da amplitude em dias que flutuações podem distorcer as medidas M_4 ;

- a meia-largura do EEJ foi determinada como 403 ± 67 km;
- a posição média do centro do EEJ foi de 21 ± 16 km ao sul do equador magnético, com distância máxima de 62 km;
- apenas uma tendência de relação linear entre a intensidade do EEJ e as correntes Sq foi notada, sem qualquer correlação entre os movimentos de seus centros.

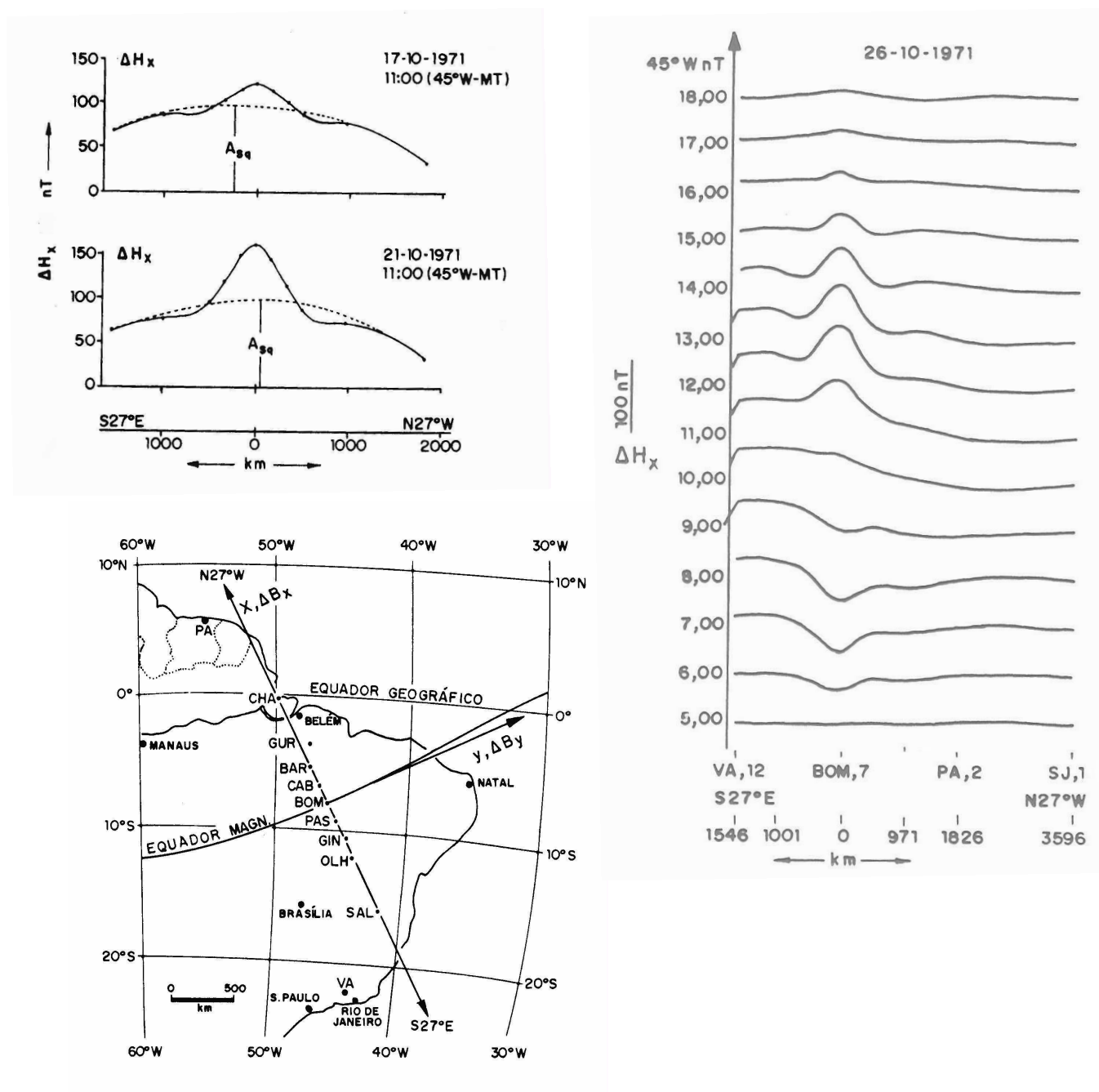


Figura 2.14: Perfis em latitude do Eletrojo Equatorial no Brasil (Adaptado de Hesse, 1982).

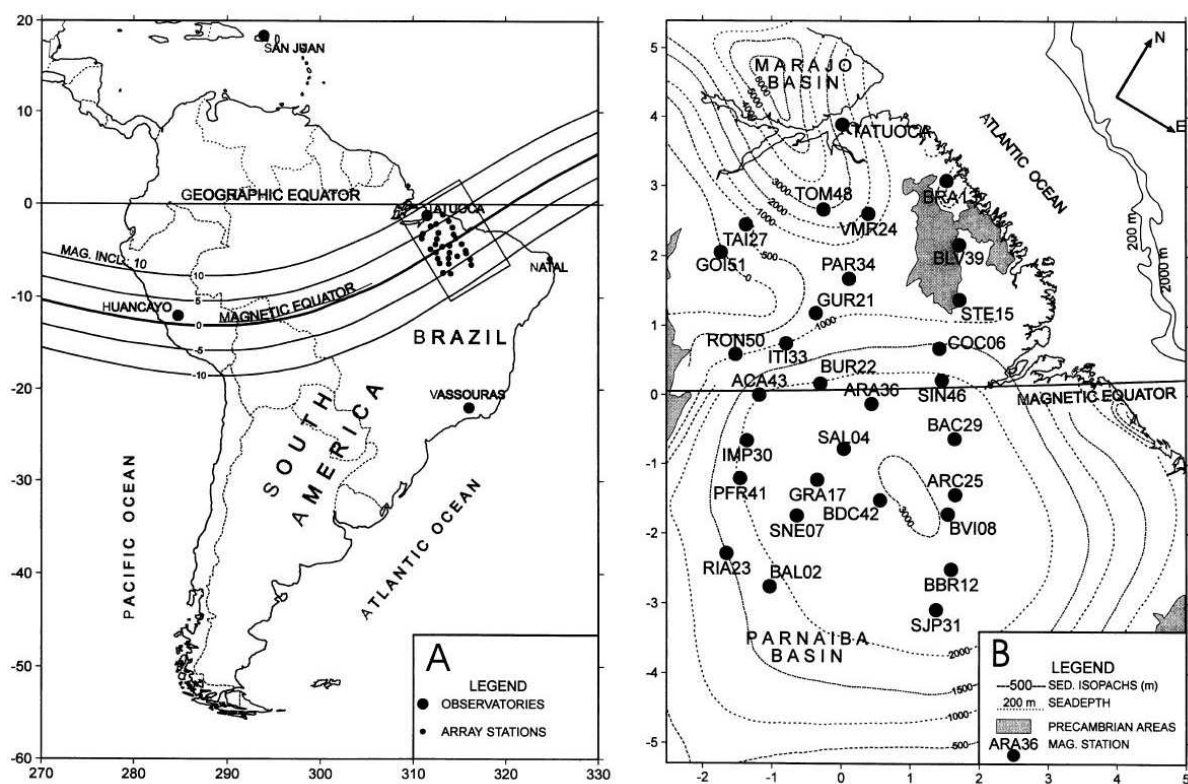


Figura 2.15: (A) Localização dos observatórios e estações temporárias em relação ao equador magnético na América do Sul. (B) Localização detalhada das estações no NNE do Brasil, cobrindo a região da Bacia do Parnaíba. (Adaptado de Rigoti *et al.*, 1999).

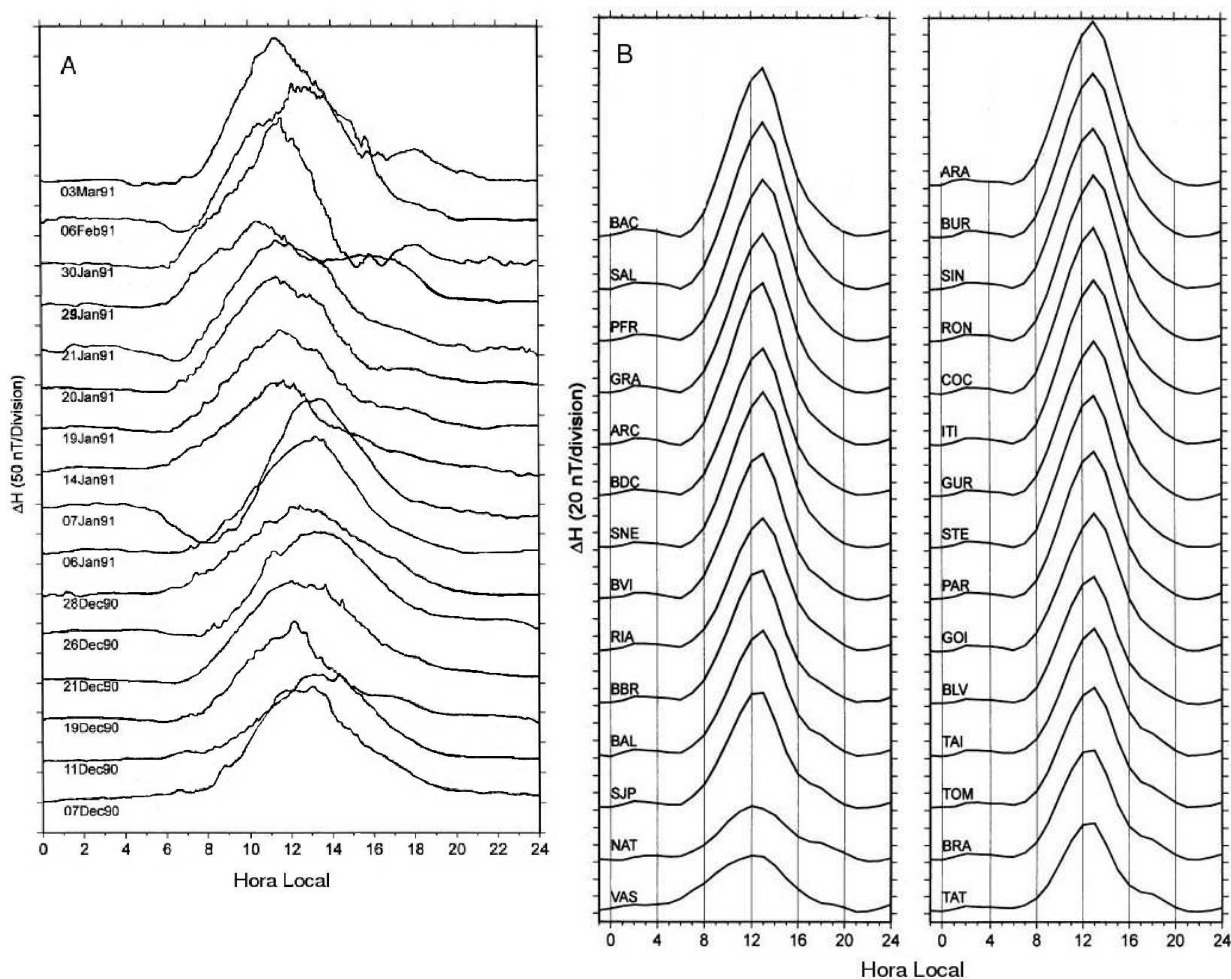


Figura 2.16: (A) Variação da componente horizontal em 16 dias selecionados na estação BUR22. (B) Variação diária de H em 6 de janeiro de 1991 em todas as estações, sem perturbações de período curto (Adaptado de Rigoti *et al.*, 1999).

3 - MODELAGEM NUMÉRICA

Na modelagem eletromagnética comumente temos a necessidade de resolver equações diferenciais que não possuem solução analítica. Nestes casos é necessário recorrermos a métodos numéricos para obtermos uma aproximação da solução desejada e dentre as técnicas mais utilizadas está o método de elementos finitos (MEF), que alia fácil implementação à grande flexibilidade em modelar ambientes geológicos complexos. Veremos então uma breve discussão sobre esta técnica.

3.1 - O MÉTODO DE ELEMENTOS FINITOS

Basicamente, o MEF é a aplicação do método dos resíduos ponderados utilizando o critério de Galerkin (Becker *et al.*, 1981; Rijo, 1992). Ao empregarmos esta técnica, desejamos encontrar a função desconhecida f cuja variação espacial pode ser escrita como:

$$Lf = b \quad (3.1)$$

em que L é um operador diferencial e b é um termo fonte. A fim de determinarmos f , podemos aproximá-la por uma combinação linear de funções-base Ψ conhecidas

$$f \approx \sum_{n=1}^N \alpha_n \Psi_n. \quad (3.2)$$

Assim, aplicando a linearidade do operador L , colocamos a equação (3.1) na forma:

$$\sum_{n=1}^N \alpha_n L\Psi_n + \epsilon = b \quad (3.3)$$

em que ϵ é o erro cometido ao aplicar a aproximação (3.2). O método dos resíduos ponderados procura então minimizar este erro ponderando-o por uma função w_m , da seguinte maneira:

$$\sum_{n=1}^N \alpha_n \langle w_m, L\Psi_n \rangle + \langle w_m, \epsilon \rangle = \langle w_m, b \rangle, \quad m = 1, \dots, N. \quad (3.4)$$

Ao fazermos o resíduo ponderado $\langle w_m, \epsilon \rangle$ igual a zero, admitimos que Ψ_n e w_m são ortogonais, e a equação acima torna-se

$$\sum_{n=1}^N \alpha_n \langle w_m, L\Psi_n \rangle = \langle w_m, b \rangle, \quad m = 1, \dots, N, \quad (3.5)$$

restando-nos então a escolha dos pesos w_m . É neste momento que entra em cena o critério de Galerkin tomando as funções-base como os pesos, resultando em

$$\sum_{n=1}^N \alpha_n \langle \Psi_m, L\Psi_n \rangle = \langle \Psi_m, b \rangle, \quad m = 1, \dots, N. \quad (3.6)$$

Neste ponto devemos definir uma região Ω do espaço para nela formularmos o operador L . Em seguida dividimos esta região em formas geométricas simples, como triângulos, e em cada umas destas subregiões Ω_e aplicamos (3.6). Assim, definindo o produto interno, temos em cada elemento:

$$\sum_{n=1}^N \alpha_n \int_{\Omega_e} \Psi_m L\Psi_n d\Omega_e = \int_{\Omega_e} \Psi_m b d\Omega_e, \quad m = 1, \dots, N. \quad (3.7)$$

Nas próximas seções obteremos o operador L associado ao nosso problema, mostrando como solucionar as equações diferenciais parciais em cada caso apresentado, através de (3.7). Veremos também como a solução em cada elemento contribui para o resultado final no domínio Ω .

Inicialmente partimos das equações diferenciais de Maxwell (2.4) e (2.2) no domínio da frequência

$$\nabla \times \mathbf{E}(x, y, z; \omega) = -i\omega\mu_0 \mathbf{H}(x, y, z; \omega), \quad (3.8)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}(x, y, z; \omega) = \sigma \mathbf{E}(x, y, z; \omega) + \mathbf{J}_i(x, y, z; \omega), \quad (3.9)$$

em que adotamos a condição quase-estática em virtude da faixa de frequência utilizada e desprezamos as correntes de deslocamento. Nestas equações, σ é a condutividade elétrica do meio; μ_0 é a permeabilidade magnética, que aqui assumimos igual à do vácuo; $\mathbf{J}_i$ representa a fonte eletromagnética; ω é a frequência angular da corrente elétrica; $\mathbf{E}$ e $\mathbf{H}$ são os campos elétrico e magnético totais. Esses campos são compostos de duas partes: o campo primário, representando a fonte eletromagnética, e o campo secundário, que é induzido pela heterogeneidade presente no meio sob estudo. Deste modo, definindo a impeditividade $\hat{z} = i\omega\mu_0$ e a admitividade $\hat{y} = \sigma$, escrevemos as equações (3.8) e (3.9) como:

$$\nabla \times (\mathbf{E}^p + \mathbf{E}^s) = -\hat{z} (\mathbf{H}^p + \mathbf{H}^s), \quad (3.10)$$

$$\nabla \times (\mathbf{H}^p + \mathbf{H}^s) = (\hat{y}^p + \Delta\hat{y}) (\mathbf{E}^p + \mathbf{E}^s) + \mathbf{J}_i, \quad (3.11)$$

em que $\hat{y}^p + \Delta\hat{y} = \sigma^p + \Delta\sigma$ e $\hat{y}^p = \sigma^p$ são as admitividades dentro e fora da heterogeneidade, respectivamente. Uma vez que os campos primários satisfazem

$$\nabla \times \mathbf{E}^p = -\hat{z} \mathbf{H}^p, \quad (3.12)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}^p = \sigma^p \mathbf{E}^p + \mathbf{J}_i, \quad (3.13)$$

podemos obter as equações para os campos secundários:

$$\nabla \times \mathbf{E}^s = -\hat{z}\mathbf{H}^s, \quad (3.14)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}^s = \hat{y}\mathbf{E}^s + \Delta\hat{y}\mathbf{E}^p. \quad (3.15)$$

Assim, a partir equações (3.13) e (3.15) vemos que enquanto as fontes de campos primários são as correntes elétricas no transmissor, as fontes de campo secundário são as correntes de espalhamento nas heterogeneidades (Rijo, 1992).

Com as expressões (3.14) e (3.15) obtemos as equações de onda dos campos secundários que governam cada problema em particular. À estas equações aplicamos o método de elementos finitos para encontrar as soluções desejadas. Finalmente, os campos totais são obtidos pela soma das respostas dos campos secundários, obtidos numericamente, com as respostas dos campos primários, que possuem solução semi-analítica conhecida. Neste trabalho adotamos a separação dos campos primários e secundários visando aumentar a estabilidade numérica do MEF (Rijo,1992).

Com o objetivo de obter o campo geomagnético na presença de uma estrutura bidimensional, de *strike* θ em relação ao EEJ, usamos o artifício de decompor a fonte eletromagnética em duas partes: uma componente paralela e outra perpendicular à estrutura 2-D. Esta decomposição é permitida devido à natureza vetorial do modelo matemático usado para simular a fonte eletromagnética. Assim, adotando o sistema de coordenadas cartesiano com a direção y paralela à estrutura 2-D, de acordo com a Figura 3.1, temos para a fonte:

$$\mathbf{E}^p = \mathbf{E}_x^p + \mathbf{E}_y^p = |\mathbf{E}^p| \sin\theta \hat{i} + |\mathbf{E}^p| \cos\theta \hat{j}. \quad (3.16)$$

Obtidas estas componentes, encontramos a solução do problema original calculando cada caso separadamente:

- resposta geomagnética de uma estrutura 2-D paralela ao EEJ;
- resposta geomagnética de uma estrutura 2-D perpendicular ao EEJ.

Para a componente da fonte paralela à estrutura 2-D, veremos que há a presença do modo de propagação TE_1 ; já para a componente perpendicular da fonte à estrutura, existe os modos transversal elétrico e transversal magnético, TE_2 e TM , acoplados. A solução final será então obtida pela soma dos modos TE_1 e TE_2 , junto com o modo TM . Vejamos então como obter estas soluções.

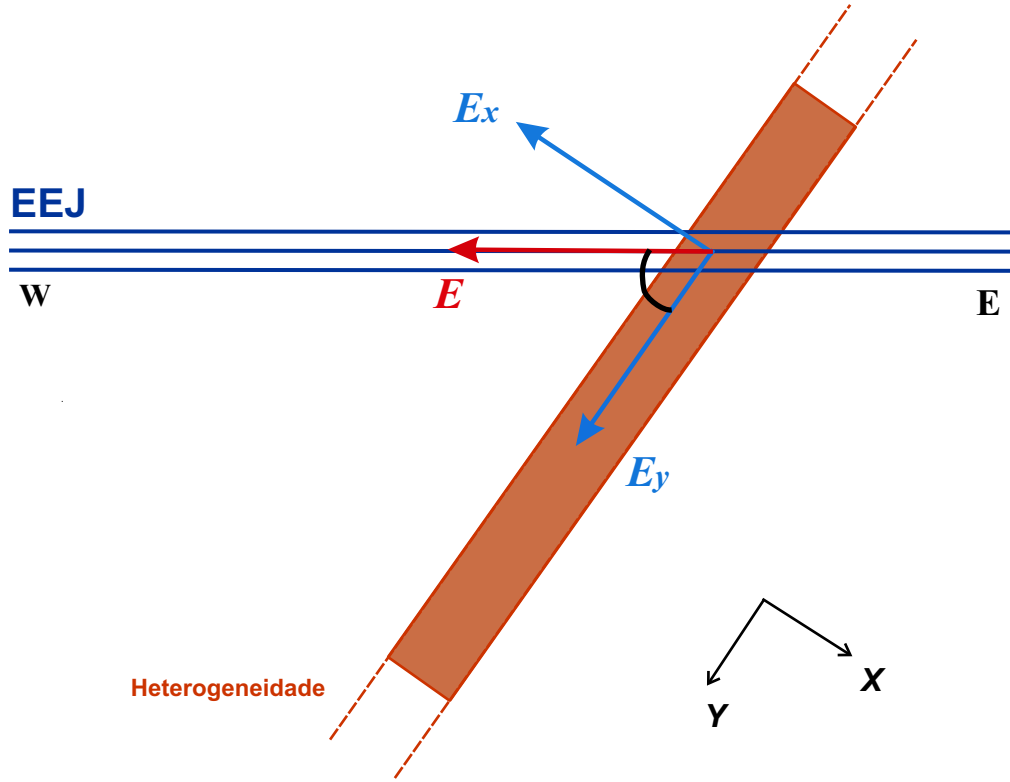


Figura 3.1: Esquema de decomposição do campo primário

3.2 - ESTRUTURA 2-D PARALELA AO ELETROJATO EQUATORIAL

Na situação em que tanto o *strike* da estrutura bidimensional quanto o EEJ estão orientados segundo a mesma direção, a dizer y (E-W), verificamos que o campo elétrico $\mathbf{E}_y^s$ e os campos magnéticos derivados não variam nesta direção, bem como as propriedades físicas do meio, (Figura 3.2) e assim podemos eliminar esta variação espacial nas equações (3.14) e (3.15), escrevendo-as como:

$$\frac{\partial \mathbf{E}_y^s}{\partial z} = \hat{z} \mathbf{H}_x^s, \quad (3.17)$$

$$\frac{\partial \mathbf{E}_y^s}{\partial x} = -\hat{z} \mathbf{H}_z^s, \quad (3.18)$$

$$\frac{\partial \mathbf{H}_x^s}{\partial z} - \frac{\partial \mathbf{H}_z^s}{\partial x} = \hat{y} \mathbf{E}^s + \Delta \hat{y} \mathbf{E}_y^p. \quad (3.19)$$

Substituindo (3.17) e (3.18) em (3.19) resulta

$$-\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\hat{z}} \frac{\partial \mathbf{E}_y^s}{\partial z} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\hat{z}} \frac{\partial \mathbf{E}_y^s}{\partial x} \right) + \hat{y} \mathbf{E}^s = -\Delta \hat{y} \mathbf{E}_y^p, \quad (3.20)$$

que é a equação de Helmholtz para o campo $\mathbf{E}_y^s$, indicando o modo de propagação transversal elétrico TE_1 , tendo como fonte de campo secundário as correntes induzidas na heterogenei-

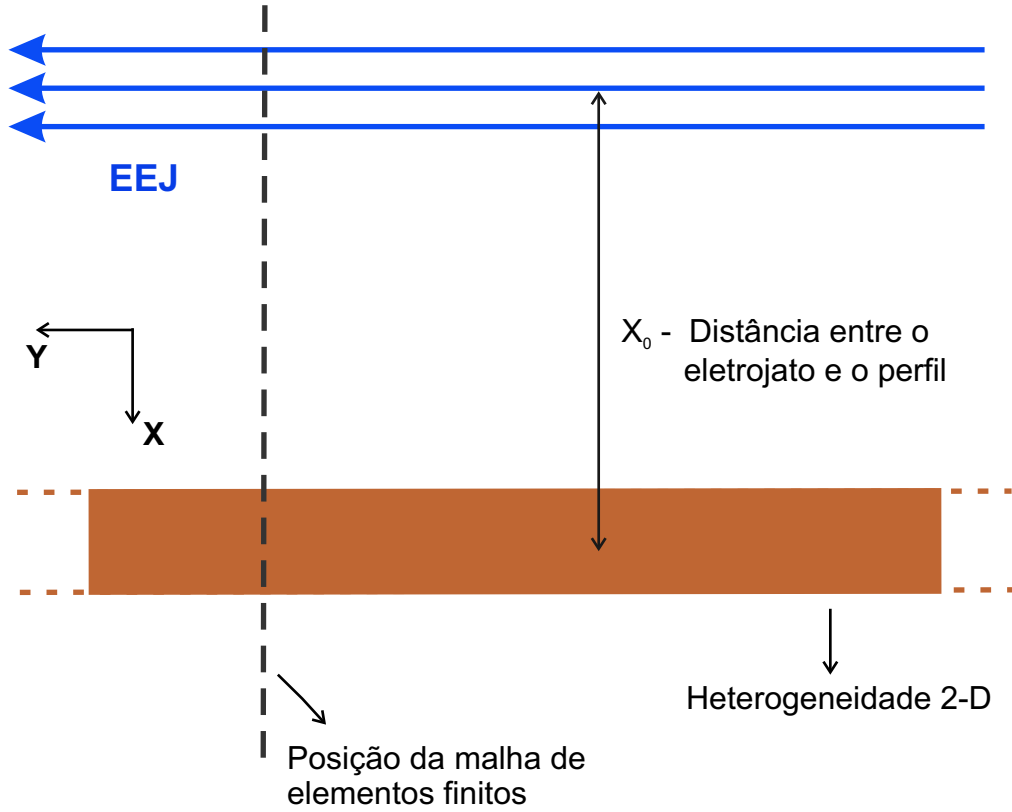


Figura 3.2: Heterogeneidade paralela ao Eletrojoato Equatorial

dade. Deste modo, substituindo (3.20) em (3.7) com o objetivo de aplicar a formulação de elementos finitos obtemos

$$\begin{aligned} \int_{\Omega_e} \left[-\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\hat{z}} \frac{\partial \mathbf{E}_y^s}{\partial z} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\hat{z}} \frac{\partial \mathbf{E}_y^s}{\partial x} \right) \right] \Psi_m dx dz \\ + \int_{\Omega_e} \hat{y} \mathbf{E}_y^s \Psi_m dx dz = - \int_{\Omega_e} \Delta \hat{y} \mathbf{E}_y^p \Psi_m dx dz. \end{aligned} \quad (3.21)$$

A seguir, utilizando a integração por partes e aplicando o Teorema de Green, obtemos a contribuição das integrais nas bordas $\partial\Omega_e$ de cada elemento, chegando a:

$$\begin{aligned} \int_{\Omega_e} \frac{1}{\hat{z}} \left(\frac{\partial \Psi_m}{\partial z} \frac{\partial \mathbf{E}_y^s}{\partial z} + \frac{\partial \Psi_m}{\partial x} \frac{\partial \mathbf{E}_y^s}{\partial x} \right) dx dz + \int_{\Omega_e} \hat{y} \mathbf{E}_y^s \Psi_m dx dz \\ - \oint_{\partial\Omega_e} \Psi_m \mathbf{H}^s \cdot \mathbf{t} dl = - \int_{\Omega_e} \Delta \hat{y} \Psi_m \mathbf{E}_y^p dx dz. \end{aligned} \quad (3.22)$$

A partir desta equação empregamos a idéia central do algoritmo de elementos finitos, que explica como a solução em cada elemento da malha irá formar a solução total procurada: o termo $\oint_{\partial\Omega_e} \Psi_m \mathbf{H}^s \cdot \mathbf{t} dl$ se cancelará mutuamente para os elementos internos ao domínio Ω do plano xz , indicando a continuidade do campo, devendo apenas ser calculado nas bordas destes

domínio. Entretanto, como o campo $\mathbf{E}_y^s$ decai exponencialmente com a distância, podemos aplicar a condição de contorno de Dirichlet homogênea ao campo $\mathbf{H}^s$ nas bordas externas do domínio, desde que a adotemos suficientemente distante. Como resultado, teremos a integral de linha nula em toda a malha.

Para resolver (3.22) utilizamos o MEF adotando elementos triangulares para formar a malha. Como ilustração temos na Figura 3.3 um exemplo de malha regular de com um corpo discretizado. Assim o campo em cada elemento é dado por uma combinação linear de funções

$$\mathbf{E}_y^s = \alpha_1 \Psi_1 + \alpha_2 \Psi_2 + \alpha_3 \Psi_3, \quad (3.23)$$

em que os Ψ_i são as funções-base da combinação e os α_i são coeficientes a serem determinados.

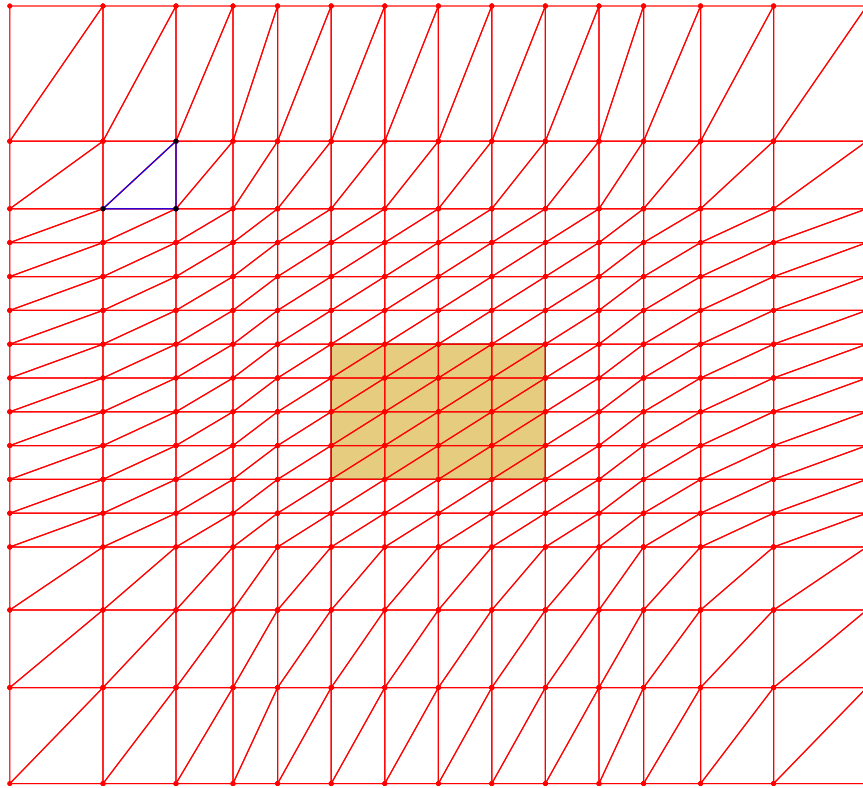


Figura 3.3: Malha regular de elementos finitos com uma heterogeneidade central discretizada e um elemento, em azul, destacado.

Então, substituindo (3.23) em (3.22) resulta em:

$$\sum_{n=1}^3 \alpha_n \left[\int_{\Omega_e} \frac{1}{\hat{z}} \left(\frac{\partial \Psi_m}{\partial z} \frac{\partial \Psi_m}{\partial z} + \frac{\partial \Psi_m}{\partial x} \frac{\partial \Psi_m}{\partial x} \right) dx dz + \int_{\Omega_e} \hat{y} \mathbf{E}_y^s \Psi_m dx dz \right] \quad (3.24)$$

$$= - \int_{\Omega_e} \Delta \hat{y} \Psi_m \mathbf{E}_y^p dx dz, \quad m = 1, 2, 3.$$

Após efetuarmos as derivações e calcularmos as integrais, a equação acima é escrita na forma de um sistema linear característico do método de elementos finitos, procedimento que é explicado de forma clara em Becker *et al.*, 1981. A matriz associada ao sistema linear tem como característica ser simétrica e bandeda. Explorando estas propriedades, o sistema linear pode ser resolvido com bastante precisão e eficiência através de eliminação gaussiana (Rijo, 1992).

Uma vez obtido $\mathbf{E}_y^s$, calculamos analiticamente o campo elétrico primário nas posições desejadas e assim o campo elétrico total é dado pela soma deste campo primário com o campo secundário obtido pelo método de elementos finitos. O mesmo procedimento adotamos para os campos magnéticos, com a diferença de que os campos secundários são obtidos a partir de diferenciação numérica, dada pela equações abaixo, obtidas de (3.17) e (3.18):

$$\mathbf{H}_x^s = \frac{1}{\hat{z}} \frac{\partial \mathbf{E}_y^s}{\partial z}, \quad (3.25)$$

$$\mathbf{H}_z^s = -\frac{1}{\hat{z}} \frac{\partial \mathbf{E}_y^s}{\partial x}. \quad (3.26)$$

3.3 - ESTRUTURA 2-D PERPENDICULAR AO ELETROJATO EQUATORIAL

Quando a estrutura 2-D se encontra com direção N-S perpendicular ao EEJ, conforme a Figura 3.4, a complexidade do problema aumenta visto que os campos elétricos e magnéticos variam em todas as direções. Contudo, podemos explorar a característica da estrutura bidimensional ser infinita em y e que suas propriedades não variam nesta direção, e fazer uma decomposição espectral do problema tridimensional, reduzindo-o a vários problemas bidimensionais (Rijo, 1992), como no caso da componente paralela ao corpo 2-D. Esta decomposição pode ser feita através de uma transformada espacial de Fourier

$$\hat{F}(x, k_y, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, y, z) e^{-ik_y y} dy. \quad (3.27)$$

Assim, para obtermos as equações de onda, aplicamos (3.27) às equações (3.14) e (3.15)

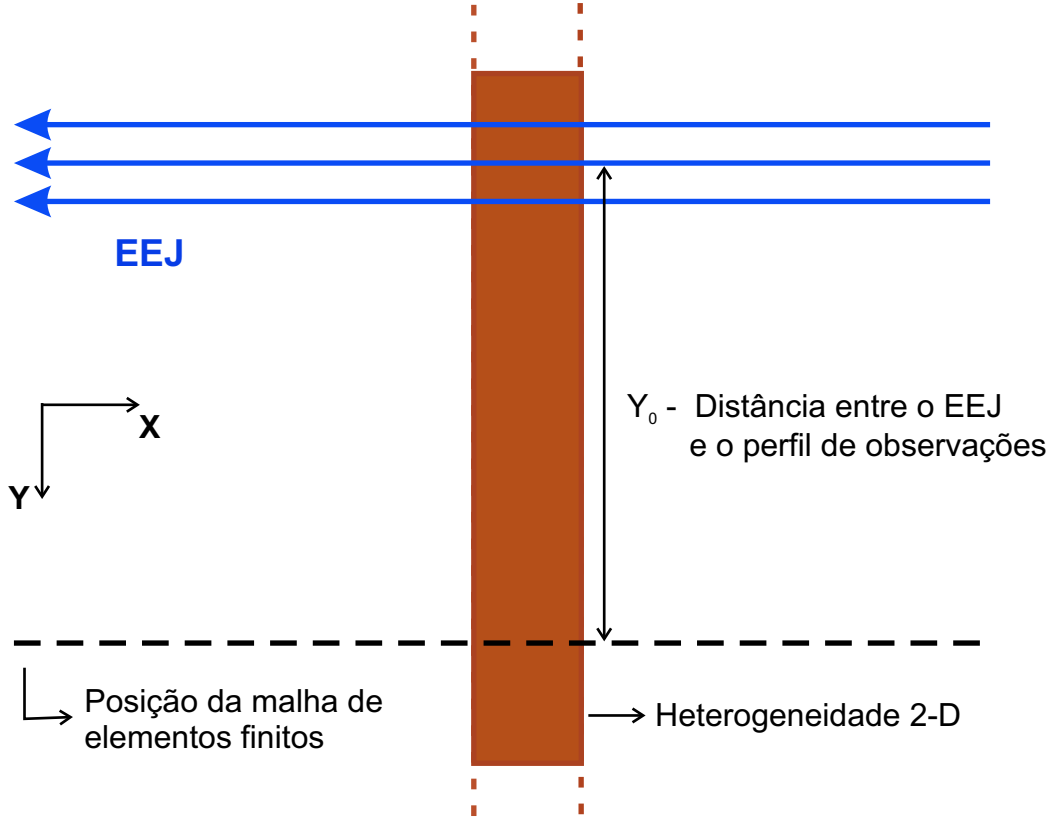


Figura 3.4: Heterogeneidade perpendicular ao Eletrojato Equatorial

resultando em:

$$ik_y \hat{\mathbf{E}}_z^s - \frac{\partial \hat{\mathbf{E}}_y^s}{\partial z} = -\hat{z} \hat{\mathbf{H}}_x^s, \quad (3.28)$$

$$\frac{\partial \hat{\mathbf{E}}_x^s}{\partial z} - \frac{\partial \hat{\mathbf{E}}_z^s}{\partial x} = -\hat{z} \hat{\mathbf{H}}_y^s, \quad (3.29)$$

$$\frac{\partial \hat{\mathbf{E}}_y^s}{\partial x} - ik_y \hat{\mathbf{E}}_x^s = -\hat{z} \hat{\mathbf{H}}_z^s, \quad (3.30)$$

$$ik_y \hat{\mathbf{H}}_z^s - \frac{\partial \hat{\mathbf{H}}_y^s}{\partial z} = \hat{y} \hat{\mathbf{E}}_x^s + \Delta \hat{y} \hat{\mathbf{E}}_x^p, \quad (3.31)$$

$$\frac{\partial \hat{\mathbf{H}}_x^s}{\partial z} - \frac{\partial \hat{\mathbf{H}}_z^s}{\partial x} = \hat{y} \hat{\mathbf{E}}_y^s, \quad (3.32)$$

$$\frac{\partial \hat{\mathbf{H}}_y^s}{\partial x} - ik_y \hat{\mathbf{H}}_x^s = \hat{y} \hat{\mathbf{E}}_z^s. \quad (3.33)$$

Como observação, a fonte transformada para o domínio de Fourier $\hat{\mathbf{E}}_x^p(x, k_y, z)$ nada mais é do que uma onda plana, conforme veremos na próxima seção. Então, a partir das equações

acima podemos escrever:

$$\hat{\mathbf{H}}_x^s = -\frac{ik_y}{u^2} \frac{\partial \hat{\mathbf{H}}_y^s}{\partial x} + \frac{\hat{y}}{u^2} \frac{\partial \hat{\mathbf{E}}_y^s}{\partial z}, \quad (3.34)$$

$$\hat{\mathbf{H}}_z^s = -\frac{ik_y}{u^2} \frac{\partial \hat{\mathbf{H}}_y^s}{\partial z} - \frac{\hat{y}}{u^2} \frac{\partial \hat{\mathbf{E}}_y^s}{\partial x} - \frac{ik_y \Delta \hat{y}}{u^2} \hat{\mathbf{E}}_x^p, \quad (3.35)$$

$$\hat{\mathbf{E}}_x^s = -\frac{ik_y}{u^2} \frac{\partial \hat{\mathbf{E}}_y^s}{\partial x} - \frac{\hat{z}}{u^2} \frac{\partial \hat{\mathbf{H}}_y^s}{\partial z} - \frac{\hat{z} \Delta \hat{y}}{u^2} \hat{\mathbf{E}}_x^p, \quad (3.36)$$

$$\hat{\mathbf{E}}_z^s = -\frac{ik_y}{u^2} \frac{\partial \hat{\mathbf{E}}_y^s}{\partial z} + \frac{\hat{z}}{u^2} \frac{\partial \hat{\mathbf{H}}_y^s}{\partial x}, \quad (3.37)$$

em que o termo $u^2 = k_y^2 + \hat{z}\hat{y}$ é uma constante de propagação, com k_y sendo o número de onda.

Assim, substituindo (3.36) e (3.37) na equação (3.29) chegamos a:

$$\begin{aligned} -\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\hat{z}}{u^2} \frac{\partial \hat{\mathbf{H}}_y^s}{\partial z} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\hat{z}}{u^2} \frac{\partial \hat{\mathbf{H}}_y^s}{\partial x} \right) + \hat{z} \hat{\mathbf{H}}_y^s - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{ik_y}{u^2} \frac{\partial \hat{\mathbf{E}}_y^s}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{ik_y}{u^2} \frac{\partial \hat{\mathbf{E}}_y^s}{\partial z} \right) \\ = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\hat{z}}{u^2} \Delta \hat{y} \hat{\mathbf{E}}_x^p \right). \end{aligned} \quad (3.38)$$

Da mesma maneira, empregando as equações (3.34) e (3.35) em (3.32) obtemos:

$$\begin{aligned} -\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\hat{y}}{u^2} \frac{\partial \hat{\mathbf{E}}_y^s}{\partial z} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\hat{y}}{u^2} \frac{\partial \hat{\mathbf{E}}_y^s}{\partial x} \right) + \hat{y} \hat{\mathbf{E}}_y^s + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{ik_y}{u^2} \frac{\partial \hat{\mathbf{H}}_y^s}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{ik_y}{u^2} \frac{\partial \hat{\mathbf{H}}_y^s}{\partial z} \right) \\ = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{ik_y}{u^2} \Delta \hat{y} \hat{\mathbf{E}}_x^p \right). \end{aligned} \quad (3.39)$$

As equações (3.38) e (3.39) formam um sistema de equações de onda dos campos acoplados $\hat{\mathbf{H}}_y^s$ e $\hat{\mathbf{E}}_y^s$, denotando os modos de propagação TM e TE₂ (Rijo, 1992), em que os termos

$$-\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{ik_y}{u^2} \frac{\partial \hat{\mathbf{E}}_y^s}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{ik_y}{u^2} \frac{\partial \hat{\mathbf{E}}_y^s}{\partial z} \right) \quad \text{e} \quad \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{ik_y}{u^2} \frac{\partial \hat{\mathbf{H}}_y^s}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{ik_y}{u^2} \frac{\partial \hat{\mathbf{H}}_y^s}{\partial z} \right)$$

são os fatores de acoplamento dos dois modos. Como era de se esperar, o eletrojato perpendicular, representado pelo termo $\hat{\mathbf{E}}_x^p$, é a fonte de campo secundário proveniente da heterogeneidade $\Delta \hat{y}$ em ambas equações de onda.

Adotando o mesmo procedimento da seção anterior, resolvemos as equações acopladas aplicando o MEF utilizando elementos triangulares. Para isto aproximamos as soluções $\hat{\mathbf{H}}_y^s$ e $\hat{\mathbf{E}}_y^s$ por uma combinação de funções lineares:

$$\hat{\mathbf{H}}_y^s = \hat{H}_{y1} \Psi_1 + \hat{H}_{y2} \Psi_2 + \hat{H}_{y3} \Psi_3, \quad (3.40)$$

$$\hat{\mathbf{E}}_y^s = \hat{E}_{y1} \Psi_1 + \hat{E}_{y2} \Psi_2 + \hat{E}_{y3} \Psi_3. \quad (3.41)$$

Assim, aplicando a formulação variacional baseada no critério de Galerkin, temos

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega_e} \left[-\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\hat{z}}{u^2} \frac{\partial \hat{\mathbf{H}}_y^s}{\partial z} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\hat{z}}{u^2} \frac{\partial \hat{\mathbf{H}}_y^s}{\partial x} \right) \right] \Psi_i dx dz + \int_{\Omega_e} \hat{z} \hat{\mathbf{H}}_y^s \Psi_i dx dz \\ & + \int_{\Omega_e} \left[-\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{ik_y}{u^2} \frac{\partial \hat{\mathbf{E}}_y^s}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{ik_y}{u^2} \frac{\partial \hat{\mathbf{E}}_y^s}{\partial z} \right) \right] \Psi_i dx dz = \int_{\Omega_e} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{ik_y}{u^2} \Delta \hat{y} \hat{\mathbf{E}}_x^p \right) \Psi_i dx dz \end{aligned} \quad (3.42)$$

e

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega_e} \left[-\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\hat{y}}{u^2} \frac{\partial \hat{\mathbf{E}}_y^s}{\partial z} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\hat{y}}{u^2} \frac{\partial \hat{\mathbf{E}}_y^s}{\partial x} \right) \right] \Psi_i dx dz + \int_{\Omega_e} \hat{y} \hat{\mathbf{E}}_y^s \Psi_i dx dz \\ & + \int_{\Omega_e} \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{ik_y}{u^2} \frac{\partial \hat{\mathbf{H}}_y^s}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{ik_y}{u^2} \frac{\partial \hat{\mathbf{H}}_y^s}{\partial z} \right) \right] \Psi_i dx dz = \int_{\Omega_e} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\hat{z}}{u^2} \Delta \hat{y} \hat{\mathbf{E}}_x^p \right) \Psi_i dx dz. \end{aligned} \quad (3.43)$$

Neste ponto desejamos juntar as soluções em cada elemento através das contribuições das integrais nas fronteiras e para isto empregamos a integração por partes. Em seguida o Teorema de Green é aplicado para, a partir da continuidade dos campos $\hat{\mathbf{H}}_y^s$ e $\hat{\mathbf{E}}_y^s$, eliminarmos as integrais de linha nos contornos dos elementos internos ao domínio Ω . Finalmente, nas bordas externas aplicamos as condições de contorno de Dirichlet homogêneas, conforme feito na seção anterior. Desta maneira as equações (3.42) e (3.43) se tornam, respectivamente:

$$\begin{aligned} & \sum_{j=1}^3 \hat{H}_{yj} \left[\int_{\Omega_e} \frac{\hat{z}}{u^2} \left(\frac{\partial \Psi_i}{\partial z} \frac{\partial \Psi_j}{\partial z} + \frac{\partial \Psi_i}{\partial x} \frac{\partial \Psi_j}{\partial x} + u^2 \Psi_i \Psi_j \right) \right] dx dz \\ & + \sum_{j=1}^3 \hat{E}_{yj} \left[\int_{\Omega_e} \frac{ik_y}{u^2} \left(\frac{\partial \Psi_i}{\partial z} \frac{\partial \Psi_j}{\partial x} - \frac{\partial \Psi_i}{\partial x} \frac{\partial \Psi_j}{\partial z} \right) \right] dx dz = \\ & - \int_{\Omega_e} \frac{\hat{z}}{u^2} \Delta \hat{y} \hat{\mathbf{E}}_x^p \frac{\partial \Psi_i}{\partial z} dx dz \quad i = 1, 2, 3 \end{aligned} \quad (3.44)$$

e

$$\begin{aligned} & \sum_{j=1}^3 \hat{E}_{yj} \left[\int_{\Omega_e} \frac{\hat{y}}{u^2} \left(\frac{\partial \Psi_i}{\partial z} \frac{\partial \Psi_j}{\partial z} + \frac{\partial \Psi_i}{\partial x} \frac{\partial \Psi_j}{\partial x} + u^2 \Psi_i \Psi_j \right) \right] dx dz \\ & - \sum_{j=1}^3 \hat{H}_{yj} \left[\int_{\Omega_e} \frac{ik_y}{u^2} \left(\frac{\partial \Psi_i}{\partial z} \frac{\partial \Psi_j}{\partial x} - \frac{\partial \Psi_i}{\partial x} \frac{\partial \Psi_j}{\partial z} \right) \right] dx dz = \\ & - \int_{\Omega_e} \frac{ik_y}{u^2} \Delta \hat{y} \hat{\mathbf{E}}_x^p \frac{\partial \Psi_i}{\partial x} dx dz \quad i = 1, 2, 3. \end{aligned} \quad (3.45)$$

Com estas equações, obtemos um sistema linear local (Rijo, 1992), em cada elemento, da

forma:

$$\begin{pmatrix} k_{11}^{TM} & k_{11}^{AC} & \cdots & k_{13}^{AC} \\ -k_{11}^{AC} & k_{11}^{TE} & \cdots & k_{13}^{TE} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ -k_{31}^{AC} & k_{31}^{TE} & \cdots & k_{33}^{TE} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{H}_{y1}^s \\ \hat{E}_{y1}^s \\ \vdots \\ \hat{E}_{y3}^s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_1^{TM} \\ f_1^{TE} \\ \vdots \\ f_3^{TE} \end{pmatrix}, \quad (3.46)$$

cujas entradas são

$$k_{ij}^{TM} = \int_{\Omega_e} \frac{\hat{z}}{u^2} \left(\frac{\partial \Psi_i}{\partial z} \frac{\partial \Psi_j}{\partial z} + \frac{\partial \Psi_i}{\partial x} \frac{\partial \Psi_j}{\partial x} + u^2 \Psi_i \Psi_j \right) dx dz, \quad (3.47)$$

$$k_{ij}^{TE} = \int_{\Omega_e} \frac{\hat{y}}{u^2} \left(\frac{\partial \Psi_i}{\partial z} \frac{\partial \Psi_j}{\partial z} + \frac{\partial \Psi_i}{\partial x} \frac{\partial \Psi_j}{\partial x} + u^2 \Psi_i \Psi_j \right) dx dz, \quad (3.48)$$

$$k_{ij}^{AC} = \int_{\Omega_e} \frac{ik_y}{u^2} \left(\frac{\partial \Psi_i}{\partial z} \frac{\partial \Psi_j}{\partial x} - \frac{\partial \Psi_i}{\partial x} \frac{\partial \Psi_j}{\partial z} \right) dx dz, \quad (3.49)$$

$$f_j^{TM} = - \int_{\Omega_e} \frac{\hat{z}}{u^2} \Delta \hat{y} \hat{\mathbf{E}}_x^p \frac{\partial \Psi_i}{\partial z} dx dz, \quad (3.50)$$

$$f_j^{TE} = - \int_{\Omega_e} \frac{ik_y}{u^2} \Delta \hat{y} \hat{\mathbf{E}}_x^p \frac{\partial \Psi_i}{\partial x} dx dz. \quad (3.51)$$

Novamente, após escolhermos funções-base lineares para elementos triangulares, efetuamos as derivadas e calculamos as integrais. Seguindo o algoritmo dos elementos finitos, o sistema linear (3.46) dá origem à um sistema global, dependente da variável k_y ,

$$\hat{\mathbf{G}}(k_y) \hat{f}(k_y) = \hat{s}(k_y), \quad (3.52)$$

que assim como no caso anterior, possui a matriz $\hat{\mathbf{G}}$ simétrica e bandeada, propiciando o uso de eliminação gaussiana para solucioná-lo. Contudo, como a solução $\hat{f}$ do sistema de equações prevê um valor de campo magnético e um valor de campo elétrico em cada ponto do domínio Ω discretizado, devemos ter maior controle em relação ao número de pontos desta discretização, pois a eliminação gaussiana demanda um grande esforço computacional na solução de sistemas de grande porte (tipicamente acima de 60.000 variáveis, para um Pentium IV 2 GHz).

Uma vez calculados os campos $\hat{\mathbf{H}}_y^s$ e $\hat{\mathbf{E}}_y^s$, obtemos $\hat{\mathbf{H}}_x^s$, $\hat{\mathbf{H}}_z^s$ e $\hat{\mathbf{E}}_x^s$ através de diferenciação numérica das equações (3.34) a (3.36). Como estes campos estão no domínio (x, k_y, z) , devemos calcular a transformada inversa de Fourier e recuperar os campos em (x, y, z) . Para isto veremos a seguir uma técnica de integração que se adequa perfeitamente a este propósito.

3.3.1 - Filtros Digitais Lineares para Transformada Seno e Co-seno

A metodologia que adotamos na situação da heterogeneidade 2-D perpendicular ao EEJ, de fazer uma decomposição espectral das equações diferenciais no espaço k_y de Fourier,

calcular a solução por elementos finitos e em seguida calcular a transformada inversa de Fourier

$$\begin{aligned} f(x, y, z) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{F}(x, k_y, z) e^{ik_y y} dk_y \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{F}(x, k_y, z) [\cos(k_y y) + i \operatorname{sen}(k_y y)] dk_y \end{aligned} \quad (3.53)$$

dos campos, tem o sério inconveniente de encontrar um método de integração numérica que nos permita calcular esta integral com precisão e eficiência razoáveis, levando em consideração que a função a ser transformada é uma solução de elementos finitos.

Assim, primeiramente avaliamos o comportamento dos campos elétrico e magnético em relação à k_y . Com este objetivo, elegemos um modelo bastante simples para análise: um semi-espaco de 50 Ωm de resistividade no qual há uma heterogeneidade 2-D de 200 Ωm . Esta heterogeneidade mede 40 km de largura por 5 km de altura e seu topo se encontra a 2 km abaixo da superfície (Figura 3.5). A frequência utilizada foi de 10^{-2} Hz e a malha de elementos finitos se encontra a 250 km do eletrojato, conforme esquematizado na Figura 3.4. Desta malha escolhemos arbitrariamente um ponto (nó) na posição $x = -10$ km e $z = 0$ km e calculamos $\hat{\mathbf{H}}_y^s$, $\hat{\mathbf{E}}_y^s$, $\hat{\mathbf{H}}_x^s$, $\hat{\mathbf{H}}_z^s$ e $\hat{\mathbf{E}}_x^s$ para valores negativos e positivos de k_y .

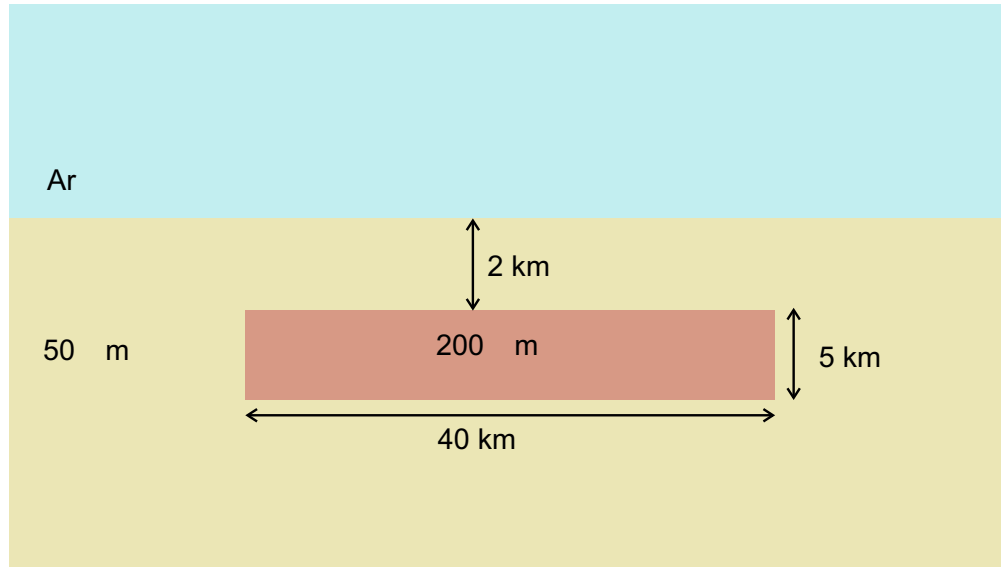


Figura 3.5: Modelo teste

Como resultado temos as Figuras 3.6 e 3.7. Nelas observamos que os campos no domínio (x, k_y, z) possuem comportamento par ou ímpar em relação à k_y . Mais precisamente as

componentes $\hat{\mathbf{H}}_y^s$ e $\hat{\mathbf{E}}_x^s$ comportam-se como funções pares enquanto as componentes $\hat{\mathbf{E}}_y^s$, $\hat{\mathbf{H}}_x^s$ e $\hat{\mathbf{H}}_z^s$ possuem comportamento ímpar.

Esta característica dos campos permite-nos simplificar a transformada inversa de Fourier para transformadas seno e co-seno. Particularmente nos métodos geofísicos eletromagnéticos, estas transformadas surgem em diversas aplicações, tendo sido por isso desenvolvidos vários algoritmos para calculá-las. Dentre estes, os filtros digitais lineares são os mais apropriados a serem empregados em nosso problema devido à sua eficiência e simplicidade.

O algoritmo dos filtros digitais lineares consiste em expressar a transformada co-seno ou seno, dada de forma geral por:

$$f(y) = \int_0^{+\infty} \hat{F}(k_y) g(yk_y) dk_y. \quad (3.54)$$

em uma integral de convolução, através de uma mudança de variáveis:

$$yf(y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{F}(e^{-(p-s)}) e^s g(e^s) dk_y. \quad (3.55)$$

A aproximação numérica desta integral tem a forma de uma convolução discreta, expressa por:

$$f(y) = \frac{1}{y} \sum_{n=1}^N \hat{F}(e^{-(\ln y - \eta_n)}) W_n, \quad (3.56)$$

em que η_n e W_n são, respectivamente, as abscissas e os coeficientes dos filtros. Logo, quanto maior o número N de pontos do filtro, maior deve ser a exatidão da aproximação. Mas por outro lado, filtros com um número grande de pontos aumenta o esforço computacional gasto no processo. Devemos então utilizar filtros com o compromisso entre eficiência e precisão, por isso adotamos os filtros de 19 pontos de Almeida (Rijo e Almeida, 2003) para a transformada co-seno e de Rijo (Rijo, 1991) para a transformada seno.

Com estes filtros, primeiramente resolvemos o sistema (3.52) para obter $\hat{\mathbf{H}}_y^s(k_y)$ utilizando o filtro co-seno. Para isto, calculamos um número de onda $k_y = e^{-(\log y - \eta_i)}$ para cada valor de abscissa η_i . Em seguida, obtemos por derivação numérica o campo $\hat{\mathbf{E}}_x^s(k_y)$, que também é par. Finalmente, multiplicamos cada i -ésima solução pelo coeficiente W_i correspondente e somamos todos os resultados, conforme (3.56), para chegar a $\mathbf{H}_y^s(x, y, z)$ e $\mathbf{E}_x^s(x, y, z)$. Como para cada valor de abscissa temos que resolver um problema 2-D (igual ao caso do eletrojoato equatorial paralelo à heterogeneidade), surge daí a necessidade evitarmos utilizar filtros com grande número de pontos.

Uma vez obtidos os campos secundários pares em relação a k_y , repetimos o mesmo procedimento com o filtro seno para calcular os campos secundários ímpares $\mathbf{H}_x^s(x, y, z)$, $\mathbf{E}_y^s(x, y, z)$

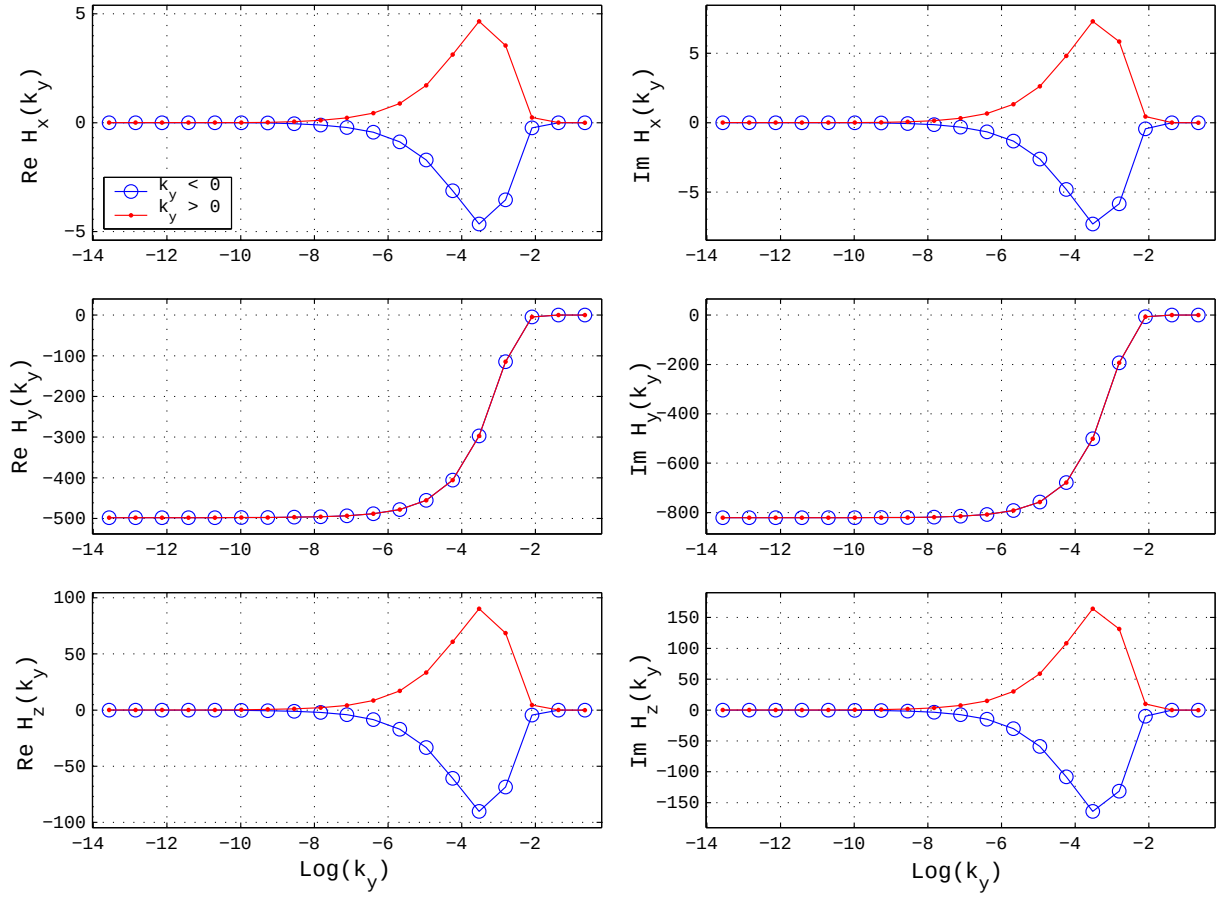


Figura 3.6: Componentes magnéticas no domínio (x, k_y, z) .

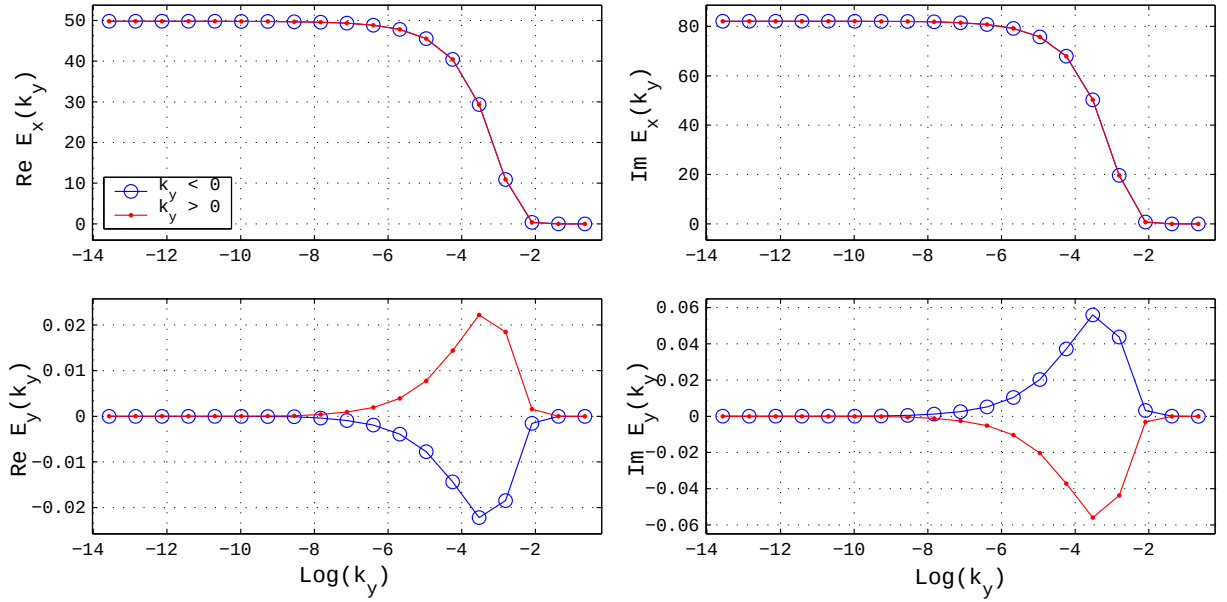


Figura 3.7: Componentes elétricas no domínio (x, k_y, z) .

e $\mathbf{H}_z^s(x, y, z)$. Resta então avaliarmos os campos primários que somaremos aos campos secundários para chegar aos campos totais.

3.4 - CAMPOS PRIMÁRIOS

Neste trabalho decompomos a fonte primária nas direções paralela e perpendicular ao *strike* da heterogeneidade 2-D, conforme vimos na seção 3.1. Portanto, veremos a seguir qual o modelo matemático de fonte que simula o eletrojato nas direções x e y e que ainda nos permite transformá-lo para o espaço de Fourier, indispensável no caso da fonte perpendicular, e que ao mesmo tempo seja o mais realista possível, simulando inclusive o contra-eletrojato.

3.4.1 - Campo Primário: Componente Paralela à Estrutura 2-D

De acordo com a Figura 3.1, a componente paralela do eletrojato aponta na direção y e assim, para encontrar o campo primário partimos do eletrojato gaussiano proposto por Peltier e Hermance (1971). Nele o eletrojato é composto por uma superposição de linhas de corrente, resultando em uma distribuição gaussiana planar de densidade de corrente, cuja intensidade no ponto x_0 é:

$$I(\omega) = I_0(\omega)e^{-x_0/(2s^2)}, \quad (3.57)$$

em que I_0 é a intensidade no centro da gaussiana e s é o desvio-padrão. Seguindo o desenvolvimento de Hermance e Peltier, porém para um semi-espaço estratificado de N camadas conforme a Figura 3.8, chegamos ao campo elétrico na direção y (Rijo, 1992):

$$\mathbf{E}_y^p(x, z) = \frac{s}{\sqrt{2\pi}} \int_0^\infty G_1^{(j)}(k_x) e^{-k_x^2 s^2/2} \cos(k_x x) dk_x, \quad (3.58)$$

com $G_1^{(j)}(k_x)$ dado por:

$$G_1^{(j)}(k_x) = E_j e^{-u_j(z-z_j)} + R^{(j)} e^{u_j(z-z_j)} \quad (3.59)$$

$$G_1^{(N)}(k_x) = E_N e^{-u_N(z-z_N)} \quad (3.60)$$

em que u_j , z_j , E_j e $R^{(j)}$ são, respectivamente, constantes de propagação, posição das interfaces, campos nas interfaces e coeficientes de reflexão entre as camadas. Os termos $R^{(j)}$ e E_j são obtidos através de recorrências bastante conhecidas (Rijo, 1992), sendo o campo incidente dado por

$$E_0 = -\frac{\hat{z}}{u_0} I(\omega) e^{-u_0 h_0} \quad (3.61)$$

em que h_0 é a altura do eletrojato acima da superfície.

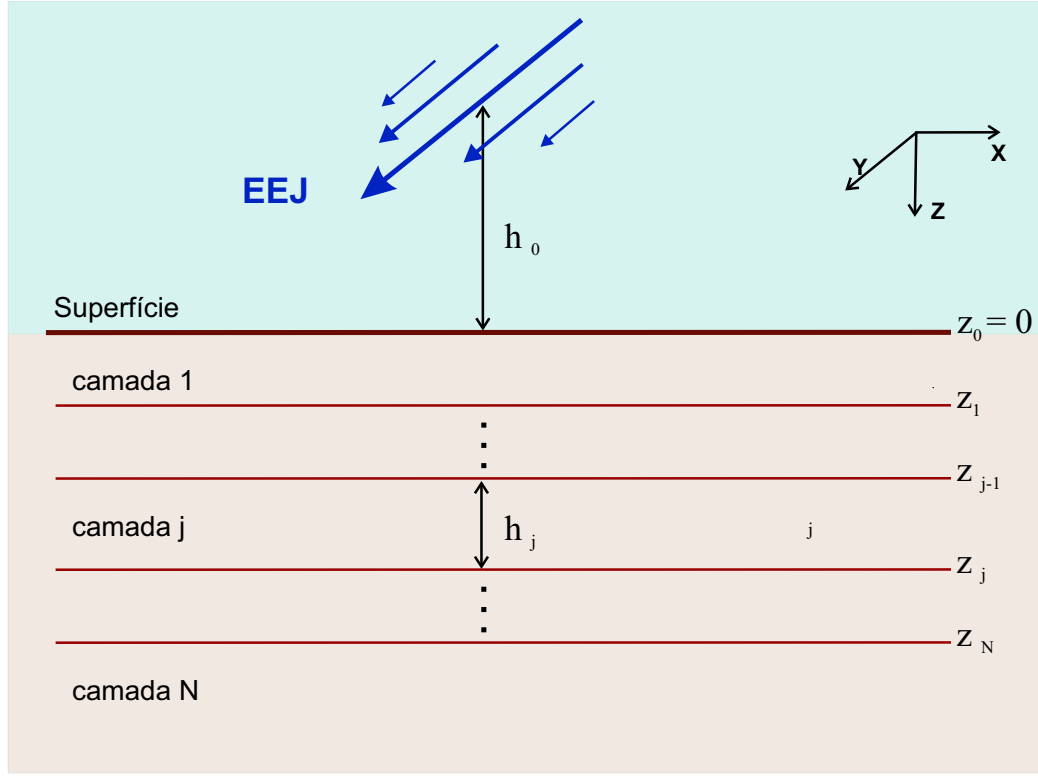


Figura 3.8: Representação da fonte e estratificação do meio.

Relacionadas a este campo elétrico primário tem-se as componentes magnéticas do eletrojato sobre um semi-espaco estratificado de N camadas, que podemos obter a partir da equação (3.12). Logo, estas componentes serão:

$$\mathbf{H}_x^p(x, z) = \frac{1}{\hat{z}} \frac{\partial \mathbf{E}_y^p}{\partial z} \quad (3.62)$$

$$= -\frac{s}{\sqrt{2\pi}\hat{z}} \int_0^\infty u_j G_2^{(j)}(k_x) e^{-k_x^2 s^2/2} \cos(k_x x) dk_x \quad (3.63)$$

e

$$\mathbf{H}_z^p(x, z) = -\frac{1}{\hat{z}} \frac{\partial \mathbf{E}_y^p}{\partial x} \quad (3.64)$$

$$= \frac{s}{\sqrt{2\pi}\hat{z}} \int_0^\infty k_x G_1^{(j)}(k_x) e^{-k_x^2 s^2/2} \sin(k_x x) dk_x, \quad (3.65)$$

em que

$$G_2^{(j)}(k_x) = E_j e^{-u_j(z-z_j)} - R^{(j)} e^{u_j(z-z_j)} \quad (3.66)$$

$$G_2^{(N)}(k_x) = E_N e^{-u_N(z-z_N)}. \quad (3.67)$$

Desta feita, vemos novamente a utilização nos métodos eletromagnéticos de transformadas

seno e co-seno como ferramentas matemáticas e por isso a importância de algoritmos eficientes como os filtro digitais para computá-las.

Na Figura 3.9 temos um exemplo de aplicação das equações acima, em que calculamos os campos primários $\mathbf{H}_x^p$, $\mathbf{E}_y^p$ e $\mathbf{H}_z^p$ para um semi-espço homogêneo de $50 \Omega m$ de resistividade na frequência de 10^{-2} Hz, naturalmente na presença de um eletrojato do tipo gaussiano, sem as reversões de corrente. O eletrojato está a 110 km de altura e possui desvio-padrão de 240 km.

Observamos nos gráficos a variação suave dos campos próximos a $x = 0$, principalmente para aqueles que são expressos como transformada co-seno. Obtemos a suavidade com a aplicação de uma interpolação por *splines* cúbicos visto que aqueles campos apresentavam um comportamento ruidoso em torno do ponto $x = 0$, conforme podemos verificar na Figura 3.10, em que temos os mesmos resultados, porém focalizados na região de interesse. Este comportamento observado se deve à um erro numérico ao empregarmos o filtro digital para a transformada co-seno, visto que o termo $e^{-k_x^2 s^2 / 2}$ característico da distribuição gaussiana causa uma forte atenuação no *kernel* da transformada à medida que a coordenada x tende a zero.

Na Figura 3.11 podemos verificar a variação dos campos $\mathbf{H}_x^p$ e $\mathbf{E}_y^p$ no espaço de Fourier, tanto em relação a k_x quanto à coordenada x . Nela notamos que conforme x diminui, a contribuição do *kernel* para o compute da integral também diminui. Isto sugere o desenvolvimento de filtros digitais da forma (3.56) para a transformada co-seno que possuam valores menores de abscissa, de modo que seja possível calcular integrais bastante exigentes, como as das equações (3.58) e (3.63). Almeida (2002) em sua dissertação de mestrado mostra uma metodologia eficiente para o desenvolvimento de tais filtros.

A seguir, continuando com os campos primários, analizaremos a componente do eletrojato na direção x .

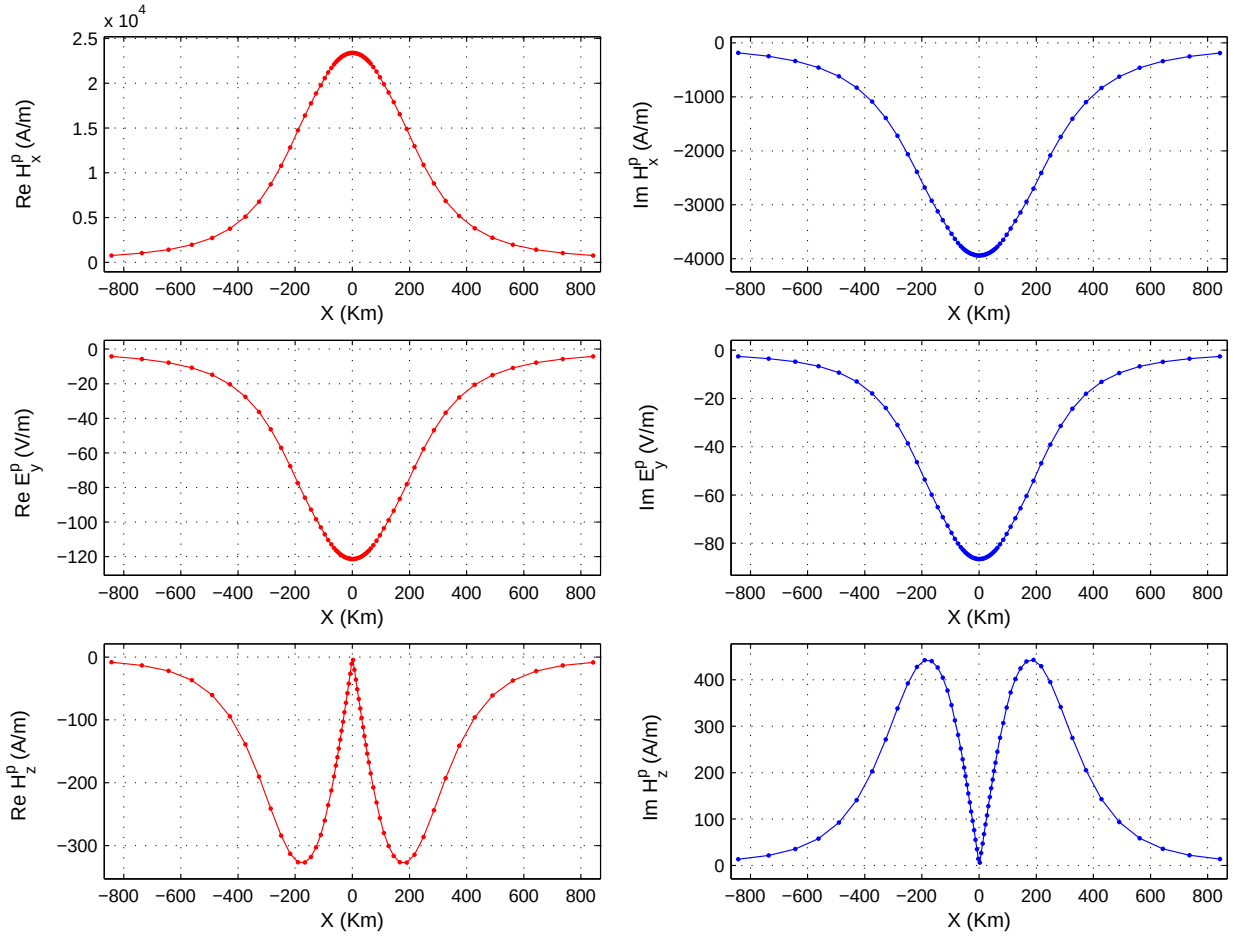


Figura 3.9: Campos primários do eletrodo gaussiano paralelo sobre um semi-espaco homogêneo de $50 \Omega m$ de resistividade na frequência de 10^{-2} Hz.

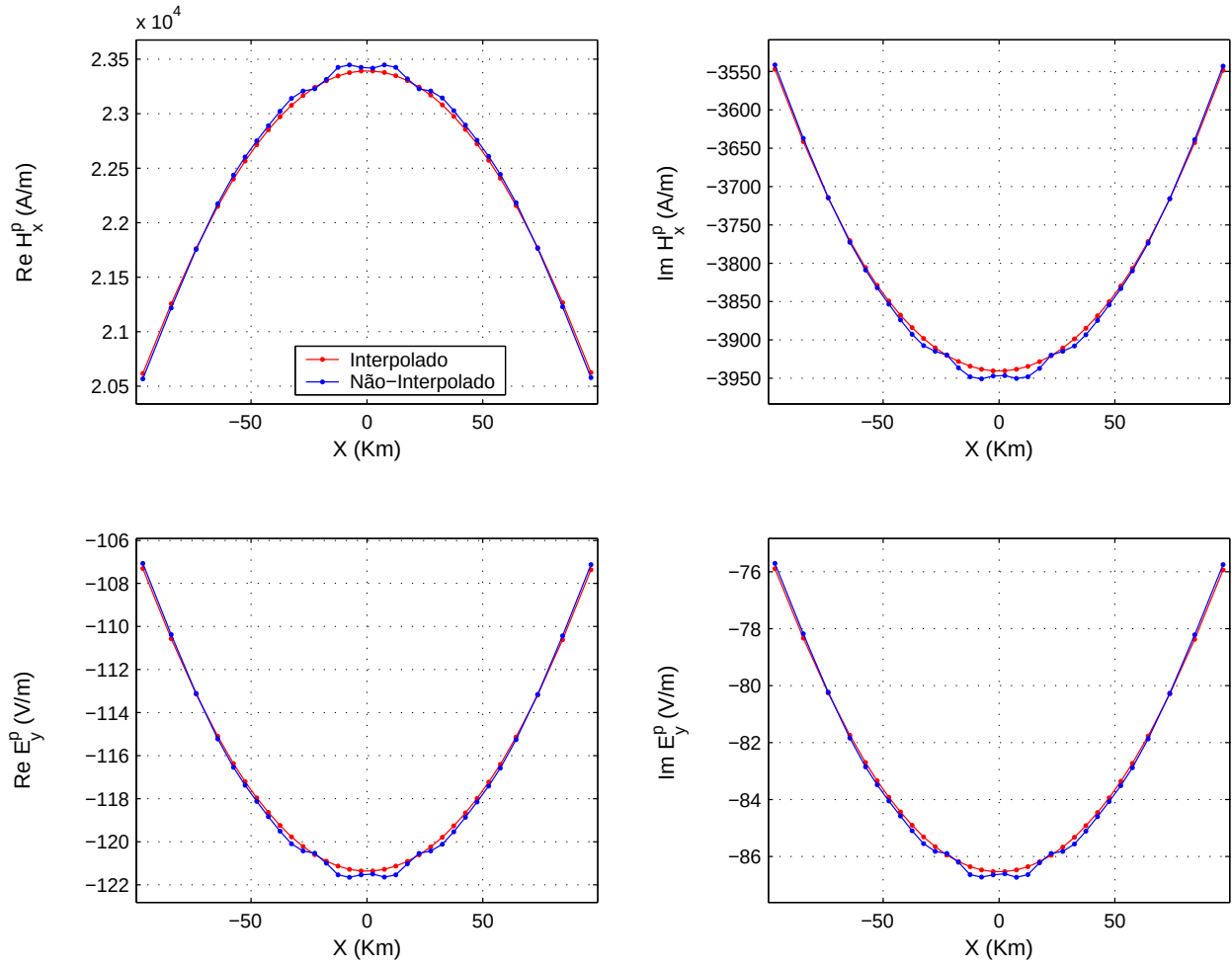


Figura 3.10: Campos primários do eletrodo gaussiano paralelo próximo de $x = 0$. Em vermelho temos os campos interpolados e em azul os campos não-interpolados

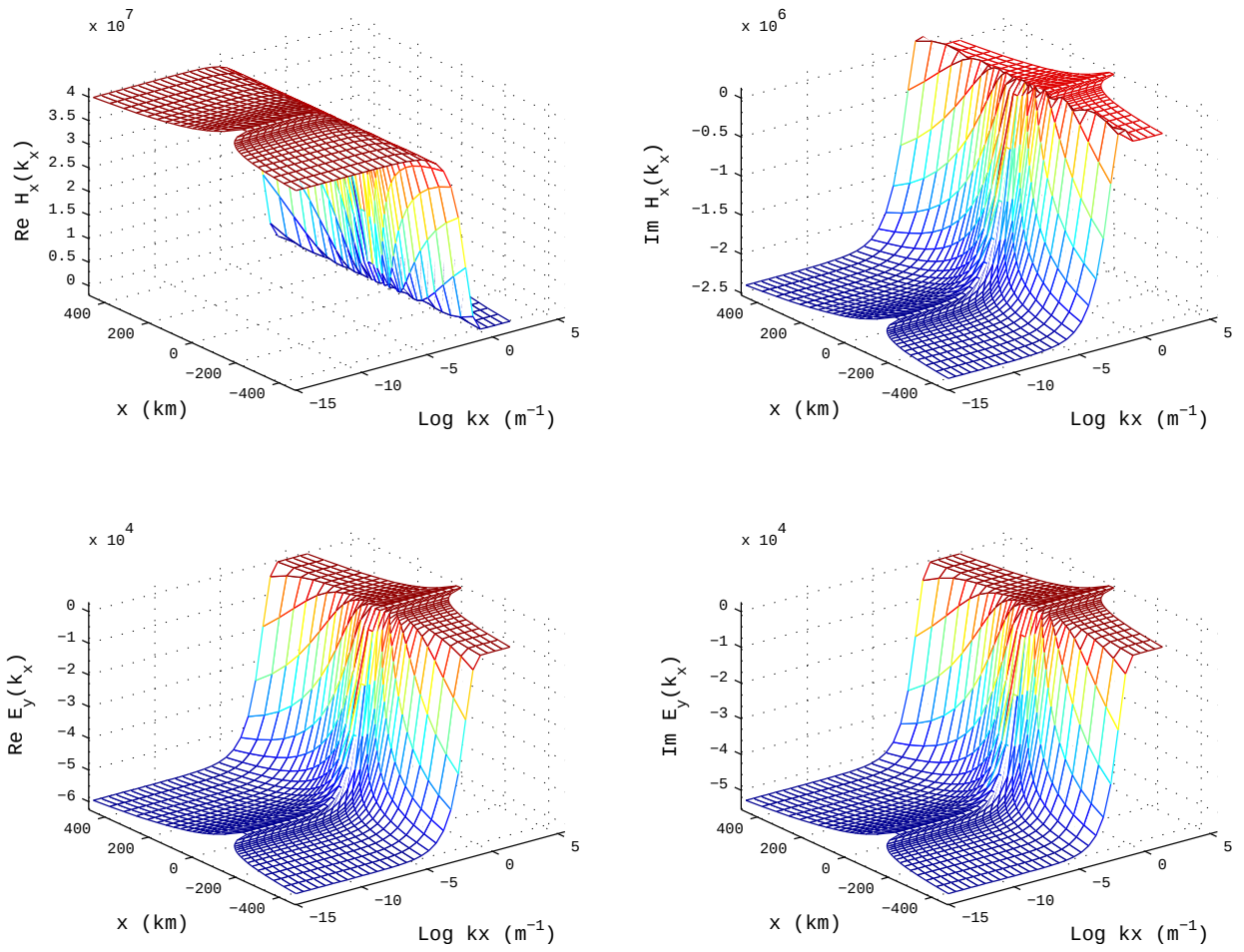


Figura 3.11: *Kernel* dos campos primários do eletrodo gaussiano sobre um semi-espço homogêneo de $50 \, \Omega\text{m}$ de resistividade na frequência de 10^{-2} Hz.

3.4.2 - Campo Primário: Componente Perpendicular à Estrutura 2-D

Uma vez conhecendo um modelo matemático de eletrojato para a direção y do sistema cartesiano, é fácil escrevê-lo na direção x . Na verdade deve ser feita apenas uma troca de variáveis. Assim, seguindo a decomposição mostrada no começo deste capítulo, temos o campo elétrico devido à uma distribuição gaussiana planar de densidade de corrente sobre um semi-espço estratificado de N camadas dado por:

$$\mathbf{E}_x^p(y, z) = -\frac{s}{\sqrt{2\pi}} \int_0^\infty G_1^{(j)}(k_y) e^{-k_y^2 s^2/2} \cos(k_y y) dk_y, \quad (3.68)$$

com $G_1^{(j)}(k_y)$ expresso da forma:

$$G_1^{(j)}(k_y) = E_j e^{-u_j(z-z_j)} + R^{(j)} e^{u_j(z-z_j)} \quad (3.69)$$

$$G_1^{(N)}(k_y) = E_N e^{-u_N(z-z_N)}. \quad (3.70)$$

Da mesma maneira como visto anteriormente, temos os campos magnéticos derivados do campo elétrico. A partir da equação $\nabla \times \mathbf{E}^p = -\hat{z}\mathbf{H}^p$ chegamos a:

$$\mathbf{H}_y^p(y, z) = -\frac{1}{\hat{z}} \frac{\partial \mathbf{E}_x^p}{\partial z} \quad (3.71)$$

$$= -\frac{s}{\sqrt{2\pi}\hat{z}} \int_0^\infty u_j G_2^{(j)}(k_y) e^{-k_y^2 s^2/2} \cos(k_y y) dk_y \quad (3.72)$$

e

$$\mathbf{H}_z^p(x, z) = \frac{1}{\hat{z}} \frac{\partial \mathbf{E}_x^p}{\partial y} \quad (3.73)$$

$$= -\frac{s}{\sqrt{2\pi}\hat{z}} \int_0^\infty k_y G_1^{(j)}(k_y) e^{-k_y^2 s^2/2} \sin(k_y y) dk_y, \quad (3.74)$$

em que

$$G_2^{(j)}(k_y) = E_j e^{-u_j(z-z_j)} - R^{(j)} e^{u_j(z-z_j)} \quad (3.75)$$

$$G_2^{(N)}(k_y) = E_N e^{-u_N(z-z_N)}. \quad (3.76)$$

Novamente lembramos que as componentes dos campos elétrico e magnético são expressos na forma de transformadas seno ou co-seno, sendo calculados com os filtros digitais lineares. Como estes campos apresentam o mesmo comportamento já verificado no caso do eletrojato paralelo à heterogeneidade, também fizemos uma interpolação na região próxima à $y = 0$.

Como exemplo, na Figura 3.12 calculamos os campos primários de um eletrojato gaussiano a 110 km de altura sobre um semi-espço de 50 Ωm de resistividade em uma frequência de

10^{-4} Hz. Para verificarmos o erro numérico nas transformadas co-seno, temos a Figura 3.13, em que focalizamos os resultados próximos à origem.

Para finalizar nossa análise da componente do eletrojato na direção x , vimos que na formulação do MEF para o caso dos modos acoplados tínhamos a necessidade de calcular o campo elétrico primário $\hat{\mathbf{E}}_x^p$ no espaço de Fourier. Contudo uma observação atenta da equação (3.77) mostra que este termo fonte é explícito, pois

$$\mathbf{E}_x^p(y, z) = \int_0^\infty \hat{\mathbf{E}}_x^p(k_y, z) \cos(k_y y) dk_y. \quad (3.77)$$

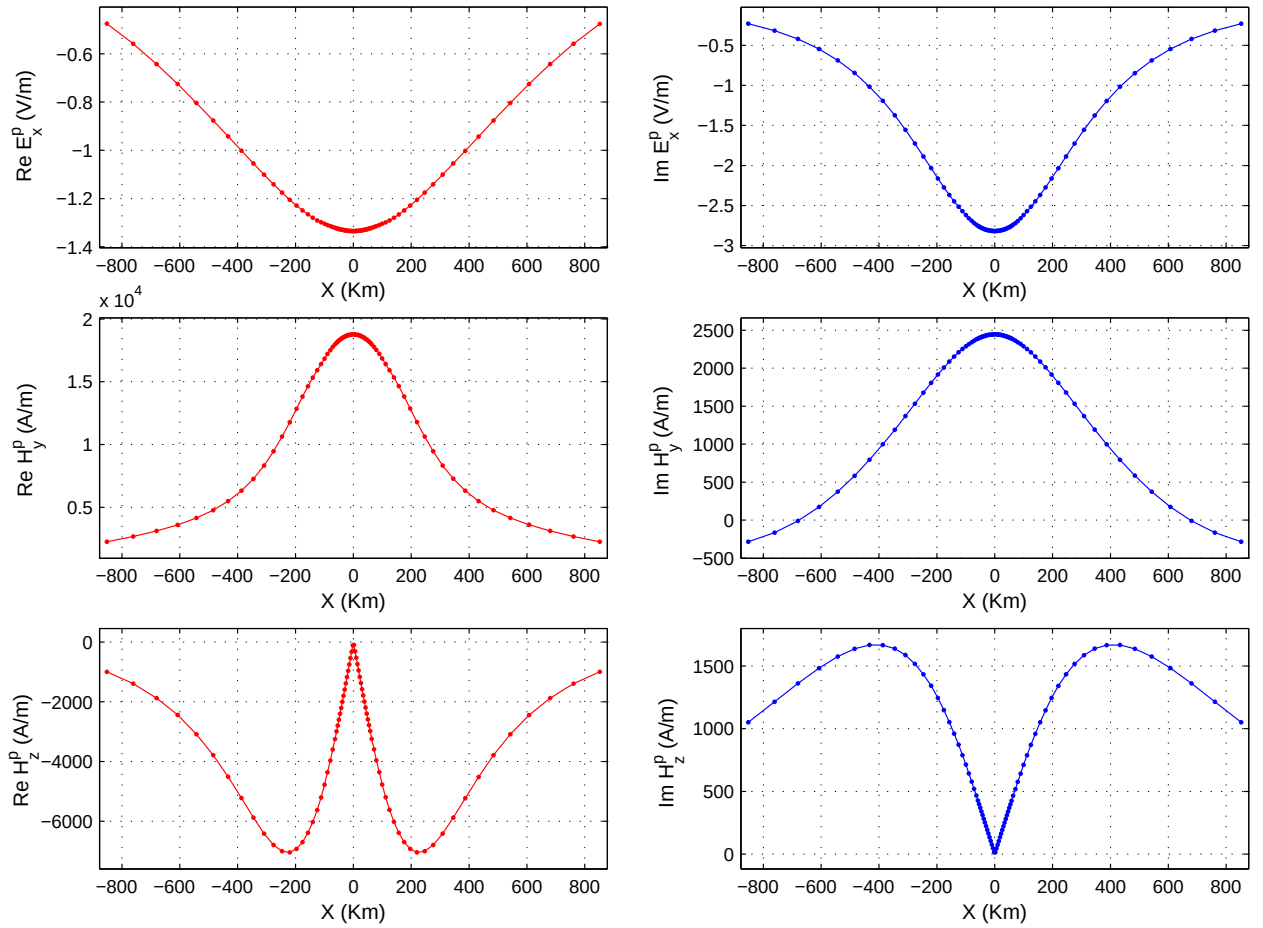


Figura 3.12: Campos primários do EEJ gaussiano perpendicular sobre um semi-espaço homogêneo de $50 \Omega m$ de resistividade na frequência de 10^{-4} Hz.

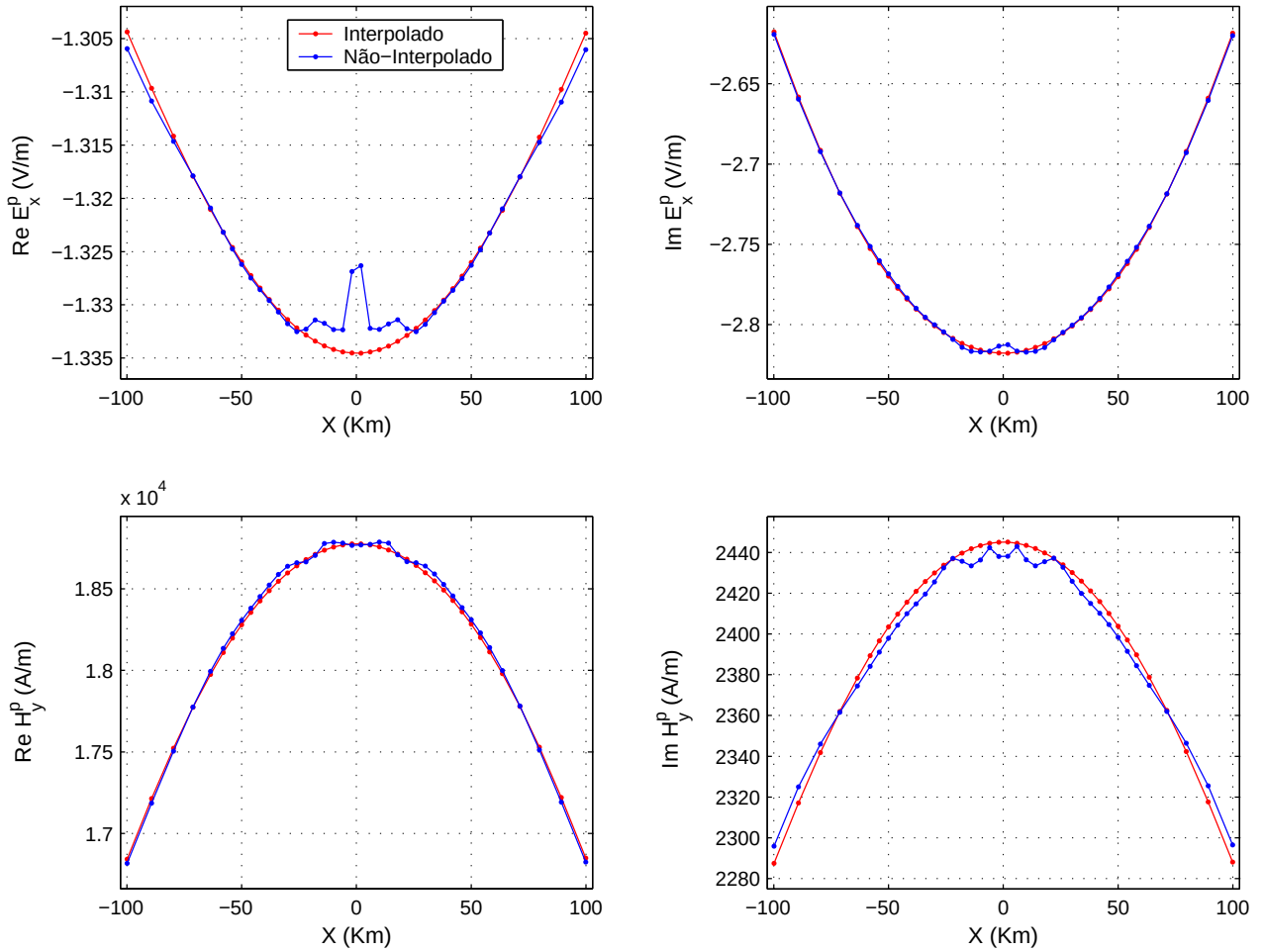


Figura 3.13: Campos primários do eletrojoato gaussiano perpendicular próximo de $x = 0$. Em vermelho temos os campos interpolados e em azul os campos não-interpolados

Passaremos agora à um modelo de eletrojoato mais realista, que leva em conta o caráter espacial ondulante, e à um modo bastante prático de tratá-lo.

3.4.3 - Modelagem do Eletrojoato e Contra-Eletrojoato

Conforme vimos no capítulo anterior, o Eletrojoato Equatorial pode apresentar correntes ionosféricas reversas em suas extremidades laterais, que dependendo da situação têm amplitude igual a um terço da corrente direta. Dentre os modelos matemáticos desenvolvidos para simular o EEJ e as correntes de retorno, um dos mais conhecidos é o de Onwumechilli, também chamado eletrojoato ondulante, cuja densidade de corrente é expressa pela equação 2.18.

Entretanto, em nosso trabalho precisamos de um modelo de eletrojoato ondulante que possa

ser expresso matematicamente no domínio (x, k_y, z) . Rijo (1991), seguindo a abordagem de Hibbs & Jones (1973a), usou uma superposição de três eletrojatos gaussianos para simular as ondulações e mostrou que os resultados obtidos com este modelo não diferem daqueles calculados com o eletrojoato de Onwumechilli.

Em vista disso, adotamos esta superposição de gaussianas, em que o eletrojoato é composto por uma parte central de intensidade positiva e duas outras partes externas de intensidade negativa representam as correntes de retorno, conforme vemos na Figura 3.14, à direita. Naturalmente que temos controle sobre as intensidades das gaussianas de modo que podemos variar as ondulações mas neste trabalho preferimos manter a simetria da fonte em relação ao centro. Assim, afim de obter um EEJ mais realista, usamos gaussianas de 220 km de desvio-padrão, com a intensidade das partes negativas iguais a 42% da gaussiana positiva e deslocadas 450 km ao norte e ao sul. Estas três fontes somadas resultam em um eletrojoato de 400 km de meia-largura e com correntes de retorno localizadas em torno de 500 km do centro do EEJ e de intensidade igual a aproximadamente um terço da corrente principal conforme vemos à esquerda da Figura 3.14, estando de acordo com as observações de Rigoiti *et al.* (1999). Na mesma figura temos representada a densidade de corrente do CEJ, que segundo Ezema *et al.* (1996), é cerca de 36 % da densidade do EEJ. Uma vez que o Contra-Eletrojoato tem direção contrária ao EEJ, simplesmente invertemos o modelo de três gaussianas e aplicamos a proporcionalidade.

Em seguida, na Figura 3.15 temos uma comparação entre o Eletrojoato Onwumechilliano visto no capítulo anterior e o EEJ composto pela superposição de gaussianas.

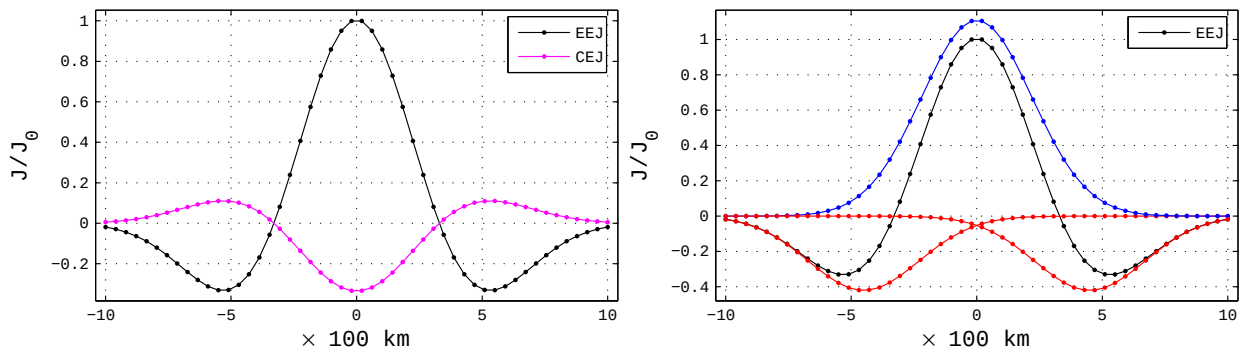


Figura 3.14: Esquerda: densidades de corrente do Eletrojoato e Contra-eletrojoato. Direita: Eletrojoato com correntes de retorno formadas por superposição de distribuições gaussianas

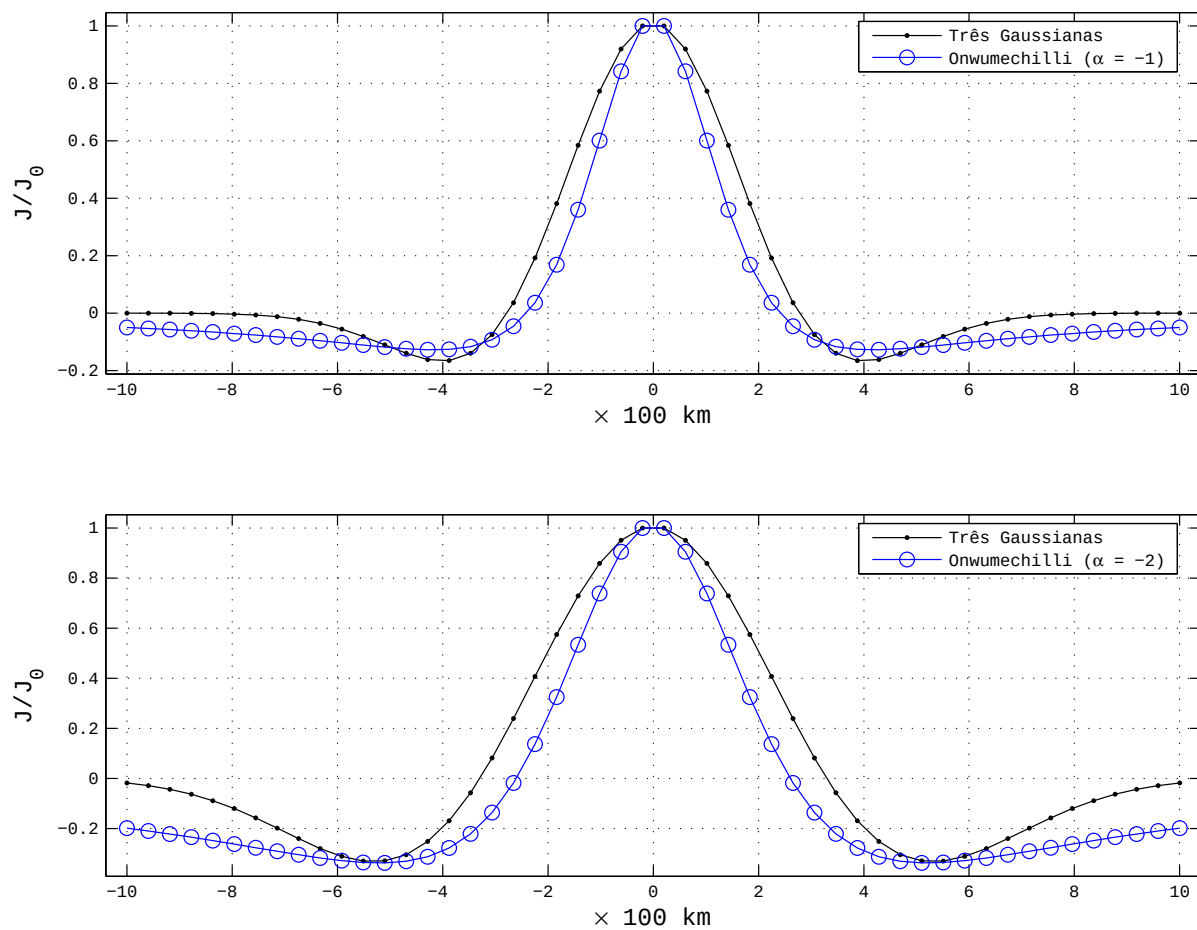


Figura 3.15: Comparação entre o EEJ de Onwumechilli e o EEJ formado por três gaussianas.

3.5 - PROCEDIMENTO PARA DECOMPOSIÇÃO DA FONTE

Uma vez conhecidos os campos primários e a metodologia de solução das equações diferenciais para os campos secundários, resta-nos mostrar como é feita a decomposição do eletrojato em duas direções ortogonais. Para isto temos a Figura 3.16, em que esquematizamos o caso geral de uma heterogeneidade de *strike* arbitrário em relação ao Eletrojato Equatorial. Note que é este *strike* quem define o sistema de coordenadas, ficando a estrutura na direção y .

Em princípio, para ser feito o modelamento necessitamos conhecer três parâmetros relativos ao nosso modelo: θ_h , que é a o ângulo entre a heterogeneidade e o eletrojato; θ_p , o ângulo entre a linha de cálculo dos perfis dos campos e a perpendicular à estrutura (ou seja, a direção x); e finalmente a distância D entre dois pontos conhecidos: a posição em que o eletrojato passa pela estrutura e o ponto em que esta é atravessada pelo perfil. Para o caso particular da estrutura estar paralela ao eletrojato, definimos D como a distância entre eles.

Com estes dados iniciamos a decomposição do eletrojato na primeira posição do perfil, por exemplo o ponto P da Figura 3.16. A partir de P , fazemos a projeção ortogonal dele sobre o eletrojato, obtendo o ponto Q , para manter a simetria em relação à fonte, já que a assumimos infinita. A seguir decompomos o eletrojato nas direções paralela e perpendicular à estrutura. Estas componentes encontram-se respectivamente à distância X_0 e Y_0 do ponto P de cálculo do campo e estes dois parâmetros serão imprescindíveis para obtermos as abscissas da transformada inversa de Fourier na equação (3.56).

Após terem sido efetuados todos os cálculos de campos em P , passamos à próxima posição do perfil e repetimos todo o procedimento, uma vez que de maneira geral os parâmetros X_0 e Y_0 mudam de valor na direção do caminharmento. Os casos particulares ocorrem quando a linha de perfil é perpendicular à heterogeneidade e esta está ora paralela, ora perpendicular ao eletrojato, resultando assim em X_0 e Y_0 constantes, respectivamente.

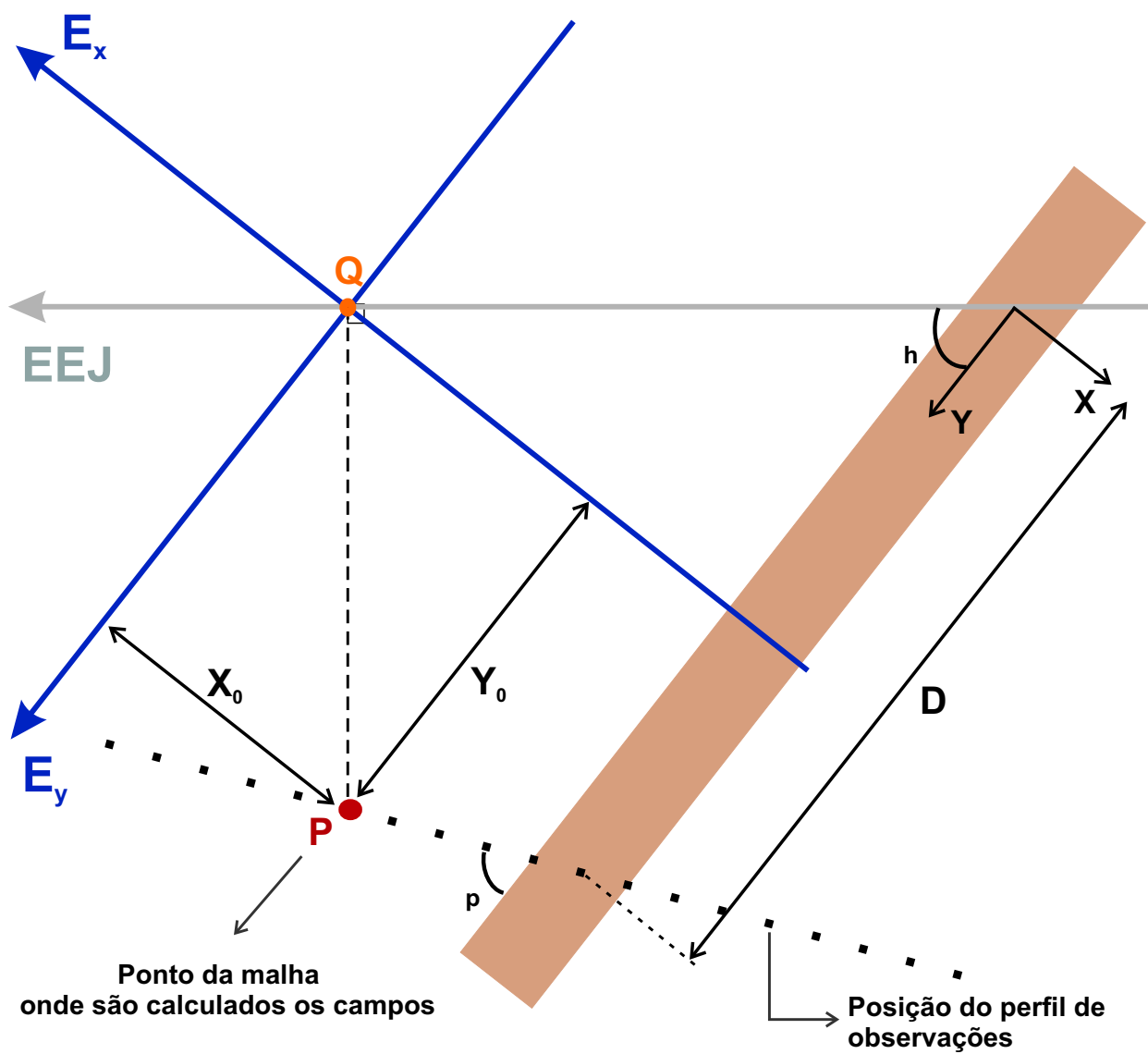


Figura 3.16: Esquema de decomposição do campo primário em relação à heterogeneidade

4 - EFEITOS DE HETEROGENEIDADES 2-D

Neste capítulo veremos os resultados obtidos em nossos experimentos utilizando o EEJ como fonte de campo primário, bem como o CEJ, para efeito de comparação. Apresentamos as respostas obtidas na forma de perfis das partes real e imaginária dos campos magnético e elétrico. Nas mesmas figuras, mostramos também as respostas primárias, que são os campos calculados sobre um meio sem as heterogeneidades bidimensionais, a fim de destacarmos os efeitos destas. Antes, porém, vamos explicar o modelo geológico usado nos experimentos.

4.1 - MODELO GEOLÓGICO

Na Figura 4.1 temos um modelo de subsuperfície que usamos em todos os experimentos e que foi sugerido pelo Dr. B. R. Arora do Observatório Geomagnético Nacional da Índia (comunicação pessoal com o Prof. Rijo). No modelo vemos uma estrutura bidimensional envolvida em um substrato de resistividade igual a $10 \Omega\text{m}$ e coberta por uma camada mais resistiva, de $50 \Omega\text{m}$ e a 2 km de profundidade em relação à superfície. A estrutura é formada por uma parte externa e outra interna. A parte externa possui 80 km de largura e 4 km de espessura possuindo resistividade igual a $1 \Omega\text{m}$ e seu topo encontra-se a 2 km abaixo da superfície. Interior à esta encontra-se a parte interna da estrutura, ultra-resistiva, de $3.000 \Omega\text{m}$, possuindo 40 km de largura e 1 km de espessura e seu topo está a 3,5 km da superfície.

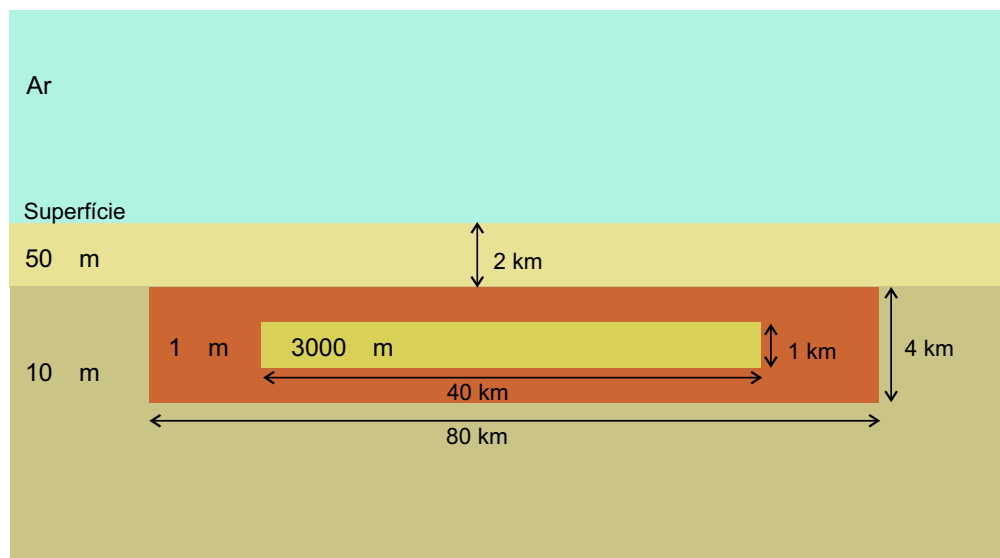


Figura 4.1: Modelo de semi-espço estratificado com heterogeneidades bidimensionais.

Segundo o Dr. Arora, este modelo corresponde a uma situação real encontrada em suas pesquisas na Bacia do Parnaíba, Brasil. Esta bacia é a maior unidade geológica brasileira, abrangendo uma área de aproximadamente 600.000 km² no N-NE do Brasil (ver Figura 2.15B). Ela é uma estrutura intra-cratônica, formada principalmente por sedimentos do Paleozóico, e apresenta na sua região central a Anomalia Condutiva da Bacia do Parnaíba (Arora *et al.*, 1997), que estamos simulando com o modelo interpretativo da Figura 4.1. Nele a parte central resistiva pode representar uma intrusão diabásica, relacionada a um evento magmático, no *graben* condutivo. Carbonatos metamorfizados podem ser a possível fonte do aumento da condutividade desta estrutura externa (Arora *et al.*, 1997).

Uma vez estabelecido modelo geológico, passamos aos experimentos numéricos. Conforme explicamos na seção 3.5, devemos conhecer *a priori* os parâmetros θ_h , θ_p e D . Assim, para avaliar os efeitos destes sobre as respostas geomagnéticas realizamos os testes variando-os, além da frequência, através de uma combinação dos valores:

- Frequência igual a 10^{-1} , 10^{-2} , 10^{-3} e 10^{-4} Hz;
- D igual a 100, 250 e 500 km;
- θ_p igual a 90° , -45° e 45° ;
- θ_h igual a 0° , 90° , 30° , 45° e 60° .

Para analisar os resultados, fizemos uma tentativa de separar o quanto cada fator acima influencia nas respostas. Contudo a complexidade do problema nos mostrou que em alguns casos, a variação destes parâmetros apresentam efeitos relacionados. Por isso, para facilitar a compreensão dos resultados, associamos a cada valor de θ_h um modelo interpretativo. Assim, mantendo fixo este parâmetro podemos variar a frequência, θ_p e a distância D .

Em todos os casos, adotamos as densidades de corrente do EEJ reportadas por Rigoti *et al.* (1999): 150 A/km para a corrente direta e 45 A/km para as correntes de retorno, todas fluindo a 108 km de altura. Em relação ao CEJ, adotamos densidades de correntes iguais a 36 % destes valores (Ezema *et al.*, 1996).

4.2 - RESULTADOS

Modelo 1

Neste modelo temos a estrutura 2-D paralela ao EEJ conforme a Figura 4.2 e como vimos no capítulo anterior, há o modo TE de propagação, caracterizado pela presença das componentes E_y , B_x e B_z . Começamos os experimentos com a frequência de 10^{-1} Hz e a 100 km de distância do centro do EEJ. Com a direção do perfil de observação perpendicular à heterogeneidade, temos na Figura 4.3 os resultados obtidos com o EEJ e o CEJ, e também mostramos os campos primários do meio homogêneo 1-D, para efeito de comparação. Na figura percebemos claramente a influência das estruturas sobre os campos primários. As respostas do EEJ e do CEJ diferem entre si sobretudo em relação à intensidade das partes real e imaginária dos campos, o que era de se esperar, uma vez que as intensidades destas fontes são diferentes. Na figura vemos que os valores das medidas se mostram simetricamente invertidos, com a componente B_z delimitando as extremidades laterais da heterogeneidade.

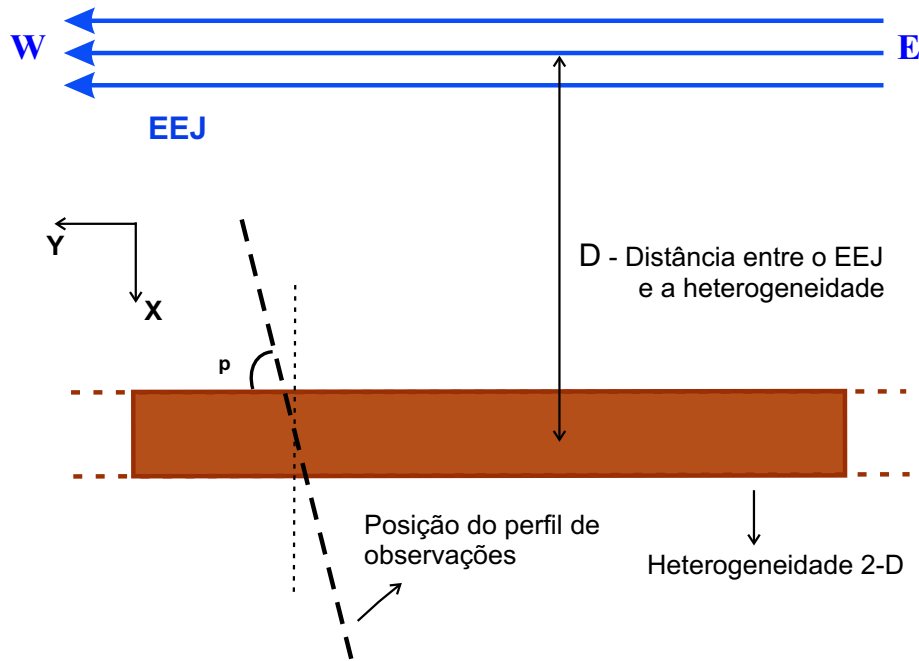


Figura 4.2: Configuração geométrica entre o EEJ e a estrutura 2-D para o Modelo 1.

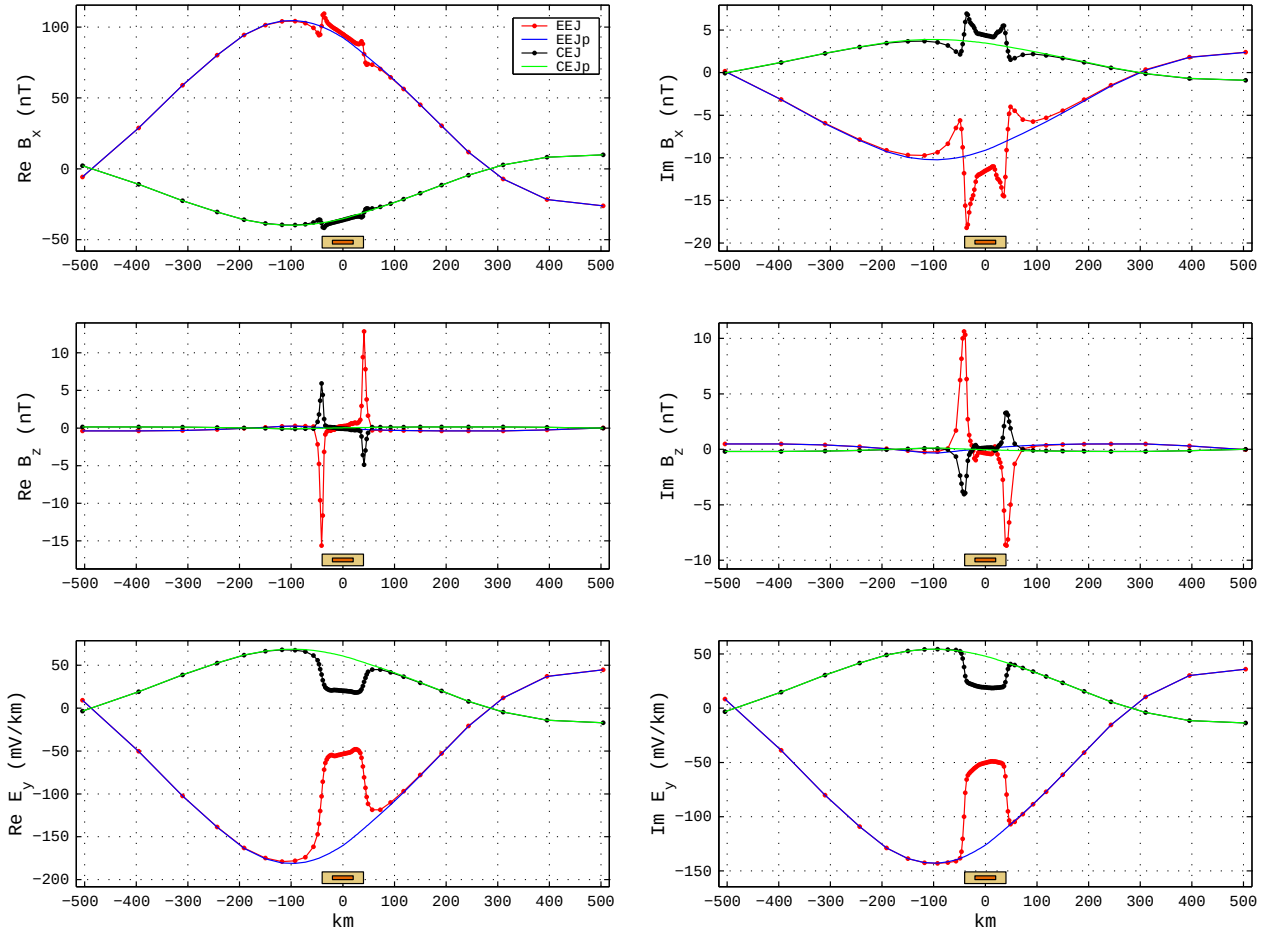


Figura 4.3: Perfis de $\mathbf{B}$ e $\mathbf{E}$ para frequência de 10^{-1} Hz, $D = 100$ km, $\theta_p = 90^\circ$ e $\theta_h = 0^\circ$ (vermelho: EEJ 2-D; azul: EEJ 1-D; preto: CEJ 2-D; verde: CEJ 1-D).

Quando afastamos a estrutura 2-D do centro da fonte, a intensidade dos campos diminuem, até que para a distância de 500 km temos as anomalias nos campos invertidas para as duas fontes em relação ao resultado anterior, uma vez que nesta posição é maior a influência das correntes de retorno, como podemos ver na Figura 4.4.

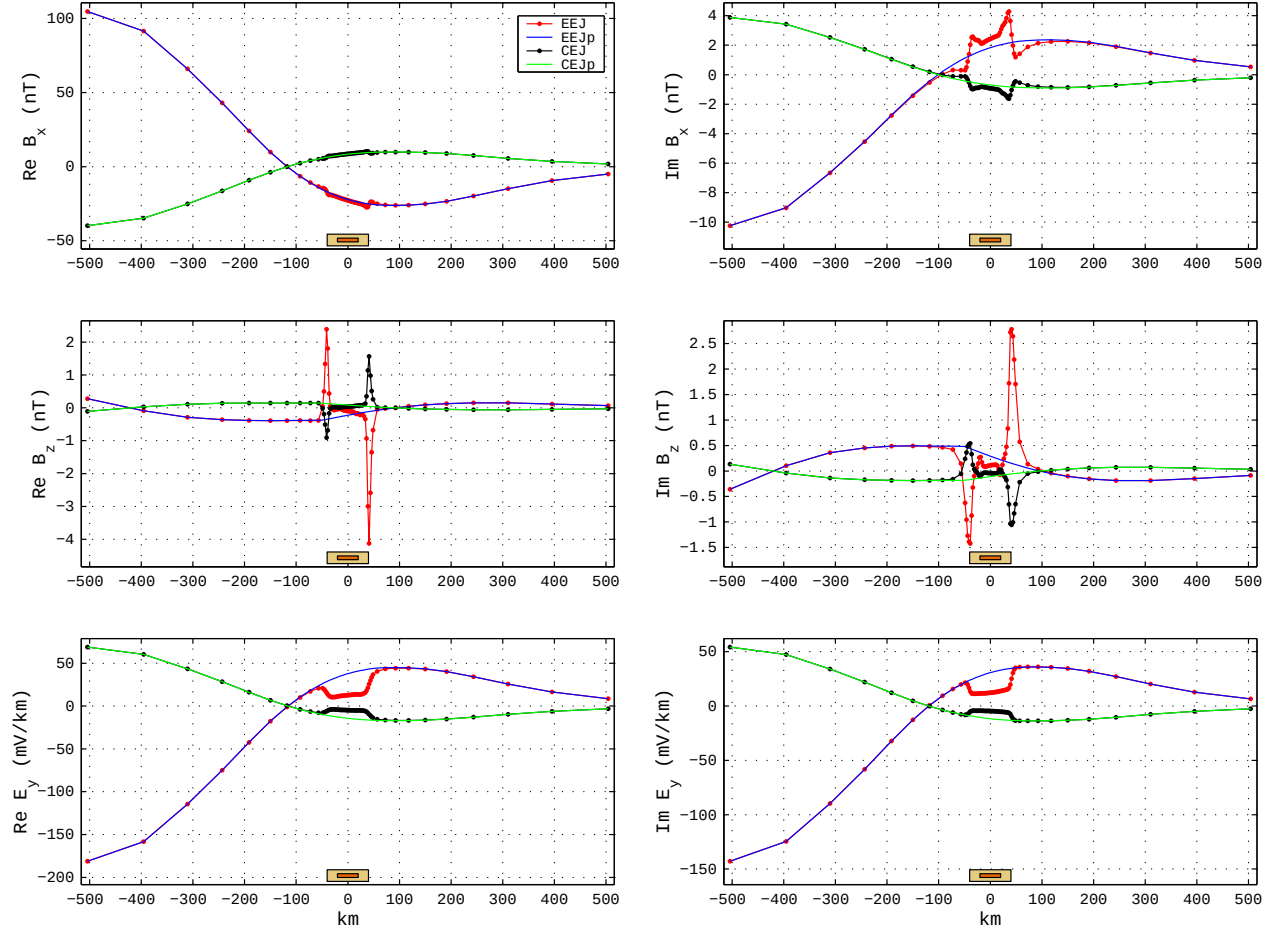


Figura 4.4: Perfis de $\mathbf{B}$ e $\mathbf{E}$ para frequência de 10^{-1} Hz, $D = 500$ km, $\theta_p = 90^\circ$ e $\theta_h = 0^\circ$ (vermelho: EEJ 2-D; azul: EEJ 1-D; preto: CEJ 2-D; verde: CEJ 1-D).

Outro fator que exerce forte influência sobre os resultados é o *skin-depth*, principalmente à medida que diminuimos a frequência. Na Figura 4.5 por exemplo, em que os dados foram obtidos na frequência de 10^{-2} Hz e a 100 km de distância, podemos distinguir as partes interna e externa da estrutura 2-D, e de forma mais acentuada na componente B_z através dos picos nas anomalias, tanto para o EEJ quanto para o CEJ. Esta característica pode ser vista mais claramente na Figura 4.6, onde os mesmos resultados são mostrados, porém focalizados na heterogeneidade. Já para a frequência de 10^{-4} Hz e nos mesmos 100 km de distância, não podemos mais distinguir as partes externa e interna da estrutura, principalmente na com-

ponente E_y , conforme observamos nas Figuras 4.7 e 4.8, apenas as componentes magnéticas mostram a influência da heterogeneidade. Além disso, para o campo elétrico, percebemos que nas baixas frequências as anomalias se mostram bastante abertas, dificultando a localização dos limites laterais da estrutura, visto que na frequência de 10^{-1} Hz, Figura 4.3, pode-se ver os limites da estrutura a partir de 50 km do seu centro. Outra característica do campo elétrico é que esta componente é insensível à estrutura interna do modelo para todos os valores de frequência utilizados, diferentemente de B_z . Isto ocorre devido a componente tangencial de $\mathbf{B}$ ser descontínua nas interfaces da heterogeneidade.

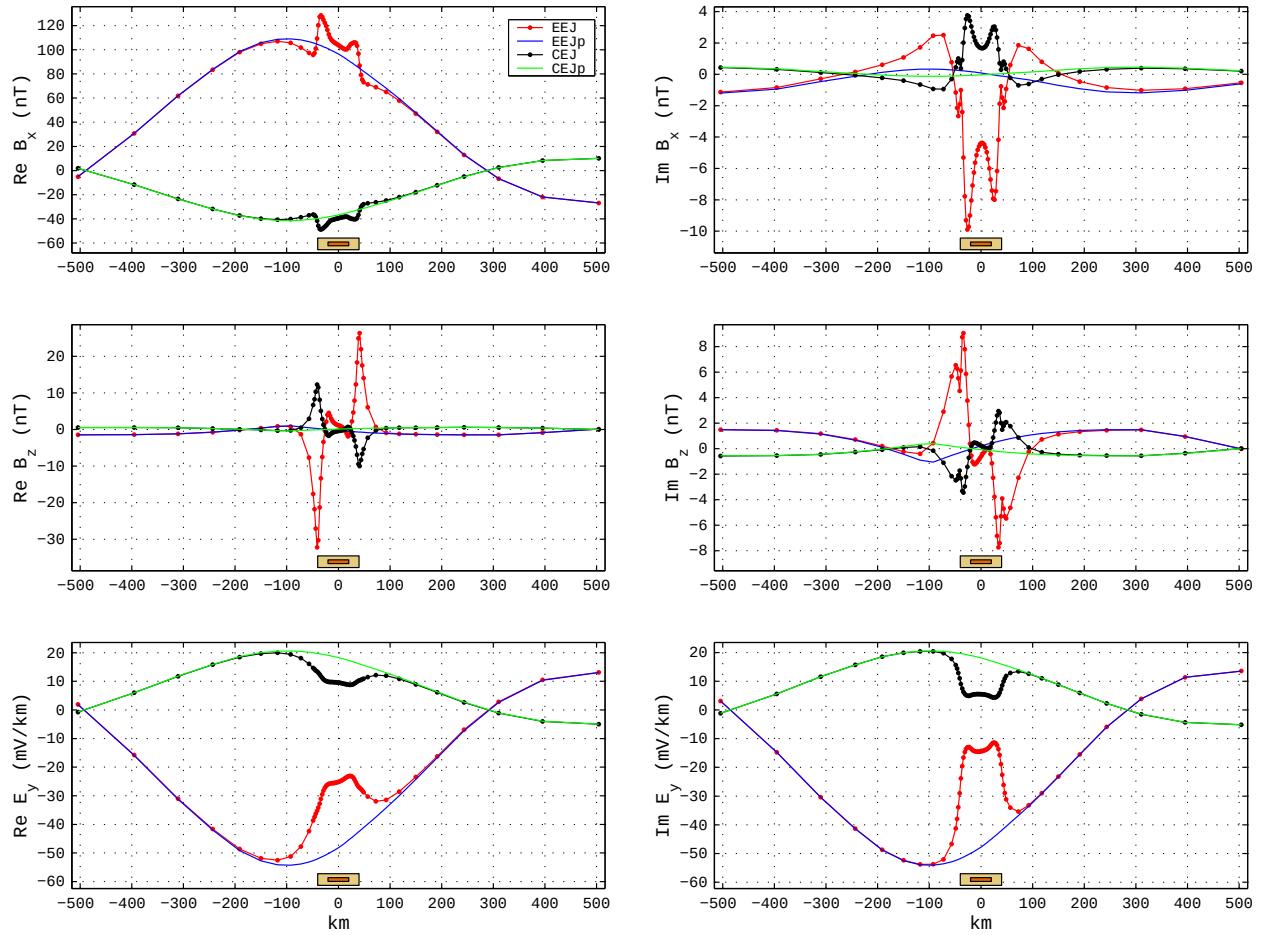


Figura 4.5: Perfis de $\mathbf{B}$ e $\mathbf{E}$ para frequência de 10^{-2} Hz, $D = 100$ km, $\theta_p = 90^\circ$ e $\theta_h = 0^\circ$ (vermelho: EEJ 2-D; azul: EEJ 1-D; preto: CEJ 2-D; verde: CEJ 1-D).

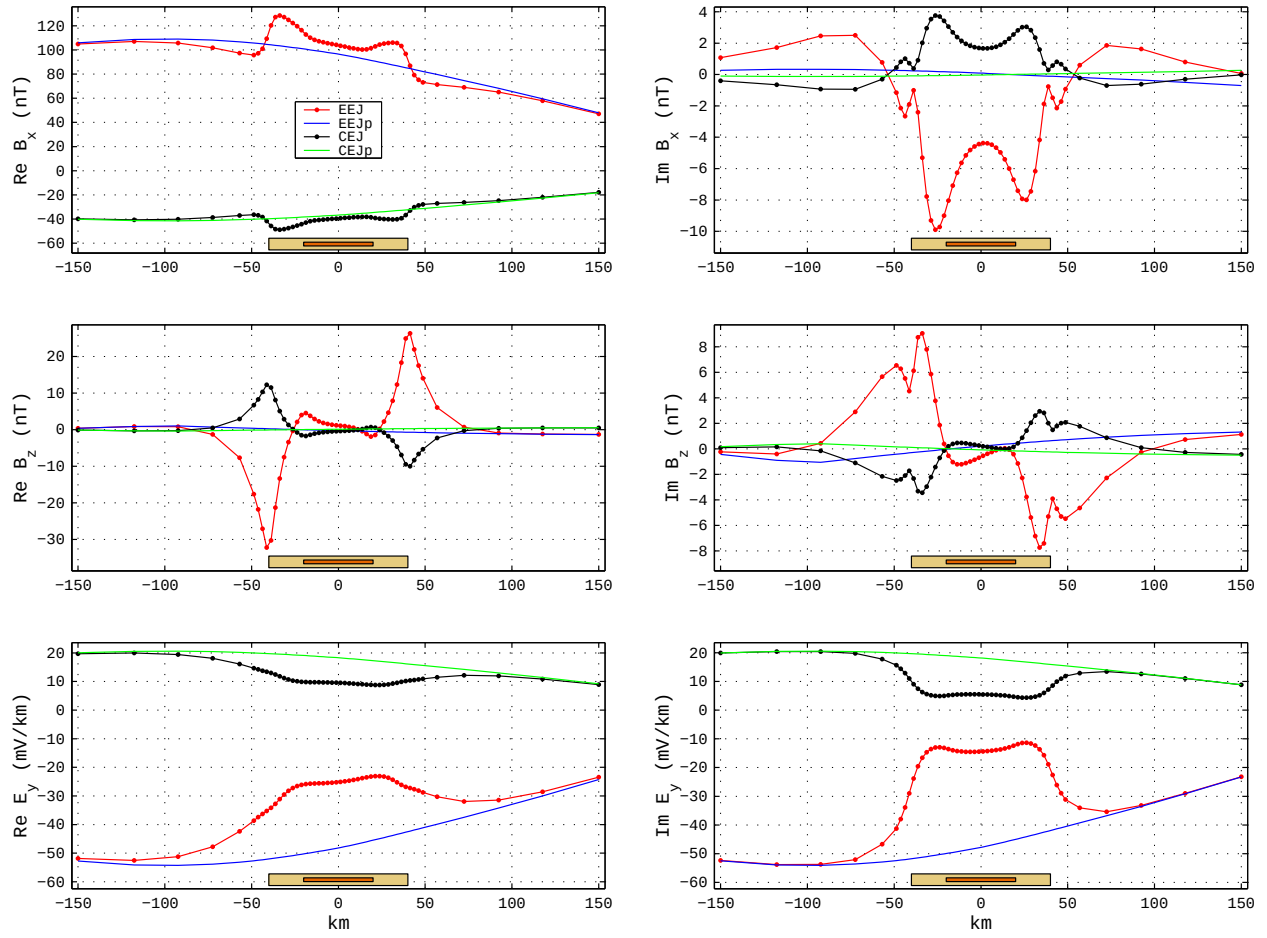


Figura 4.6: Perfis focalizados de $\mathbf{B}$ e $\mathbf{E}$ para frequência de 10^{-2} Hz, $D = 100$ km, $\theta_p = 90^\circ$ e $\theta_h = 0^\circ$ (vermelho: EEJ 2-D; azul: EEJ 1-D; preto: CEJ 2-D; verde: CEJ 1-D).

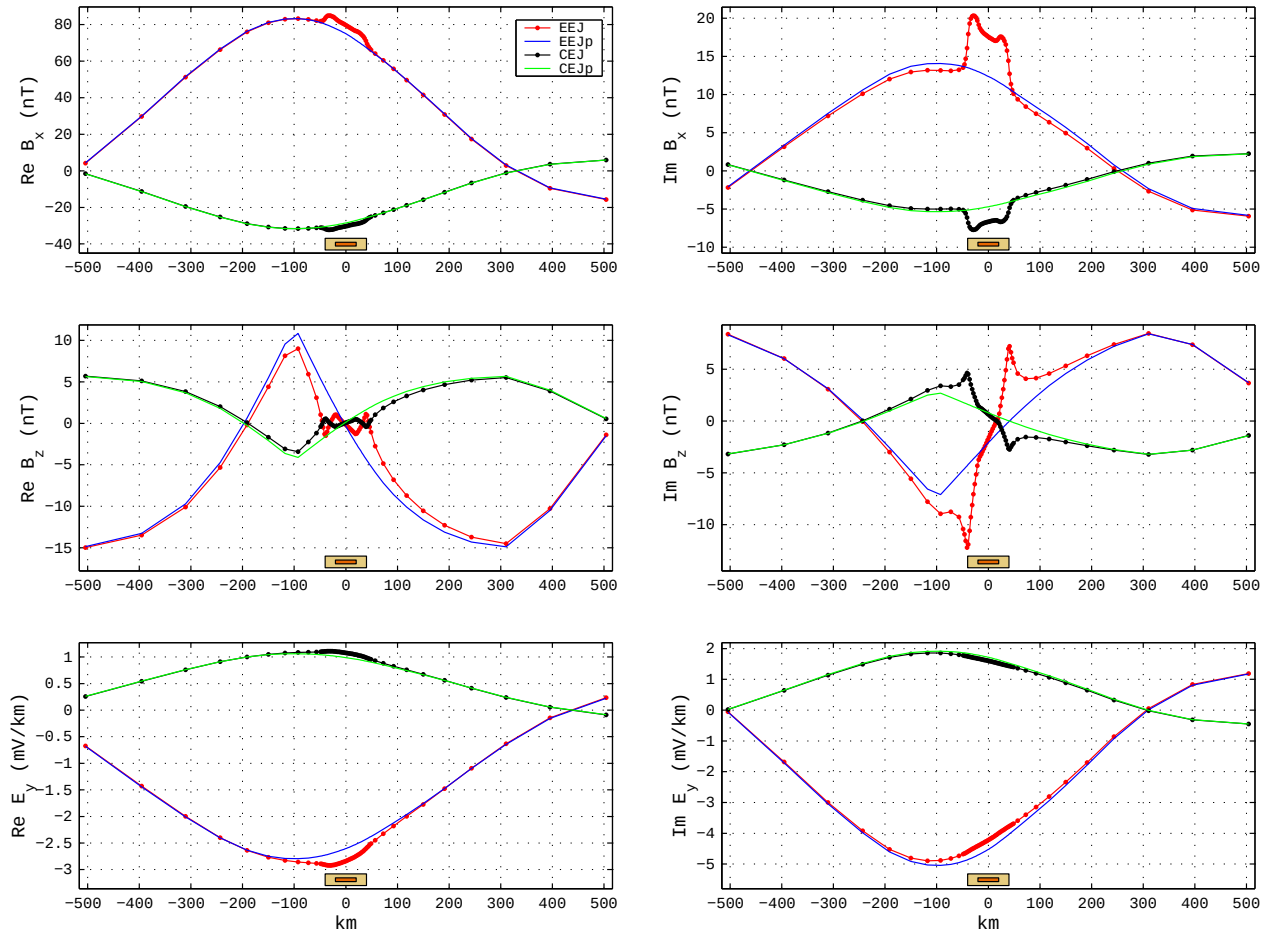


Figura 4.7: Perfis de $\mathbf{B}$ e $\mathbf{E}$ para frequência de 10^{-4} Hz, $D = 100$ km, $\theta_p = 90^\circ$ e $\theta_h = 0^\circ$ (vermelho: EEJ 2-D; azul: EEJ 1-D; preto: CEJ 2-D; verde: CEJ 1-D).

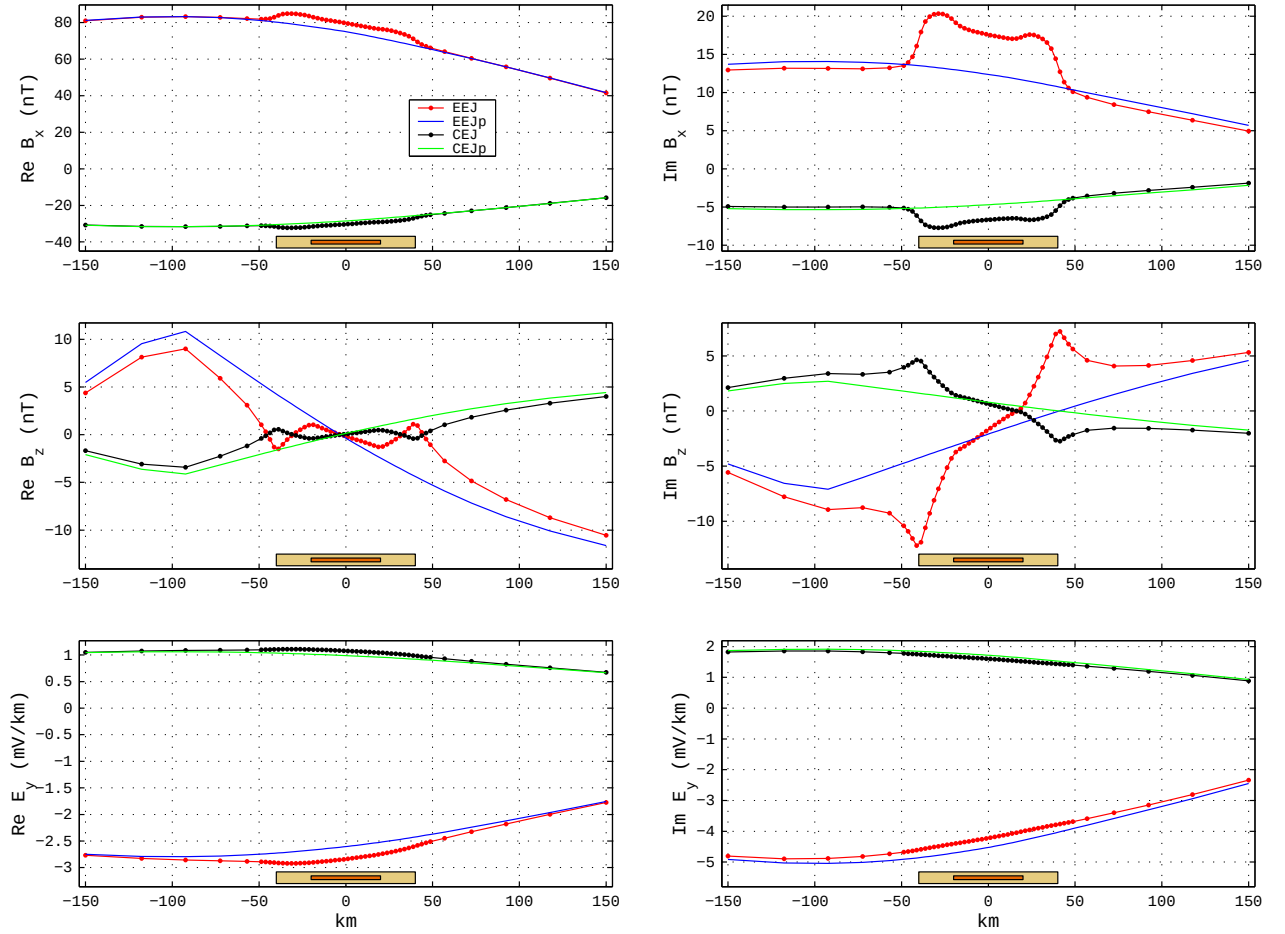


Figura 4.8: Perfis focalizados de $\mathbf{B}$ e $\mathbf{E}$ para frequência de 10^{-4} Hz, $D = 100$ km, $\theta_p = 90^\circ$ e $\theta_h = 0^\circ$ (vermelho: EEJ 2-D; azul: EEJ 1-D; preto: CEJ 2-D; verde: CEJ 1-D).

Conforme observamos nos resultados anteriores, tomamos sempre a direção dos perfis de observação perpendicular à heterogeneidade, ou seja, o parâmetro θ_p igual a 90° . Vejamos agora os resultados para a direção do perfil oblíqua à estrutura, como esquematizado na Figura 4.2. No primeiro experimento, visto na Figura 4.9, fizemos θ_p igual a 45° , para a frequência de 10^{-2} Hz e distância do centro do EEJ igual a 100 km. O resultado como esperado não difere daquele da Figura 4.5, exceto em relação à distância percorrida sobre a estrutura 2-D, que é maior, uma vez que o perfil a atravessa numa direção oblíqua. Da mesma forma, chegamos à idêntica conclusão para θ_p igual a -45° , como podemos ver na Figura 4.10. Assim, estes resultados nos mostram que direções oblíquas do perfil de medida do campo geoeletr magnético pode nos levar a sobrestimar a largura da heterogeneidade, como observamos na Figura 4.11, que mostra o resultado anterior focalizado.

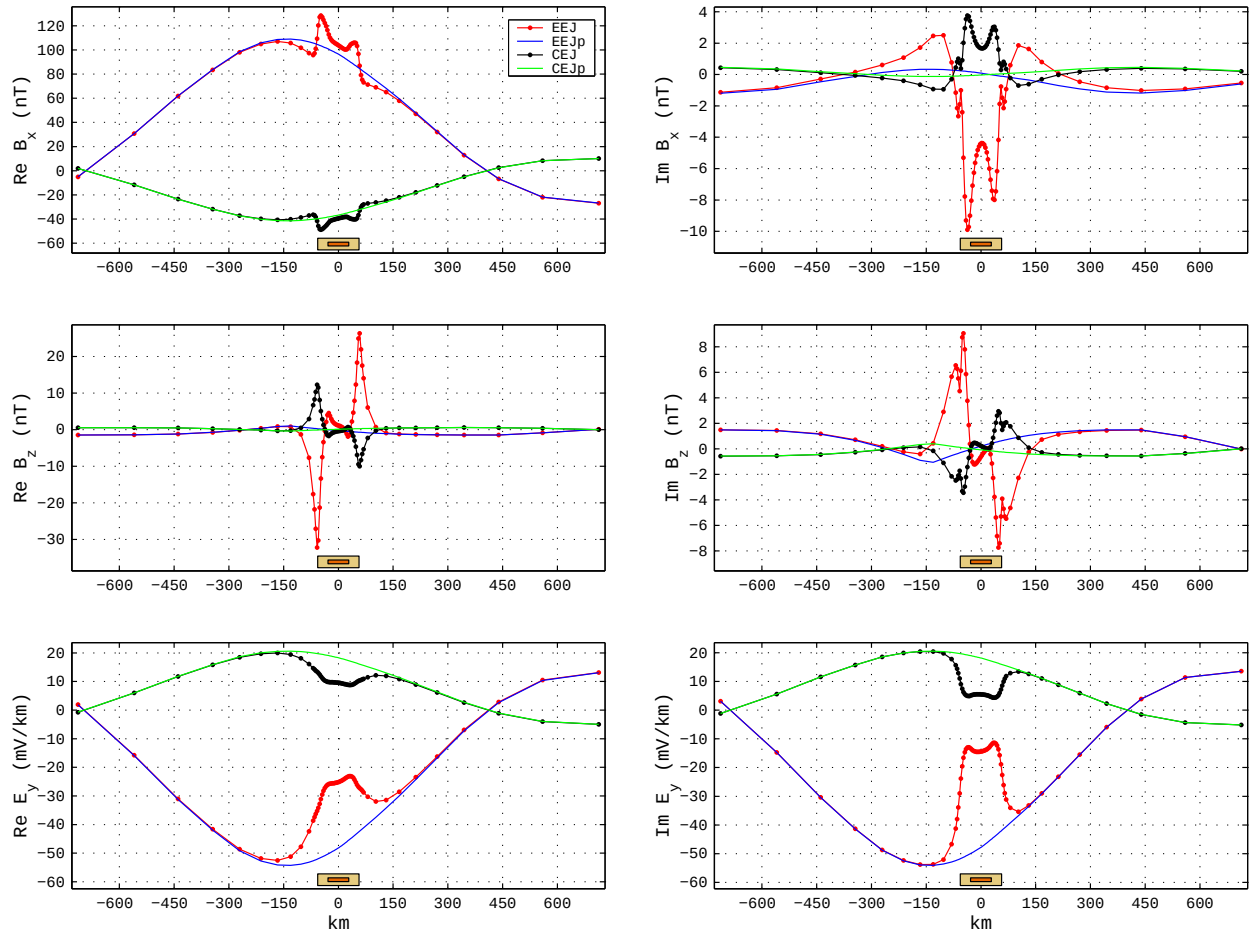


Figura 4.9: Perfis de $\mathbf{B}$ e $\mathbf{E}$ para frequência de 10^{-2} Hz, $D = 100$ km, $\theta_p = 45^\circ$ e $\theta_h = 0^\circ$ (vermelho: EEJ 2-D; azul: EEJ 1-D; preto: CEJ 2-D; verde: CEJ 1-D).

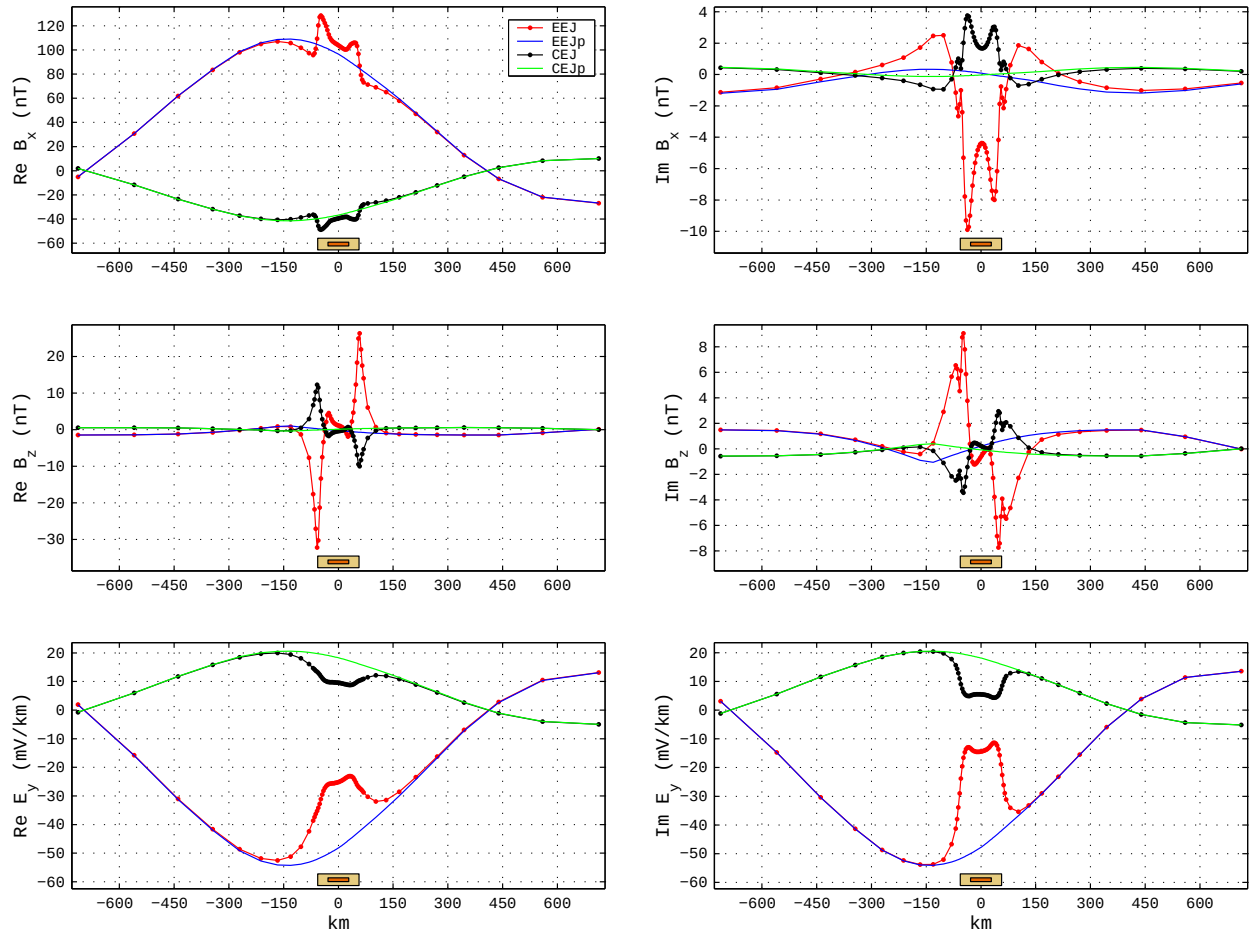


Figura 4.10: Perfis de $\mathbf{B}$ e $\mathbf{E}$ para frequência de 10^{-2} Hz, $D = 100$ km, $\theta_p = -45^\circ$ e $\theta_h = 0^\circ$ (vermelho: EEJ 2-D; azul: EEJ 1-D; preto: CEJ 2-D; verde: CEJ 1-D).

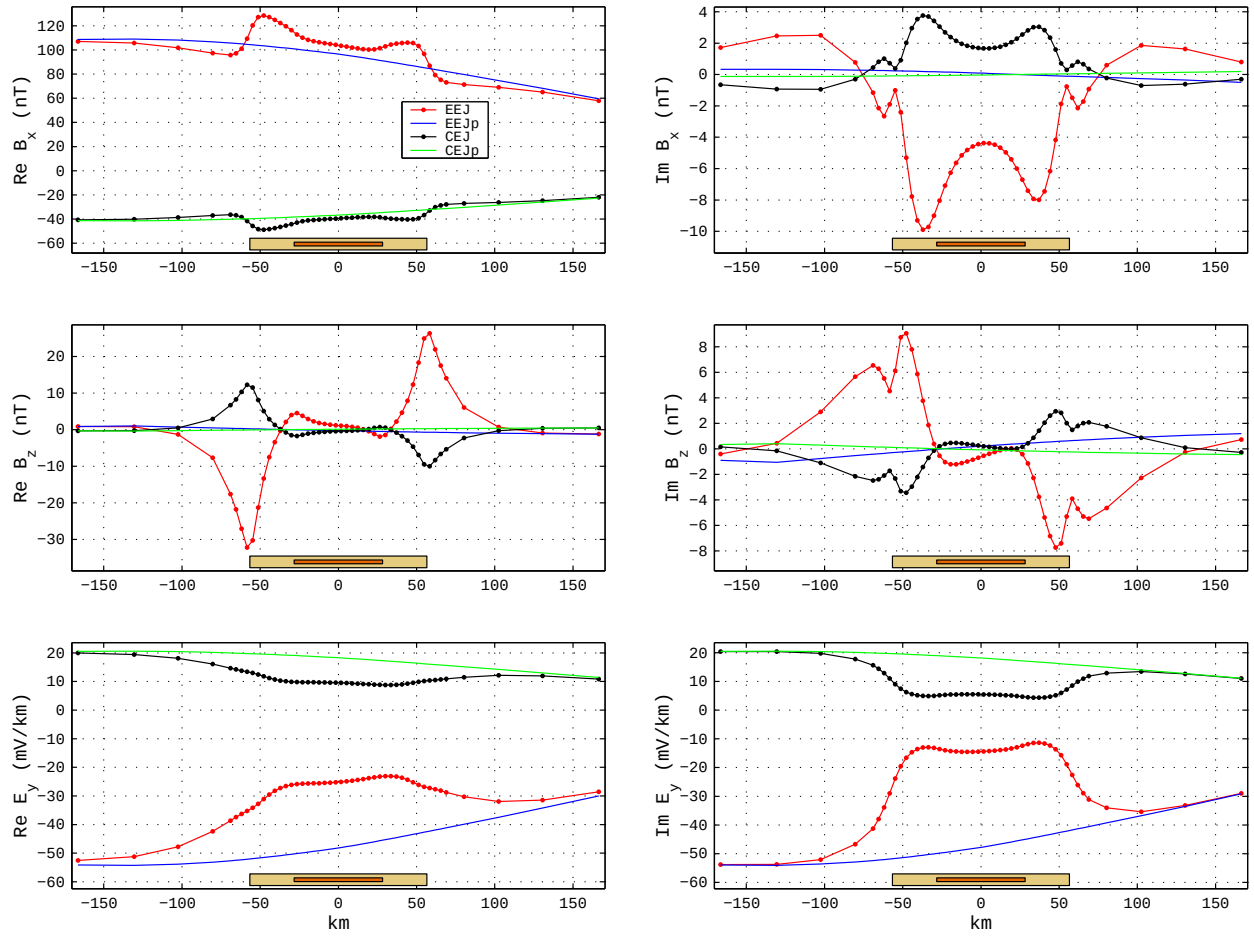


Figura 4.11: Perfis focalizados de $\mathbf{B}$ e $\mathbf{E}$ para frequência de 10^{-2} Hz, $D = 100$ km, $\theta_p = -45^\circ$ e $\theta_h = 0^\circ$ (vermelho: EEJ 2-D; azul: EEJ 1-D; preto: CEJ 2-D; verde: CEJ 1-D).

Modelo 2

No modelo 2 localizamos a estrutura bidimensional perpendicular ao EEJ conforme esquematizado na Figura 4.12. Como foi visto no desenvolvimento teórico, nesta situação há o modo TE de propagação acoplado ao modo TM. Logo, se trata de uma situação mais complexa, em que correntes elétricas fluem tanto na direção do EEJ quanto na direção da heterogeneidade, e estão presentes as componentes B_x , B_y , B_z , E_x e E_y . Contudo, apenas B_y , B_z e E_x possuem componente primária do campo e suas intensidades tendem a ser maiores se comparadas a B_x e E_y . Vale lembrar que a componente E_z também se manifesta com o acoplamento dos modos mas como não se costuma medi-la em trabalhos de campo, resolvemos não incluí-la nesta tese.

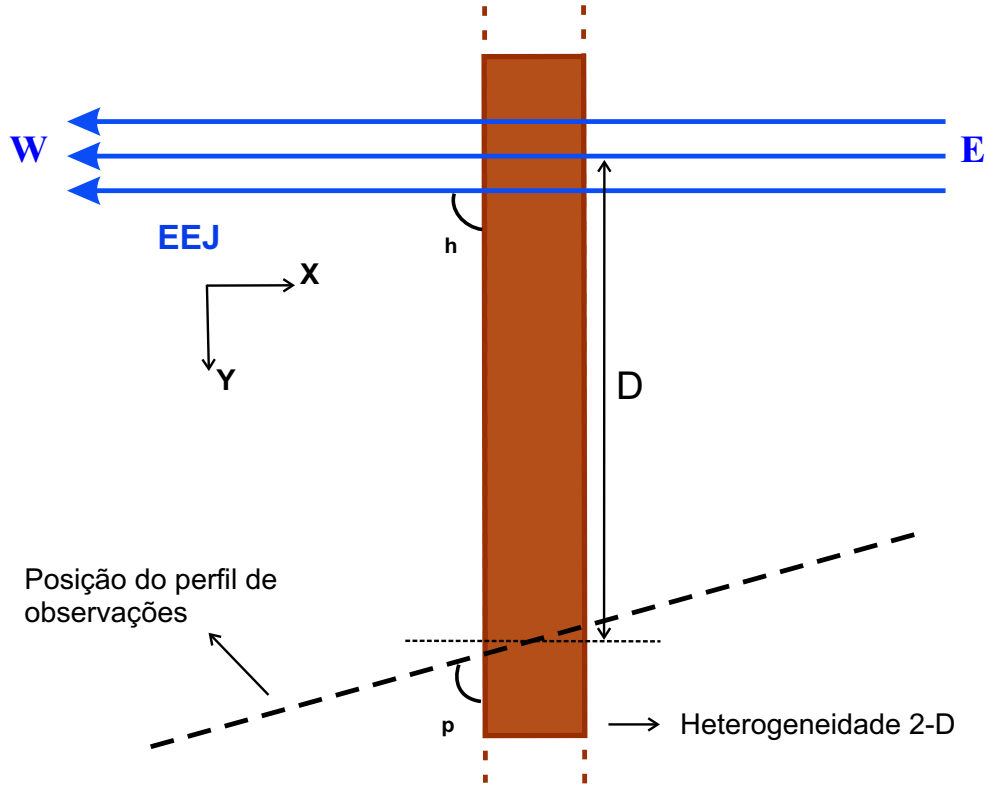


Figura 4.12: Configuração geométrica entre o EEJ e a estrutura 2-D para o Modelo 2.

Novamente aqui tentamos avaliar os resultados do EEJ e do CEJ em termos da frequência, direção do perfil de observação e distância da fonte. Começando por este último parâmetro, temos na Figura 4.13 as componentes obtidas na frequência de 10^{-1} Hz e a 100 km do centro do EEJ, com perfis perpendiculares à heterogeneidade. Como primeira característica destes

resultados, vemos os campos primários constantes ao longo do perfil para as componentes B_y , B_z e E_x . Isto era de se esperar uma vez que os campos primários foram calculados ao longo de uma direção paralela ao EEJ e CEJ, sobre o meio 1-D. Portanto, vemos que as anomalias são simétricas em relação ao centro do estrutura 2-D, assemelhando-se à resposta da onda plana. Na figura também percebemos a influência da direção de CEJ: as anomalias são invertidas e proporcionalmente menores que as do EEJ. Além disso, a 100 km da fonte as intensidades das componentes E_x do campo elétrico e B_y do campo magnético são cerca de três ordens de grandeza maiores que E_y e B_x , respectivamente, que não possuem a parte primária. Este fato pode resultar em dificuldade de detecção destas componentes em trabalhos de campo, pois a intensidade do ruído inerente às medidas pode ser da mesma magnitude da anomalia que se quer investigar.

Quando repetimos o mesmo experimento para a distância de 500 km da fonte, passamos a perceber uma diminuição na intensidade dos campos e a influência das correntes de retorno sobre os dados geoeletromagnéticos. Na Figura 4.14 vemos que a componente E_x tem valores de sinais contrários para os campos primários do EEJ e do CEJ em relação à figura anterior, e também mostra as anomalias invertidas, o mesmo ocorrendo para B_y . Nesta componente os efeitos da estrutura são bastante atenuados, com valores próximos àqueles obtidos no meio 1-D. Com relação aos picos de B_x e E_y , notamos que apontam para o limite lateral da parte externa da heterogeneidade e de maneira alternada entre EEJ e CEJ.

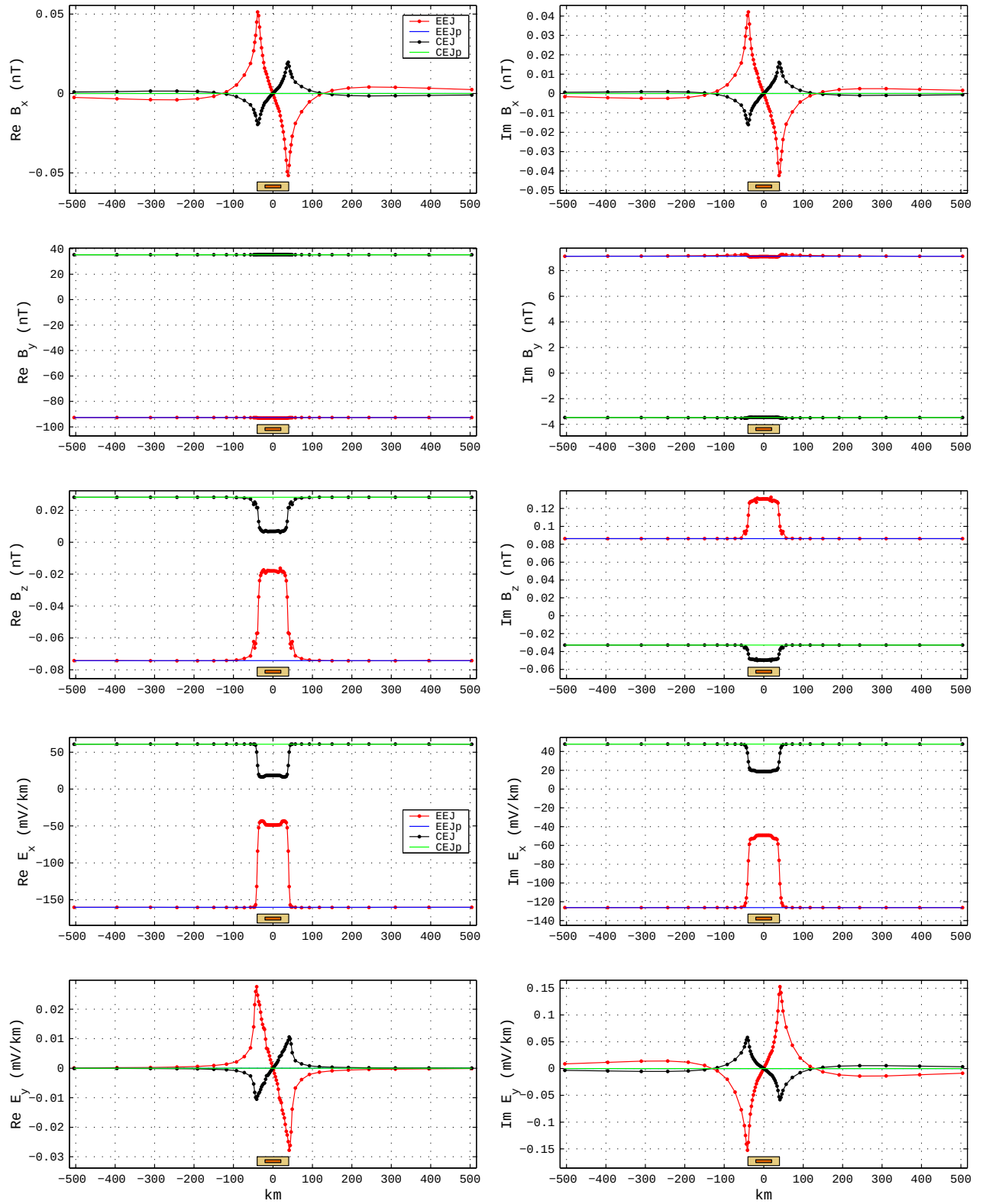


Figura 4.13: Perfis de $\mathbf{B}$ e $\mathbf{E}$ para frequência de 10^{-1} Hz, $D = 100$ km, $\theta_p = 90^\circ$ e $\theta_h = 90^\circ$ (vermelho: EEJ 2-D; azul: EEJ 1-D; preto: CEJ 2-D; verde: CEJ 1-D).

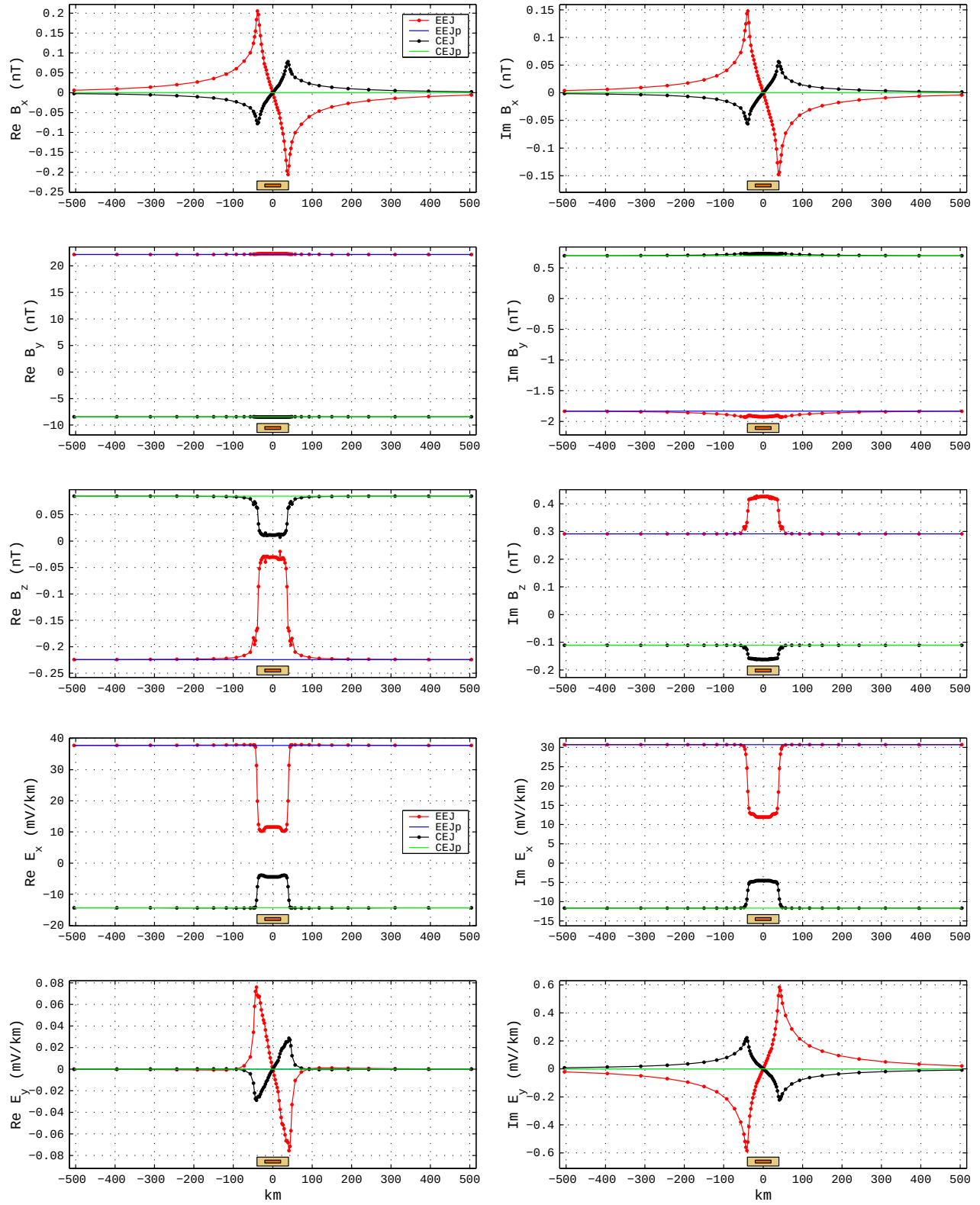


Figura 4.14: Perfis de $\mathbf{B}$ e $\mathbf{E}$ para frequência de 10^{-1} Hz, $D = 500$ km, $\theta_p = 90^\circ$ e $\theta_h = 90^\circ$ (vermelho: EEJ 2-D; azul: EEJ 1-D; preto: CEJ 2-D; verde: CEJ 1-D).

Baixando um pouco a frequência para 10^{-2} Hz, passamos a ver nas partes real das componentes elétricas uma leve influência da estrutura interna do modelo geológico, assim como em B_y . Contudo, as outras características se mantêm iguais à da frequência 10^{-1} Hz, a menos da intensidade dos campos que é um pouco menor, conforme nos mostra a Figura 4.15. Deste modo, quando a heterogeneidade 2-D se encontra perpendicular ao EEJ, o efeito do "skin-depth" não é tão pronunciado quanto no modo TE, tendo a frequência influência mais direta sobre a intensidade dos campos.

Porém, quando tomamos a direção de perfil de observações oblíqua à heterogeneidade, além do efeito de sobrestimar a largura da estrutura como mencionamos anteriormente no Modelo 1, notamos grandes mudanças na forma das anomalias. Isto se deve à variação da distância entre o ponto de medida dos campos e o centro do EEJ, ao longo do perfil. Na Figura 4.16 por exemplo, em que o perfil faz 45° com a heterogeneidade, a frequência vale 10^{-2} Hz e o centro das medidas está a 100 km do EEJ, notamos em primeiro lugar que os campos primários já não são constantes e esta variação leva à conseqüente assimetria nas anomalias em relação ao centro da heterogeneidade. Evidentemente que estas assimetrias são mais claras para B_y , B_z e E_x , uma vez que são mais intensas que B_x e E_y . Também na Figura 4.16 vemos que estas componentes não apresentam anomalias com os picos simétricos ao centro de estrutura 2-D, denotando que o perfil atravessou o EEJ e o CEJ nas posições próximas ao corpo 2-D.

Da mesma forma, obtemos resultados interessantes ao mudarmos o parâmetro θ_p para -45° . Novamente verificamos as assimetrias ocasionadas pela direção oblíqua do perfil de observação, mas agora há uma inversão das anomalias nas componentes B_x e E_y , em comparação à $\theta_p = 45^\circ$, como vemos na Figura 4.17.

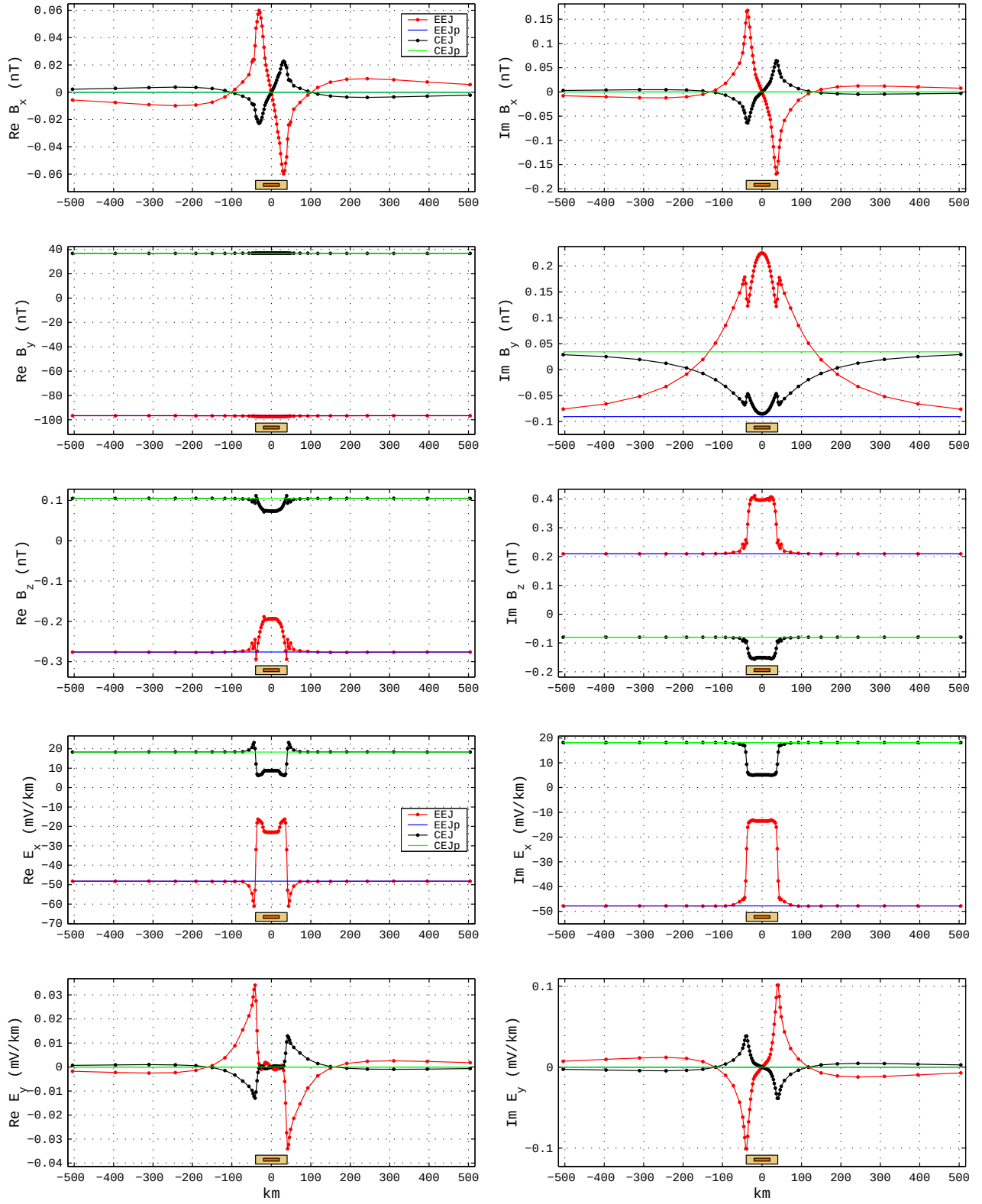


Figura 4.15: Perfis de $\mathbf{B}$ e $\mathbf{E}$ para frequência de 10^{-2} Hz, $D = 100$ km, $\theta_p = 90^\circ$ e $\theta_h = 90^\circ$ (vermelho: EEJ 2-D; azul: EEJ 1-D; preto: CEJ 2-D; verde: CEJ 1-D).

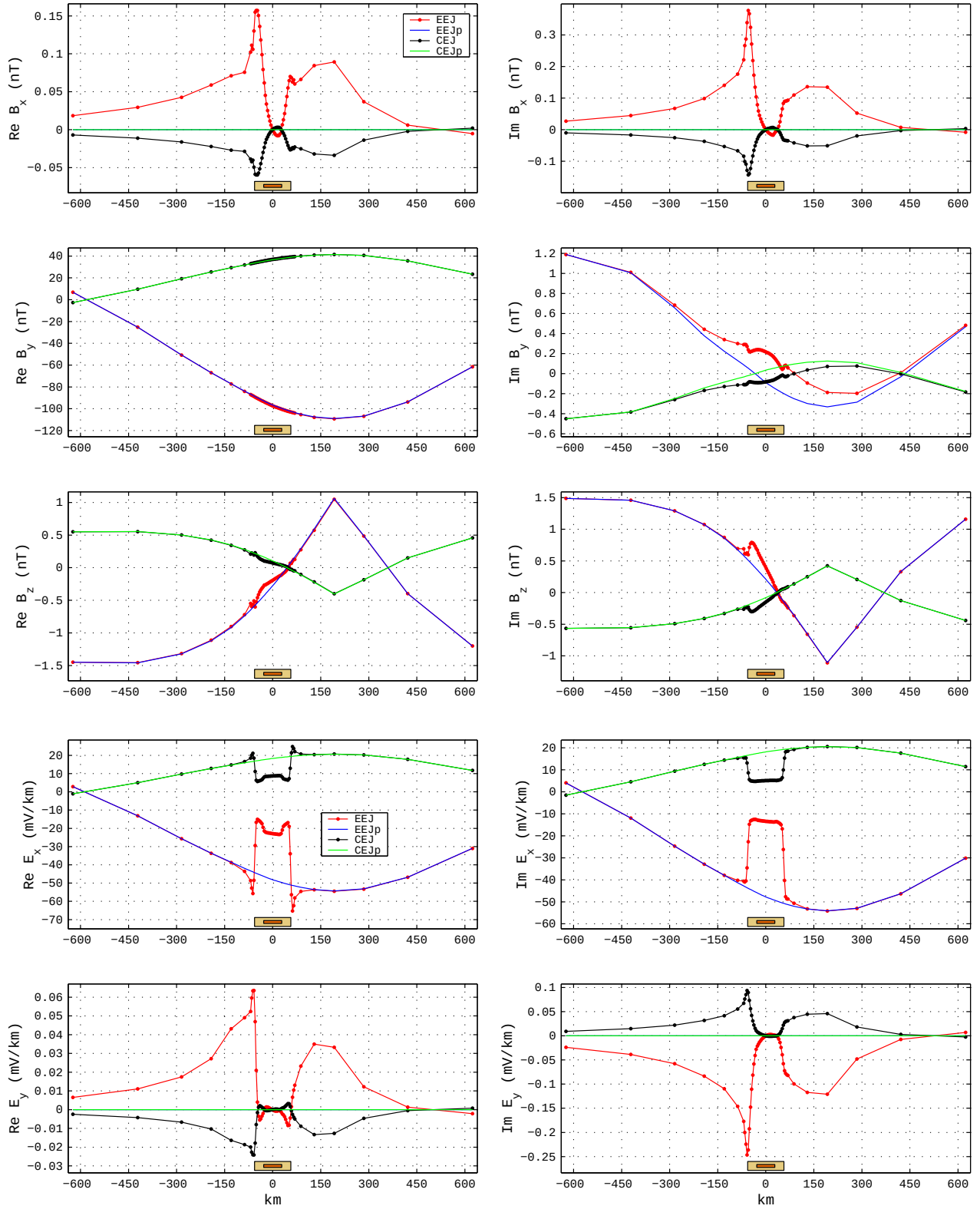


Figura 4.16: Perfis de $\mathbf{B}$ e $\mathbf{E}$ para frequência de 10^{-2} Hz, $D = 100$ km, $\theta_p = 45^\circ$ e $\theta_h = 90^\circ$ (vermelho: EEJ 2-D; azul: EEJ 1-D; preto: CEJ 2-D; verde: CEJ 1-D).

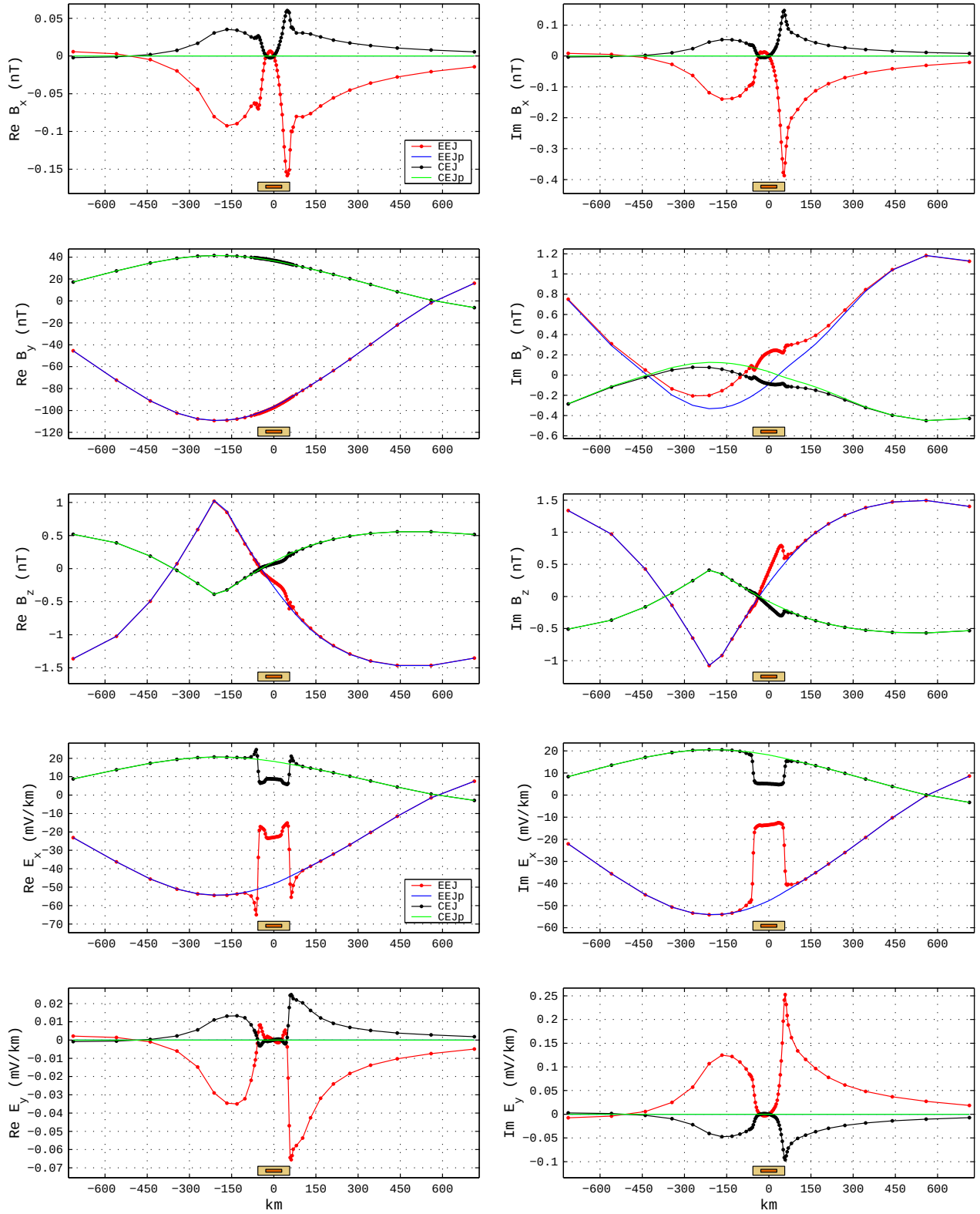


Figura 4.17: Perfis de $\mathbf{B}$ e $\mathbf{E}$ para frequência de 10^{-2} Hz, $D = 100$ km, $\theta_p = -45^\circ$ e $\theta_h = 90^\circ$ (vermelho: EEJ 2-D; azul: EEJ 1-D; preto: CEJ 2-D; verde: CEJ 1-D).

Modelo 3

Até agora obtivemos o campo geomagnético nos modelos em que a estrutura bidimensional ora se apresentava paralela ao EEJ, ora perpendicular. Do ponto de vista geológico é natural que se encontre o caso mais arbitrário possível, ou seja, uma heterogeneidade 2-D de direção oblíqua ao Eletrojato Equatorial. Assim, na Figura 4.18, temos o Modelo 3 da configuração de geometria entre fonte e corpo espalhador, onde vemos a definição dos parâmetros D , θ_p e θ_h . Neste caso, pela decomposição matemática do EEJ vista no capítulo anterior, obteremos as componentes B_x , B_y , B_z , E_x e E_y . Estas constituem os modos de propagação TM e TE acoplados, em que o modo TE é dado pela soma das soluções das componentes do EEJ paralela e perpendicular à heterogeneidade e deste modo todas as componentes do campo geoeletromagnético possuem parte primária.

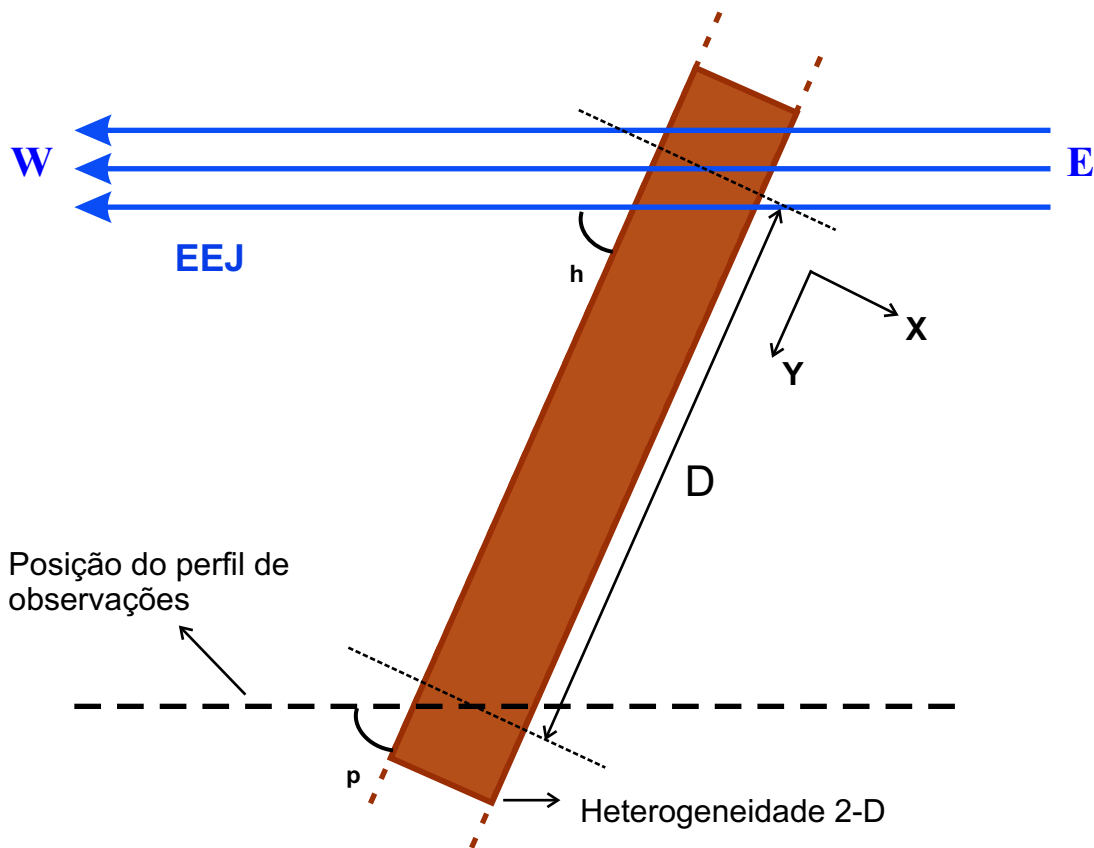


Figura 4.18: Configuração geométrica entre o EEJ e a estrutura 2-D para o Modelo 3.

Mais uma vez iniciamos os experimentos com a frequência de 10^{-1} Hz, a uma distância de 100 km do EEJ e *strike* da estrutura 2-D em relação à fonte igual a 30° , com os perfis de

direção perpendicular à estrutura. Na Figura 4.19 podemos perceber que tanto as componentes magnéticas quanto as elétricas possuem a mesma ordem de grandeza, com as anomalias bem delineadas, exceto na componente B_y , em que estas se encontram bastante atenuadas se comparadas ao campo primário, tanto para o EEJ quanto para o CEJ. Vale salientar também os picos da componente B_z e as anomalias em E_x delimitando as laterais da parte externa da estrutura 2-D, Figura 4.20.

Ao aumentarmos a distância de medida dos campos para 500 km, notamos apenas pequenas diminuição na intensidade das componentes. Mantendo fixos os outros parâmetros e baixando a frequência para 10^{-2} Hz, vemos o efeito do *skin-depth* pelos contornos da parte interna da estrutura nas componentes B_x e B_z , conforme as Figura 4.21 e 4.22, onde nesta última temos a heterogeneidade focalizada. Já para a Figura 4.23, na frequência de 10^{-4} Hz vemos os valores das anomalias muito próximas dos valores dos campos primários, com exceção das componentes B_x e E_x . Esta última, por ser descontínua nas interfaces, mostra forte variação, tanto para a parte interna da estrutura quanto para a parte externa. De qualquer modo esta frequência já é bastante baixa para o modelo analisado e a maior influência sobre os dados é devida ao substrato.

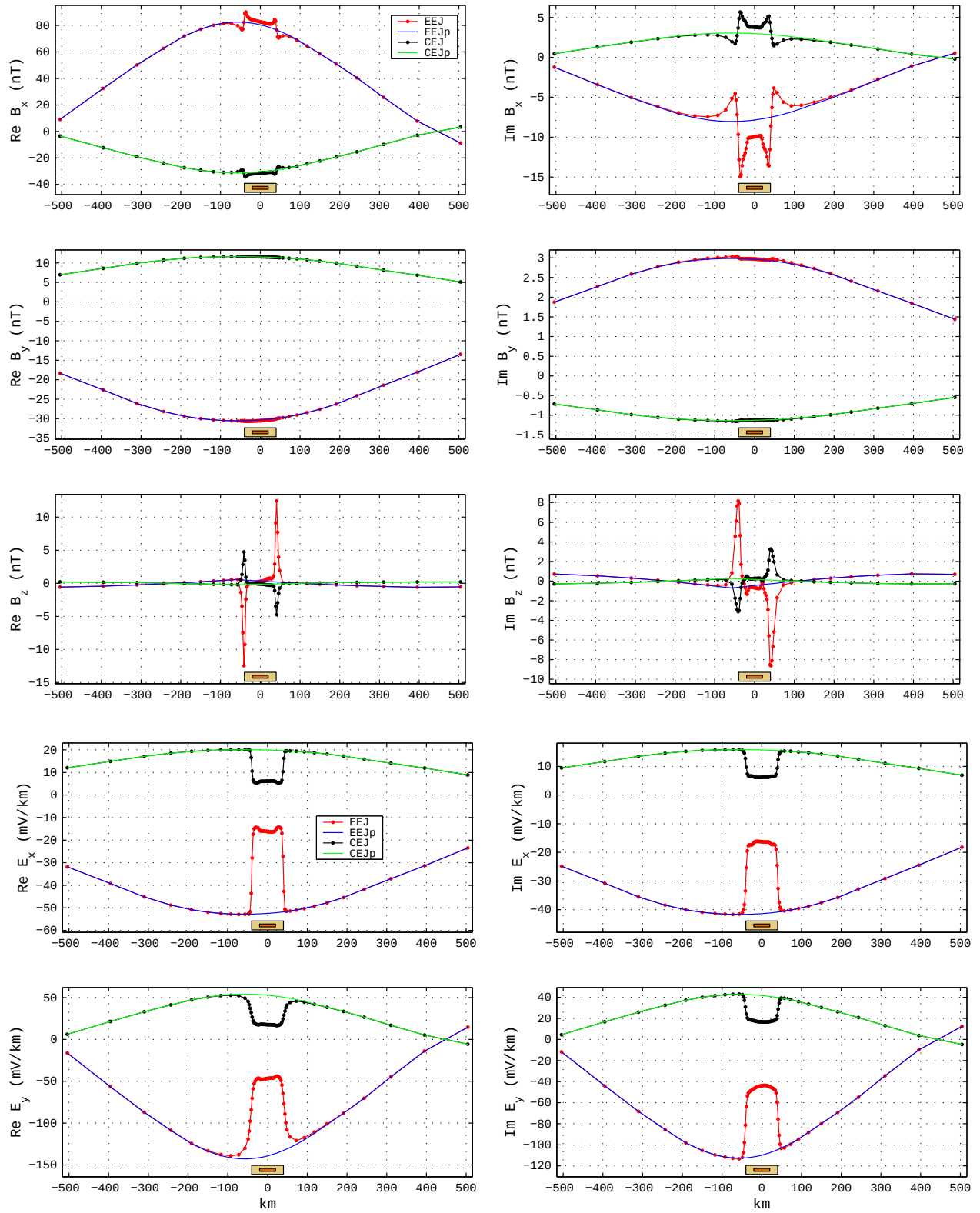


Figura 4.19: Perfis de $\mathbf{B}$ e $\mathbf{E}$ para frequência de 10^{-1} Hz, $D = 100$ km, $\theta_p = 90^\circ$ e $\theta_h = 30^\circ$ (vermelho: EEJ 2-D; azul: EEJ 1-D; preto: CEJ 2-D; verde: CEJ 1-D).

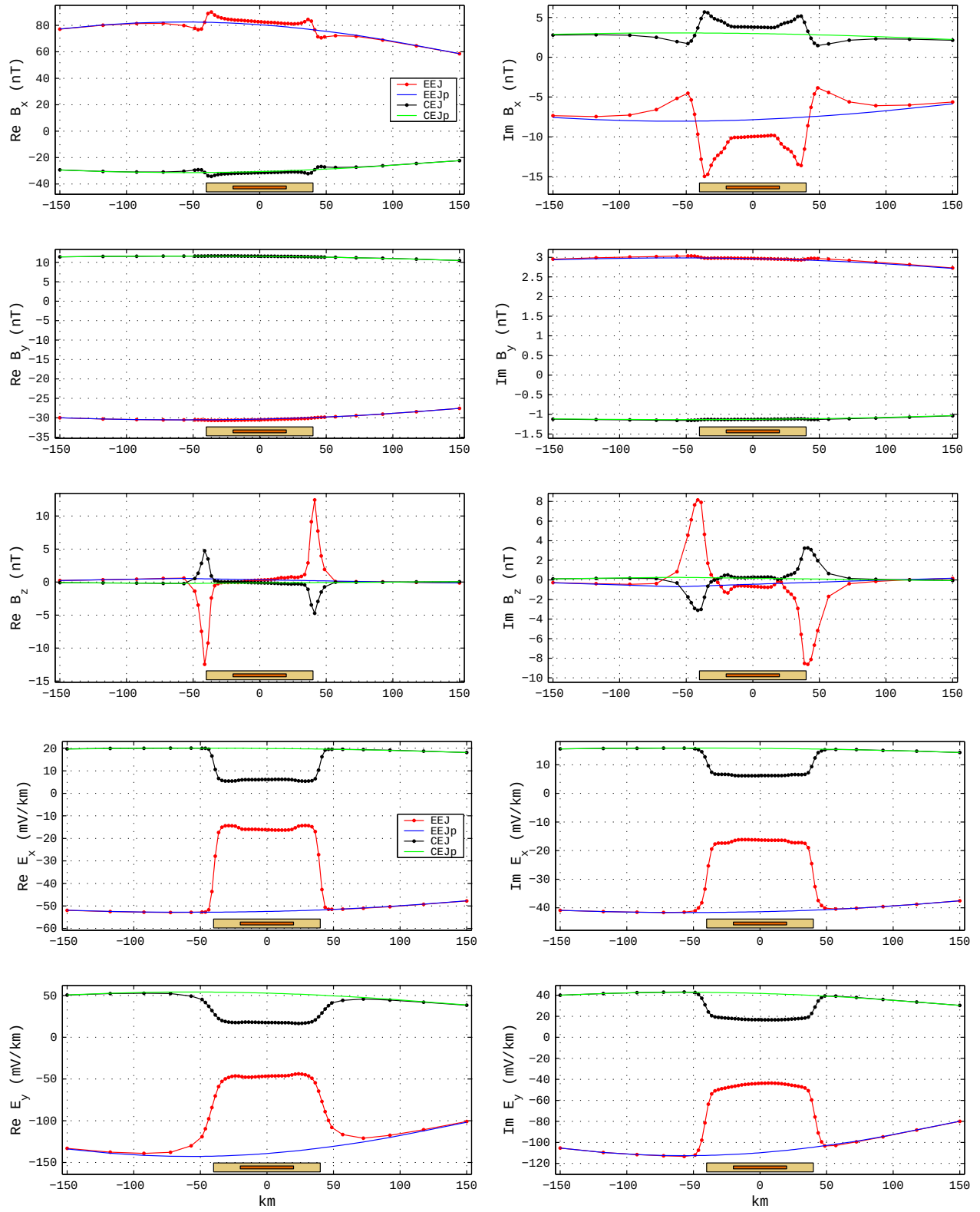


Figura 4.20: Perfis focalizados de $\mathbf{B}$ e $\mathbf{E}$ para frequência de 10^{-1} Hz, $D = 100$ km, $\theta_p = 90^\circ$ e $\theta_h = 30^\circ$ (vermelho: EEJ 2-D; azul: EEJ 1-D; preto: CEJ 2-D; verde: CEJ 1-D).

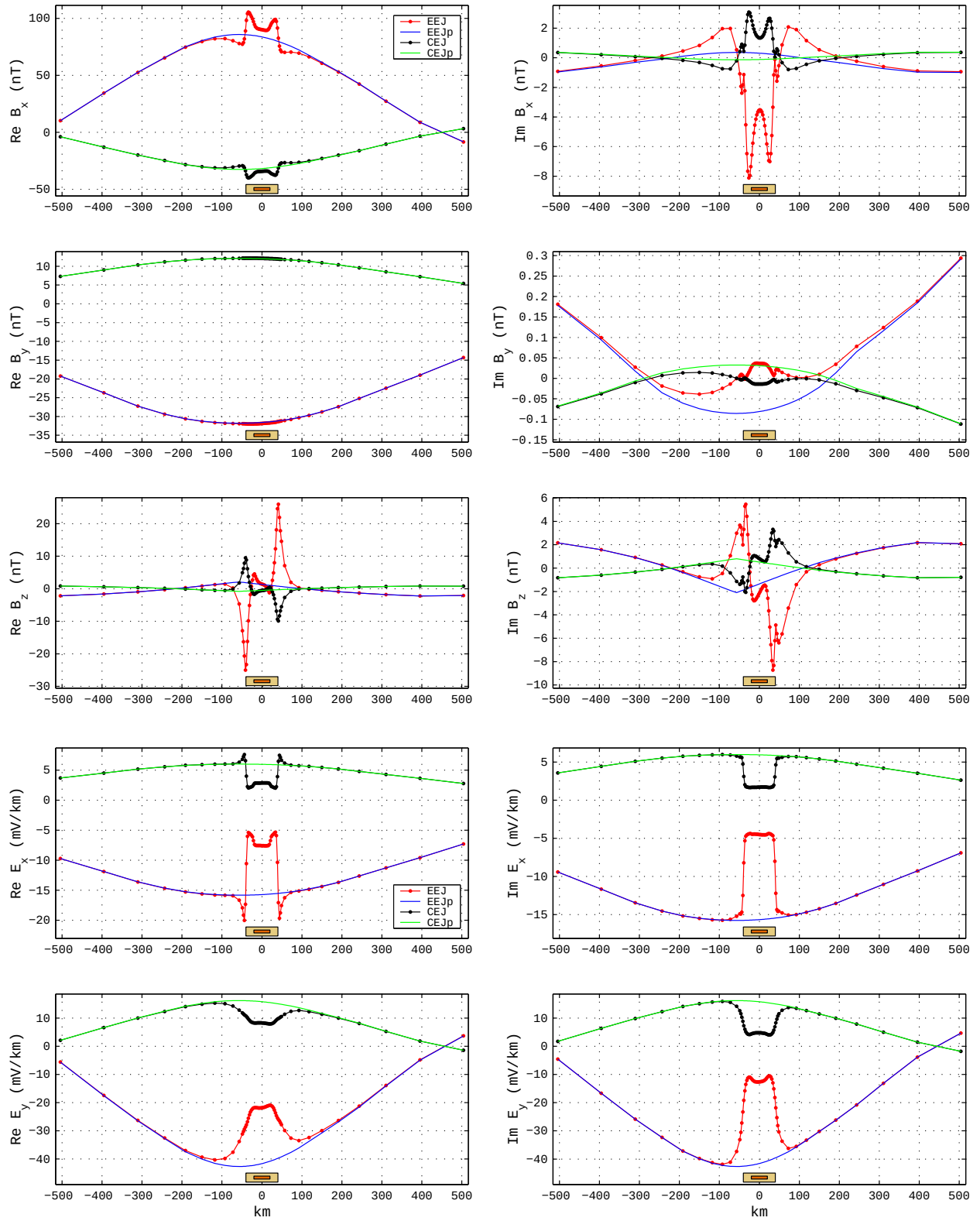


Figura 4.21: Perfis de $\mathbf{B}$ e $\mathbf{E}$ para frequência de 10^{-2} Hz, $D = 100$ km, $\theta_p = 90^\circ$ e $\theta_h = 30^\circ$ (vermelho: EEJ 2-D; azul: EEJ 1-D; preto: CEJ 2-D; verde: CEJ 1-D).

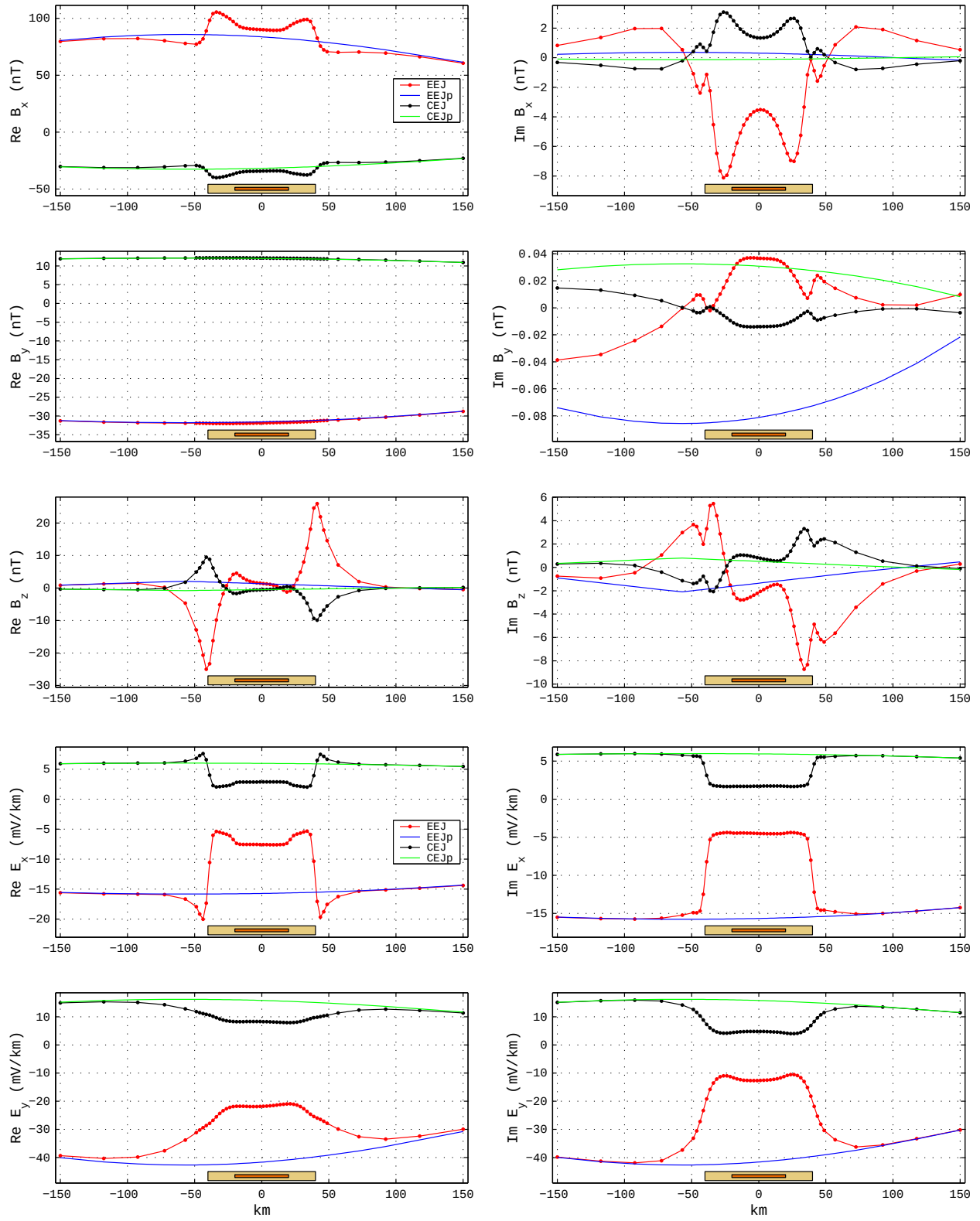


Figura 4.22: Perfis focalizados de $\mathbf{B}$ e $\mathbf{E}$ para frequência de 10^{-2} Hz, $D = 100$ km, $\theta_p = 90^\circ$ e $\theta_h = 30^\circ$ (vermelho: EEJ 2-D; azul: EEJ 1-D; preto: CEJ 2-D; verde: CEJ 1-D).

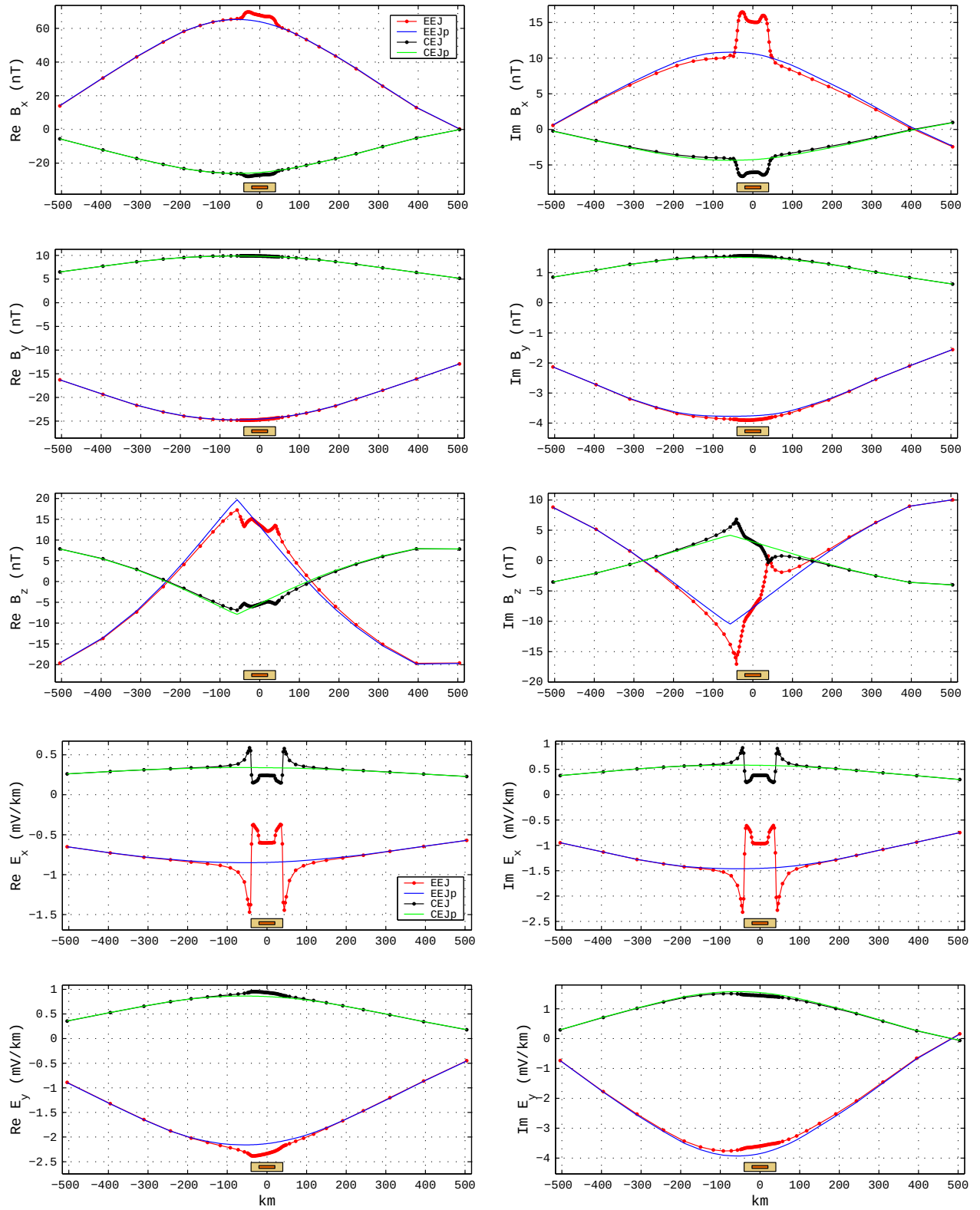


Figura 4.23: Perfis de $\mathbf{B}$ e $\mathbf{E}$ para frequência de 10^{-4} Hz, $D = 100$ km, $\theta_p = 90^\circ$ e $\theta_h = 30^\circ$ (vermelho: EEJ 2-D; azul: EEJ 1-D; preto: CEJ 2-D; verde: CEJ 1-D).

Ao tomarmos o valor de θ_h igual a 60° , observamos que os campos primários se tornam mais abertos, influenciando na forma da resposta geoeletromagnética. Por exemplo, na Figura 4.24 temos os resultados para 10^{-2} Hz e 100 km de distância da fonte. Na figura as componentes primárias B_x e E_y são quase constantes, se comparadas com a Figura 4.21, e as anomalias do EEJ e de CEJ mostram-se invertidas uma em relação à outra.

Da mesma maneira, se compararmos a Figura 4.23 à 4.25, onde também θ_h é igual a 60° mas diminuimos a frequência para 10^{-4} Hz, veremos que os campos tem intensidade menor, e algumas componentes como B_x e E_y , mostram-se mais abertas, tanto para o EEJ quanto para o CEJ. Além disso é interessante ver que a anomalia de E_x sempre delimita o contorno lateral da heterogeneidade, tanta em alta quanto em baixa frequência, apesar das outras componentes mostrarem uma influência das estruturas muito próxima ao valor do campo primário.

Outro fator que altera sobremaneira a forma da anomalia é a direção dos perfis de observação (θ_p), notadamente nas frequências mais baixas, conforme podemos verificar nas Figuras 4.26 e 4.27, onde este parâmetro assume os valores de 90° e 45° , respectivamente. Nelas os campos são obtidos a 10^{-4} Hz, com o ângulo entre a estrutura e o EEJ igual a 60° e distância D igual a 250 km. Pelos resultados, vemos que os campos secundários são bastante atenuados, principalmente nas componentes magnéticas, que apresentam valores de crescimento contrários em relação ao parâmetro θ_p para o EEJ, por exemplo, enquanto B_y cresce na direção do caminhamento para $\theta_p = 90^\circ$, os valores desta mesma componente diminuem quando θ_p assume 45° . Naturalmente que o efeito é inverso para o CEJ. Notamos também que a componente E_y se mostra praticamente constante para $\theta_p = 45^\circ$, o que nos induziria a pensar numa estrutura perpendicular à fonte.

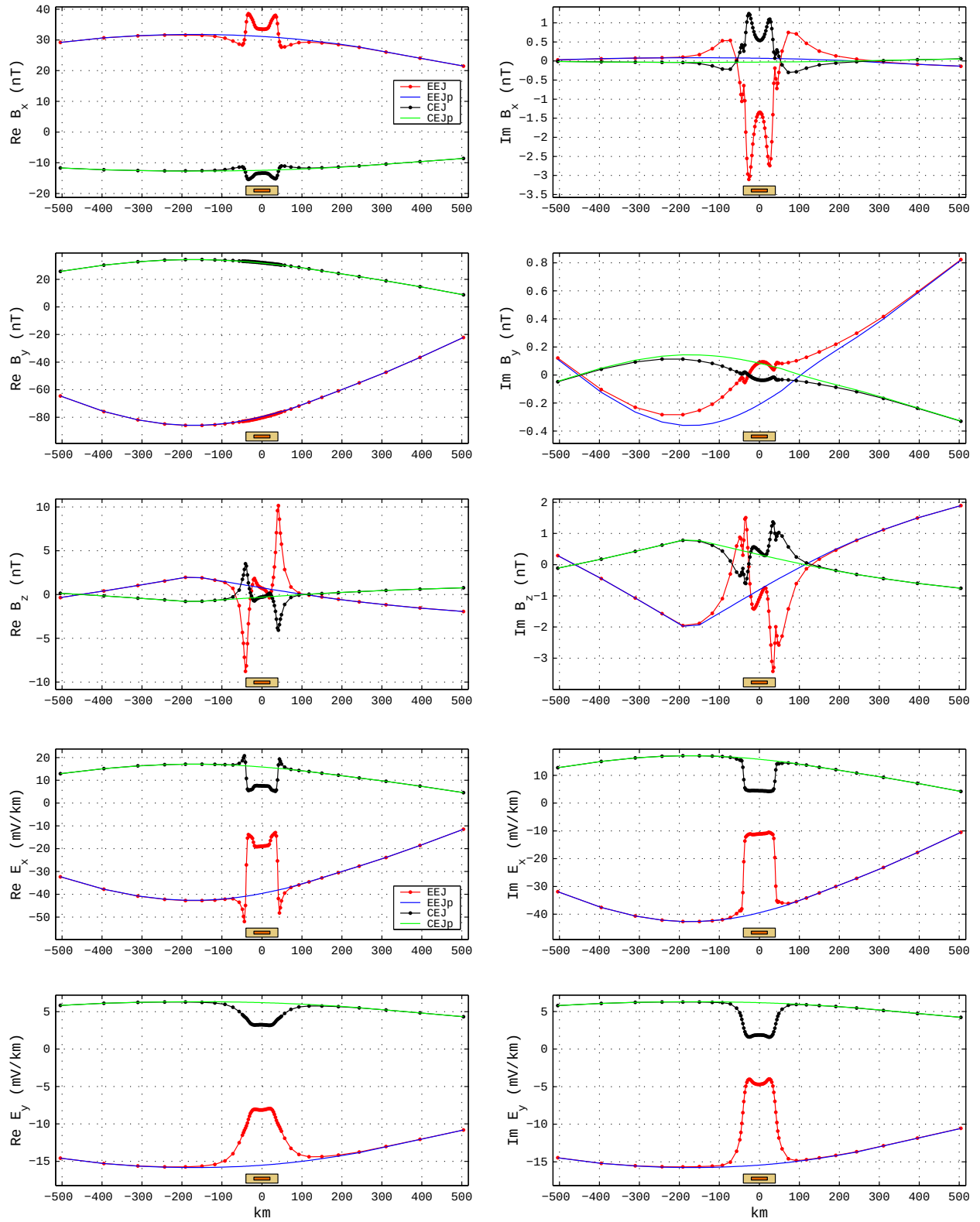


Figura 4.24: Perfis de $\mathbf{B}$ e $\mathbf{E}$ para frequência de 10^{-2} Hz, $D = 100$ km, $\theta_p = 90^\circ$ e $\theta_h = 60^\circ$ (vermelho: EEJ 2-D; azul: EEJ 1-D; preto: CEJ 2-D; verde: CEJ 1-D).

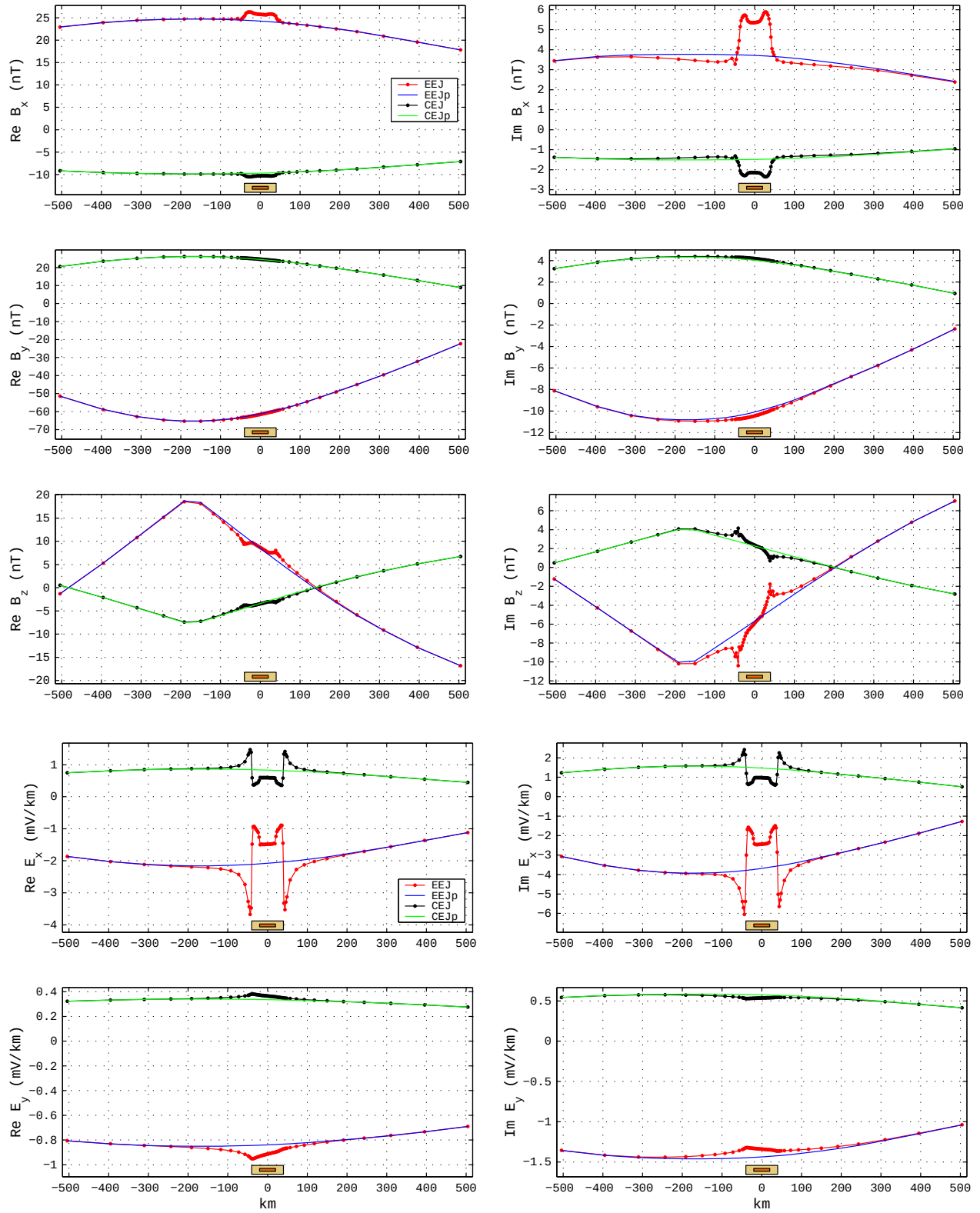


Figura 4.25: Perfis de $\mathbf{B}$ e $\mathbf{E}$ para frequência de 10^{-4} Hz, $D = 100$ km, $\theta_p = 90^\circ$ e $\theta_h = 60^\circ$ (vermelho: EEJ 2-D; azul: EEJ 1-D; preto: CEJ 2-D; verde: CEJ 1-D).

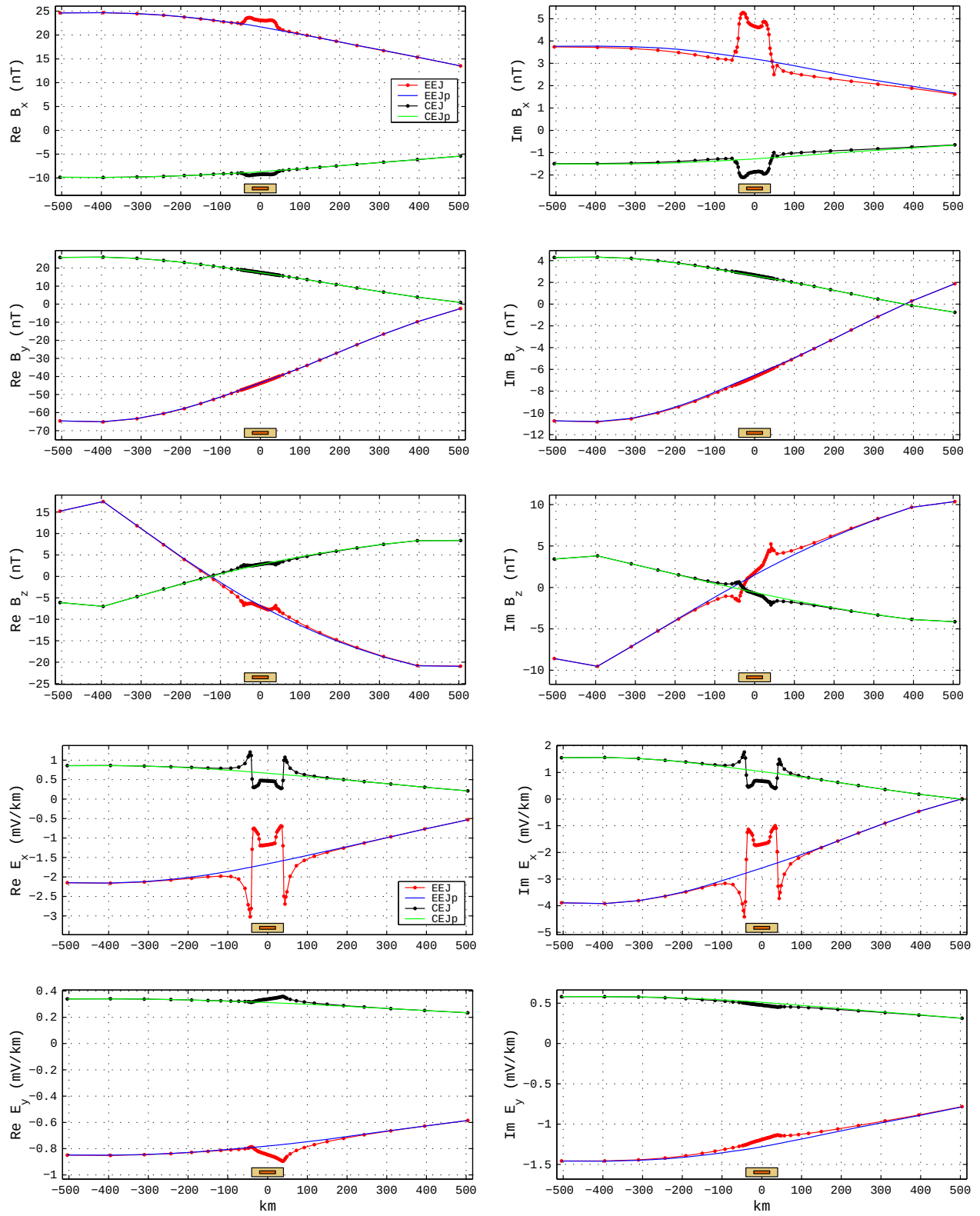


Figura 4.26: Perfis de $\mathbf{B}$ e $\mathbf{E}$ para frequência de 10^{-4} Hz, $D = 250$ km, $\theta_p = 90^\circ$ e $\theta_h = 60^\circ$ (vermelho: EEJ 2-D; azul: EEJ 1-D; preto: CEJ 2-D; verde: CEJ 1-D).

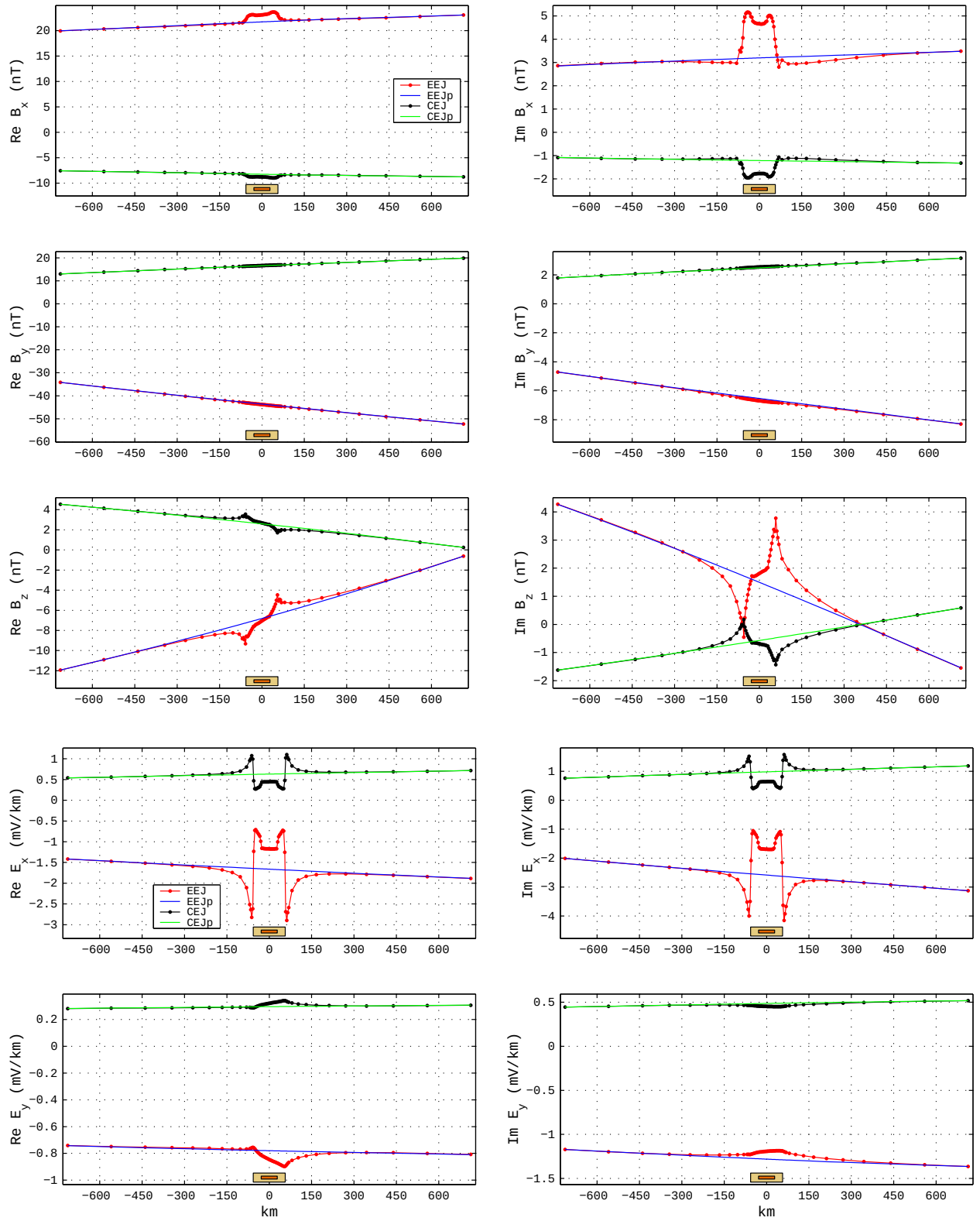


Figura 4.27: Perfis de $\mathbf{B}$ e $\mathbf{E}$ para frequência de 10^{-4} Hz, $D = 250$ km, $\theta_p = 45^\circ$ e $\theta_h = 60^\circ$ (vermelho: EEJ 2-D; azul: EEJ 1-D; preto: CEJ 2-D; verde: CEJ 1-D).

5 - INFLUÊNCIA SOBRE OS DADOS MAGNETOTELÚRICOS

Conforme vimos no Capítulo 1, Mota e Rijo (1991) calcularam o modo TM quando uma estrutura 2-D se encontra perpendicular ao EEJ, modelado como linha de corrente e distribuição gaussiana de densidade de corrente. Para isto utilizaram a componente H_y da fonte e obtiveram os perfis de amplitude e fase da impedância. Naquele trabalho, os autores mostraram que seus resultados divergiam da resposta da onda plana para frequências inferiores a 10^{-2} Hz. No Capítulo 3, vimos que no caso da estrutura bidimensional se encontrar perpendicular ao EEJ, o modo TM encontra-se naturalmente acoplado ao modo TE. Portanto, neste capítulo estamos interessados em verificar até que ponto a solução proposta por Mota e Rijo é válida e qual a influência do acoplamento sobre os dados do Método Magnetotelúrico.

5.1 - EFEITO DO ACOPLAMENTO SOBRE O MODO TM

A fim de avaliar a influência do acoplamento do modo TE ao modo TM, tomemos o modelo geológico empregado no capítulo anterior e proposto pelo Dr. Arora, Figura 4.1. Em seguida, escolhemos a configuração mais simples possível para analisar os resultados, ou seja, a estrutura 2-D perpendicular ao EEJ e o perfil de observações perpendicular à estrutura, conforme esquema da Figura 5.1.

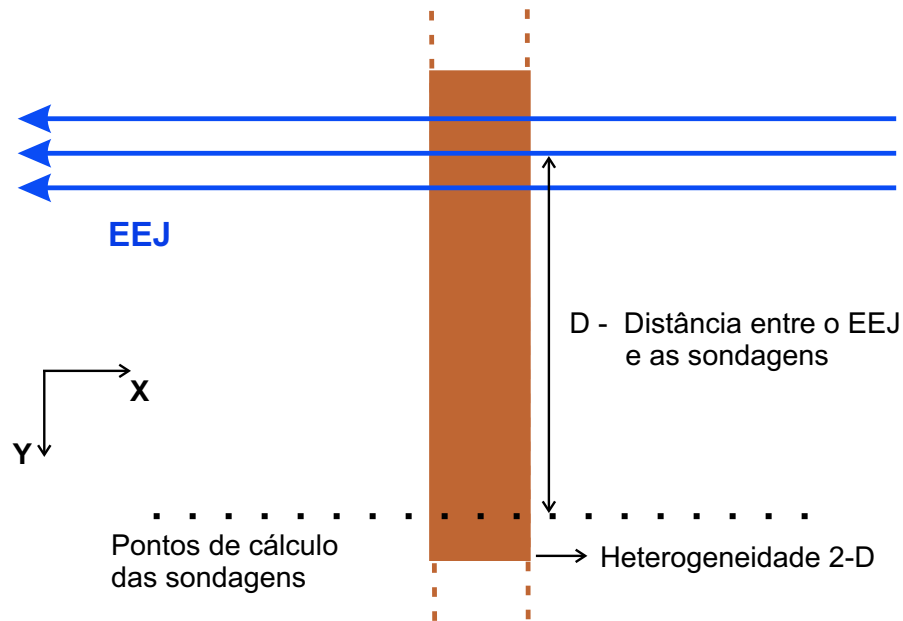


Figura 5.1: Localização dos perfis de observação am relação ao EEJ.

Para simular o EEJ e recalculer os resultados de Mota e Rijo (1991), adotamos a distribuição gaussiana localizada a 108 km de altura, com densidade de corrente elétrica igual a 150 A/km e desvio-padrão igual a 240 km. Para efeito de comparação incluímos os resultados do CEJ, obtido invertendo a direção da fonte e usando 50 A/km de densidade de corrente.

Realizamos nossos experimentos calculando os perfis das componentes E_x e B_y do campo geoeletromagnético a 100 e 500 km da fonte, variando a frequência de 10^{-1} a 10^{-4} Hz. Além disso, mostramos os perfis de resistividade aparente e fase obtidos com estas componentes, comparando-os com o resultado da onda plana (MT) para avaliarmos a influência da fonte 2-D. Na Figura 5.2 temos os resultados calculados a uma distância de 100 km da fonte e em 10^{-1} Hz. Nela podemos ver que o efeito do acoplamento sobre as componentes é desprezível, tanto para o EEJ quanto para o CEJ.

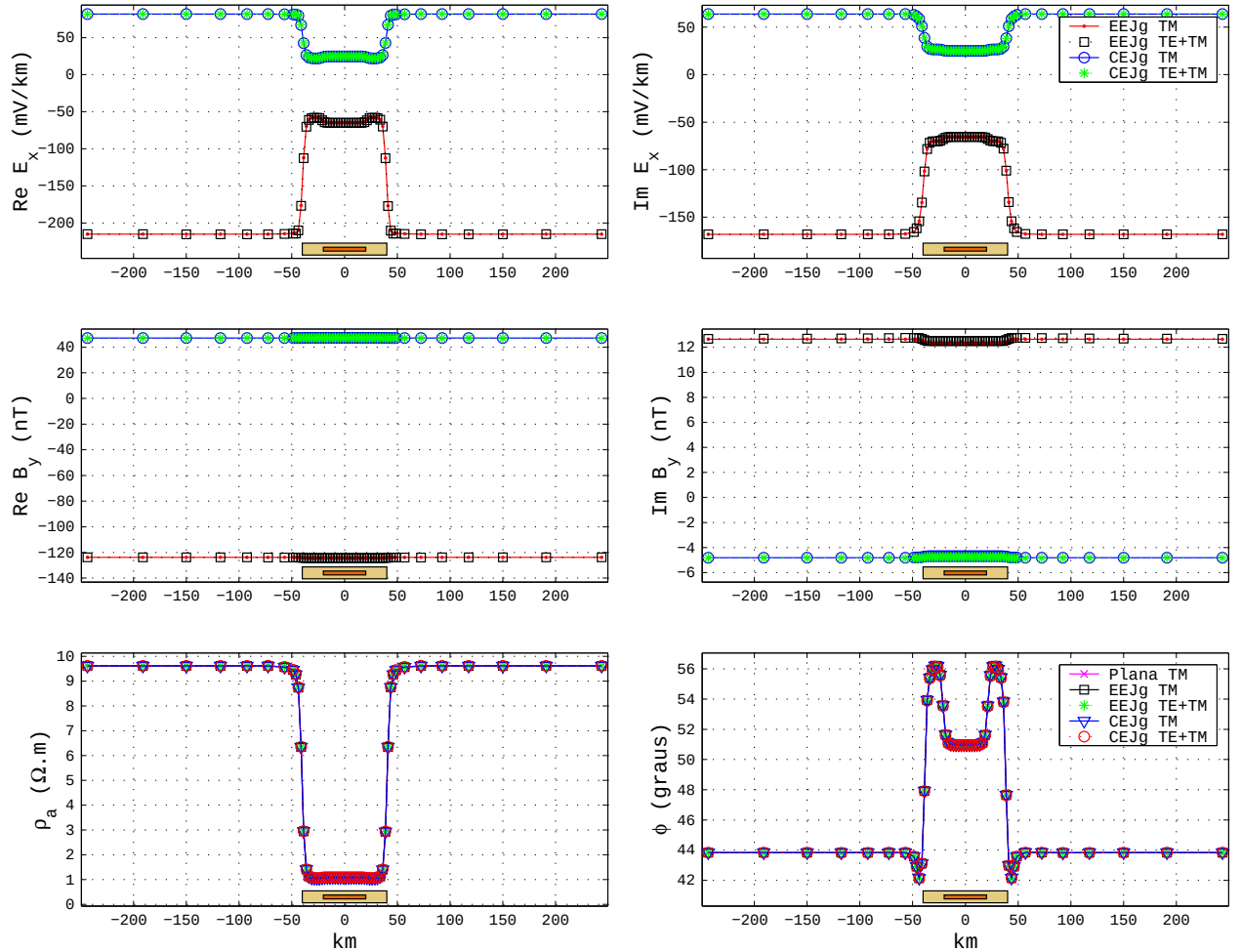


Figura 5.2: Componentes E_x , B_y e perfis de resistividade aparente e fase calculados em 10^{-1} Hz e a $D = 100$ km de um eletrojato do tipo gaussiano.

Na parte inferior desta mesma figura mostramos os perfis de resistividade aparente e fase, e verificamos que nesta frequência não há qualquer discrepância entre as respostas do EEJ e CEJ, mesmo se comparadas com a onda plana. Aumentando a distância da fonte para 500 km, vemos na Figura 5.3 apenas que as componentes geoeletromagnéticas mostram-se atenuadas, sem qualquer efeito sobre a resposta MT, dando-nos uma indicação de que a intensidade da fonte não afeta os dados magnetotelúricos, pelo menos na modelagem numérica. Já em trabalhos de campo, a dificuldade está justamente em se medir componentes de intensidades tão tênues, com anomalias da ordem do ruído das medidas. Baixando a frequência para 10^{-2} Hz, Figura 5.4, observamos que a parte imaginária de B_y mostra uma pequena influência do acoplamento, tanto para o EEJ quanto para o CEJ. Contudo, na resistividade e na fase não há qualquer divergência em relação à onda plana, notamos apenas uma maior influência da estrutura interna.

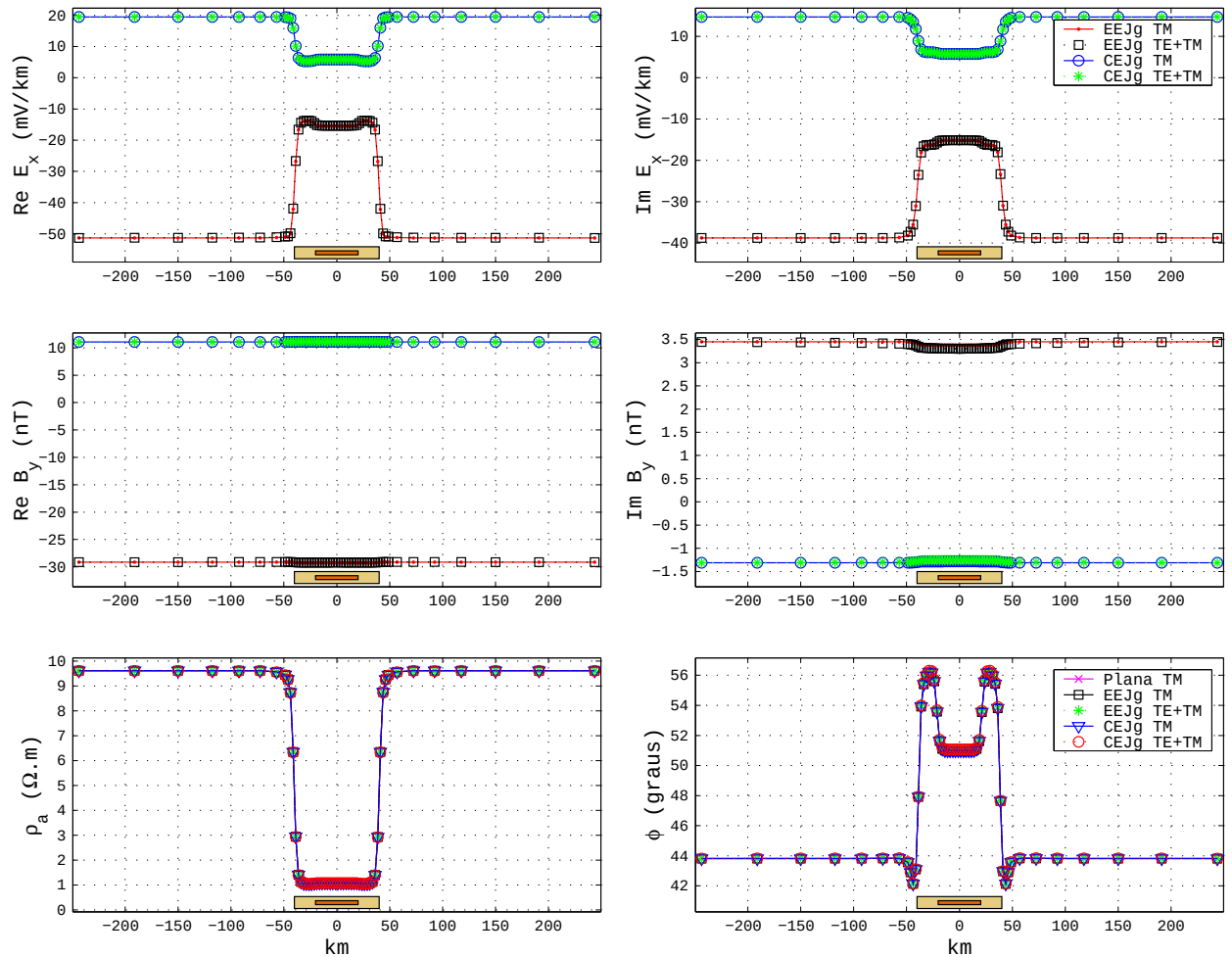


Figura 5.3: Componentes E_x , B_y e perfis de resistividade aparente e fase calculados em 10^{-1} Hz e a $D = 500$ km de um eletrojato do tipo gaussiano.

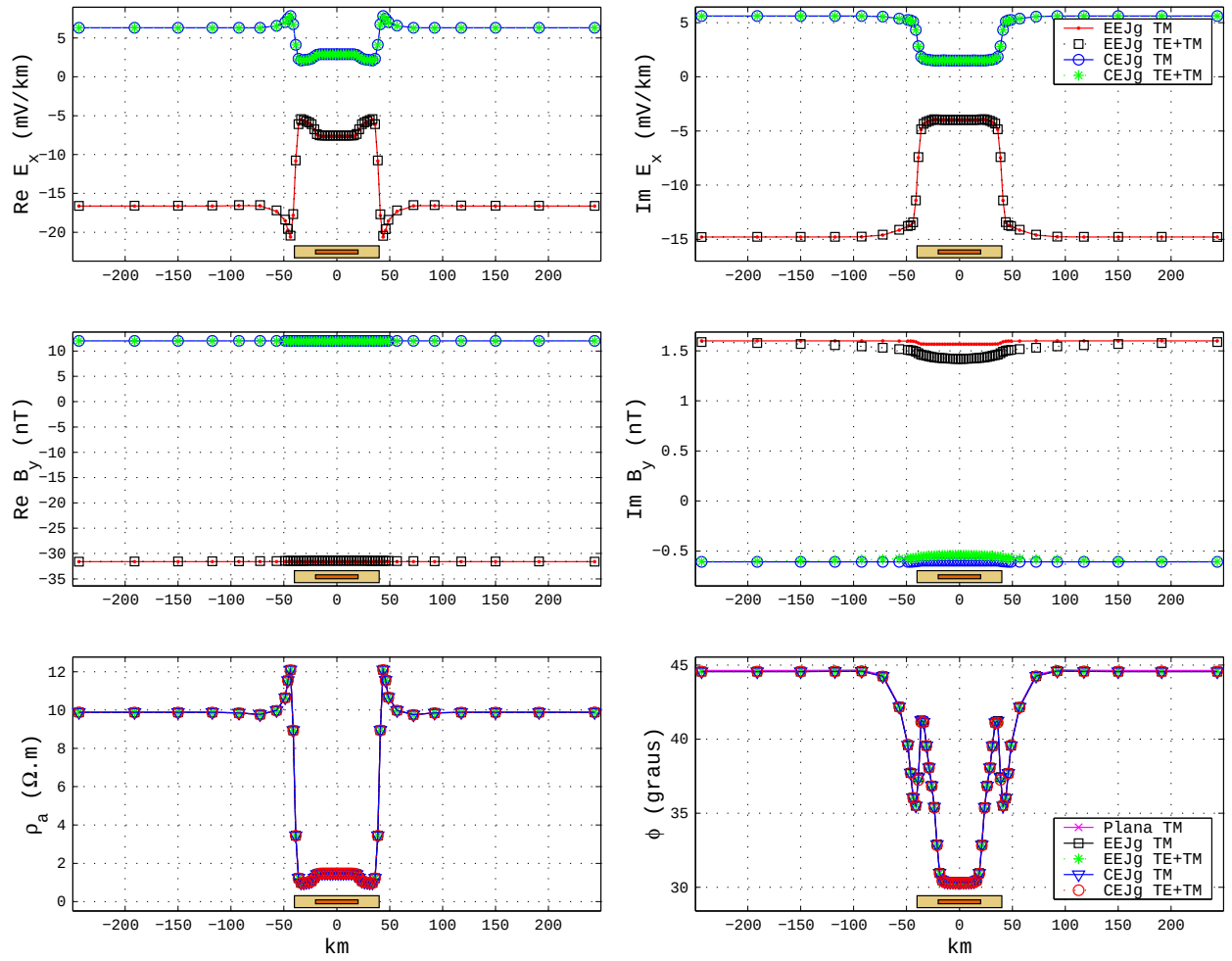


Figura 5.4: Componentes E_x , B_y e perfis de resistividade aparente e fase calculados em 10^{-2} Hz e a $D = 500$ km de um eletrojoato do tipo gaussiano.

Neste ponto resolvemos aumentar a resistividade do meio encaixante, passando de $10 \Omega\text{m}$ a $1000 \Omega\text{m}$, para ver se há alguma relação entre as características do meio e o fator de acoplamento. Assim, na Figura 5.5 calculamos os resultados a uma distância de 500 km da fonte e na frequência de 10^{-2} Hz. Nela notamos claramente um aumento na intensidade da componente elétrica. Na componente magnética vemos uma ligeira diferença entre os resultados acoplado e desacoplado, principalmente nas dados do EEJ que é mais intenso, com valores que já não podem ser desprezados, principalmente no centro da anomalia. Quanto à resistividade e fase, temos na figura o deslocamento nas curvas provocados pela presença do EEJ e do CEJ, em relação à resposta da onda plana, como era de se esperar para um substrato bastante resistivo. Especificamente na fase, vemos que para pontos distantes da estrutura 2-D não há efeito do acoplamento, apenas da fonte bidimensional, que viola a premissa da onda plana no método MT. Já em pontos sobre a heterogeneidade vemos a influência do acoplamento, com resultados idênticos para o EEJ e CEJ.

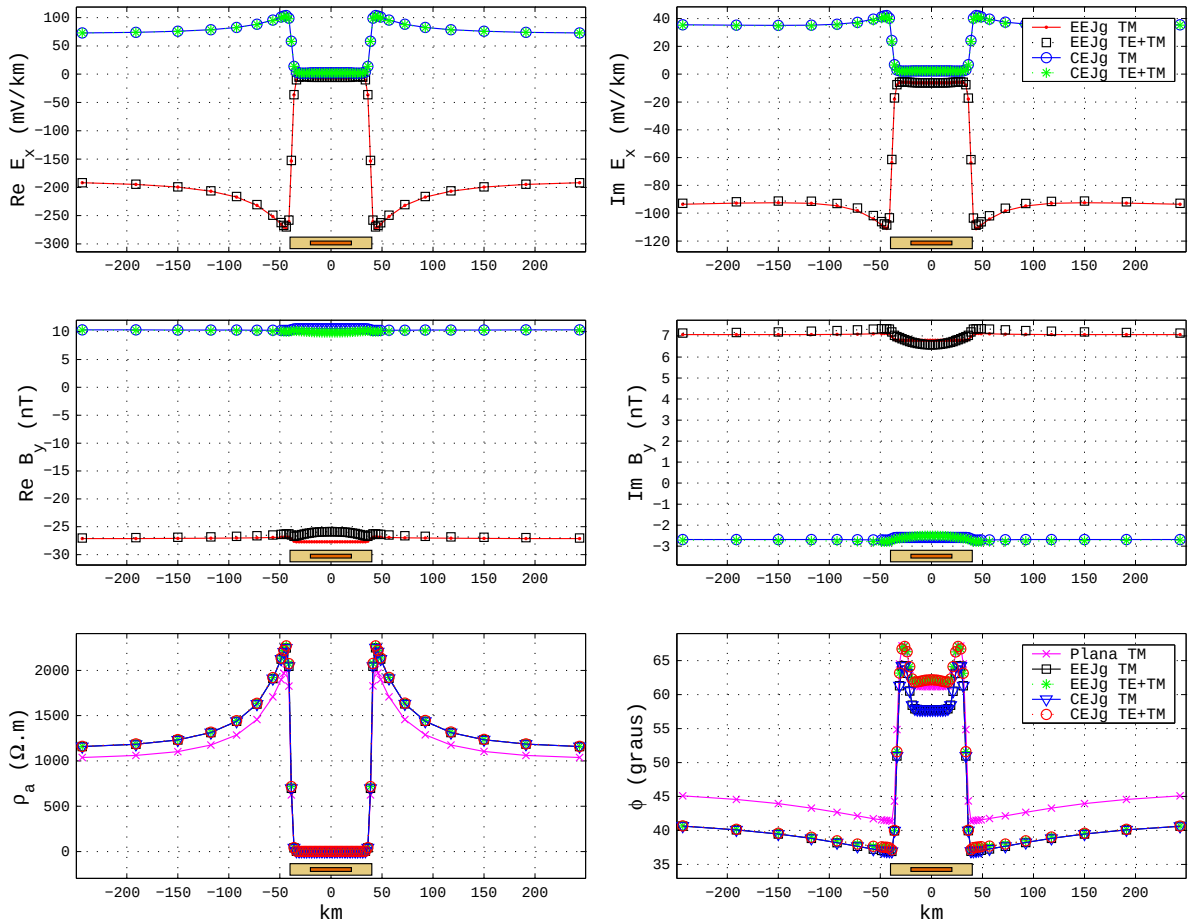


Figura 5.5: Componentes E_x , B_y e perfis de resistividade aparente e fase calculados em 10^{-2} Hz e a $D = 500$ km de um eletrodo do tipo gaussiano.

Tomando valores ainda menores de frequência, mostramos nas Figuras 5.6 e 5.7 os resultados alcançados em 10^{-3} Hz, calculados 100 e a 500 km da fonte, respectivamente, e ainda sobre um meio encaixante de $1000 \Omega\text{m}$. Observamos que a componente E_x do CEJ tem menor intensidade que a do EEJ, sem contudo apresentar qualquer efeito do acoplamento. Já a componente magnética se mostra mais sensível na parte imaginária, notadamente para o EEJ. Vemos também que nesta frequência o acoplamento se manifesta sobretudo no perfil de fase, sobrepondo-se ao efeito causado pela violação da hipótese da onda plana no levantamento MT.

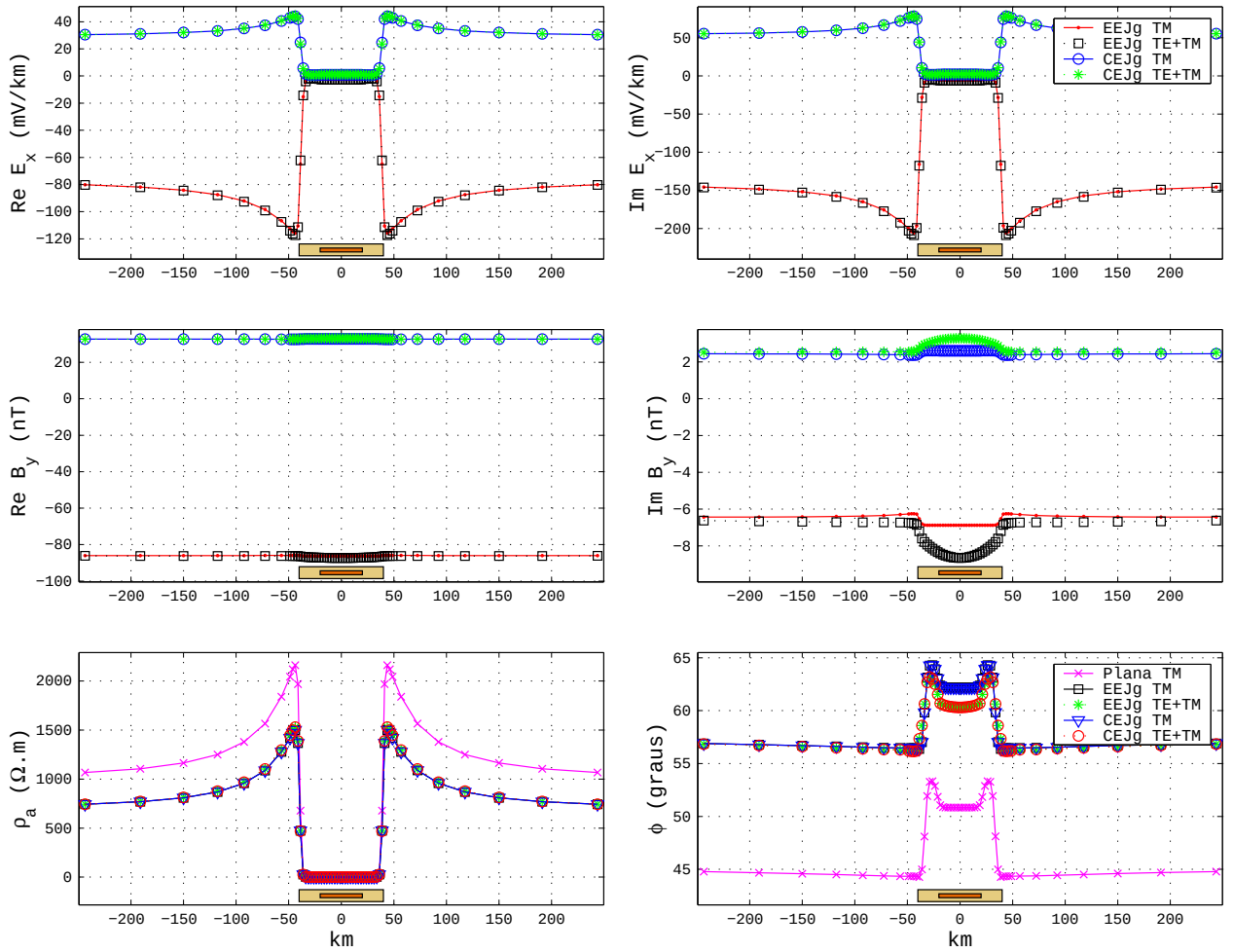


Figura 5.6: Componentes E_x , B_y e perfis de resistividade aparente e fase calculados em 10^{-3} Hz e a $D = 100$ km de um eletrojato do tipo gaussiano.

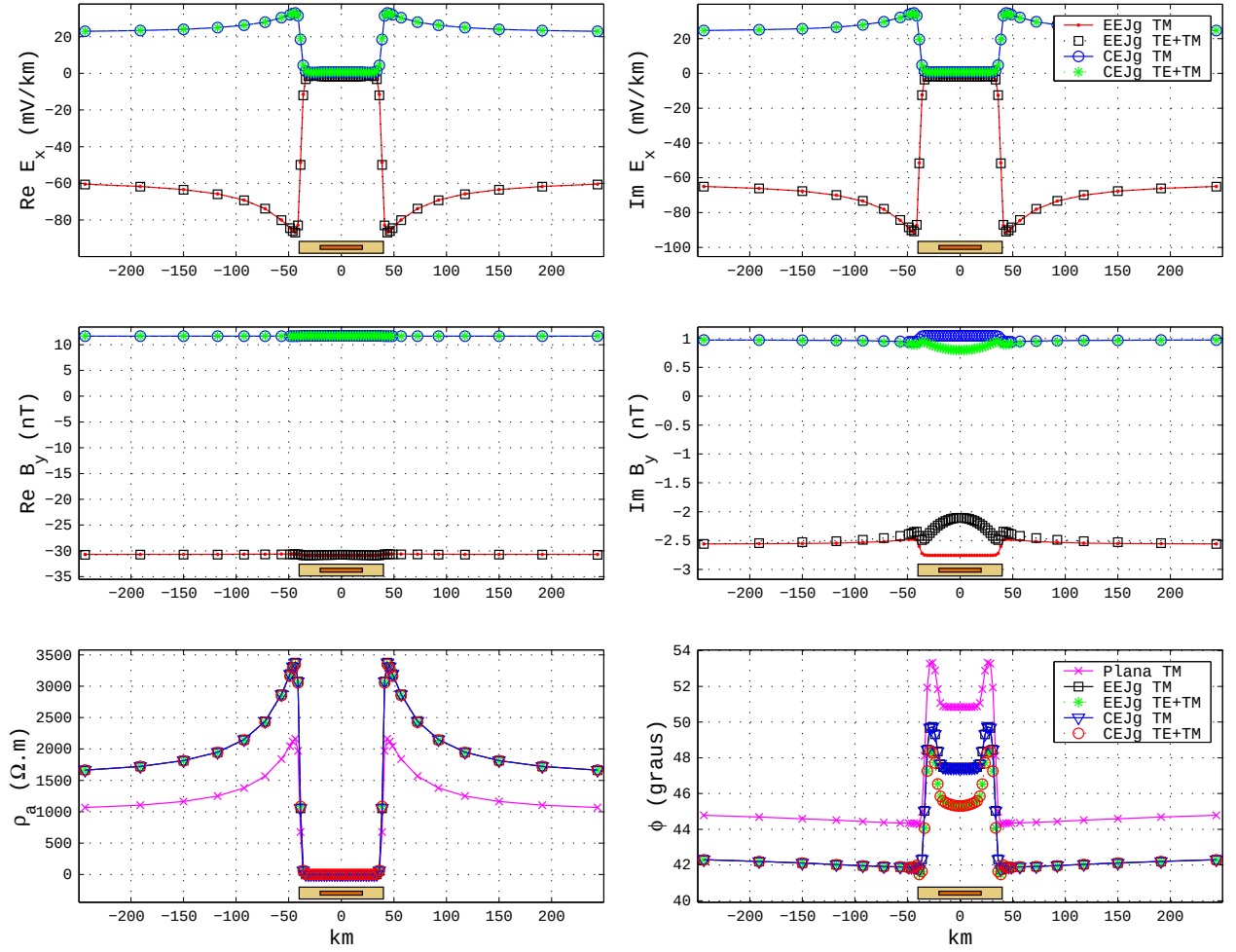


Figura 5.7: Componentes E_x , B_y e perfis de resistividade aparente e fase calculados em 10^{-3} Hz e a $D = 500$ km de um eletrojoato do tipo gaussiano.

Diante destas respostas, concluímos que apesar da componente elétrica teoricamente apresentar uma dependência com o acoplamento, este exerce maior influência sobre a componente B_y do modo TM. Isto porque o resultado do acoplamento nada mais é do que correntes elétricas adicionais, ou secundárias, percorrendo a heterogeneidade na direção y . Estas correntes, que na aproximação feita por Mota e Rijo (1991) haviam sido descartadas, causam uma perturbação no campo magnético. Como veremos na próxima seção, para baixas frequências este efeito também se manifesta nos dados MT.

5.2 - EFEITO DO ACOPLAMENTO SOBRE O MÉTODO MAGNETOTELÚRIO

Nesta seção avaliamos a influência do EEJ e CEJ sobre sondagens MT comparando três soluções: a resposta do método MT, usando ondas planas como fonte de campo primário; a resposta com os modos TM e TE acoplados, implementada nesta tese e descrita no capítulo anterior, e a resposta do modo TM desacoplado, obtida através da metodologia de Mota e Rijo (1991). Em todas elas temos uma estrutura 2-D perpendicular ao EEJ com as posições das sondagens formando uma direção paralela à fonte e perpendicular à heterogeneidade, como visto na Figura 5.1.

Como o efeito da fonte em meios bidimensionais depende sobretudo dos contrastes de condutividade e proximidade da heterogeneidade, mostramos os resultados na forma de sondagens MT obtidas em três pontos distintos. A sondagem SMT 1 localiza-se a 100 km do limite lateral da heterogeneidade. A sondagem SMT 2 encontra-se exatamente sobre esta borda da estrutura e a última sondagem é feita imediatamente acima do centro do corpo 2-D. Como é natural, para pontos distantes da heterogeneidade, a resposta comporta-se como a do meio 1-D, sendo alteradas apenas pelos valores de frequência e resistividade. Por isso, tomamos diferentes modelos geológicos para ter uma melhor compreensão dos resultados.

Modelo 1

Nesta primeira situação temos uma estrutura 2-D composta de uma parte externa e uma interna que está envolvida em um substrato de resistividade igual a $10 \Omega\text{m}$. A parte externa possui 80 km de largura, 4 km de espessura e $1 \Omega\text{m}$ de resistividade, com o seu topo a 2 km abaixo da superfície. A parte interna da estrutura é resistiva de $3.000 \Omega\text{m}$, e mede 40 km de largura, 1 km de espessura e seu topo está a 3,5 km da superfície. Obtivemos os resultados inicialmente a 100 km da fonte, com a frequência variando de 10^1 Hz a $10^{-4,55} \text{ Hz}$ (o valor inferior corresponde a um período de aproximadamente 10 horas) e mostramos os dados na Figura 5.8, onde representamos as posições das sondagens. Para analisar o efeito do corpo 2-D incluímos a resposta do semi-espço homogêneo. Na figura vemos que a sondagem SMT 1 mostra resultados idênticos ao meio homogêneo, sendo eles divergentes apenas abaixo de 10^{-3} Hz para a fase e 10^{-4} Hz para a resistividade, em comparação à onda plana. Estes desvios são causados pela geometria da fonte 2-D. Nas sondagens SMT 2 e SMT 3 vemos o efeitos da heterogeneidade. A sondagem SMT 2 mostra um maior desvio dos resultados nas baixas frequências, devidos principalmente ao EEJ e CEJ acoplados. É interessante notar o *static shift* na sondagem SMT 3, que ocorre na resistividade mas não na fase, mesmo na resposta da onda plana.

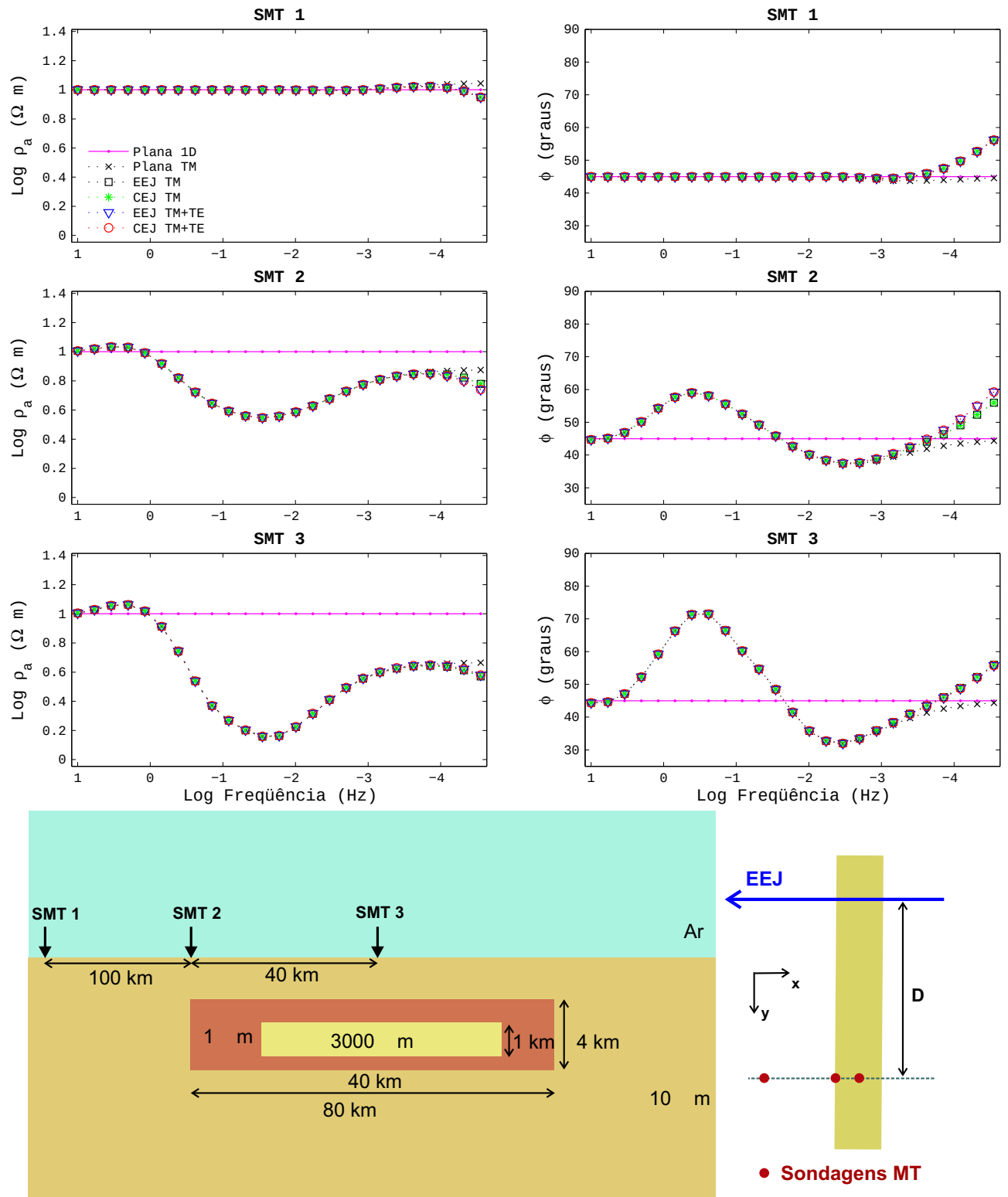


Figura 5.8: Comparação de sondagens MT calculadas na presença do EEJ e CEJ à distância fixa de $D = 100$ km da fonte para o Modelo 1.

No experimento seguinte, Figura 5.9, tomamos o mesmo modelo anterior mas deslocamos as sondagens para 500 km da fonte. Em consequência vemos que os desvios das respostas do EEJ e CEJ diferem da onda plana para valores maiores na resistividade e para valores menores na fase, inversamente ao que ocorria no resultado anterior, a 100 km da fonte. Note que estes resultados estão de acordo com os perfis das Figuras 5.6 e 5.7 na seção anterior, obtidas sobre um substrato mais resistivo. Supomos que esta diferença se deve à maneira como as componentes E_x e B_y variam com a distância da fonte e não há nenhuma relação com a intensidade nem com a direção das correntes de retorno, uma vez que o EEJ e CEJ mostram os mesmos resultados, apesar de serem fontes de direções opostas e de intensidades diferentes.

Aumentando ainda mais a posição das sondagens temos na Figura 5.10 os resultados para a distância de 900 km da fonte. Nela vemos que para as frequências mais baixas, a fonte 2-D tem seu efeito reduzido sobre a resistividade, porém na fase a influência é maior, sobretudo para os resultados acoplados.

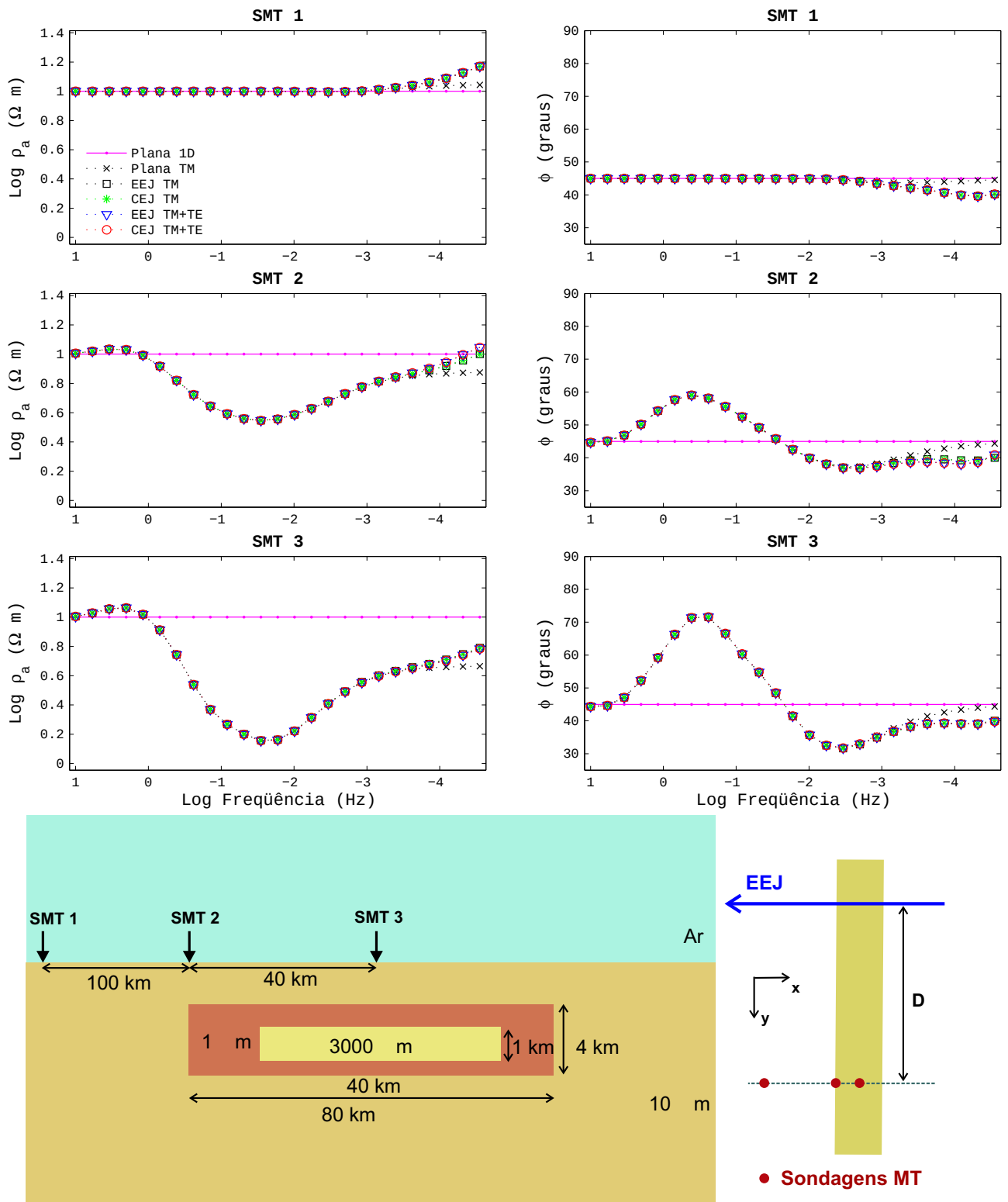


Figura 5.9: Comparação de sondagens MT calculadas na presença do EEJ e CEJ à distância fixa de $D = 500$ km da fonte para o Modelo 1.

Modelo 2

Neste segundo modelo assumimos a mesma estrutura 2-D do caso anterior e mudamos apenas a resistividade do meio encaixante, passando de $10 \Omega\text{m}$ para $1000 \Omega\text{m}$. Assim como já se conhece da literatura, o efeito do fonte bidimensional será realçado em relação à onda plana. Deste modo, na Figura 5.11 temos ilustradas as três sondagens calculadas a 100 km do centro do Eletrojato Equatorial, junto com o modelo 2. Novamente na sondagem SMT 1 vemos o desvio nos resultados do EEJ e CEJ acoplado e desacoplado relativo ao meio 1-D para as frequências a partir de 10^{-2} Hz. Para os pontos mais próximos da heterogeneidade (sondagens SMT 2 e SMT 3), observamos os efeitos da estrutura bidimensional. É interessante notar a forte presença do *static shift* para este modelo na sondagem SMT 3, com um maior desvio para a resistividade calculada com as fontes desacopladas.

Utilizando ainda um substrato bastante resistivo, mas agora tomando as sondagens a 500 km da fonte, temos na Figura 5.12 os valores de resistividade do eletrojato muito próximos daqueles obtidos com a onda plana. Entretanto a fase mostra valores divergentes para frequências abaixo de 10^{-3} Hz em todas as sondagens, com maior efeito do acoplamento nas sondagens próximas à estrutura 2-D.

Ainda em relação ao acoplamento dos modos TE e TM, há uma dependência deste com o *skin-depth*, pois como vemos na sondagem SMT 3, em torno de 10^{-2} Hz as respostas acoplada e desacoplada divergem entre si e à medida que a frequência diminui seus valores voltam a convergir. Isto indica que o acoplamento dos campos é localizado no corpo 2-D, como era de se esperar.

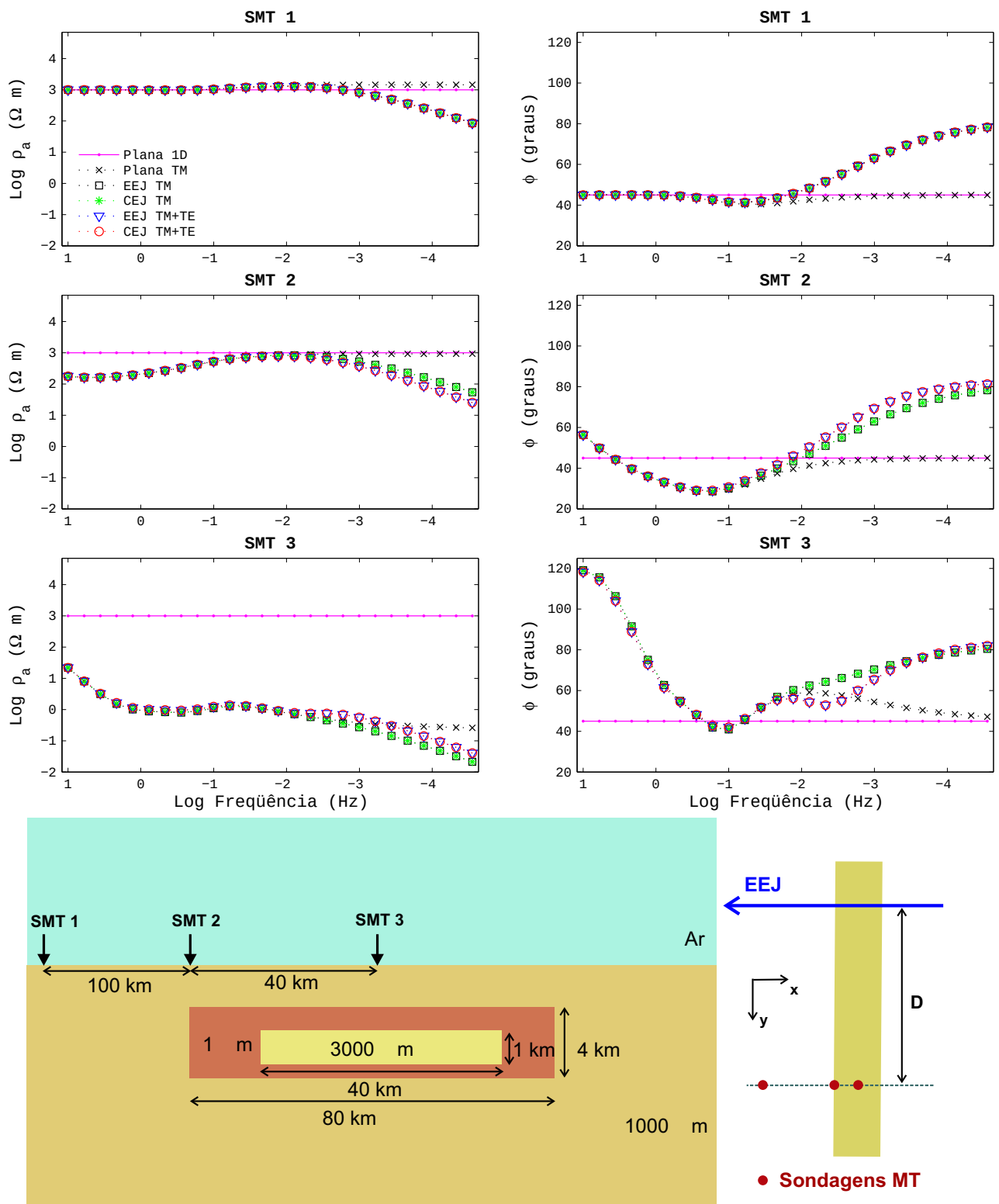


Figura 5.11: Comparação de sondagens MT calculadas na presença do EEJ e CEJ à distância fixa de $D = 100$ km da fonte para o Modelo 2.

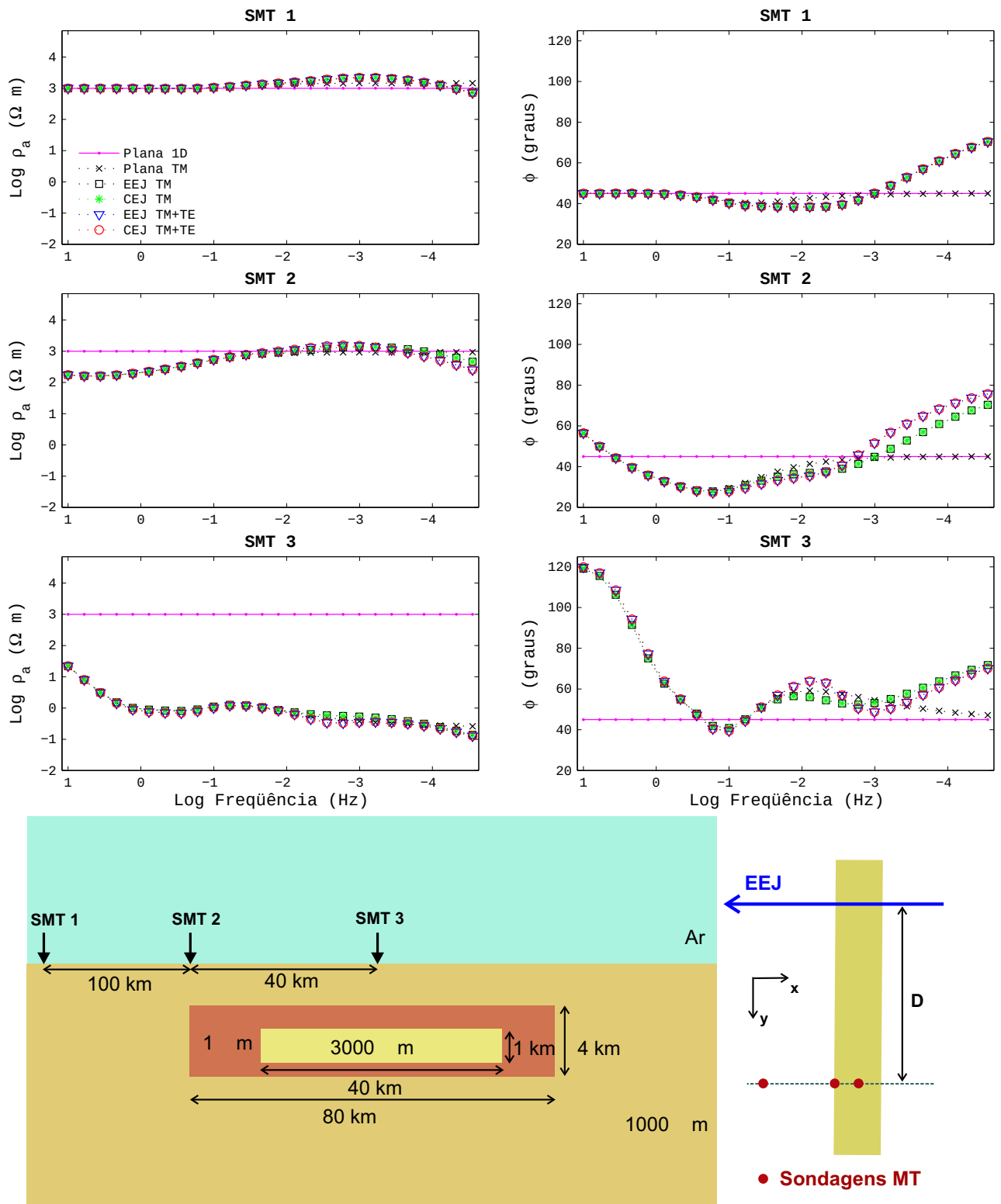


Figura 5.12: Comparação de sondagens MT calculadas na presença do EEJ e CEJ à distância fixa de $D = 500$ km da fonte para o Modelo 2.

Modelo 3

Finalmente no modelo 3 retomamos o modelo interpretativo para a Anomalia Condutiva da Bacia do Parnaíba proposto pelo Dr. Arora. Neste caso apenas acrescentamos ao modelo 1 uma camada de 2 km de espessura e de $50 \Omega\text{m}$, localizada logo abaixo da superfície. Comparando os resultados ilustrados na Figura 5.13, onde as sondagens foram tomadas a 500 km do EEJ, vemos que nas altas frequências as respostas são influenciadas sobretudo pelo meio primário, com um ligeiro desvio na resistividade e fase. Já nas frequências inferiores a 10^{-3} Hz percebemos o efeito do EEJ e CEJ nas sondagens, relativamente às ondas planas.

Com estes resultados, concluímos que apesar da resposta acoplada ser correta do ponto de vista matemático e importante ao se analisar as componentes do campo geoeletromagnético, seu emprego no método MT para baixas frequências não corresponde a melhores resultados quando a comparamos com a resposta obtida com os modos desacoplados. Em nossos experimentos sempre encontramos desvios nos resultados MT (mesmo utilizando um semi-espaço homogêneo) causados simplesmente pela presença da fonte bidimensional. Uma análise mais detalhada deve ser feita em relação à inversão geofísica, onde o acoplamento talvez possa ser realmente importante para determinar distribuições de condutividade de estruturas 2-D.

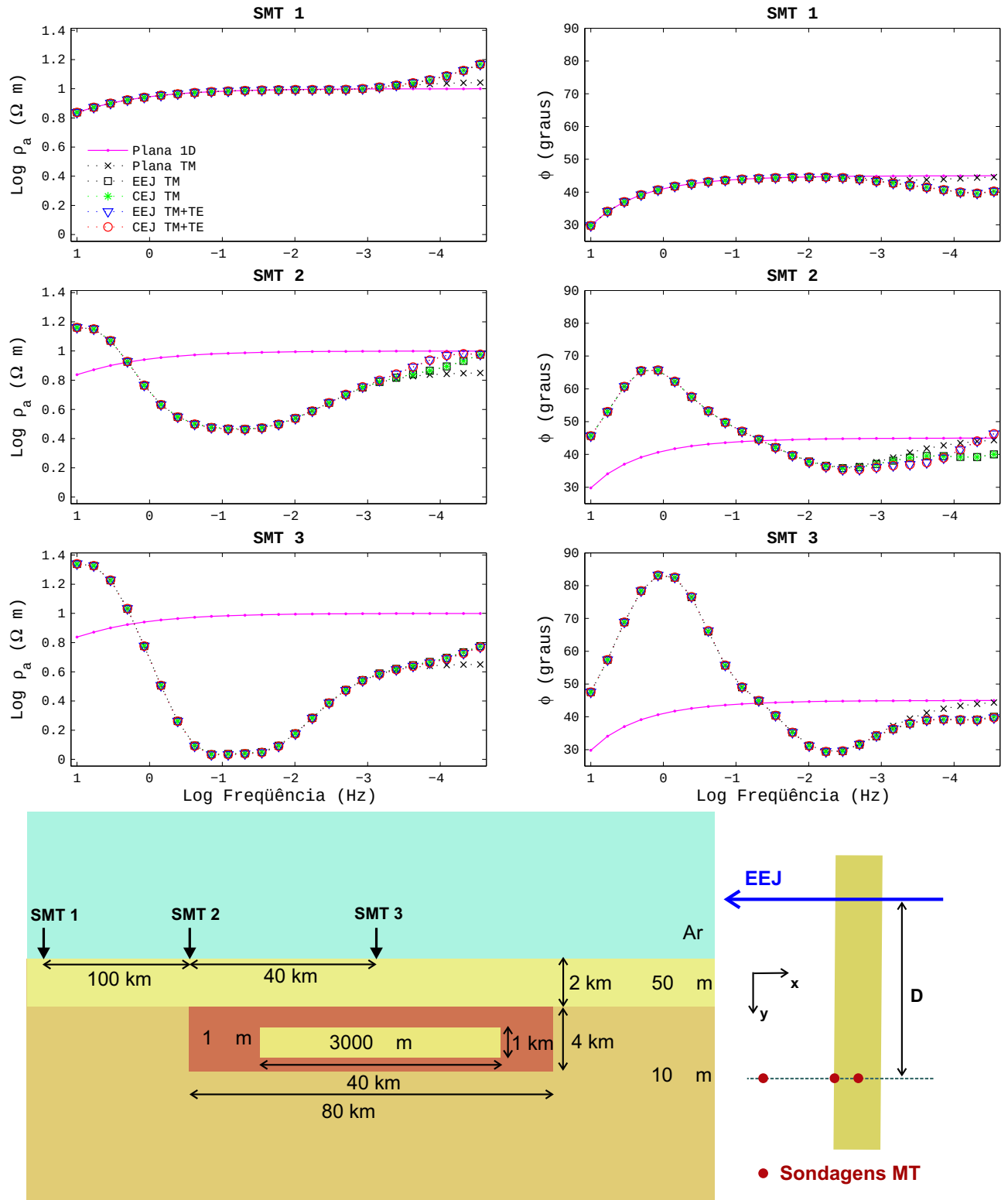


Figura 5.13: Comparação de sondagens MT calculadas na presença do EEJ e CEJ à distância fixa de $D = 500$ km da fonte para o Modelo 3.

6 - CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES

6.1 - CONCLUSÕES

Como vimos no Capítulo 2, o campo magnético terrestre é dinâmico e formado por várias partes. Logo, os pesquisadores desde cedo perceberam que seria muito mais fácil compreendê-lo se cada uma destas partes constituintes fosse entendida separadamente. Assim, partindo das suaves variações S_q vimos que na região equatorial jatos de corrente ionosférica causavam um aumento anormal do campo geomagnético durante o dia. Estes jatos, denominado Eletrojato Equatorial, por sua vez quando na presença de heterogeneidades na subsuperfície geram anomalias em escala regional ainda mais fortes. Com isto em mente, nesta tese estávamos interessados em avaliar qual a influência de heterogeneidades bidimensionais sobre o campo geomagnético na presença do Eletrojato Equatorial.

Então, durante o desenvolvimento deste trabalho, abordamos tópicos relacionados à modelagem numérica utilizando o método de elementos finitos. Naquela situação vimos que uma heterogeneidade bidimensional paralela ao eletrojato dá origem ao modo de propagação TE, amplamente utilizado na literatura e facilmente implementável. No entanto, quando fonte e heterogeneidade bidimensionais estão perpendiculares entre si, os modos TE e TM mostram-se acoplados e a solução do sistema de equações associadas não é de fácil obtenção.

Em vista disso, utilizamos a técnica de decomposição espectral do sistema de equações através da transformada de Fourier. Em seguida resolvemos o problema em cada frequência do espaço de Fourier para então, por meio da transformada inversa, obter a solução desejada. Esta metodologia se mostrou bastante eficiente sobretudo por dispormos de filtros digitais com poucos coeficientes para o cálculo da transformada.

Ao realizarmos as simulações numéricas utilizamos as frequências de 10^{-1} a 10^{-4} Hz pois neste intervalo verificamos maior influência das heterogeneidades. A fim de avaliar a importância do *strike* dos corpos 2-D em relação ao eletrojato, atribuímos ao parâmetro θ_h os valores 0° , 30° , 45° , 60° e 90° , e ao parâmetro D as medidas 100, 250 e 500 km. E finalmente testamos direções de perfis θ_p relativamente à heterogeneidade iguais a -45° , 0° e 45° .

De acordo com os experimentos numéricos, podemos concluir em relação ao Contra-Eletrojato que sua presença causa uma inversão na anomalia, se compararmos com o resultado do Eletrojato Equatorial, devido às suas correntes elétricas possuírem direções contrárias.

Concluimos também que para as frequências mais altas as componentes do campo elétrico apresentam menor influência da parte interna do corpo 2-D. Já nas baixas frequências este comportamento se observa com os campos magnéticos.

Relativamente à frequência, vimos os efeitos do "skin-deph" quando nas frequências mais altas há maior influência das partes interna e externa da estruturas 2-D, principalmente nas respostas magnéticas, ao passo que para 10^{-4} Hz os resultados mostram-se bastante atenuados e de forma mais acentuada para pontos próximos às heterogeneidades. Além disso, quando a estrutura 2-D está paralela ao eletrojato, o campo elétrico é insensível à estrutura interna do modelo para todos os valores de frequência utilizados.

Com respeito ao ângulo θ_h entre a heterogeneidade e a fonte, vimos que pela própria metodologia que adotamos o modo TM se manifesta naturalmente quando θ_h é diferente de 0° . Neste caso, o modo TE é composto por uma parte devido à componente da fonte paralela à heterogeneidade e a outra devido à componente da fonte perpendicular, que é acoplada ao modo TM. Como consequência, os campos calculados têm relação direta com o valor de θ_h . Para $\mathbf{E}_y$ por exemplo, vimos uma diminuição da anomalia, que se torna mais aberta até apresentar picos nos limites laterais da estrutura interna para $\theta_h = 90^\circ$. Já para a componente $\mathbf{E}_x$ ocorre o contrário, pois com o aumento do ângulo, a anomalia também aumenta. Em relação a componente $\mathbf{B}_x$, os perfis se tornam mais abertos, tendo picos em 90° apontando para os limites laterais do corpo.

Analizando a influência do ângulo entre a direção do perfil dos campos e o *strike* da heterogeneidade verificamos que, à medida que θ_h se aproxima de 90° , os campos primários tornam-se variáveis para valores de θ_p diferentes de 90° . Estas variações causam uma assimetria na anomalia e dão uma idéia da inclinação da direção do perfil em relação aos corpos.

Finalmente, pelos experimentos realizados concluimos que uma das influências que a distância D causa sobre os campos calculados está relacionado às correntes reversas do EEJ e CEJ, pois conforme vimos anteriormente, para D igual a 500 km, as correntes reversas provocam uma inversão nas anomalias, tanto para θ_h igual a 0° quanto para 90° . No entanto, com o aumento de D , as anomalias diminuem de intensidade, o que é esperado para fonte bidimensionais.

Conforme vimos no Capítulo 1 desta tese, Mota e Rijo (1991) apresentaram os perfis de amplitude e fase da impedância para os campos geomagnéticos devido à uma estrutura 2-D estar perpendicular ao Eletrojato Equatorial. Para isto eles resolveram o Modo TM desacoplado e os resultados se mostraram satisfatórios, quando comparados com aqueles ob-

tidos com ondas planas. No entanto ao reproduzirmos aqui os cálculos, observamos que as componentes dos campos elétrico e magnético apresentavam valores ligeiramente diferentes daqueles obtidos com o modo TM acoplado ao modo TE, sem qualquer influência sobre os perfis de resistividade e fase em frequências acima de 10^{-2} Hz. Ao diminuirmos os valores de frequência para até 10^{-4} Hz, vimos que é maior o efeito do acoplamento sobre as componentes do campo geomagnético e em consequência os dados MT apresentavam duas fontes de perturbação relativamente à onda plana: a primeira e mais evidente era devido à presença fonte bidimensional em si e a segunda era devido ao acoplamento entre os modos TE e TM. Estas influências evidenciam-se sobremaneira quando aumentamos a resistividade do substrato.

Concluimos assim, que o *strike* de uma grande estrutura condutiva bidimensional relativamente à direção do EEJ ou CEJ tem de fato influência sobre o campo geomagnético. Por outro lado, para estudos magnetotelúricos rasos (frequências maiores de 10^{-3} Hz) o efeito do ângulo entre a estrutura geológica 2-D e a direção do EEJ não é tão importante. Contudo, em estudos de litosfera (frequências menores de 10^{-3} Hz) o acoplamento entre os modos TE_2 e TM não pode ser ignorado.

6.2 - RECOMENDAÇÕES

Neste trabalho nós nos concentramos no desenvolvimento e implementação do algoritmo computacional e na análise de alguns modelos teóricos. Com isso, preparamos o caminho para a continuidade de trabalhos futuros. Por exemplo, não tivemos oportunidade de analisar dados reais em virtude da exigüidade do tempo e do enfoque dados a esta tese. A aplicação a dados reais pode perfeitamente ser realizada como um tema de mestrado por um aluno de pós-graduação, uma vez que o programa de computador já se encontra disponível. Um segundo desdobramento de nosso trabalho é o desenvolvimento de um processo de inversão dos resultados aqui apresentados. De fato, neste trabalho apenas o problema direto foi resolvido, logo o próximo passo será implementar o problema inverso. Esta é uma tarefa formidável em virtude da complexidade do problema direto. Fica então esta sugestão de resolver o problema inverso para uma possível tese de doutorado.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ALMEIDA, F. L. 2002. **Filtros otimizados para as transformadas seno, co-seno e de Hankel J_0 , J_1 e J_2** . Belém, Universidade Federal do Pará Centro de Geociências. 110 p. (Dissertação de Mestrado)
- ARORA, B. R. & BHARDWAJ, S. K. 2003. Spatial and frequency characteristics of equatorial enhancement of geomagnetic field variations. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, 65: 1283-1292.
- ARORA, B. R.; RIGOTI, A.; VITORELLO, Í.; PADILHA, A. L.; TRIVEDI, N. B.; CHAMALAUN, F. H. 1997. Electrical imaging of the intracratonic Parnaíba basin, north-northeast Brazil. **Journal of Geomagnetism and Geoelectricity**, 49: 1631-1648.
- BECKER, E. B.; CAREY, G. F.; ODEN, J. T. 1981. **Finite Elements - An introduction**. New Jersey, Prentice-Hall. 258 p.
- CAGNIARD, L. 1953. Basic theory of the magnetotelluric method of geophysical prospecting. **Geophysics**, 18: 605-635.
- CAMPBELL, W. H. 1989. An introduction to quiet daily geomagnetics fields. **Pure and Applied Geophysics**, 131: 315-331.
- CARRASQUILLA, A. A. G. 1993. **Modelagem numérica da influência do eletrojato equatorial em dados magnetotelúricos produzidos por estruturas tridimensionais**. Belém, Universidade Federal do Pará. Centro de Geociências. 114 p. (Tese de Doutorado)
- EZEMA, P. O.; ONWUMECHILI, C. A.; OKO, S. O. 1996. Geomagnetically quiet day currents over the Indian sector - III. Counter equatorial electrojets currents. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, 58: 565-577.
- FORBES, J. M. 1981. The equatorial electrojet. **Reviews of Geophysics and Space Physics**, 19: 469-504.
- HERMANCE, J. F. & PELTIER, W. R. 1970. Magnetotelluric fields of line current. **Journal of Geophysical Research**, 75: 3351-3356.

- HESSE, D. 1982. An investigation of the equatorial electrojet by means of ground-based magnetic measurements in Brazil. **Annales de Géophysique**, 38: 315-320.
- HIBBS, R. D. & JONES, F. W. 1973a. Electromagnetic induction in the earth by a symmetric non-uniform source. **Journal of Geomagnetism and Geoelectricity**, 25: 75-86.
- HIBBS, R. D. & JONES, F. W. 1973b. Electromagnetic induction in the earth by a non-symmetric non-uniform source. **Journal of Geomagnetism and Geoelectricity**, 25: 75-86.
- LÜHR, H.; MAUS, S.; ROTHER, M. 2004. Noon-time equatorial electrojet: Its spatial features as determined by the CHAMP satellite. **Journal of Geophysical Research**, 109: A01306, doi:10.1029/2002JA009656.
- MARRIOT, R. T.; RICHMOND, A. D.; VENKATESWARAN, S. V. 1979. The quiet-time Equatorial Electrojet and Counter-Electrojet. **Journal of Geomagnetism and Geoelectricity**, 31: 311-340.
- MATSUSHITA, S. 1967. Solar quiet and lunar daily variation fields. In: MATSUSHITA, S. & CAMPBELL, W. H., (Ed.) **Physics of Geomagnetic Phenomena**. New York, Academic Press. Vol. 1, p. 301-424.
- MOTA, J. P. & RIJO, L. 1991. Efeitos devido ao eletrojato equatorial nos dados magnetotélúricos de estruturas 2D, paralelas e perpendiculares ao eletrojato. **Revista Brasileira de Geofísica**, 9: 161-177.
- ONWUMECHILLI, A. 1967. Geomagnetic variations in the equatorial zone. In: MATSUSHITA, S. & CAMPBELL, W. H., (Ed.) **Physics of Geomagnetic Phenomena**. New York, Academic Press. Vol. 1, p. 425-507.
- PADILHA, A. L. 1999. Behavior of magnetotelluric source fields within the equatorial zone. **Earth Planets Space**, 51: 1119-1125.
- PADILHA, A. L.; VITORELLO, I.; RIJO, L. 1997. Effects of the Equatorial Electrojet on magnetotelluric surveys: Field results from Northwest Brazil. **Geophysical Research Letters**, 24: 89-92.
- PELTIER, W. R. & HERMANCE, J. F. 1971. Magnetotelluric fields of a gaussian electrojet. **Canadian Journal of Earth Sciences**, 8: 328-346.

- PONTES, A. N. 1995. **Comparação dos efeitos do eletrojato equatorial nos dados magnetotelúricos bi e tridimensionais**. Belém, Universidade Federal do Pará. Centro de Geociências. 114 p. (Dissertação de Mestrado)
- RAGHAVARAO, R.; SRIDHARAN, R.; SASTRI, J. H.; AGASHE, V. V.; RAO, B. C. N.; RAO, P. B.; SOMAYAJULU, V. V. 1988. The Equatorial Ionosphere - World Ionosphere / Thermospheric Study. In: WITS Handbook, vol 1, pp. 4-93
- RASTOGI, R. G. 1999. Morphological aspects of a new type of counter electrojet event. **Annales Geophysicae**, 17: 210-219.
- REDDY, C. A. 1989. The equatorial electrojet. **Pure and Applied Geophysics**, 131: 485-508.
- RIGOTI, A.; CHAMALAUN, F.; TRIVEDI, N. B.; PADILHA, A. L. 1999. Characteristics of the Equatorial Electrojet determined from an array of magnetometers in N-NE Brazil. **Earth Planets Space**, 51: 115-128.
- RIGOTI, A.; PADILHA, A. L.; CHAMALAUN, F.; TRIVEDI, N. B. 2000. Effects of the equatorial electrojet on aeromagnetic data acquisition. **Geophysics**, 65: 553-558.
- RIJO, L. 1989. Um filtro digital ótimo para transformada cosseno. In: CONGRESSO INTERNACIONAL DA SOCIEDADE BRASILEIRA DE GEOFÍSICA, 1º, Rio de Janeiro, 1989. **Anais**. Rio Janeiro, SBGF. v. 2 1441-1445.
- RIJO, L. 1991. A influência das ondulações do eletrojato equatorial nos levantamentos Magnetotelúricos. In: CONGRESSO INTERNACIONAL DA SOCIEDADE BRASILEIRA DE GEOFÍSICA, 2º, Salvador, 1991. **Anais**. Salvador, SBGF. v. 1, 323-330.
- RIJO, L. 1992. Notas de aula do Curso de Pós-Graduação em Geofísica, UFPA. Belém.
- RIJO, L. & ALMEIDA, F. L. 2003. New optimized digital filters for sine, co-sine, J_0 and J_1 Hankel transforms. In: INTERNATIONAL CONGRESS OF BRAZILIAN GEOPHYSICAL SOCIETY, 8º, Rio, 2003. **Anais**. Rio de Janeiro, SBGF. In CDROM.
- SILVA, M. W. C. & RIJO, L. 2001. Modeling of geomagnetic B field under the electrojet. In: INTERNATIONAL CONGRESS OF BRAZILIAN GEOPHYSICAL SOCIETY, 7º, Salvador, 2001. **Anais**. Salvador, SBGF. In CDROM.

- SILVA, M. W. C. & RIJO, L. 2003. Modeling the geomagnetic fields under the Equatorial Electrojet perpendicular to the strike of a 2-D structure. In: EIGHTH INTERNATIONAL CONGRESS OF BRAZILIAN GEOPHYSICAL SOCIETY, 8°, Rio, 2003. **Anais**. Rio de Janeiro, SBGF. In CDROM.
- SIZOVA, L. Z. 2002. The field-aligned currents effect on equatorial geomagnetic field variations. **Advanced Space Research**, 30: 2247-2252.
- STENING, R. J. 1995. What drives the equatorial electrojet? **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, 57: 1117-1128.
- TIKHONOV, A. N. 1950. On determining electrical characteristics of the deep layers of the earth's crust. **Doklady**, 73: 295-297.
- VASSAL, J.; MENVIELLE, M.; COHEN, Y.; DUKHAN, M.; DOUMOUYA, V.; BOKA, K.; FAMBIOTAKOYE, O. 1998. A study of transient variations in the Earth's electromagnetic field at equatorial electrojet latitudes in western Africa (Mali and the Ivory Coast). **Annales Geophysicae**, 16: 677-697.