

INTERPRETAÇÃO QUANTITATIVA DOS DADOS
AEROMAGNETICOS NA ÁREA COMPREENDIDA
ENTRE 42°-47°W E 15°-19°S
(MINAS GERAIS, BRASIL)

NAOMI USSAMI



DEDALUS - Acervo - IAG



30200020675

Dissertação de Mestrado
Departamento de Geofísica
Orientador: Dr. Paolo Gasparini

- 1 9 8 1 -

AGG06
USSAMI

S U M Á R I O

. INTRODUÇÃO	1
. FUNDAMENTOS DO MÉTODO E DEFINIÇÕES.	4
. TRATAMENTO E INTERPRETAÇÃO DOS DADOS AEROMAGNÉTICOS	11
a) O campo das anomalias magnéticas	16
b) Filtragem do campo de anomalias.	31
c) Ajuste polinomial.	43
. INTERPRETAÇÃO DO CAMPO DAS ANOMALIAS MAGNÉTICAS	50
a) Geologia da área	51
b) Anomalia da Serra do Cabral.	57
b.1) Redução ao polo	66
b.2) Distribuição da magnetização na camada equivalente	72
b.3) Cálculo direto do campo de anomalias magnéticas para modelos de corpos tridimensionais de forma qualquer.	76
. CONCLUSÕES.	84
. APÊNDICE A. Espectro de Potência e Filtragem.	87
. APÊNDICE B. Redução ao Polo.	96
. APÊNDICE C. Método de Fourier para a solução do problema linear de inversão de dados magnéticos.	103
. APÊNDICE D. Programas computacionais	110
. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.	114

A GRADECIMENTOS

Os dados da campanha aeromagnética efetuada pela Braskit
e suas empresas, Braskit e sua filial, a CCR, decretaram que

Ao Prof. Dr. Paolo Gasparini pela orientação; aos colegas
José Antonio de Moraes Moreira e Shozo Shiraiwa e ao Prof. Dr. Gil
berto Amaral pelas críticas, sugestões e apoio durante a elabora
ção do trabalho; ao colega Antonio Lopes Padilha e à Profª Drª
Marta S.M. Mantovani pela digitalização dos mapas aeromagnéticos
e cálculo do IGRF; à Drª Maria Helena Teixeira Mendes e Dr. Cló
vis C. de Sá pelas facilidades de acesso aos dados aeromagnéticos
e aos relatórios dos projetos publicados pelo DNPM; à Sra. Margar
ret M. Hirai pelo serviço de datilografia e ao Sr. Alexandre S.
Ibañez pelos desenhos; à Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado
de São Paulo (FAPESP); ao Conselho Nacional de Desenvolvimento
Científico e Tecnológico (CNPq) e à Financiadora de Estudos e Pro
jeto (FINEP) pelo auxílio financeiro.

ADVERTÊNCIA: Neste trabalho é apresentado o procedimento
de cálculo da anomalia magnética de um corpo poloidal de
forma-Mérida e mínimo de anomalia, resultante da variação magnética
de forma para um corpo magnetizado por indução no hemisfério sul magn
ético.

A fim de obter as características geométricas da fonte, fo
ram obtidas a redução do polo, a inversão linear dos dados co
nhecendo a distribuição de magnetização na camada equivalente de es
timativa finita e o cálculo direto do campo produzido por modelos
de corpos semi-dimensional.

As ilustrações obtidas indicam que a anomalia pode ser devida
à ocorrência de uma zona no grau de polo menor 30 km de espessura
de material não magnético (provavelmente rochas calcáreas)
a profundidade horizontal de aproximadamente 10 km (R=30) e 80%

RESUMO

Os dados do levantamento aeromagnético efetuado pela Prakla em Minas Gerais, Brasil, foram utilizados a fim de efetuar uma revisão das metodologias comumente utilizadas na interpretação de dados magnéticos e implementar alguns programas computacionais disponíveis.

A área escolhida é definida entre 42° - 45° W e 15° - 19° S. O campo das anomalias magnéticas foi obtido utilizando o modelo do campo principal IGRF 1965, definitivo. As anomalias de alta frequência foram eliminadas por um filtro numérico passa-baixa com comprimento de onda de corte de 20 km. Portanto, foram eliminadas as contribuições das anomalias de alta intensidade associadas a fontes superficiais ou próximas à superfície. Uma anomalia residual de longo comprimento de onda (> 500 km) ainda presente no campo de anomalias foi eliminada através de um ajuste polinomial de grau 3.

A anomalia magnética principal da área ocorre próxima à Serra do Cabral. Apresenta uma grande amplitude e a posição dos valores máximo e mínimo da anomalia, revertida em relação à esperada para um corpo magnetizado por indução no hemisfério sul magnético.

A fim de obter as características geométricas da fonte, foram efetuadas a redução do polo, a inversão linear dos dados obtendo a distribuição de magnetização na camada equivalente de espessura finita e o cálculo direto do campo produzido por modelos de corpos tri-dimensionais.

As soluções obtidas indicam que a anomalia pode ser devida à ocorrência de uma zona na crosta de pelo menos 20 km de espessura de material não magnético (provavelmente rochas calcáreas) e extensão horizontal de aproximadamente 70 km (N-S) e 50 km (E-W).

ABSTRACT

Data from an aeromagnetic survey carried out by Prakla in Minas Gerais, Brazil, were utilized to check the methodologies commonly used to interpret magnetic data and to improve some of the available computer programs.

The chosen area is defined within 42° - 45° W and 15° - 19° S. The field of magnetic anomalies was obtained using the definitive IGRF 1965, main field model. High frequency anomalies were eliminated by a numerical low-pass filter with cut-off at 20 km wavelength. Therefore the contributions of high-intensity and high-frequency anomalies due to outcropping or near-outcropping sources were hopefully eliminated. A residual very long wavelength (> 500 km) anomaly, still present in anomalous field, was eliminated by a 3rd degree polynomial best fit.

The most prominent magnetic anomaly occurs close to Serra do Cabral. It is a quite regular high amplitude anomaly having reverted minimum and maximum amplitudes position with respect to that expected for a body magnetized by induction in the magnetic southern hemisphere.

In order to go back to the geometrical characteristics of the source, a pole reduction, a linear inversion of data which furnishes the magnetization distribution in a equivalent layer of fixed thickness and a direct computation of the field produced by three-dimensional body-models were carried out.

The obtained solutions indicate that the anomaly can be ascribed to the occurrence of an at least 20 km thick zone of non-magnetic material (probably calcareous rocks), which has an horizontal extension of 70 km (N-S) and 50 km (E-W).

INTRODUÇÃO

Os levantamentos aeromagnéticos são amplamente utilizados nos trabalhos de prospecção mineral e mapeamento geológico devido à facilidade e à rapidez na obtenção de medidas do campo geomagnético sobre grandes áreas, em alguns casos, inviáveis por via terrestre.

A interpretação quantitativa dos dados aeromagnéticos, juntamente com outras informações geofísicas e geológicas, permite elaborar modelos físicos da crosta, úteis ao conhecimento da constituição litológica das estruturas crustais mais profundas, inacessíveis por métodos diretos.

Inúmeras técnicas de interpretação são utilizadas para processar os dados magnéticos com objetivos diversos, como por exemplo nos estudos tectônicos, estudos geotermais e mapeamento do embasamento cristalino. Hinze (1979) apresenta uma revisão dos trabalhos mais significativos dos últimos cinco anos em interpretação magnética nos problemas anteriormente citados, o estágio atual e perspectivas futuras dos trabalhos de mapeamento, processamento e modelagem dos dados magnéticos.

No Brasil, os levantamentos aeromagnéticos foram, durante muito tempo, subaproveitados, uma vez que estes vinham sendo utilizados apenas nas interpretações qualitativas, tais como na delimitação de estruturas geológicas nos trabalhos de mapeamento geológico e no reconhecimento de zonas potencialmente mineralizadas nos trabalhos de prospecção mineral.

Recentemente, alguns trabalhos em interpretação quantitativa ou semi-quantitativa dos dados aeromagnéticos do Brasil, com objetivos diversos, vêm sendo elaborados. Podemos citar: Bosum

(1973) e Ferreira e Cavalcanti (1978) que interpretaram algumas anomalias magnéticas isoladas do Estado de Minas Gerais e suas relações com estruturas geológicas regionais; Corrado et al. (1979) e Gasparini et al. (1980) que interpretaram as componentes das anomalias magnéticas de origem mais profunda com o objetivo de determinar a profundidade da temperatura de Curie; Mantovani e Shukowsky (in press) que discutiram o problema de interpretação de dados aeromagnéticos em regiões próximas ao equador magnético; Silva (1976) que discutiu a utilização de filtros na identificação das estruturas magnéticas dos mapas aeromagnéticos; Leão (1976) que apresentou uma metodologia para a interpretação de anomalias magnéticas utilizando integrais finitas dos momentos das componentes.

O objetivo deste trabalho é fazer uma interpretação das principais anomalias magnéticas observadas através do aerolevantamento efetuado pela Companhia Alemã Prakla no Estado de Minas Gerais. O trabalho visa, principalmente, revisar e implementar alguns programas computacionais necessários à aplicação dos métodos numéricos de tratamento e de interpretação dos dados aeromagnéticos.

As anomalias magnéticas pertencem à área compreendida pelos meridianos 42° - 47° W e paralelos 15° - 19° S no Escudo Brasileiro, cobrindo principalmente o interior do Craton do São Francisco.

Alguns trabalhos de interpretação magnética regional efetuados em outras regiões pré-Cambrianas, como por exemplo no Escudo Ucraniano (Krutikhovskaya e Pashkevich, 1979), Escudo Canadense (Hall, 1974) mostraram que as anomalias magnéticas de comprimento de onda maior que 50 quilômetros estão associadas à fontes magnéticas na crosta mais profunda.

Krutikhovskaya e Pashkevich (1979) mostraram que a espessura

da camada magnetizada coincide com a espessura total da crosta; isto é, a Moho deve ser o limite da camada magnetizada, enquanto que Hall (1974) discute a possibilidade de que o limite pode encontrar-se no interior da crosta a uma profundidade média de 25-30 km. Isto porque nestas regiões o fluxo geotermal é baixo e, portanto, o limite inferior da camada magnetizada deve estar associado a mudanças importantes de composição dos minerais magnéticos.

Estes trabalhos mostram a importância da análise dos dados magnéticos em conjunto com outras informações geofísicas e geológicas na elaboração de modelos tectônicos e litológicos da crosta mais profunda. Presente, uma abordagem completa desses temas pode ser encontrada em Chapman e Marshall (1970), Mattioli e Della Salis (1967) e Jacobs (1978).

O campo magnético medido sobre a superfície terrestre varia de ponto para ponto em intensidade e direção.

Como é utilizado frequentemente, os elementos definidos em relação a um sistema de coordenadas cartesianas são x , y e z em α , β e γ , como indicado na figura 1.

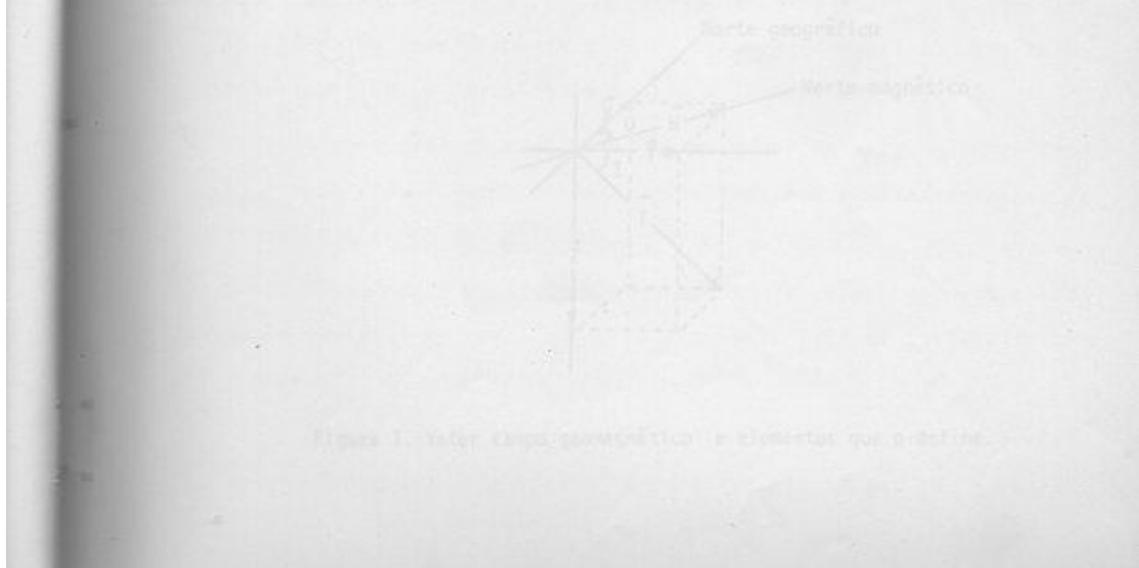


Figura 1. Válor campo geomagnético e elementos que o define.

FUNDAMENTOS DO MÉTODO MAGNÉTICO E DEFINIÇÕES

Os princípios do magnetismo, a teoria do potencial, as medidas do campo magnético terrestre e o conhecimento das características magnéticas das rochas constituintes da crosta terrestre são as bases do método magnético utilizado nos trabalhos geofísicos de exploração.

A interpretação das medidas do campo geomagnético pressupõe um modelo de sua origem, o conhecimento de suas características espaciais e temporais e em certos casos, a adoção de um modelo matemático que o represente. Uma abordagem completa desses itens pode ser encontrada em Chapman e Bartels (1940), Matsushita e Campbell (1967) e Jacobs (1975).

O campo magnético medido sobre a superfície terrestre varia de ponto para ponto em intensidade e direção.

Como é utilizado frequentemente, os elementos definidos em relação a um sistema de coordenadas cartesianas são: X, Y e Z ou H, D, I e T, como indicado na Figura 1.

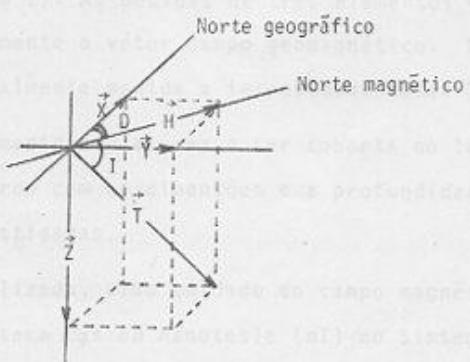


Figura 1. Votor campo geomagnético e elementos que o define.

onde: X = componente ao longo da direção horizontal, paralela ao meridiano geográfico. Positiva se aponta para norte e negativa para sul.

Y = componente paralela à direção leste-oeste. Positiva se aponta para leste.

Z = componente vertical, positiva para baixo.

e

H = componente horizontal, definida sempre positiva.

D = azimute da componente horizontal, positivo do norte geográfico para leste. Também chamada declinação magnética.

I = ângulo entre a intensidade total T do vetor campo e o plano horizontal. Também chamado de inclinação magnética. Positivo no hemisfério magnético norte e negativo no sul.

T = intensidade total do vetor campo geomagnético.

Nos levantamentos magnéticos terrestres geralmente são medidas a intensidade total T ou no máximo três das outras componentes (usualmente X, Y e Z). As medidas de três elementos quaisquer caracterizam completamente o vetor campo geomagnético. Nos aerolevantamentos, é normalmente medida a intensidade total T.

A densidade de medidas e a área a ser coberta no levantamento é escolhida de acordo com as dimensões e a profundidade das estruturas a serem investigadas.

Comumente é utilizada, como unidade do campo magnético medido, o gama (γ) no sistema cgs ou nanotesla (nT) no Sistema Internacional.

As medidas do campo geomagnético sobre a superfície terrestre, indicam que este apresenta características que se aproximam

do campo magnético de um dipolo geocêntrico.

O campo dipolar constitui cerca de 95% do campo total medido na superfície terrestre. O restante, geralmente chamado de parte irregular do campo, pode ser separado em fontes de origem interna e externa. A parte de origem interna pode ser ainda separada em uma parte de origem no núcleo e a outra na crosta. Esta última é devida à indução do campo principal exercida sobre as rochas da crosta que contêm minerais magnéticos e é nesta componente que estamos interessados.

A outra parte do campo, de origem externa, que corresponde a 1% do campo geomagnético está associada com as correntes elétricas que aparecem em camadas ionizadas nas proximidades da superfície terrestre. Estas perturbações no campo apresentam um espectro de variação com ciclos de alguns anos a micropulsações. No entanto, nos trabalhos de prospecção magnética, estas componentes podem ser eliminadas e têm pouca influência sobre o campo total medido.

Portanto, o método magnético com finalidades prospectivas e de estudo das estruturas crustais faz uso das componentes do campo geomagnético de origem interna associadas à variação das propriedades magnéticas das rochas que constituem a crosta. Estas componentes que aparecem sobre o campo geomagnético principal são comumente denominadas de anomalias magnéticas.

A fim de traduzir as medidas das anomalias magnéticas devidas à variação lateral e radial das propriedades magnéticas da litosfera, em termos geológicos e estruturais, é necessário conhecer as propriedades magnéticas das rochas. Estas são normalmente estudadas através de medidas diretas de amostras geológicas efetuadas em laboratório. No entanto, a relação entre as propriedades

geológicas das rochas e sua magnetização não são simples.

O estudo do magnetismo das rochas vem apresentando um grande desenvolvimento desde a década de 60 (Nagata (1961), Stacey e Banerjee (1974)), principalmente nos trabalhos com fins paleomagnéticos. Nas referências citadas há uma completa discussão acerca da natureza e das propriedades magnéticas em rochas e minerais.

Nos trabalhos geofísicos de prospecção, são consideradas apenas as propriedades magnéticas médias das grandes formações rochosas, uma vez que, numa escala detalhada, estas propriedades variam bruscamente de ponto para ponto.

As rochas da crosta terrestre são imersas no campo magnético principal e adquirem portanto uma magnetização induzida \vec{B} , que é proporcional ao campo induzente fraco \vec{T} .

$$\vec{B} = \chi \cdot \vec{T}$$

onde χ = suscetibilidade magnética característica dos minerais que constituem a rocha.

Os minerais magnéticos que contribuem efetivamente na produção das anomalias magnéticas são na maior parte ferro e ferrimagnéticos. Caracterizam-se por apresentarem suscetibilidade magnética positiva, superior à das substâncias dia e paramagnéticas. O ferromagnetismo decresce com a temperatura e desaparece quando é atingida a temperatura de Curie da substância.

Os principais minerais magnéticos são os óxidos de Fe e Ti de duas séries de soluções sólidas, a série da magnetita (Fe_3O_4)-ulvospinélio (Fe_2TiO_4) e hematita ($\alpha-Fe_2O_3$)-ilmenita ($FeTiO_3$).

Na Tabela 1 são mostrados os valores da suscetibilidade magnética de várias rochas, donde se infere que os valores para um mesmo tipo de rocha apresentam um amplo intervalo de variação.

TABELA 1. SUSCETIBILIDADE MAGNÉTICA (χ) DE VÁRIAS ROCHAS. FONTE TELFORD ET AL. (1976)

Tipo de Rocha	$\chi \times 10^6$ uem		Intervalo	Média	Tipo de Rocha	$\chi \times 10^6$ uem	Intervalo	Média
	Intervalo	Média						
<u>Sedimentar</u>								
Dolomito	0-75	10			Ignea			
Calcáreo	2-280	25			Granito	0-4000	200	
Arenitos	0-1660	30			Riolito	20-3000		
Folhelhos	5-1480	50			Dolerito	100-3000	1400	
<u>Metamórfica</u>								
Anfibólio	60				Sianito	2700-3600		
Xisto	25-240	120			Diabásio	80-13000	4500	
Filito		130			Gabro	80-7200	6000	
Quartzito		350			Basalto	20-14500	6000	
Serpentinito	250-1400				Diorito	50-10000	7000	
					Piroxinito		10500	
					Peridotito	7600-15600	13000	
					Andesito		13500	

No entanto é possível observar que, de uma forma geral, os três grupos principais de rochas (sedimentar, metamórfica e ígnea) apresentam valores de suscetibilidade médios distintos.

Além da magnetização adquirida pela rocha devido à presença de minerais magnéticos sob a influência do campo geomagnético induzor, ocorre frequentemente, a superposição de um campo magnético intrínseco da rocha. Esta magnetização é denominada de magnetização remanente natural e pode originar de inúmeras formas. Uma das formas mais estável é a magnetização termorremanente que surge quando a rocha atinge na presença de um campo geomagnético, a sua temperatura de Curie, adquirindo uma magnetização na direção e de intensidade proporcional ao do campo geomagnético no momento de sua formação.

Se a magnetização remanente exceder a induzida, a magnetização total da rocha pode ter uma direção diferente do campo geomagnético atual e introduzir incertezas no trabalho de interpretação das anomalias magnéticas.

Frequentemente nos trabalhos de interpretação magnética, considera-se somente a magnetização induzida pois a razão entre a magnetização remanente e induzida, expressa pelo fator de Königsberger $k = M_R/M_I$ na maior parte das rochas da crosta continental, é muito menor que a unidade.

Existem, no entanto, algumas rochas vulcânicas (por exemplo, os basaltos) que têm fator de Königsberger maior que 1 e neste caso, a magnetização remanente deve ser levada em conta. Estas rochas constituem principalmente a crosta oceânica. Em áreas continentais, a magnetização remanente deve ser levada em conta onde existem grandes espessuras de rochas basálticas, como na Bacia do Paraná.

Nos textos referidos anteriormente, as propriedades magnéticas das rochas são discutidas com profundidade.

Em Telford et al. (1976) e Gasparini e Mantovani (1981) é apresentada uma síntese destas propriedades e suas ligações nas aplicações em estudos geofísicos da crosta. no Potencial (Kaltenecker, 1928; Sennaray, 1975).

A aplicação destas na Geofísica, particularmente nos métodos magnéticos e gravimétricos, teve seu período de maior desenvolvimento a partir do início do século 20 com a evolução de um grande número de tipos de bases de alta qualidade resultante da construção de instrumentos de medidas mais precisas e práticos.

O desenvolvimento dos métodos matemáticos para o tratamento e interpretação dos dados ocorreu em períodos caracterizados por diferentes enfoques, determinados por inúmeros fatores tais como a instrumentação disponível, a facilidade e quantidade de dados e facilidades computacionais.

Alguns trabalhos recentes (Grant (1972); La Fehr (1981); Polard (1981); Strakhov (1977); Minze (1979)) fornecem uma revisão e análise da evolução histórica dos métodos de campo, potencial gravimétrico e principais características de cada período, o estabelecimento pesquisas e as perspectivas futuras.

Com o resultado nos trabalhos anteriormente citados, os computadores digitais, utilizados de forma intensiva a partir da década de 60, vieram dar um novo impulso ao desenvolvimento das técnicas numéricas de tratamento e interpretação dos dados geofísicos em geral.

Os dados magnéticos, em particular, tornaram-se acessíveis de maneira inédita através dos computadores pois estes permitem

TRATAMENTO E INTERPRETAÇÃO DOS DADOS AEROMAGNÉTICOS

- generalidades -

A metodologia utilizada no tratamento e na interpretação dos dados magnéticos é fundamentada na Teoria do Potencial (Kellogg, 1929; Baranov, 1975).

A aplicação desta em Geofísica, em particular aos métodos magnéticos e gravimétricos, teve seu período de maior desenvolvimento a partir do início do século 20 com a aquisição de um grande volume de dados de boa qualidade resultante da construção de instrumentos de medidas mais precisos e práticos.

O desenvolvimento dos métodos matemáticos para o tratamento e interpretação dos dados ocorreu em períodos caracterizados por diferentes enfoques, determinados por inúmeros fatores tais como a instrumentação disponível, a qualidade e quantidade de dados e facilidades computacionais.

Inúmeros trabalhos recentes (Grant (1972); La Fehr (1981); Reford (1981), Strakhov (1977), Hinze (1979)) fornecem uma revisão e análise da evolução histórica dos métodos de campo potencial apontando as principais características de cada período, o estágio atual das pesquisas e as perspectivas futuras.

Como é ressaltado nos trabalhos anteriormente citados, os computadores digitais, utilizados de forma intensiva a partir da década de 60, vieram dar um novo impulso ao desenvolvimento das técnicas numéricas de tratamento e interpretação dos dados geofísicos em geral.

Os dados magnéticos em particular, tornaram-se passíveis de serem manipulados através dos computadores pois estes permitiram

o armazenamento e a operação de grande volume de dados. Tornou-se possível portanto, a interpretação de medidas efetuadas em levantamentos (terrestres, aéreos e de satélite) de qualquer escala e densidade, utilizando também métodos numéricos mais precisos e eficientes.

Uma vez de posse dos dados magnéticos ou gravimétricos, o trabalho de interpretação pode ser dividido em duas etapas:

1. Tratamento dos dados

Nesta etapa, os dados medidos são reduzidos à forma adequada para a interpretação. O principal objetivo nesta fase é efetuar a separação das diversas componentes do campo medido associadas a diferentes fontes de origem, isolando as componentes que constituem o objetivo do trabalho de interpretação.

2. Interpretação dos dados

O objetivo nesta etapa é a elaboração dos modelos físicos e geológicos. Podemos incluir nesta etapa os processos de transformação do campo potencial, os métodos comparativos de interpretação e os métodos de inversão dos dados.

Como será discutido detalhadamente no Ítem referente à interpretação dos dados, é necessário que informações geofísicas e geológicas complementares sejam utilizadas em ambas as etapas a fim de contornar o problema fundamental da não unicidade da solução na interpretação dos dados de campo-potencial.

Tratamento dos dados aeromagnéticos

Os dados utilizados no presente trabalho foram obtidos a partir dos mapas das anomalias do campo geomagnético (componente

total) do Estado de Minas Gerais, publicados pelo DNPM (Departamento Nacional de Produção Mineral).

O levantamento aeromagnético e a redução dos dados foram efetuados pela Companhia Alemã Prakla através do convênio aerogeofísico Brasil-Alemanha no ano de 1971.

A escala dos mapas publicados é de 1:100 000, projeção UTM e intervalo entre da isovalores de 5 nT em regiões magneticamente pouco perturbadas e intervalos maiores nas regiões mais perturbadas.

As medidas foram efetuadas com um magnetômetro de precessão de próton (sensibilidade 1 nT), em intervalos de um segundo, com perfis espaçados de 2 km na direção leste-oeste, e perfis de controle na direção norte-sul espaçados de 20 km. O controle da altitude foi efetuado com um barômetro.

Em toda área, a altitude média de voo foi de 400 m acima do solo. Posteriormente, para efeito de mapeamento, todos os dados foram reduzidos à altitude de 1200 m acima do nível do mar, utilizando como gradiente vertical do campo geomagnético na região o valor de 2 nT/100 m.

As anomalias magnéticas apresentadas nos mapas publicados pelo DNPM, foram resíduadas utilizando um ajuste polinomial de graus dois. Os coeficientes do polinômio foram calculados pelo método dos mínimos quadrados a partir dos dados do próprio levantamento.

Devido a grande extensão da área do levantamento, foi ajustado um polinômio em cada uma das duas regiões: uma em torno do meridiano principal 39°W e a outra em torno de 45°W . O polinômio ajustado tem a expressão geral:

$$T = a_{00} + a_{10}x + a_{01}y + a_{11}xy + a_{20}x^2 + a_{02}y^2$$

onde $x = x' - x_0$ e $y = y' - y_0$ em quilômetros

(x_0, y_0) = origem do sistema de coordenadas em cada área.

Na área entre os meridianos $36^{\circ} - 42^{\circ}\text{W}$

$$x_0 = 7793 \text{ km} \quad y_0 = -19 \text{ km}$$

$$a_{00} = 24\ 104,1 - 0,02 (H - 1200 \text{ m})$$

H = altitude média de voo acima do solo (em metros)

$$a_{10} = 0,85914 \quad a_{01} = 0,29025 \quad a_{11} = 0,00032743$$

$$a_{20} = 0,00058690 \quad a_{02} = 0,00037519$$

Na área entre os meridianos $42^{\circ} - 48^{\circ}\text{W}$

$$x_0 = 7800 \text{ km} \quad y_0 = 610 \text{ km}$$

$$a_{00} = 24\ 104,1 - 0,02 (H - 1200 \text{ m})$$

$$a_{10} = 0,85061 \quad a_{01} = 0,31961 \quad a_{11} = 0,00032382$$

$$a_{20} = 0,00060233 \quad a_{02} = 0,00036512$$

Todas as informações mencionadas anteriormente, bem como maiores detalhes técnicos sobre o levantamento podem ser obtidos em DNPM (1974).

Os mapas das anomalias magnéticas foram digitalizados em intervalos de $5 \text{ km} \times 5 \text{ km}$. Retornou-se então aos valores do campo geomagnético medidos, somando-se ao valor da anomalia o valor da superfície polinomial de grau 2, subtraída pela Prakla, em cada ponto da grade.

A área escolhida para o presente trabalho é definida pelos paralelos $15^{\circ}\text{-}19^{\circ}\text{S}$ e meridianos $42^{\circ}\text{-}47^{\circ}\text{W}$.

A Figura 2 mostra o mapa da componente total do campo geo-

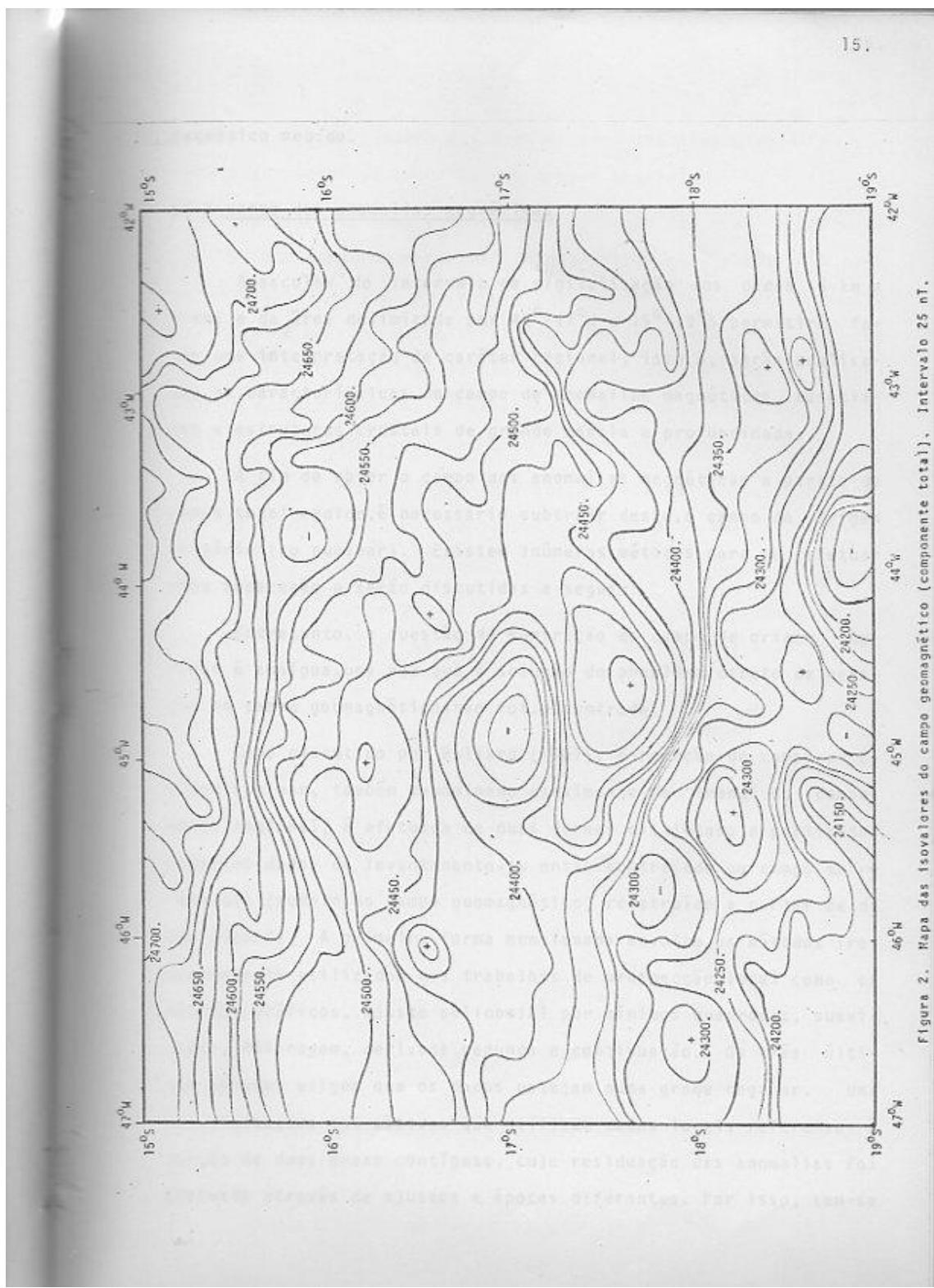


Figura 2. Mapa das isovalores do campo geomagnético (componente total). Intervalo 25 nT.

magnético medido.

A remoção do campo das anomalias magnéticas é um dos

a) O campo das anomalias magnéticas

A escolha do intervalo de digitalização dos dados (5 km x 5 km) e da área delimitada por 42° - 47° W e 15° - 19° S permitirá fazer uma interpretação de caráter regional, isto é, serão analisadas as características do campo de anomalias magnéticas associadas a estruturas crustais de grande escala e profundidade.

A fim de obter o campo das anomalias magnéticas a partir do campo total medido, é necessário subtrair deste, o campo de origem primário (ou nuclear). Existem inúmeros métodos para se efetuar esta separação e serão discutidos a seguir.

Entretanto, a questão da subtração do campo de origem nuclear é ambígua, uma vez que a solução do problema direto da geração do campo geomagnético, não foi encontrada.

Como discutido por Bullard (1967), a remoção do campo de origem nuclear, também denominado usualmente de "trend" ou componente regional, é efetuada de duas formas distintas: a partir dos próprios dados do levantamento, ou então, subtraindo um campo de referência (modelo do campo geomagnético) construído a partir de dados globais. A primeira forma mencionada envolve os métodos frequentemente utilizados nos trabalhos de prospecção local como os métodos gráficos, ajuste polinomial por mínimos quadrados, suavização, filtragem, derivada segunda e continuação. Os três últimos métodos exigem que os dados estejam numa grade regular. Uma das limitações dos métodos que utilizam dados locais refere-se à junção de duas áreas contíguas, cuja residuação das anomalias foi efetuada através de ajustes e épocas diferentes. Por isso, tem-se

recomendado a utilização dos modelos geomagnéticos globais na obtenção do campo das anomalias de origem crustal.

Ao longo do tempo, os modelos do campo têm sido reformulados no sentido de procurar uma representação mais precisa da parte do campo de origem nuclear, pois este sofre variações temporais e espaciais em suas características (Chapman e Bartels, 1940). Devido ao número crescente de dados medidos sobre a superfície terrestre, aos dados dos aerolevantamentos e de satélite, a sua representação matemática no tempo e no espaço, vem sendo melhorada.

A seguir, é apresentada uma breve discussão sobre a elaboração dos modelos do campo geomagnético, seus problemas e limitações.

Em particular, respectivamente, à ordem e o grau dos harmônicos.

Para regiões externas às massas magnéticas, o potencial magnético V é uma função harmônica e portanto obedece à Equação de Laplace,

$$\nabla^2 V = 0$$

Em coordenadas esféricas:

$$\frac{1}{r^2 \sin\theta} \left[\sin\theta \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial V}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin\theta \frac{\partial V}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial^2 V}{\partial \phi^2} \right] = 0$$

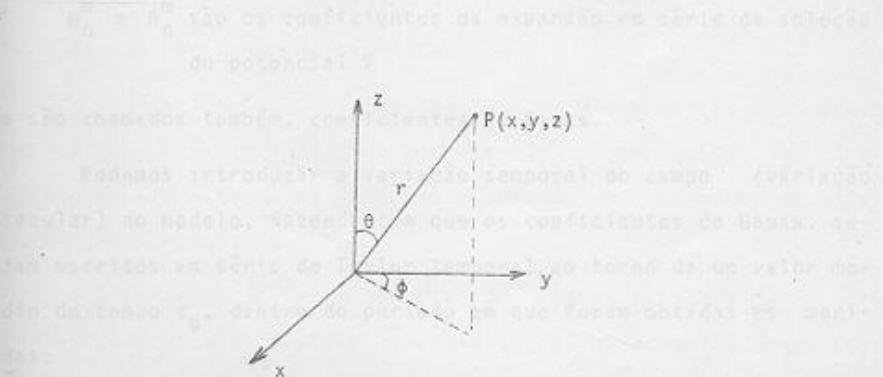


Figura 3. Sistema de coordenadas esféricas utilizado.

Uma forma de resolver a equação é utilizar o método de separação de variáveis.

Como descrito em Chapman e Bartels (1940), a parte do potencial magnético de origem interna pode ser descrita como:

$$V = a \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{a}{r} \right)^{n+1} \sum_{m=0}^n (g_n^m \cos m\phi + h_n^m \sin m\phi) P_n^m(\cos \theta)$$

r = distância geocêntrica

θ = colatitude

ϕ = longitude

como indicado na Figura 3

a = raio médio da Terra

m e n são, respectivamente, a ordem e o grau dos harmônicos

P_n^m são as funções esféricas de Legendre associadas, que na forma quasi-normalizadas de Schmidt são escritas como:

$$P_n^m(\cos \theta) = \frac{1}{2^n n!} \left[(2 - \delta_m^0) \frac{(n-m)!}{(n+m)!} \right]^{1/2} (1 - \cos \theta)^{m/2} \left(\frac{d^{n+m}}{d(\cos \theta)^{n+m}} \right) (\cos^2 \theta - 1)^n$$

onde δ_m^0 = delta de Kronecker = 1 se $m = 0$ e zero se $m \neq 0$

g_n^m e h_n^m são os coeficientes da expansão em série da solução do potencial V

e são chamados também, coeficientes de Gauss.

Podemos introduzir a variação temporal do campo (variação secular) no modelo, fazendo com que os coeficientes de Gauss sejam escritos em série de Taylor temporal, em torno de um valor médio do tempo t_0 , dentro do período em que foram obtidas as medidas:

$$g = g_0 + \dot{g}(t - t_0) + \ddot{g}/2(t - t_0)^2 + \dots$$

$$h = h_0 + \dot{h}(t - t_0) + \ddot{h}/2(t - t_0)^2 + \dots$$

Medidas magnéticas de levantamentos aéreos, terrestres e de satélites, dados de observatórios magnéticos de diferentes épocas e regiões da Terra, são utilizados na determinação dos coeficientes g_n^m , h_n^m , \dot{g}_n^m e \dot{h}_n^m , aplicando técnica de ajuste por mínimos quadrados. No trabalho de Cain et al. (1967) há uma descrição da técnica utilizada na análise dos dados e na estimativa dos coeficientes de Gauss.

Os modelos de campo construídos até o momento, levam em conta até os termos de primeira ordem, isto é, até a velocidade de variação do campo. No entanto, alguns trabalhos recentes, como Barraclough e Malin (1979) mostram que a aceleração secular pode fornecer informações importantes sobre o comportamento temporal do campo.

Existem inúmeros problemas de ordem prática na elaboração dos modelos do campo geomagnético.

Um primeiro problema refere-se à distribuição irregular dos dados sobre a Terra. Atualmente, esta deficiência de dados em certas regiões do globo (principalmente no hemisfério sul) tem sido contornada por dados de satélites.

A deficiência e a irregularidade na distribuição dos dados magnéticos sobre a Terra não permite que as componentes de frequência mais elevada na expansão em harmônicos esféricos do potencial sejam modeladas.

Além da deficiência espacial dos dados, existe ainda a irregularidade na distribuição das observações ao longo do tempo (dados de observatórios). Por isso, os modelos propostos não conse-

guem descrever convenientemente a variação secular do campo, limitando assim a sua função preditiva para intervalos de tempo inferiores a cinco anos.

A Tabela 2 mostra alguns exemplos de modelos que foram construídos com dados até 1970.

O modelo mais utilizado na obtenção do campo das anomalias é o IGRF (International Geomagnetic Reference Field - Zmuda (1971)).

Este modelo tem grau máximo igual a 8 na expansão do campo em harmônicos esféricos e consegue modelar a componente de comprimento de onda mínimo de 5000 km (Bullard, 1967).

Regan e Cain (1975) compararam este modelo com outros disponíveis de grau 13 e mostraram a presença de um resíduo sistemático de origem não litosférica, quando da obtenção do campo de anomalias utilizando o IGRF 1965.. Este resíduo pode ser atribuído à limitação do grau máximo da expansão em harmônicos esféricos que não modela as componentes de comprimento de onda menores que 5000 km, ou uma ineficiência do modelo em descrever a variação secular do campo, uma vez que para épocas posteriores a 1968, o modelo tem divergido das medidas efetuadas em observatórios magnéticos em várias regiões do globo.

Coles (1979) e Coles e Haines (1979) mostraram estes problemas na obtenção do campo de anomalias do levantamento aeromagnético regional do Canadá, comparando o IGRF com outras técnicas de residuação (ajuste polinomial e continuação do campo para cima) e com um modelo de grau 13 (POGO 6/71).

A análise mostrou que somente acima do grau 13 as componentes de origem litosféricas começam a ser modeladas.

Portanto, além da necessidade de se aumentar o grau da ex-

guem descrever convenientemente a variação secular do campo, limitando assim a sua função preditiva para intervalos de tempo inferiores a cinco anos.

A Tabela 2 mostra alguns exemplos de modelos que foram construídos com dados até 1970.

O modelo mais utilizado na obtenção do campo das anomalias é o IGRF (International Geomagnetic Reference Field - Zmuda (1971)).

Este modelo tem grau máximo igual a 8 na expansão do campo em harmônicos esféricos e consegue modelar a componente de comprimento de onda mínimo de 5000 km (Bullard, 1967).

Regan e Cain (1975) compararam este modelo com outros disponíveis de grau 13 e mostraram a presença de um resíduo sistemático de origem não litosférica, quando da obtenção do campo de anomalias utilizando o IGRF 1965.. Este resíduo pode ser atribuído à limitação do grau máximo da expansão em harmônicos esféricos que não modela as componentes de comprimento de onda menores que 5000 km, ou uma ineficiência do modelo em descrever a variação secular do campo, uma vez que para épocas posteriores a 1968, o modelo tem divergido das medidas efetuadas em observatórios magnéticos em várias regiões do globo.

Coles (1979) e Coles e Haines (1979) mostraram estes problemas na obtenção do campo de anomalias do levantamento aeromagnético regional do Canadá, comparando o IGRF com outras técnicas de residuação (ajuste polinomial e continuação do campo para cima) e com um modelo de grau 13 (POGO 6/71).

A análise mostrou que somente acima do grau 13 as componentes de origem litosféricas começam a ser modeladas.

Portanto, além da necessidade de se aumentar o grau da ex-

TABELA 2. CARACTERÍSTICAS DE ALGUNS MODELOS GEOMAGNETICOS (REGAN E CAIN (1975))

Modelo	Época	n	Termos de Variação Secular	Fonte dos Dados	Intervalo
Gauss	1835	4	não	terrestre	1835
Schmidt	1885	6	não	terrestre	?
Vestine	1946	6	sim	terrestre	?
Fitch e Leaton	1955	6	sim	terrestre	?
GSFC (12/66)	1965	11	sim	terrestre, aéreo e satélite	1900-1965
Cosmos-49	1964.8	5	sim	satélite	1964.8
POGO (8/71)	1970	13	sim	terrestre e satélite	1965-1970
IGRF	1965	8	sim	terrestre, aéreo e satélite	
AWC (70)	1970	12	sim	terrestre e aéreo	1939-1970

pansão em harmônicos esféricos da função que descreve o campo geomagnético, é necessário que periodicamente, sejam efetuadas correções nos termos que levam em conta a variação temporal do campo, a fim de melhorar sua capacidade de predição.

Com os dados obtidos pelo projeto MAGSAT (Magnetic Satellite) será construído um modelo até pelo menos o grau 13 na expansão em harmônicos esféricos, obtendo uma representação mais completa do campo para esta época.

Assim, na utilização dos modelos do campo geomagnético é preciso observar possíveis distorções no campo de anomalias de longo comprimento de onda. Como apontado por Coles e Haines (1979), para levantamento de até 200 km x 200 km, a limitação no grau dos harmônicos esféricos não provocará distorções no campo de anomalias uma vez que nestes casos, as componentes de origem nuclear não levadas em conta no modelo, aparecerão como uma superfície de valor constante ou de primeiro grau, superpondo-se às anomalias de origem litosférica. Estas componentes devem ser posteriormente isoladas de forma adequada através de um ajuste polinomial, a fim de permitir uma interpretação correta da fonte que fornece a anomalia observada.

No entanto, se o intervalo do espectro de anomalias que estamos interessados encontrar-se entre 500 e 3000 km, as componentes de origem nuclear não ajustadas podem superpor-se ao campo das anomalias crustais como uma falsa anomalia, deformando as anomalias de origem litosférica de grande comprimento de onda.

No presente trabalho, foi utilizado para residuar o campo de anomalias o modelo IGRF 1975. (Barracough et al., 1975), que posteriormente tiveram seus coeficientes de variação secular corrigidos e denominou-se IGRF 1965. definitivo (Barracough et al., 1978).

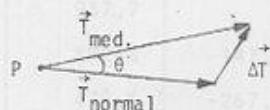
Para a elaboração do IGRF 1965, definitivo foram utilizados todos os dados magnéticos que cobriam um período de 1955 a 1975.

A Tabela 3 fornece os coeficientes harmônicos esféricos do modelo estático e os coeficientes de variação secular.

Para efetuar a residuação do campo de anomalias da área do presente trabalho, foram calculados os valores da componente total do modelo em pontos espaçados de 5 km, altitude 1.2 km acima do nível do mar, para época 1971,5 e subtraídos do valor da componente total do campo medido.

Deve-se observar neste caso que é suposto que a direção do vetor campo geomagnético medido e o vetor campo normal coincidem.

Esta é uma boa aproximação desde que o ângulo θ entre o vetor \vec{T}_{medido} e \vec{T}_{normal} não seja grande (ver Fig. 4) o que ocorre normalmente na prática pois $|\Delta\vec{T}| \ll |\vec{T}_{\text{normal}}|$.



P ponto de medida
 $\vec{T}_{\text{med.}}$ vetor anomalia magnética
 \vec{T}_{normal} vetor campo geomagnético não perturbado
 \vec{T}_{medido} vetor campo magnético total medido

Figura 4

As figuras 5, 6, 7 e 8 mostram respectivamente os mapas de igual inclinação, declinação, intensidade total do campo, modelo IGRF 1965, definitivo para o Brasil e da área em estudo.

Na figura 9 é mostrado o campo das anomalias, obtido após a subtração do IGRF 1965, definitivo.

TABELA 3. COEFICIENTES DA EXPANSÃO EM HARMÔNICOS ESFÉRICOS DO
CAMPO PRINCIPAL E VARIAÇÃO SECULAR PARA 1965.0
(BARRACLOUGH ET AL., 1978)

m	n	g_n^m (nT)	\dot{g}_n^m (nT)	\ddot{g}_n^m (nT ano $^{-1}$)	\dddot{g}_n^m (nT ano $^{-2}$)
0	1	-30337,1		20,8	
1	1	-2119,4	5777,2	9,4	-4,4
0	2	-1660,9		-22,4	
1	2	2999,4	-2016,4	0,3	-9,2
2	2	1595,8	115,7	3,8	-18,0
0	3	1298,9		-1,1	
1	3	-2036,7	-406,5	-10,1	6,2
2	3	1291,0	242,1	-1,7	2,5
3	3	853,9	-163,6	-5,2	-6,9
0	4	957,7	.	-1,3	
1	4	802,8	147,2	-0,2	2,8
2	4	479,5	-267,8	-4,3	0,7
3	4	-390,1	14,8	-0,7	2,6
4	4	253,8	-267,9	-3,5	-2,1
0	5	-218,7		1,3	
1	5	357,4	17,6	0,2	2,1
2	5	252,9	125,7	2,7	2,1
3	5	-29,9	-128,3	-0,7	-2,7
4	5	-156,5	-95,9	-0,7	1,5
5	5	-59,0	83,1	1,2	0,0
0	6	45,2		-0,3	
1	6	61,9	-9,5	0,3	-0,5

Cont. Tabela 3

m	n	g_n^m (nT)	g_n^m (nT)	\dot{g}_n^m (nT ano ⁻¹)	\ddot{h}_n^m (nT ano ⁻¹)
2	6	9,0	99,6	1,2	0,1
3	6	-228,3	67,9	2,8	1,3
4	6	5,1	-31,0	0,0	-1,6
5	6	2,5	-9,0	0,1	0,3
6	6	-110,0	-4,7	-0,8	2,1
0	7	78,4		-0,3	
1	7	-58,4	-53,8	-0,4	-1,4
2	7	6,2	-26,7	-0,7	0,0
3	7	12,8	0,8	0,1	0,1
4	7	-23,5	3,9	0,7	0,2
5	7	-5,6	26,7	0,4	-0,6
6	7	14,0	-22,2	0,4	-0,2
7	7	2,6	-9,3	-0,7	1,1
0	8	12,0		0,5	
1	8	3,8	5,3	0,3	-0,2
2	8	-5,1	-11,5	0,2	-0,4
3	8	-16,5	12,4	0,1	-0,4
4	8	-0,2	-16,9	-0,3	-0,1
5	8	4,9	5,3	-0,5	0,6
6	8	0,8	22,8	0,7	-0,5
7	8	11,2	-3,2	-0,4	-0,6
8	8	4,9	-15,9	-0,1	0,2

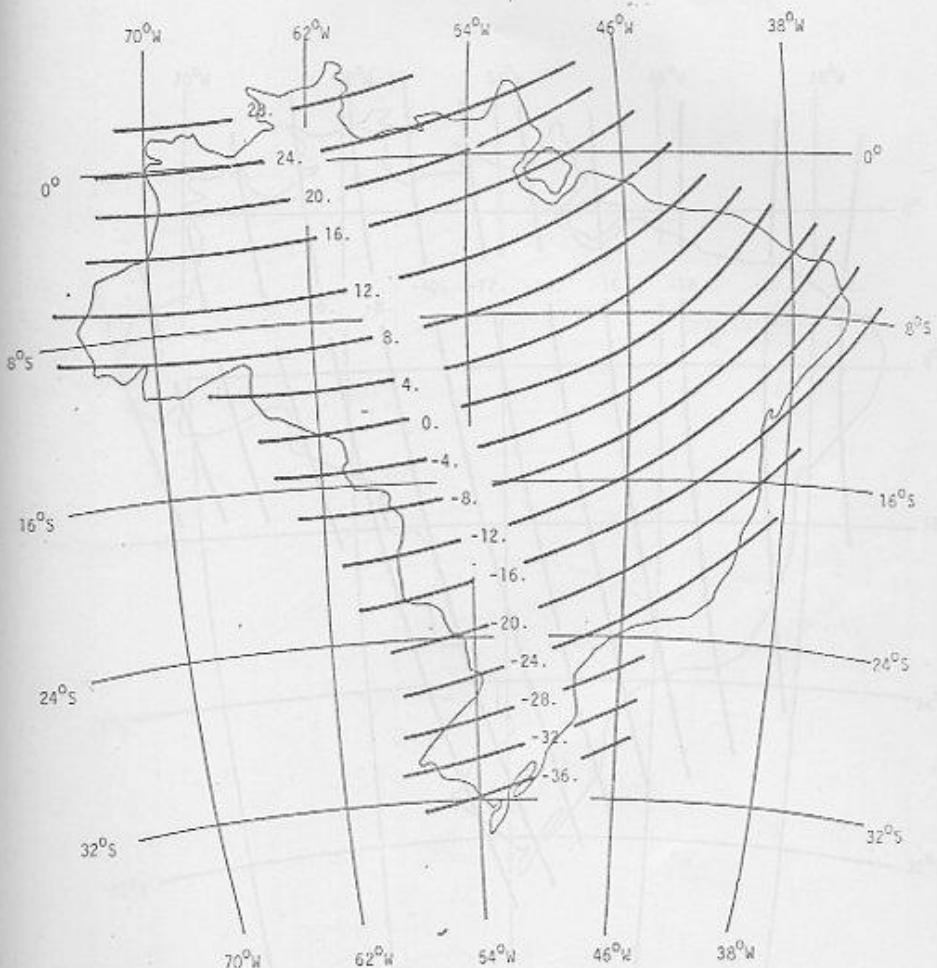


Figura 5. Mapa de igual inclinação (em graus) do IGRF 1965, definitivo (Barracough et al., 1975) reduzido à época de 1971.5.

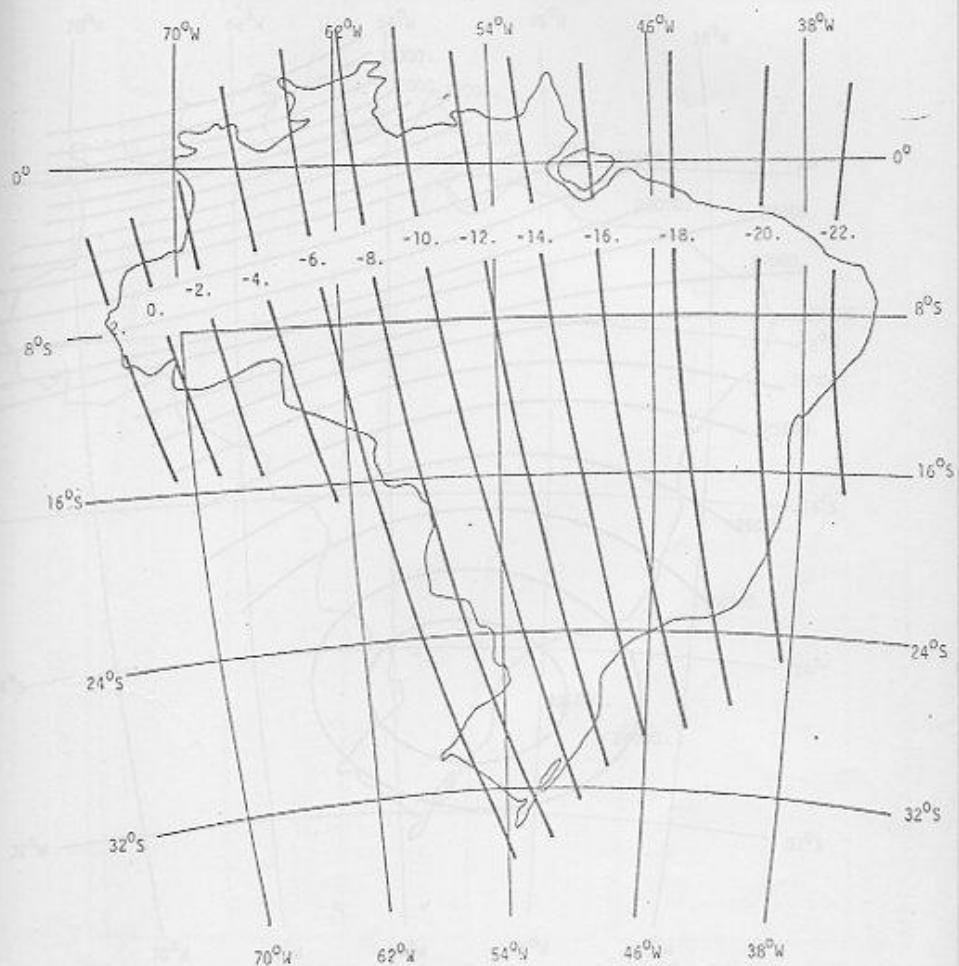


Figura 6. Mapa de igual declinação do IGRF 1965, definitivo (Barraclough et al., 1978) a época de 1971,5.

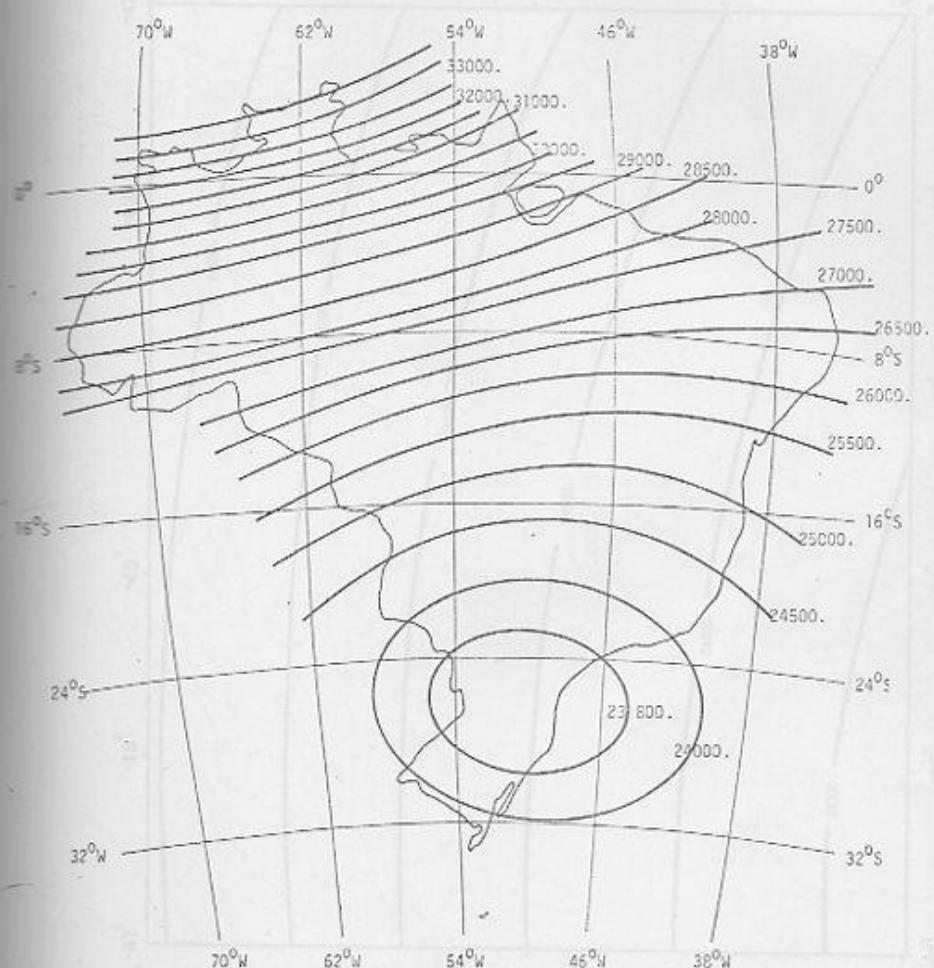


Figura 7. Mapa de isovalores da componente total (T) do IGRF 1965, definitivo (Barraclough et al., 1975) reduzi do à época de 1971.5 e à altitude de 1200 metros. Isovalores em nT.

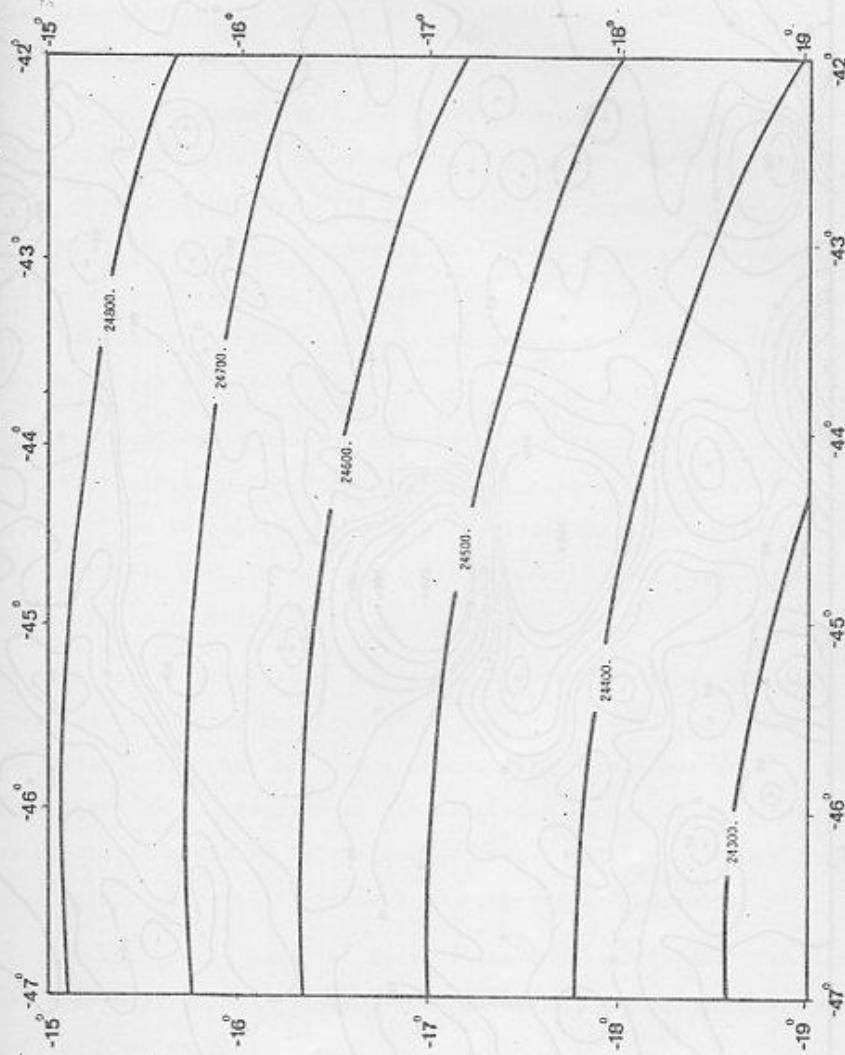


Figura 8. Mapa de isolinhas da componente total do canino IGF 1965 definido por [Barletsch [88m], et al., 1978] para a época 1971.5 e altitude 1200 metros acima do nível do mar.

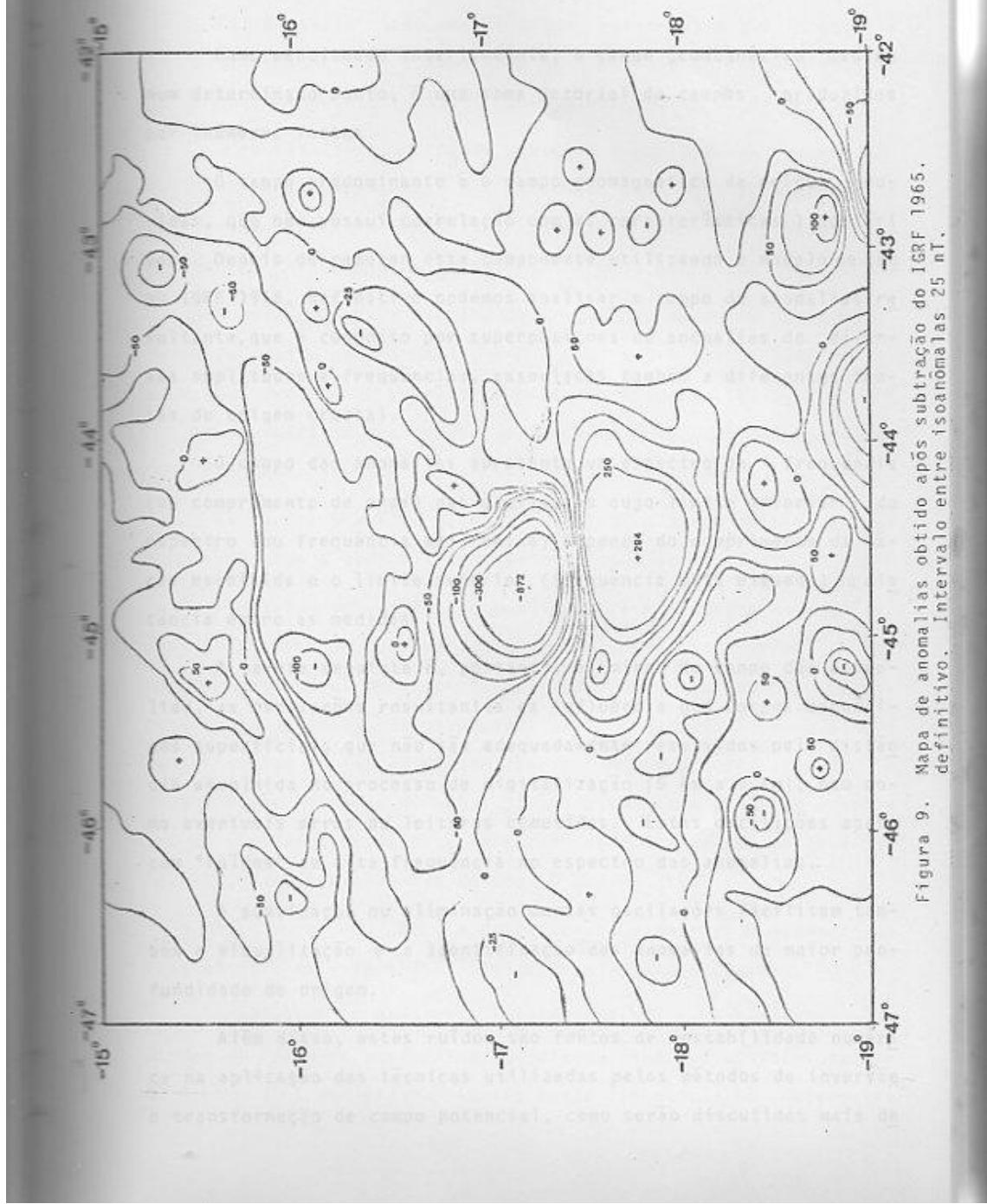


Figura 9. Nápolis de anomalias obtido após subtração do IGRF 1965. Intervalo entre isonômicas 25 nT.

b) Filtragem do campo de anomalias

Para efeitos natos, uma filtragem pode ser feita que transmite como mencionado anteriormente, o campo geomagnético medido num determinado ponto, é uma soma vetorial de campos produzidos por inúmeras fontes.

A filtragem efetuada é mostrada na Figura 10. O campo predominante é o campo geomagnético de origem nuclear, que não possui correlação com as características litosféricas. Depois de remover esta componente utilizando o modelo de campo IGRF 1965, definitivo podemos analisar o campo de anomalias resultante, que é composto por superposições de anomalias de diversas amplitudes e frequências, associadas também a diferentes fontes de origem crustal.

O campo das anomalias apresenta um espectro de frequência (ou comprimento de onda) das oscilações cujo limite inferior do espectro (ou frequência mais baixa) depende do comprimento da área escolhida e o limite superior (frequência mais elevada) da distância entre as medidas.

A tarefa seguinte é, portanto, eliminar do campo das anomalias, as oscilações resultantes da influência dos corpos magnéticos superficiais que não são adequadamente resolvidos pela distância escolhida no processo de digitalização ($5\text{ km} \times 5\text{ km}$), bem como eventuais erros de leituras cometidos. Estas oscilações aparecem "ruídos" de alta frequência no espectro das anomalias.

A suavização ou eliminação destas oscilações facilitam também a visualização e a identificação das anomalias de maior profundidade de origem.

Além disso, estes ruídos são fontes de instabilidade numérica na aplicação das técnicas utilizadas pelos métodos de inversão e transformação de campo potencial, como serão discutidos mais de

talhadamente no ítem referente à interpretação dos dados.

Foi efetuada então, uma filtragem passa-baixa que transmite sem distorção de fase e amplitude as anomalias de frequência abaixo de uma frequência limite (frequência de corte do filtro).

O resultado da filtragem efetuada é mostrado na Figura 10. No Apêndice A, encontra-se uma discussão mais detalhada sobre a construção do filtro utilizado, o espectro de potência para determinação da frequência de corte e os métodos numéricos empregados.

A análise para a escolha da frequência de corte foi efetuada sobre quatro perfis (A-A', B-B', C-C' e D-D') indicados na Figura 9 e graficados respectivamente nas Figuras 11a, b, c e d. A distância entre os pontos dos perfis é de 5 km, obtidas sobre a matriz das anomalias através de interpolação bilinear.

Os perfis permitem visualizar melhor o comportamento das anomalias antes e após a filtragem em função da distância.

Foram tomados perfis perpendiculares às estruturas magnéticas. A análise de Fourier foi efetuada sobre cada perfil, calculando os espectros de potência unidimensional dos mesmos. Os espectros de potências permitem analisar os conteúdos energéticos das anomalias em função da frequência. O método utilizado foi o proposto por Blackman e Tuckey (1959) e consiste em obter o espectro de densidade de potência a partir do quadrado da amplitude de Fourier, também denominado método do periodograma.

As Figuras 12a, b, c e d mostram os espectros de potência de cada perfil, em escala logarítmica no eixo das ordenadas.

Analizando os espectros obtidos, verifica-se que estes apresentam um conteúdo energético que diminui sensivelmente a partir de 0,04 - 0,05 ciclos/km. Abaixo desta frequência há diferenças

• Antes do filtragem
x Após filtragem

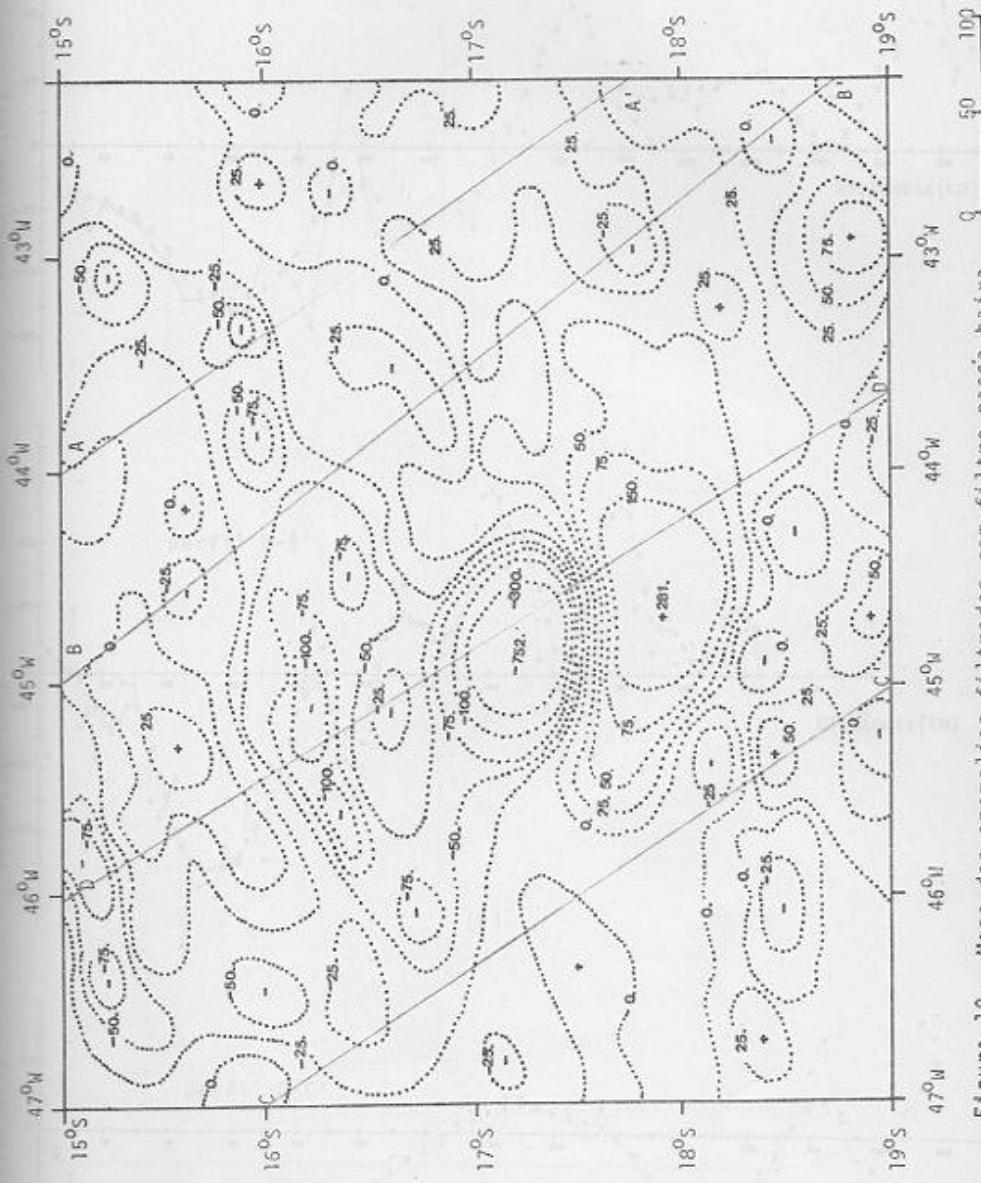
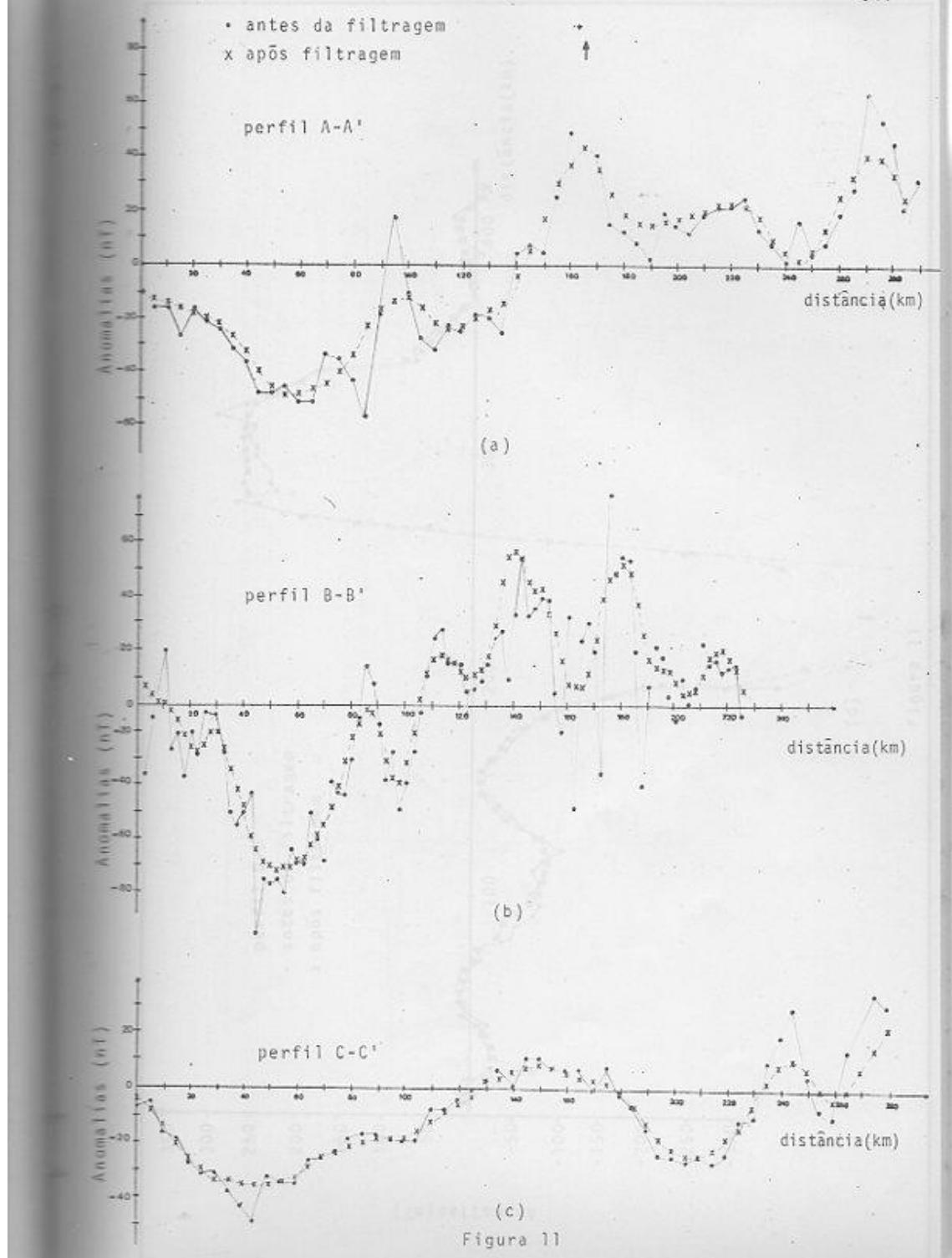


Figura 10. Mapa das anomalias filtradas com filtro passa-baixa



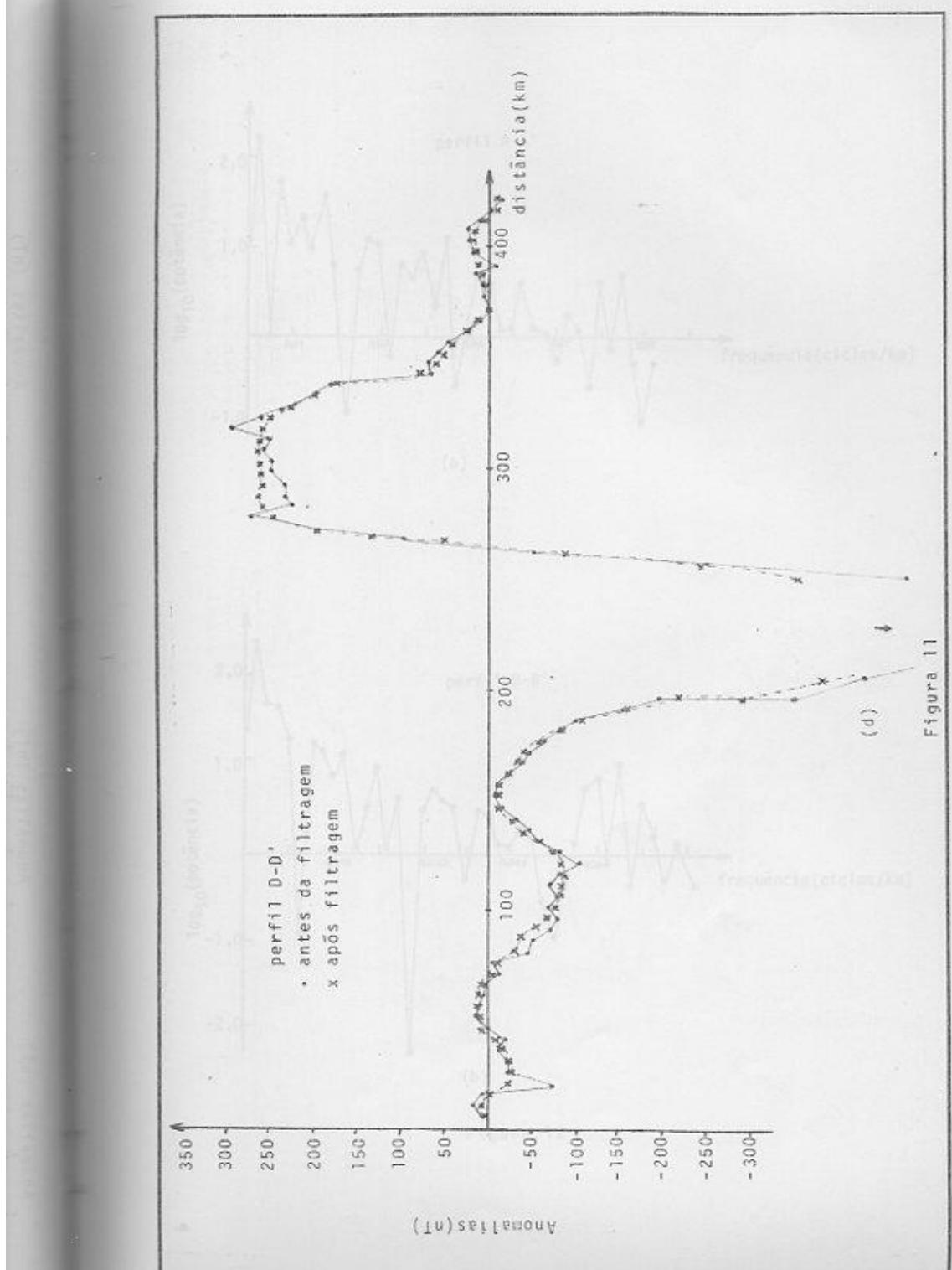


Figura 11

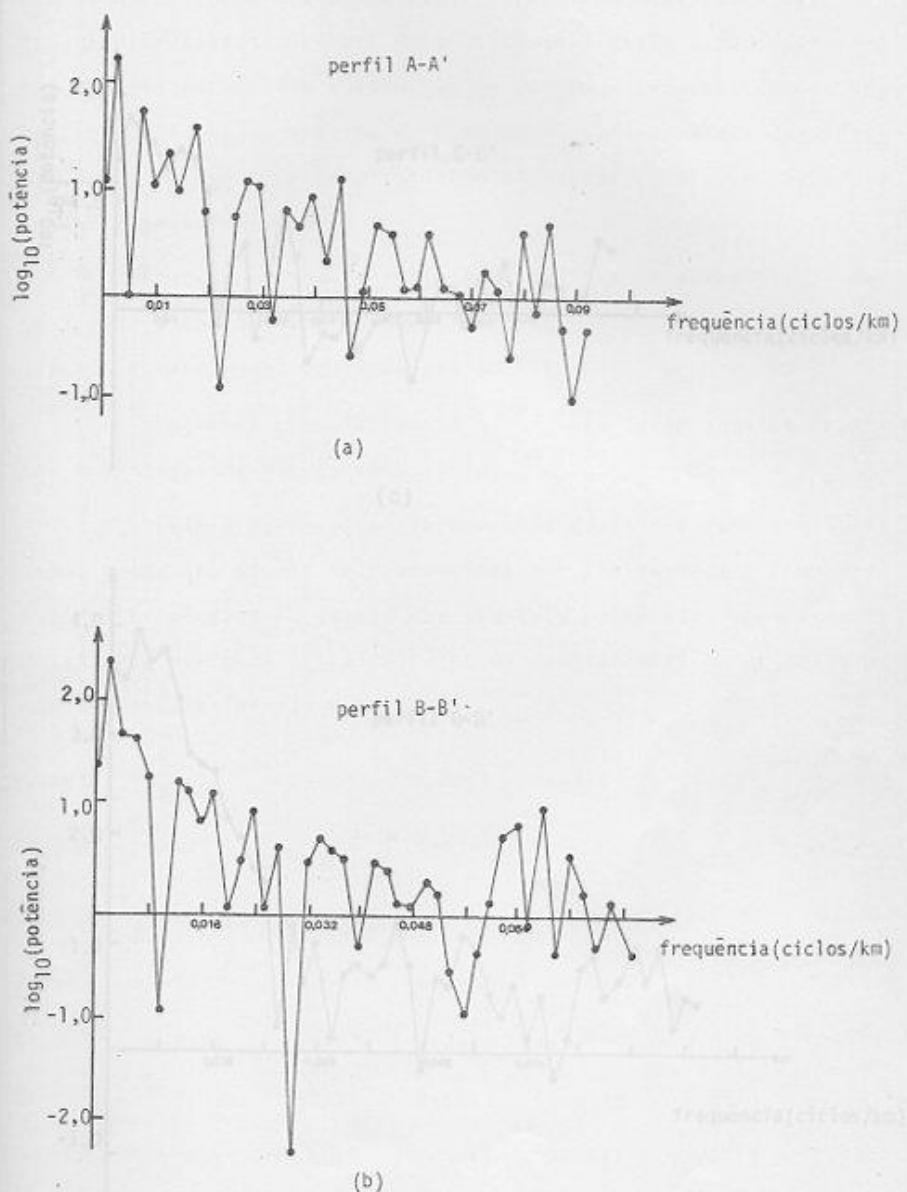


Figura 12

percentuais-forma dos espectros, indicando que as anomalias com frequências características deste intervalo estão associadas a fontes terrestres, mas não continentais de origem. Enquanto que as anomalias com frequências maiores que 0,03 ciclos/km podem ser consideradas de origem continental, e as menores que 0,01 ciclos/km constituem as anomalias continentais.

Os resultados obtidos foram obtidos através da convolução das curvas de amplitude com a matriz de respostas do filtro.

Os programas computacionais utilizados foram aqueles propostos e programados por Barros (1973).

(c)

A Tabela 4 fornece os coeficientes do filtro numérico utilizado, que é uma matriz de 7 elementos por 7 elementos. Como observado na Tabela A, existe uma simetria entre os coeficientes do filtro. Portanto basta calcular os coeficientes do elemento acima da diagonal para obter os demais.

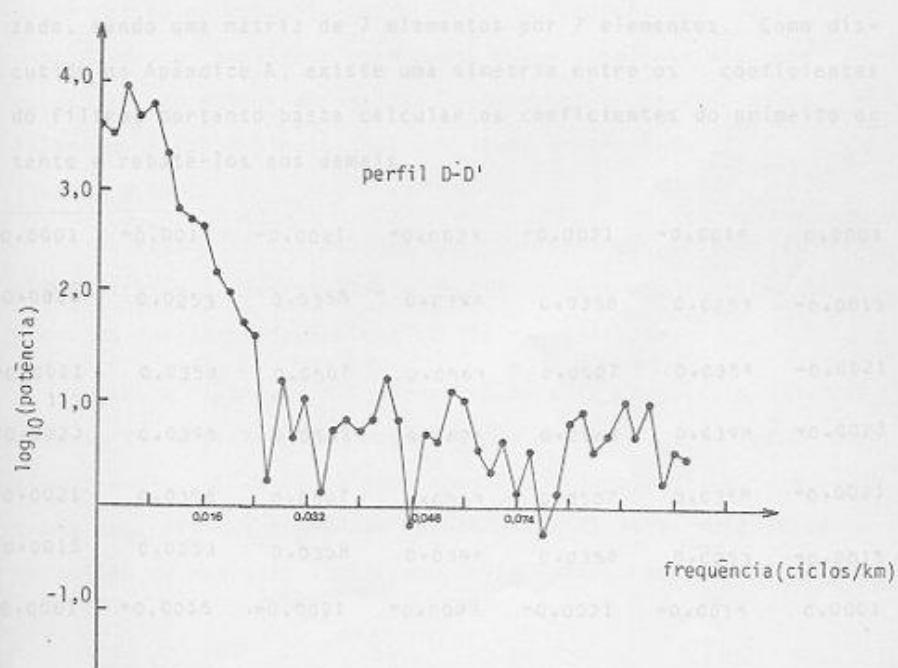


Tabela 4 - (c) antes do filtro utilizado

Figura 12

marcantes na forma dos espectros, indicando que as anomalias com frequências características deste intervalo estão associadas a fontes diferentes, mas não aleatórias de origem. Enquanto que as anomalias com frequência acima de 0,05 ciclos/km podem ser consideradas como "ruídos" que se distribuem aleatoriamente sobre todo o campo de anomalias.

O método numérico de filtragem consiste em convoluir a matriz, que contém os valores equiespaçados das anomalias não filtradas, com a matriz dos coeficientes do filtro.

Os programas computacionais utilizados foram aqueles propostos e programados por Baranov (1975).

A Tabela 4 fornece os coeficientes do filtro numérico utilizado, sendo uma matriz de 7 elementos por 7 elementos. Como discutido no Apêndice A, existe uma simetria entre os coeficientes do filtro, portanto basta calcular os coeficientes do primeiro octante e rebatê-los aos demais.

0.0001	-0.0015	-0.0021	-0.0021	-0.0021	-0.0015	0.0001	
-0.0015	0.0253	0.0358	0.0398	0.0358	0.0253	-0.0015	
-0.0021	0.0358	0.0507	0.0563	0.0507	0.0358	-0.0021	
-0.0023	0.0398	0.0563	0.0625	0.0563	0.0398	-0.0023	
-0.0021	0.0358	0.0507	0.0563	0.0507	0.0358	-0.0021	
-0.0015	0.0253	0.0358	0.0398	0.0358	0.0253	-0.0015	
0.0001	-0.0015	-0.0021	-0.0023	-0.0021	-0.0015	0.0001	

Tabela 4. Coeficientes do filtro utilizado

No caso ideal, o número de coeficientes do filtro deve ser infinito. No entanto, a fim de operá-lo numericamente, devemos tomar um número finito de termos. Dependendo da frequência de corte escolhida, os coeficientes podem ser truncados a partir de uma certa distância do elemento central, que tem o peso maior. Na prática, o comprimento do filtro deve ser pelo menos 1,5 vezes o comprimento de onda de corte (Silva, 1976).

Observa-se na Tabela 4 que o peso dos coeficientes diminui com a distância do elemento central. Portanto, na prática estabelecemos um compromisso entre a precisão aceitável na filtragem numérica e o mínimo tempo computacional necessário para efetuá-la.

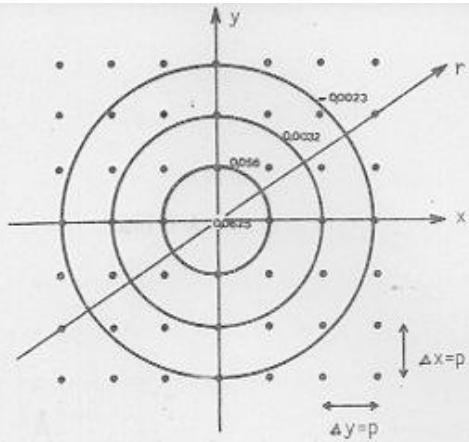
A dimensão da matriz dos coeficientes do filtro foi escolhida em função da resposta (no domínio de frequências) que o filtro construído apresentava e observando que a somatória dos coeficientes deve aproximar da unidade, como acontece no caso ideal. No filtro numérico bidimensional utilizado a somatória $\sum_{n=1}^7 \sum_{m=1}^7 C_{nm}$ é igual a 0,9997.

Na Figura 13 são mostrados a representação gráfica do filtro (matriz dos coeficientes e perfil radial) e o espectro de resposta em função da frequência do filtro utilizado.

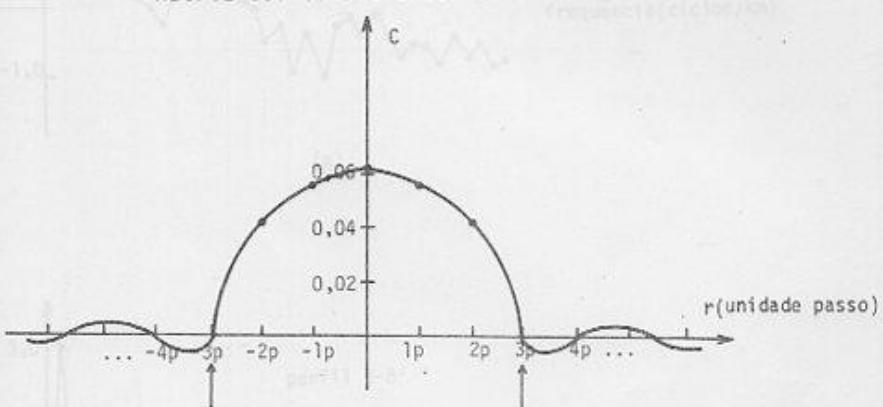
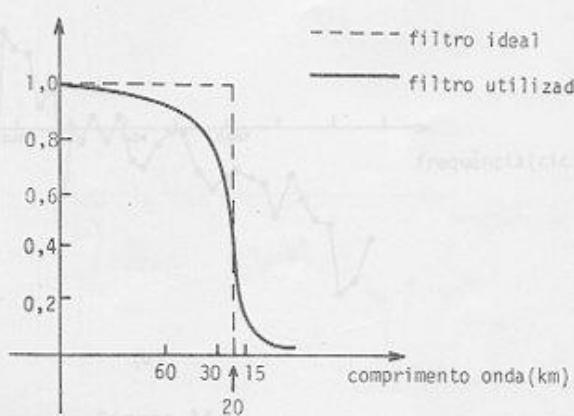
Após a filtragem das anomalias de alta frequência, foram calculados os espectros de potência dos mesmos perfis anteriores (A-A', B-B', C-C' e D-D') mostrados nas Figuras 14a, b, c e d. Podemos observar que houve uma redução significativa no conteúdo energético do espectro para frequências superiores a 0,05 ciclos/km.



Fig. 13. Representação gráfica de filtro passa-baixa.



Matriz dos coeficientes do filtro.

Filtro passa-baixa no domínio espacial.
A seta indica o truncamento.

Resposta do filtro passa-baixa.

Figura 13. Representação gráfica do filtro passa-baixa
utilizado e seu espectro de resposta.

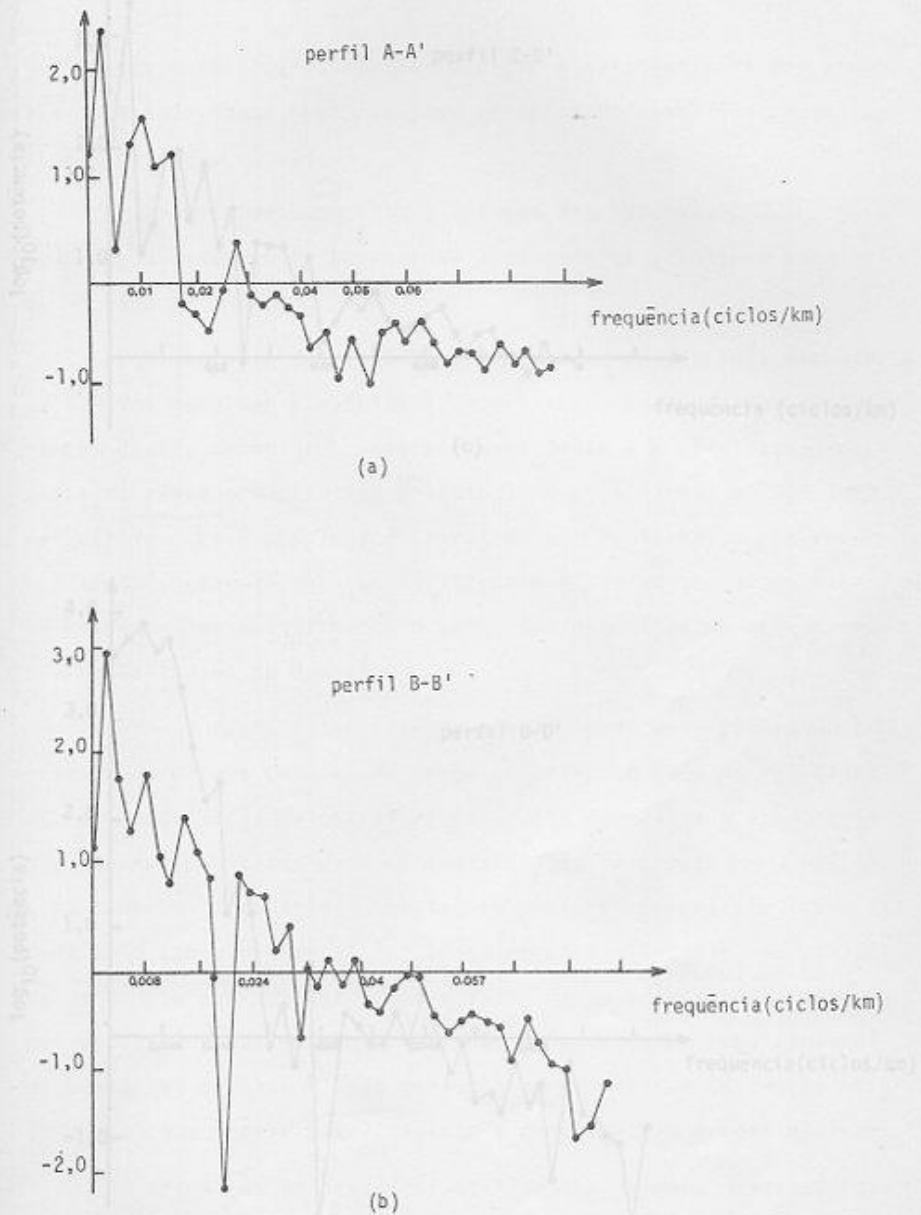


Figura 14

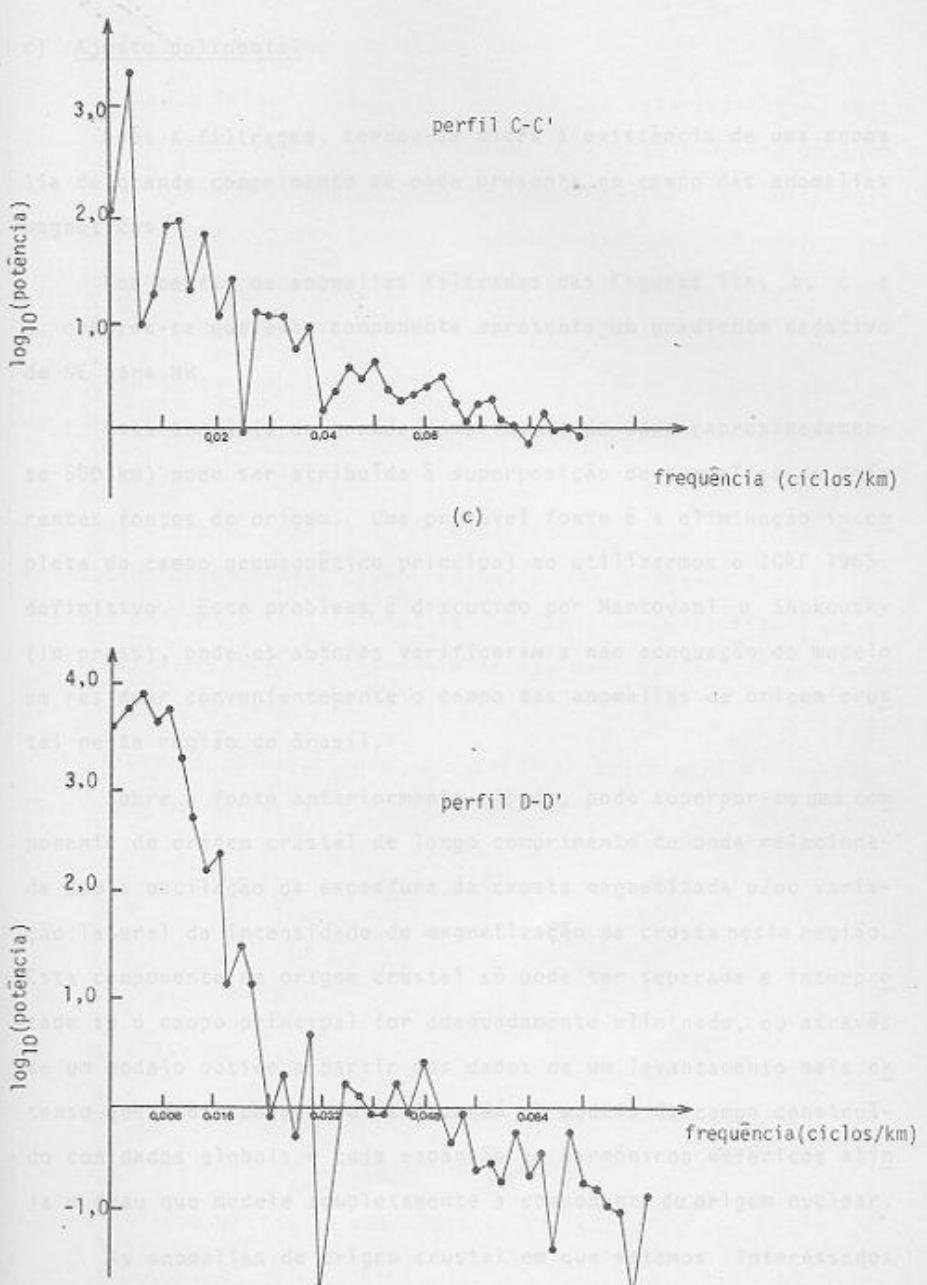


Figura 14

c) Ajuste polinomial

Após a filtragem, tornou-se clara a existência de uma anomalia de grande comprimento de onda presente no campo das anomalias magnéticas.

Nos perfis de anomalias filtradas das Figuras 1a, b, c e d, observa-se que esta componente apresenta um gradiente negativo de SE para NW.

Esta anomalia de grande comprimento de onda (aproximadamente 500 km) pode ser atribuída à superposição de anomalias de diferentes fontes de origem. Uma provável fonte é a eliminação incompleta do campo geomagnético principal ao utilizarmos o IGRF 1965. definitivo. Este problema é discutido por Mantovani e Shukowsky (in press), onde os autores verificaram a não adequação do modelo em residuar convenientemente o campo das anomalias de origem crustal nesta região do Brasil.

Sobre a fonte anteriormente citada, pode superpor-se uma componente de origem crustal de longo comprimento de onda relacionada com a oscilação da espessura da crosta magnetizada e/ou variação lateral da intensidade de magnetização da crosta nesta região. Esta componente de origem crustal só pode ser separada e interpretada se o campo principal for adequadamente eliminado, ou através de um modelo obtido a partir dos dados de um levantamento mais extenso que o disponível ou utilizando um modelo de campo construído com dados globais e cuja expansão em harmônicos esféricos atinja o grau que modele completamente a componente de origem nuclear.

As anomalias de origem crustal em que estamos interessados encontram-se na faixa de comprimento de onda abaixo de 500 km. Portanto, é necessário que a componente de longo comprimento de onda

seja eliminada do campo das anomalias.

Existem inúmeras técnicas para efetuar esta separação, tais como a filtragem numérica, continuação para cima e ajuste polinomial. Os princípios matemáticos das três técnicas são distintos mas permitem obter, geralmente, o mesmo resultado. A utilização de cada uma delas, depende do problema a ser resolvido e da disponibilidade computacional (Padilha et al., 1980).

Uma discussão pormenorizada sobre a utilização da técnica de filtragem pode ser encontrada em Zurflueh (1967) e de continuação em Baranov (1975).

No presente trabalho, a componente de longo comprimento de onda, também denominada campo regional, foi modelada através da técnica do ajuste polinomial. Esta é normalmente utilizada na análise da superfície de tendência de uma dada função representada por medidas discretas.

A expressão matemática da superfície polinomial a ser ajustada a partir dos dados é representada na forma geral como:

$$S = \sum_{i=0}^n \sum_{k=K_1}^{K_2} a_{i-k,k} x^{i-k} y^k$$

onde se obtém os coeficientes, a superfície é calculada

onde $n = \max (n_x, n_y)$

$$K_1 = \max (0, i-n_x)$$

$$K_2 = \min (i, n_y)$$

n_x = grau máximo do polinômio na direção x

n_y = grau máximo do polinômio na direção y

O cálculo dos coeficientes $a_{j,k}$ para um dado (n_x, n_y) é efetuado usando a técnica dos mínimos quadrados:

$F = (T(x, y) - S(x, y))^2$ = mínimo
onde $T(x, y)$ = valor medido

A condição acima é atingida se as derivadas parciais em relação aos coeficientes a serem ajustados forem iguais à zero.

Obtém-se assim um sistema de equações normais que é resolvi do com as técnicas usuais.

Foi efetuado, no presente trabalho, um ajuste em que $n_x = 3$, $n_y = 3$.

Adotou-se o sistema de coordenadas cartesianas, cuja origem ($45^{\circ}W$, $17^{\circ}30'S$) encontra-se no centro da área.

As distâncias x e y foram dadas em termos de unidades de duas vezes o passo da grade nas duas direções, pois foram utilizados os valores do campo em intervalo de 10 km.

Os coeficientes calculados foram:

$$\begin{array}{ll} a_{00} = -15,2569 & a_{10} = 0,2522 \\ a_{01} = 1,2264 & a_{20} = 0,00559 \\ a_{11} = 0,00284 & a_{02} = -0,0000082 \\ a_{30} = -0,0000013 & a_{21} = 0,0002058 \\ a_{12} = 0,0001304 & a_{03} = -0,00034899 \end{array}$$

Uma vez obtidos os coeficientes, a superfície foi calculada de 5 km em 5 km nas duas direções (Fig. 15) e subtraída do campo de anomalias.

O campo de anomalias resultante é mostrado na Figura 16. Os perfis indicados no mapa e graficados nas Figuras 17a, b, c e d, mostram que a superfície polinomial subtraída eliminou a componente de grande comprimento de onda.

O programa computacional utilizado neste Item é apresentado no Apêndice D.

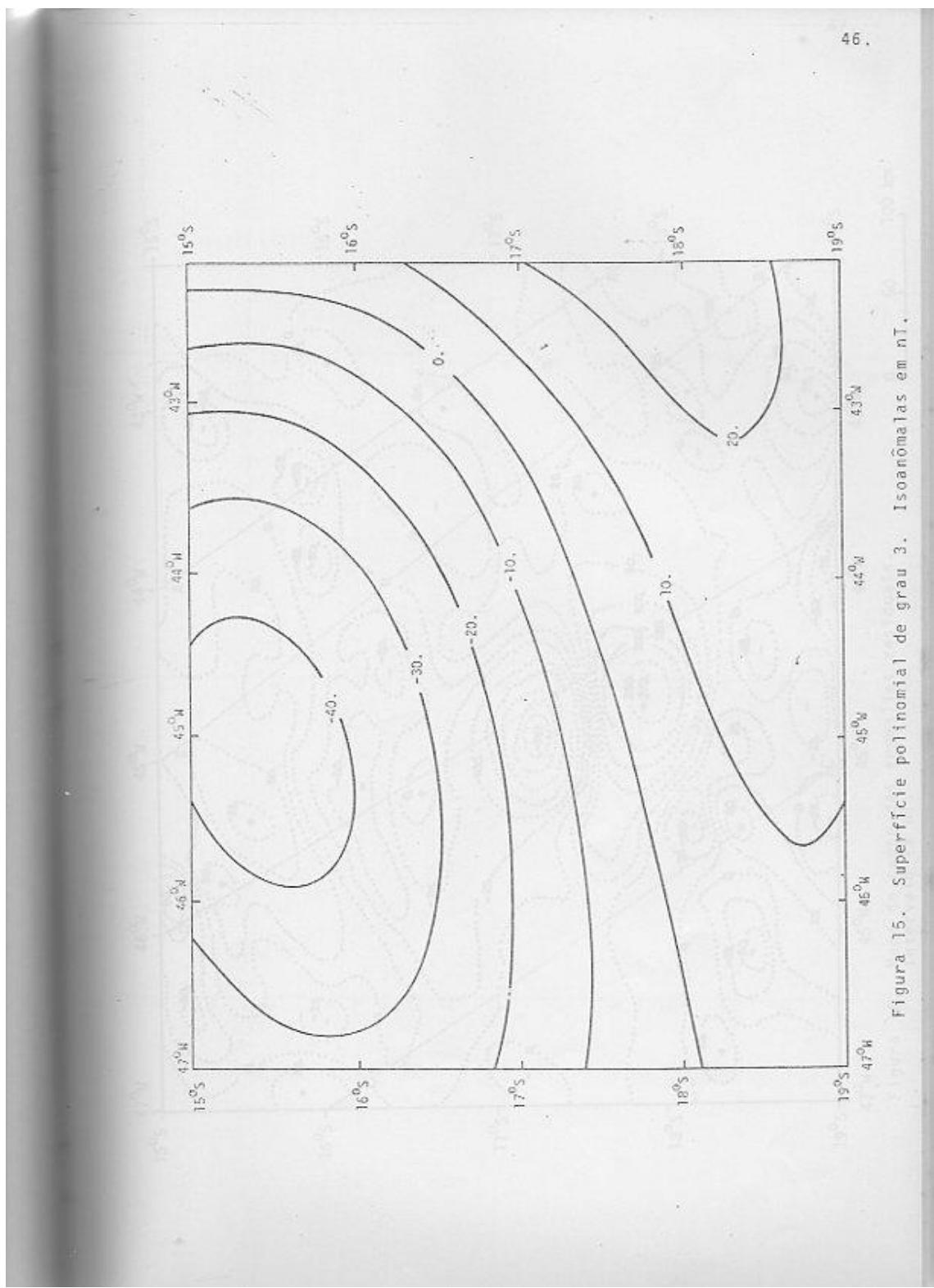


Figura 15. Superfície polinomial de grau 3. Isoaromas em nT.

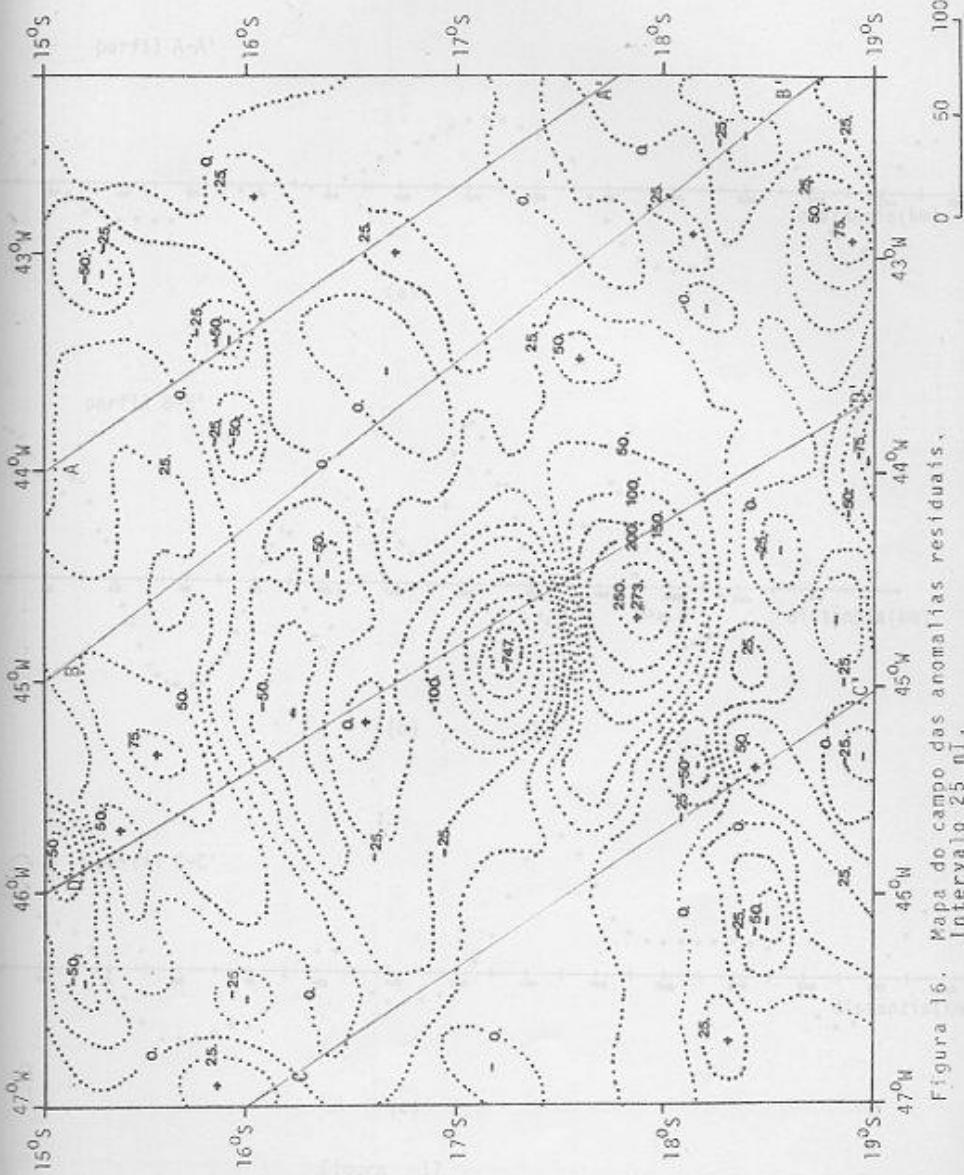


Figura 16. Mapa do campo das anomalias residuais.
Intervalo 25 nT.

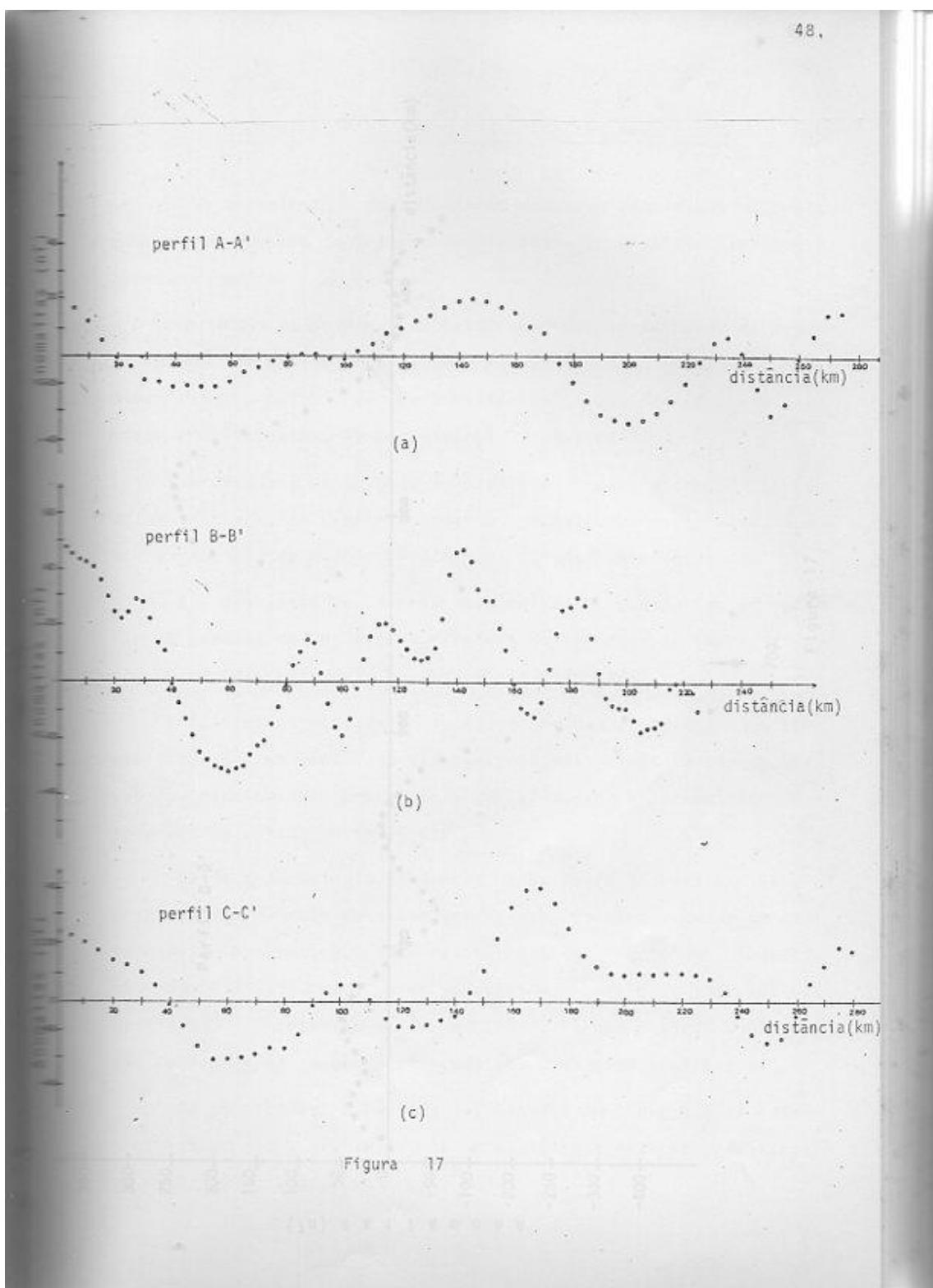
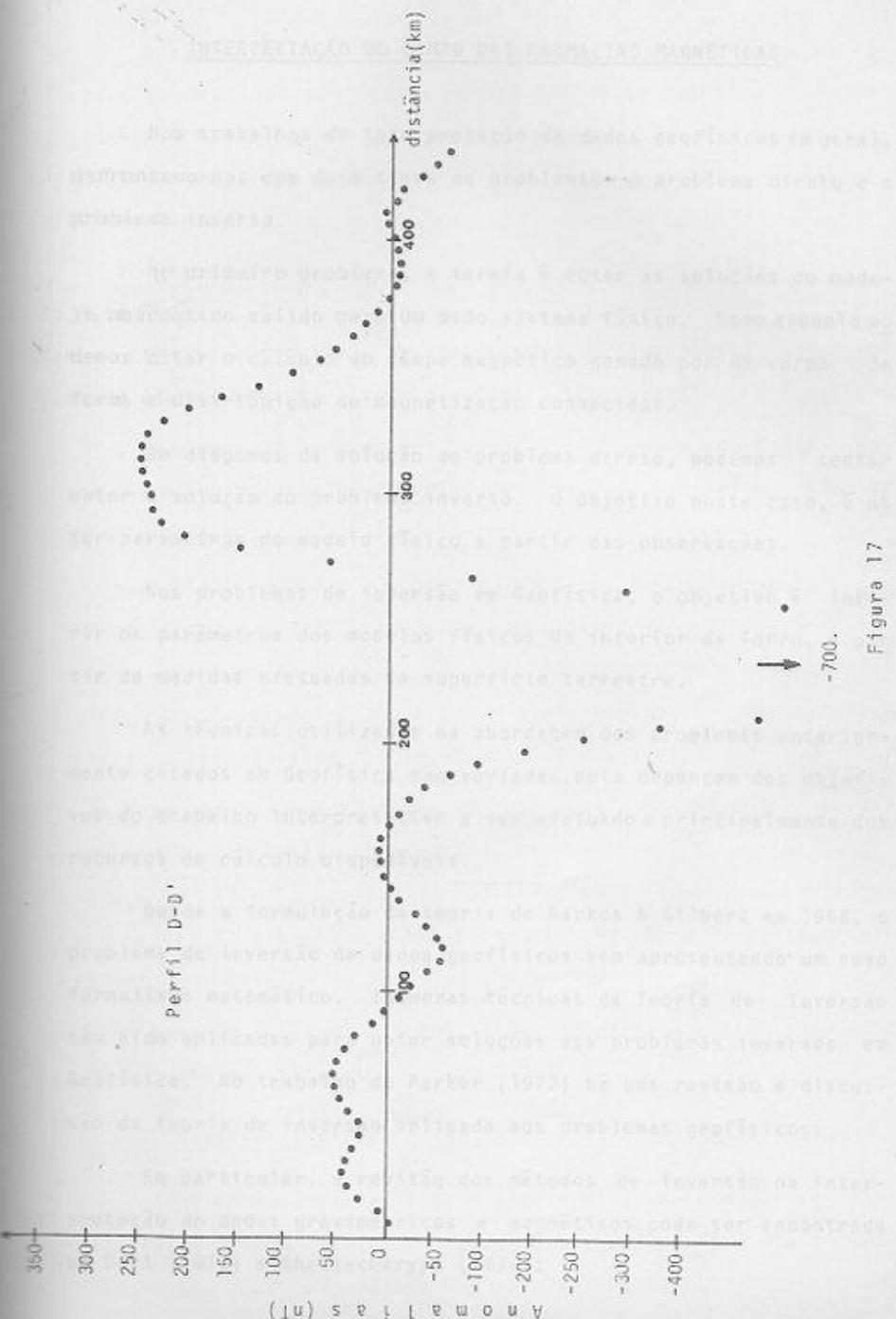


Figura 17



Nos trabalhos de inversão de dados geofísicos em geral, confrontando-se com os resultados de problemas diretos e problemas inversos.

É interessante perceber que a tarefa é cavar as soluções do problema direto, ou seja, obter o resultado da medida, através de um meio sintético. Neste exemplo as novas cavar a solução do problema magnético gerado por um corpo de forma irregular, a partir da magnetização conhecida.

Depois de solucionar os problemas diretos, podemos tentar outras soluções do problema inverso. O objetivo neste caso, é obter parâmetros de medida falso a partir das observações.

Nos problemas de inversão se desfazem os objetivos de obter os parâmetros dos métodos frágeis de inversão de dados, ou seja, de medidas efetuadas na superfície terrestre.

As técnicas utilizadas na abordagem de soluções inversas são, essencialmente, cálculos de minimização de funções das diferenças entre os resultados obtidos e os obtidos a princípio, através de cálculo direto.

Na formulação teórica de Lebedev & Gubarev em 1968, o problema de inversão de dados geofísicos tem apresentando um novo formalismo matemático. Novas técnicas da Teoria de Inversão têm possibilitado encontrar soluções dos problemas inversos em Geofísica. No trabalho de Parker (1973) há uma revisão e discussão da teoria de inversão dirigida aos problemas geofísicos.

Em particular, a aplicação dos métodos de Inversão de intercalados de dados em geofísica é muito útil para a solução encontrada

INTERPRETAÇÃO DO CAMPO DAS ANOMALIAS MAGNÉTICAS

Nos estudos de interpretação de dados magnéticos destes trabalhos, nos de-

Nos trabalhos de interpretação de dados geofísicos em geral, defrontamo-nos com dois tipos de problemas: o problema direto e o problema inverso.

No primeiro problema, a tarefa é obter as soluções do modelo matemático válido para um dado sistema físico. Como exemplo podemos citar o cálculo do campo magnético gerado por um corpo de forma e distribuição de magnetização conhecidas.

Se dispomos da solução do problema direto, podemos tentar obter a solução do problema inverso. O objetivo neste caso, é obter parâmetros do modelo físico a partir das observações.

Nos problemas de inversão em Geofísica, o objetivo é inferir os parâmetros dos modelos físicos do interior da Terra, a partir de medidas efetuadas na superfície terrestre.

As técnicas utilizadas na abordagem dos problemas anteriormente citados em Geofísica são variadas, pois dependem dos objetivos do trabalho interpretativo a ser efetuado e principalmente dos recursos de cálculo disponíveis.

Desde a formulação da teoria de Backus & Gilbert em 1968, o problema de inversão de dados geofísicos vem apresentando um novo formalismo matemático. Inúmeras técnicas da Teoria de Inversão têm sido aplicadas para obter soluções dos problemas inversos em Geofísica. No trabalho de Parker (1977) há uma revisão e discussão da teoria de inversão aplicada aos problemas geofísicos.

Em particular, a revisão dos métodos de inversão na interpretação de dados gravimétricos e magnéticos pode ser encontrada em Bott (1973) e Bhattacharyya (1978).

A seguir é apresentada uma breve descrição geológica da área onde se encontram os dados magnéticos deste trabalho. Posteriormente, é efetuada a aplicação de algumas técnicas de interpretação de anomalias magnéticas. A anomalia magnética principal a ser interpretada é aquela encontrada próxima à Serra do Cabral.

a) Geologia da área

A área abrangida pelo levantamento aeromagnético do presente trabalho cobre importantes unidades tectônicas e geológicas.

A Figura 18 apresenta a localização da área em estudo, sobre um esboço tectônico simplificado obtido a partir de Almeida et al. (1978).

Portanto, os dados cobrem a parte sul do Craton do São Francisco (Almeida, 1977), região de dobramentos do pré-Cambriano Médio e Superior (Uruaçuanos com idade superior a 1000 m.a. e Brasilianos com idade entre 100 e 500 m.a.) e região do pré-Cambriano Indiviso rejuvenescido no pré-Cambriano Superior.

Na Figura 19 é mostrado um mapa geológico obtido a partir das Cartas Geológicas do Brasil ao Milionésimo. A região I (15° - 16° S e 42° - 47° W) é baseada na Folha Brasília (Bruni et al., 1976) e a região II (16° - 19° S e 42° - 47° W) na Folha Belo Horizonte (Amorim et al., 1976).

Segundo a coluna estratigráfica proposta nos trabalhos citados anteriormente temos:

1. Pré-Cambriano Indiferenciado

Engloba as unidades litológicas que foram formadas em ciclos tectônicos e magmáticos de idade superior a 1800 m.a.. Predominam gnaisses, migmatitos bastante deformados, quartzitos, gra-

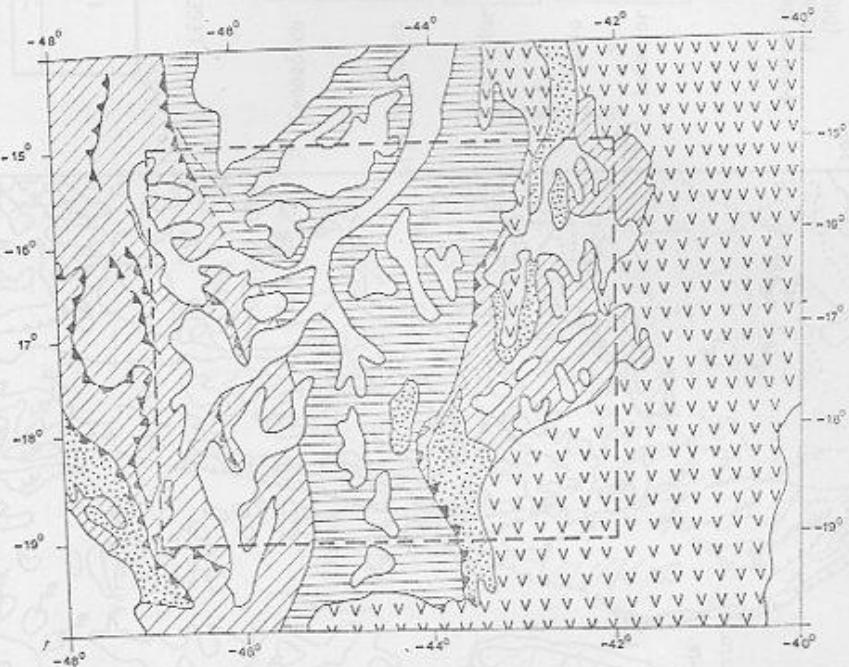
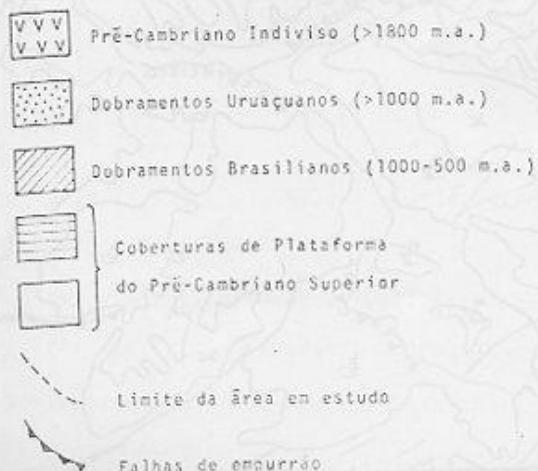
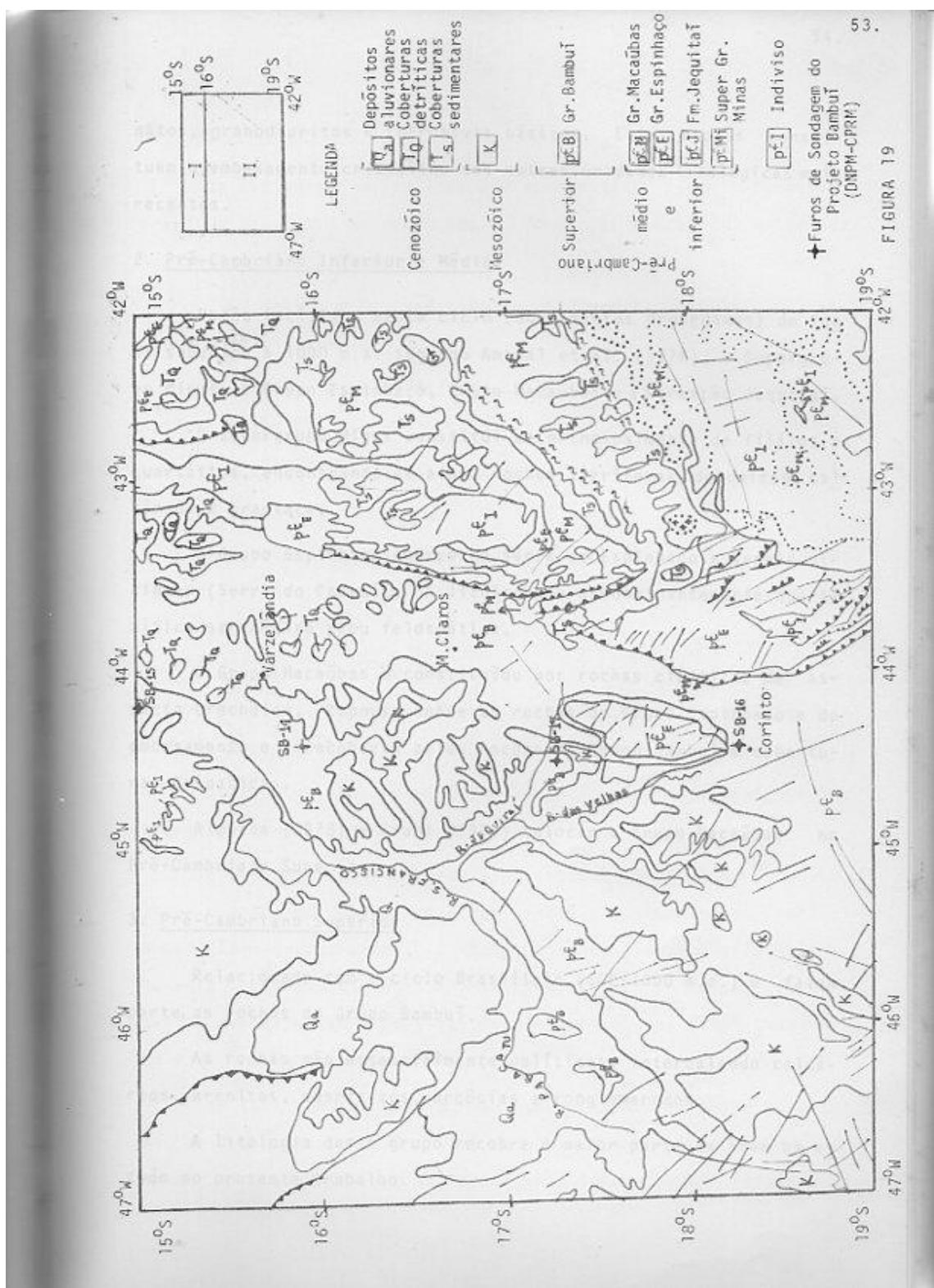


Figura 18. Esboço tectônico da área em estudo. Almeida et al. (1978).





nitos, granodioritos e intrusivas básicas. Estas rochas constituem o embasamento cristalino das outras unidades litológicas mais recentes.

2. Pré-Cambriano Inferior e Médio

Estão incluídos neste ciclo (dobramentos Uruaçuanos) de idade superior a 1000 m.a. segundo Amaral et al. (1976), o Supergrupo Minas, o Grupo Espinhaço, Grupo Macaúbas e a Formação Jequitaí.

O Supergrupo Minas constitui-se principalmente de filitos e quartzitos, encontrando-se ainda rochas ferríferas, dolomitos, calcários e grauvacas.

O Grupo Espinhaço ocorre na Serra do Espinhaço e serras vizinhas (Serra do Cabral). A litologia é predominantemente quartzítica sericítica e/ou feldspática.

O Grupo Macaúbas é constituído por rochas clásticas de aspecto brechóide. Repousa sobre as rochas do Grupo Espinhaço e do embasamento e é recoberto pelas rochas do Grupo Bambuí e coberturas Cenozóicas.

Almeida (1978) e Bruni (1976) colocam o Grupo Macaúbas no Pré-Cambriano Superior, formado por rochas do pré-Cambriano Indiano.

3. Pré-Cambriano Superior

Relacionado com o ciclo Brasiliano (500-1000 m.a.) e fazem parte, as rochas do Grupo Bambuí.

As rochas são essencialmente pelíticas, intercalando calcários, arenitos, quartzitos, arcossias e conglomerados.

A litologia deste grupo recobre a maior parte da área em estudo no presente trabalho.

4. Coberturas Mesozóicas e Cenozóicas

Os sedimentos mesozóicos são apresentados pelas Formações Areado e Urucuia. Aparecem nestas formações o arenito, folhelhos siltíticos e argilosos.

O Cenozóico é representado por sedimentos Terciário-Quaternário e Quaternário.

Os sedimentos Terciário-Quaternário recobrem as rochas mais antigas e são de natureza arenosa, siltosa ou argilosa.

Os depósitos aluvionares quaternário são predominantemente arenosos.

A unidade estrutural que abrange a maior parte da área em estudo é o Craton ou Plataforma do São Francisco (Fig. 18) definido por Almeida (1977).

Segundo o mesmo autor, a consolidação do Craton do São Francisco, bem como toda a Plataforma Brasileira, ocorreu no ciclo Transamazonônico.

Durante os processos de sedimentação e remobilizações subsequentes, a região cratônica permaneceu estável.

A base do Craton é formada por rochas do pré-Cambriano Indívisivo, coberta por rochas do Grupo Bambuí e sedimentos do Cretáceo e Terciário-Quaternário. Em alguns pontos, o embasamento aflora. Durante o ciclo Uruaçuano, a plataforma sofreu processos de subsidiência que permitiu a captação dos sedimentos que constituem o Grupo Bambuí e Macaúbas.

Em torno do Craton São Francisco, desenvolveram-se os sistemas de dobramentos Araxá e Araí (a oeste e sudoeste do Craton), dobramentos Espinhaço (que deram origem à deposição das rochas do

TABELA 5. SUSCETIBILIDADES MAGNÉTICAS DE ROCHAS DO ESCUDO BRASILEIRO
 Padilha, A.L. (dados não publicados)

Tipo de Rocha	Nº de Amostras	Intervalo de Variação (10^{-6} uem)	Média (10^{-6} uem)
Região Ubatuba			
Gnaissé anfibolítico	23	247-1220	637
Granulito ácido	39	36-768	353
Região São Paulo - Sul de Minas			
Gnaissé com granada	2	14-20	17
Granito e magmatito	32	1-5456	1083
Gnaissé anfibolítico e anfibolito	21	2-4386	846
Granulito básico	9	7-3493	1152
Gnaissé e granulito ácido	11	1-3000	1044
Rio de Janeiro			
Gnaissé anfibolítico e anfibolito	6	1-1423	358
Granito e migmatito	6	2-79	27
Minas Gerais (Quad. Ferr.)			
Granito e migmatito	46	1-4215	223
Gnaissé	18	1-3461	325
Gnaissé anfibolítico e anfibolito	57	1-3503	240
Granulito básico	8	60-2394	638

Grupo Espinhaço na borda leste do Craton) e o sistema de dobramentos Brasilia formado pela evolução do geossinclíneo Brasilia durante o ciclo Brasiliano.

Podemos observar, no mapa da Figura 17, que predominam as rochas calcáreas do Grupo Bambuí recobrindo o embasamento cristalino e outras rochas sedimentares. As rochas do embasamento cristalino afloram em alguns pontos da área, à leste na Serra do Espinhaço e a norte junto ao paralelo 15° S e meridiano 45° W.

Na Figura 17 são apresentadas também as localizações de alguns furos de sondagem efetuados pelo Projeto Sondagem Bambuí (1980) na parte central da área. Alguns destes furos (SB-16, SB-17) mostraram que o embasamento cristalino não foi atingido até 700 metros abaixo do topo do furo. Os furos que atingiram o embasamento foram SB-14, SB-15, respectivamente a 700 m e 333 m abaixo do topo.

Quanto às características magnéticas das rochas do embasamento cristalino nesta região, nenhuma medida é disponível.

No entanto, imediatamente ao sul da área, são disponíveis medidas de suscetibilidade magnética em rochas cristalinas do Escudo Brasileiro efetuadas por Padilha, A.L. (dados não publicados) e sintetizados na Tabela 5. As medidas mostraram que estas apresentam um espectro bastante amplo de variação, tornando difícil estabelecer um valor médio de suscetibilidade para as rochas cristalinas destas regiões e áreas circunvizinhas.

b) Anomalia da Serra do Cabral

No campo das anomalias magnéticas resultante do tratamento efetuado anteriormente, destaca-se a anomalia localizada entre 44° - 45° W e 17° - 18° S. Esta anomalia abrange uma área de aproxima-

damente $1^{\circ} \times 1^{\circ}$ e tem amplitude muito superior à de outras anomalias circunvizinhas.

A Figura 20 mostra a anomalia em detalhe.

Dentro de uma primeira análise do padrão apresentado pela anomalia, verifica-se que esta apresenta máxima amplitude positiva ao sul (próxima à Serra do Cabral) e máxima amplitude negativa ao norte (Jequitáí e Pirapora), contrário ao padrão esperado para a anomalia devida a um corpo magnetizado no hemisfério sul magnético. Também é notável sua forma regular e pouco perturbada por outras anomalias de curto comprimento de onda.

A fim de inferir algumas características físicas do corpo causador da anomalia e propor uma interpretação geológica, é necessário que sejam estabelecidos vínculos iniciais sobre a natureza do corpo, no sentido de limitarmos o número de soluções possíveis ao problema de interpretação.

A primeira característica da anomalia que deve ser discutida é a posição relativa do máximo (+273 nT) e do mínimo (-747 nT).

Considerando que a anomalia é devida a um único corpo isolado, há duas possibilidades de magnetização do corpo que justifica ria o padrão observado.

A primeira possibilidade refere-se somente à magnetização induzida no corpo pelo campo geomagnético atual local, devida à presença de minerais magnéticos na rocha que o constitui.

Neste caso, a magnetização do corpo é um vetor que tem a mesma direção e amplitude proporcional a do campo magnético indutor. A constante de proporcionalidade é a suscetibilidade magnética do corpo. É feita ainda a aproximação de que a magnetização é homogênea em todo corpo.

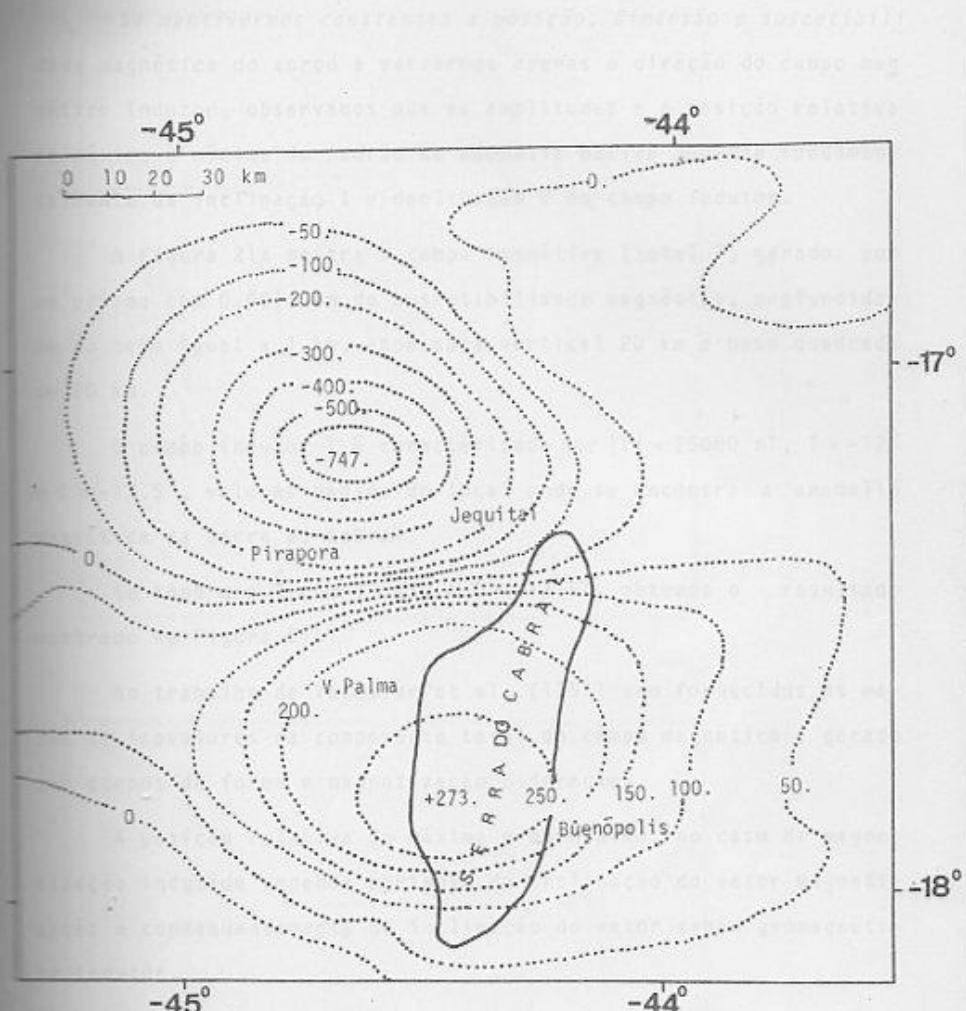


Figura 20. Anomalia da Serra do Cabral - Isovalores em nT.

é o contraste de susceptibilidade ($\delta\chi$) entre o corpo enigmático e a rocha envolvente é positivo como indicado na figura 20, em que se observa o padrão de anomalias esperado, considerando apenas magnetização induzida, cerca de 80% da anomalia no sul e norte da parte.

Se mantivermos constantes a posição, dimensão e suscetibilidade magnética do corpo e variarmos apenas a direção do campo magnético indutor, observamos que as amplitudes e a posição relativa do máximo e mínimo do padrão de anomalia obtido depende fundamentalmente da inclinação I e declinação D do campo indutor.

A Figura 21a mostra o campo magnético (total T) gerado por um prisma com 0,001 uem de suscetibilidade magnética, profundidade do topo igual a 1 km, espessura vertical 20 km e base quadrada de 20 km.

O campo indutor \vec{T} é caracterizado por $|T| = 25000$ nT, $I = -17^\circ$ e $D = -17.5^\circ$, valores médios do local onde se encontra a anomalia magnética da Serra do Cabral.

Se tomarmos \vec{T} com $I = 17^\circ$ e $D = -17.5^\circ$, obtemos o resultado mostrado na Figura 21b.

No trabalho de Vacquier et al. (1951) são fornecidos os mapas de isovalores da componente total do campo magnético gerado por corpos de forma e magnetização diferentes.

A posição relativa do máximo e do mínimo, no caso de magnetização induzida depende portanto da inclinação do vetor magnetização e consequentemente da inclinação do vetor campo geomagnético indutor.

O vetor campo geomagnético principal nesta região de Minas Gerais onde se encontra a anomalia da Serra do Cabral tem em média $|\vec{T}| = 24300$ nT, $I = -17^\circ$ e $D = -17.5^\circ$.

Se o contraste de suscetibilidade ($\Delta\chi$) entre o corpo anômalo e a rocha encaixante é positivo como indicado na Figura 22, então o padrão de anomalia esperado, considerando apenas magnetização induzida, seria o mínimo da anomalia ao sul e máximo ao norte,

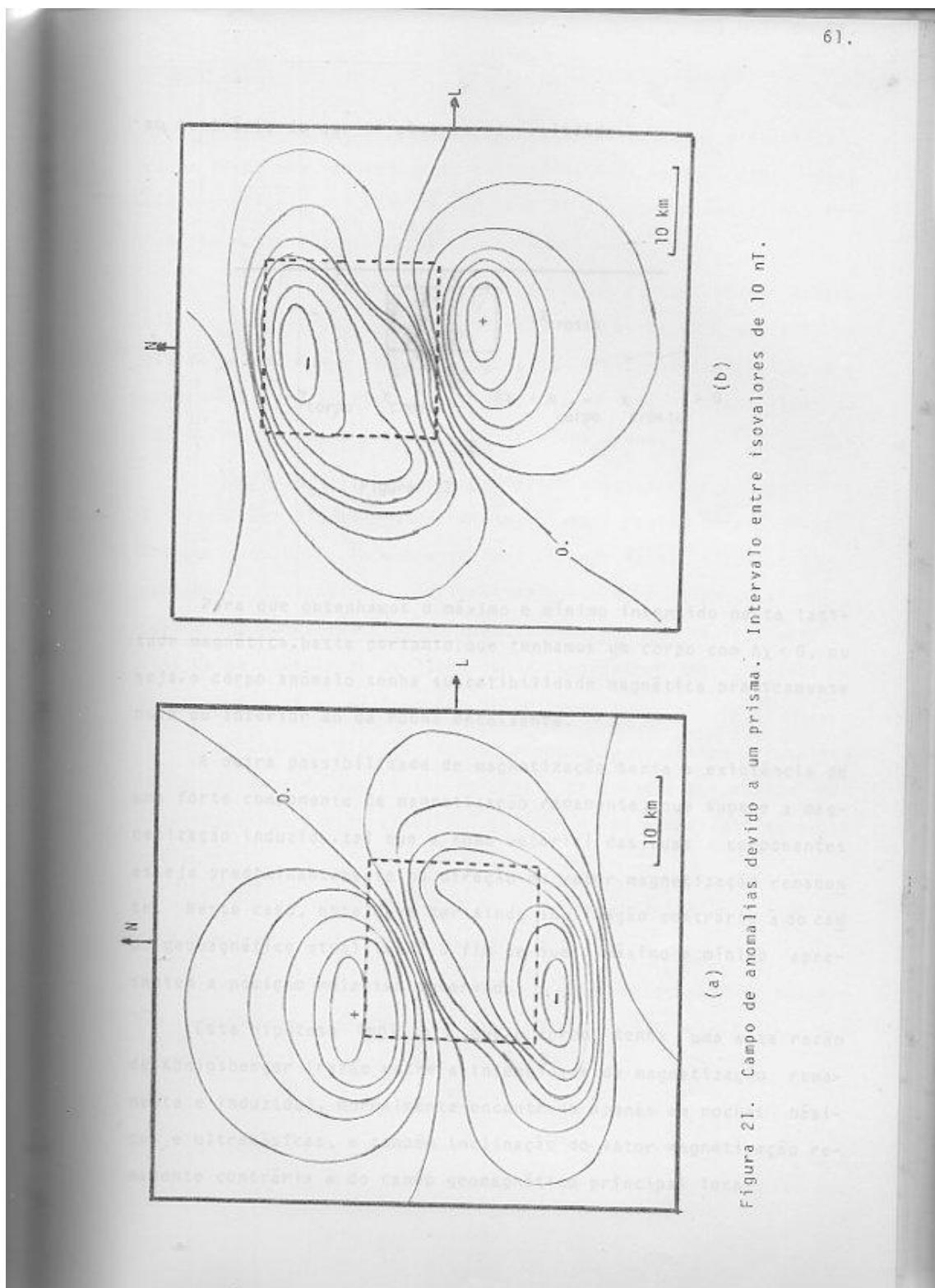
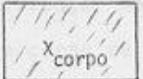


Figura 21. Campo de anomalias devido a um prisma. Intervalo entre isovalores de 10 nT.

ao contrário do que se observa na realidade. reconhece a existência de um corpo que fornecesse as características acima mencionadas não é possível, pois toda região onde se encontra a anomalia é coberta por sedimentos.

Portanto, devem ser considerados corpos conectados por outras décadas geofísicas.  que da ~~avaliação~~ ~~anomalia~~ resulta, deve $x_{corpo} > x_{crosta} + \Delta x = x_{corpo} - x_{crosta} > 0$ para que a rocha, seja anomalia gravimétrica de maior dimensão.

Utilizando a Figura 22 geofísicos complementares fornecida pelo levantamento gravimétrico efetuado nesta região pela Missão Francesa em 1972 e interpretada por Leisgur et al. (1978), e o levantamento gravimétrico complementar efetuado por Mantovani et al. Para que obtenhamos o máximo e mínimo invertido nesta latitude magnética, basta portanto, que tenhamos um corpo com $\Delta x < 0$, ou seja, o corpo anômalo tenha suscetibilidade magnética praticamente nula ou inferior ao da rocha encaixante.

A outra possibilidade de magnetização seria a existência de uma forte componente de magnetização remanente, que supere a magnetização induzida, tal que a soma vetorial das duas componentes esteja predominantemente na direção do vetor magnetização remanente. Neste caso, este deve ter ainda inclinação contrária à do campo geomagnético atual local, a fim de que o máximo e mínimo apresentem a posição relativa observada.

Esta hipótese implicará que o corpo tenha uma alta razão de Königsberger (razão entre a intensidade da magnetização remanente e induzida), normalmente encontrada apenas em rochas básicas e ultrabásicas, e também inclinação do vetor magnetização remanente contrária à do campo geomagnético principal local.

A verificação direta de evidências favorecendo a existência de um corpo que fornecesse as características acima mencionadas não é possível, pois toda região onde se encontra a anomalia é recoberta por sedimentos espessos do Grupo Bambuí.

Portanto, devemos lançar mão de dados fornecidos por outros métodos geofísicos. Um corpo de natureza básica ou ultrabásica que dê origem a uma anomalia magnética de dimensão lateral, como a observada, deve apresentar, devido à alta densidade deste tipo de rocha, uma anomalia gravimétrica de mesma dimensão.

Utilizando a informação geofísica complementar fornecida pelo levantamento gravimétrico efetuado nesta região pela Missão Francesa em 1977 e interpretado por Lesquer et al. (1981), e o levantamento gravimétrico complementar efetuado por Mantovani et al. (dados não publicados) (Fig. 23), verificamos que não há evidências da existência de qualquer anomalia gravimétrica associada a um corpo básico ou ultrabásico neste local.

Portanto, a hipótese de que, a anomalia magnética é resultante da presença de uma região na crosta preenchida por rochas não magnetizadas, é a mais plausível de acordo com as evidências gravimétricas.

As rochas que apresentam em média menor suscetibilidade magnética são as rochas sedimentares.

São encontradas nesta região, grandes espessuras de sedimentos, como indicam os furos de sondagem efetuados pelo Projeto Sondagem Bambuí (Fig. 17).

As rochas sedimentares têm em média, densidades inferiores às das rochas ígneas e metamórficas. Deveria existir portanto, uma anomalia gravimétrica associada com as rochas sedimentares que

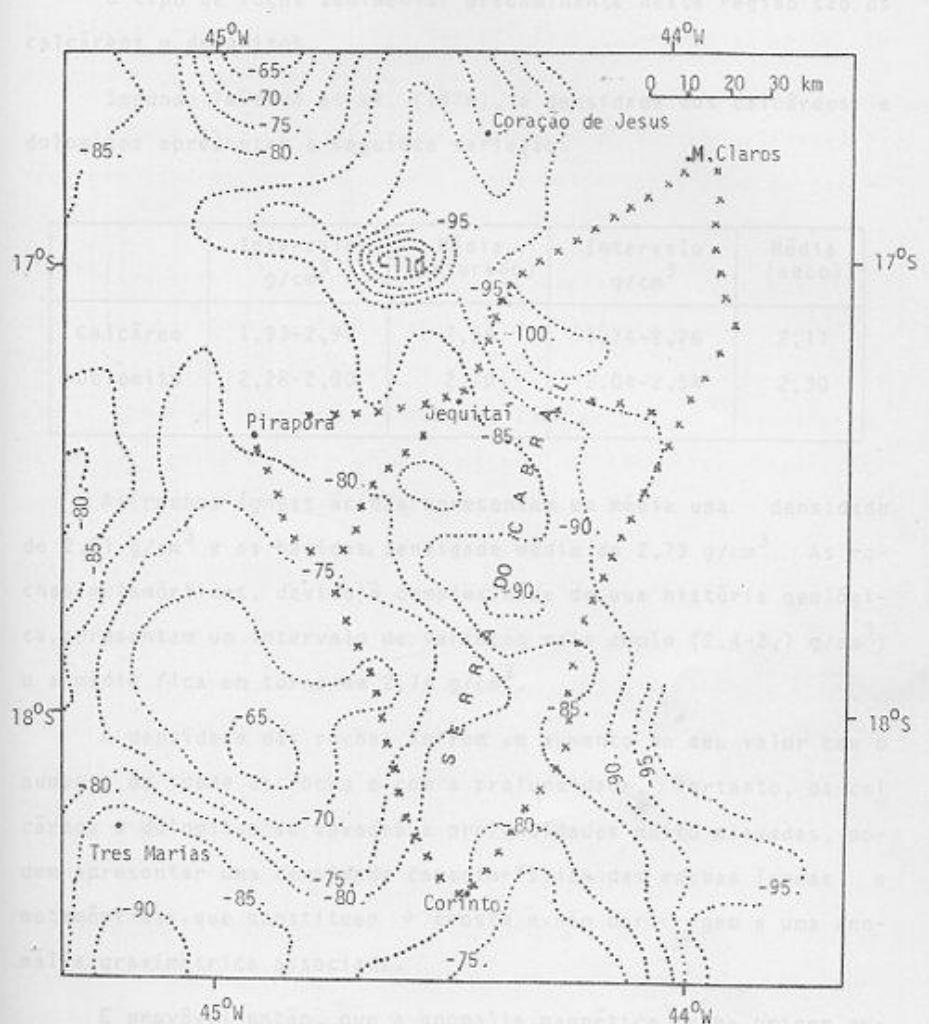


Figura 23. Carta Bouguer $d = 2,67 \text{ g/cm}^3$ - Lesquer et al. (1981) x Estações gravimétricas do levantamento efetuado Mantovani, Padilha e Ussami - setembro de 1980.

dão origem à anomalia magnética.

O tipo de rocha sedimentar predominante nesta região são os calcáreos e dolomitos.

Segundo Telford et al. (1976), a densidade dos calcáreos e dolomitos apresentam a seguinte variação:

	Intervalo g/cm ³	Média (saturado)	Intervalo g/cm ³	Média (seco)
Calcáreo	1,93-2,90	2,55	1,74-2,76	2,11
Dolomito	2,28-2,90	2,70	2,04-2,54	2,30

As rochas ígneas ácidas apresentam em média uma densidade de 2,61 g/cm³ e as básicas, densidade média de 2,79 g/cm³. As rochas metamórficas, devido à complexidade de sua história geológica, apresentam um intervalo de variação mais amplo (2,4-3,1 g/cm³) e a média fica em torno de 2,74 g/cm³.

A densidade das rochas sofrem um aumento no seu valor com o aumento da idade da rocha e com a profundidade. Portanto, os calcáreos e dolomitos se levados a profundidades muito elevadas, podem apresentar uma densidade característica das rochas ígneas e metamórficas, que constituem a crosta e não dar origem a uma anomalia gravimétrica associada.

É provável então, que a anomalia magnética tenha origem numa região da crosta preenchida por sedimentos, possivelmente do tipo calcáreo, com baixo conteúdo em argila. Isto porque a presença de argila faz com que a densidade da rocha diminua e, o aumento da profundidade causa a liberação de Fe dos minerais de hematita que constitui a argila, provocando um aumento da susceptibilidade magnética.

Uma vez estabelecida a natureza da magnetização do corpo, o problema da ambiguidade na interpretação magnética ainda não está totalmente resolvida, uma vez que existe a incerteza no valor do contraste de suscetibilidade a ser assumido.

O intervalo de variação do contraste de suscetibilidade é fixado por informações disponíveis, como por exemplo aquelas fornecidas pelas Tabelas 1 e 5.

Para modelar o corpo anômalo, estabelecendo sua localização, dimensões horizontais e verticais, profundidades e magnetizações, foram utilizadas as técnicas de redução ao polo, solução do problema linear de inversão dos dados (distribuição de magnetização na camada equivalente) e cálculo direto das anomalias magnéticas devidas a corpos tridimensionais de forma qualquer.

b.1) Redução ao polo

Devido à forte componente horizontal nas regiões de baixas latitudes magnéticas como nesta região, onde a inclinação é $17^{\circ}S$, é difícil visualizar a localização e a forma da fonte da anomalia a partir da análise direta da configuração da anomalia medida.

Certas transformações de campo potencial mostram-se úteis no processo de interpretação de mapas de anomalias.

Podemos citar os métodos clássicos e amplamente utilizados tais como as derivadas horizontal e vertical, continuação e redução ao polo das anomalias magnéticas.

Todos estes métodos são fundamentados na Teoria do Potencial e suas formulações analíticas têm sido atacadas na prática através de diferentes técnicas numéricas, dependendo dos recursos de cálculo disponíveis.

No caso de mapas magnéticos em particular, a redução ao polo mostra-se bastante útil, uma vez que esta transformação simplifica os padrões de anomalias observados principalmente em regiões de baixa latitude magnética.

O método foi proposto por Baranov (1957) e baseia-se no princípio de que conhecidas a direção do campo indutor e a direção da magnetização do corpo, o campo das anomalias magnéticas medida pode ser transformado no mesmo campo que a mesma fonte produziria no polo, ou seja em $I = 90^\circ$. O campo reduzido ao polo tem somente a componente vertical e o ápice da anomalia fica localizado sobre o baricentro do corpo. No Apêndice B, é discutido mais detalhadamente estas transformações, sua aplicação prática e limitações.

No presente trabalho foi utilizado o método numérico proposto por Baranov (1975) também discutido no Apêndice B.

A matriz de coeficientes para a redução ao polo foi obtida utilizando o programa computacional elaborado e publicado em Baranov (1975) (Subrotina CREPO).

Foram assumidas para o campo magnético médio indutor as seguintes características: $I = 17^\circ S$ e $D = 17.5^\circ W$, sendo considerado o vetor magnetização na mesma direção do campo indutor. O tamanho da matriz utilizada é de 59 linhas e 11 colunas e os coeficientes encontram-se listados na Tabela 6. A convolução numérica entre a matriz de coeficientes e a matriz de anomalias foi efetuada utilizando a subrotina PROMAT também publicado em Baranov (1975).

O resultado obtido é mostrado na Figura 24.

Observando o resultado da redução ao polo nota-se que a

TABELA 6. COEFICIENTES PARA A REDUÇÃO AO POLO. $I = -17^{\circ}$ E $D = -17.5^{\circ}$

X	-6	-4	-3	-2	-1	0	1	2	3	4	5
0.0000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000
0.0005	0.00017	0.00036	0.00059	0.00100	0.00160	0.00230	0.00310	0.00400	0.00500	0.00600	0.00700
0.0010	0.00032	0.00061	0.00092	0.00140	0.00200	0.00270	0.00350	0.00430	0.00510	0.00600	0.00690
0.0015	0.00048	0.00080	0.00120	0.00170	0.00230	0.00300	0.00370	0.00440	0.00510	0.00580	0.00650
0.0020	0.00063	0.00100	0.00140	0.00190	0.00250	0.00320	0.00390	0.00460	0.00530	0.00600	0.00670
0.0025	0.00078	0.00116	0.00160	0.00200	0.00260	0.00320	0.00390	0.00460	0.00530	0.00600	0.00670
0.0030	0.00093	0.00132	0.00170	0.00210	0.00270	0.00330	0.00400	0.00470	0.00540	0.00610	0.00680
0.0035	0.00108	0.00148	0.00180	0.00220	0.00280	0.00340	0.00410	0.00480	0.00550	0.00620	0.00690
0.0040	0.00123	0.00164	0.00200	0.00240	0.00300	0.00360	0.00430	0.00500	0.00570	0.00640	0.00710
0.0045	0.00138	0.00180	0.00210	0.00250	0.00310	0.00370	0.00440	0.00510	0.00580	0.00650	0.00720
0.0050	0.00153	0.00196	0.00230	0.00270	0.00330	0.00390	0.00460	0.00530	0.00600	0.00670	0.00740
0.0055	0.00168	0.00212	0.00240	0.00280	0.00340	0.00400	0.00470	0.00540	0.00610	0.00680	0.00750
0.0060	0.00183	0.00228	0.00250	0.00290	0.00350	0.00410	0.00480	0.00550	0.00620	0.00690	0.00760
0.0065	0.00198	0.00244	0.00260	0.00300	0.00360	0.00420	0.00490	0.00560	0.00630	0.00700	0.00770
0.0070	0.00213	0.00260	0.00270	0.00310	0.00370	0.00430	0.00500	0.00570	0.00640	0.00710	0.00780
0.0075	0.00228	0.00276	0.00280	0.00320	0.00380	0.00440	0.00510	0.00580	0.00650	0.00720	0.00790
0.0080	0.00243	0.00292	0.00300	0.00340	0.00400	0.00460	0.00530	0.00600	0.00670	0.00740	0.00810
0.0085	0.00258	0.00308	0.00310	0.00350	0.00410	0.00470	0.00540	0.00610	0.00680	0.00750	0.00820
0.0090	0.00273	0.00324	0.00320	0.00360	0.00420	0.00480	0.00550	0.00620	0.00690	0.00760	0.00830
0.0095	0.00288	0.00340	0.00340	0.00380	0.00440	0.00500	0.00570	0.00640	0.00710	0.00780	0.00850
0.0100	0.00303	0.00356	0.00350	0.00390	0.00450	0.00510	0.00580	0.00650	0.00720	0.00790	0.00860
0.0105	0.00318	0.00372	0.00360	0.00400	0.00460	0.00520	0.00590	0.00660	0.00730	0.00800	0.00870
0.0110	0.00333	0.00388	0.00370	0.00410	0.00470	0.00530	0.00600	0.00670	0.00740	0.00810	0.00880
0.0115	0.00348	0.00404	0.00380	0.00420	0.00480	0.00540	0.00610	0.00680	0.00750	0.00820	0.00890
0.0120	0.00363	0.00420	0.00390	0.00430	0.00490	0.00550	0.00620	0.00690	0.00760	0.00830	0.00900
0.0125	0.00378	0.00436	0.00400	0.00440	0.00500	0.00560	0.00630	0.00700	0.00770	0.00840	0.00910
0.0130	0.00393	0.00452	0.00410	0.00450	0.00510	0.00570	0.00640	0.00710	0.00780	0.00850	0.00920
0.0135	0.00408	0.00468	0.00420	0.00460	0.00520	0.00580	0.00650	0.00720	0.00790	0.00860	0.00930
0.0140	0.00423	0.00484	0.00430	0.00470	0.00530	0.00590	0.00660	0.00730	0.00800	0.00870	0.00940
0.0145	0.00438	0.00500	0.00440	0.00480	0.00540	0.00600	0.00670	0.00740	0.00810	0.00880	0.00950
0.0150	0.00453	0.00516	0.00450	0.00490	0.00550	0.00610	0.00680	0.00750	0.00820	0.00890	0.00960
0.0155	0.00468	0.00532	0.00460	0.00500	0.00560	0.00620	0.00690	0.00760	0.00830	0.00900	0.00970
0.0160	0.00483	0.00548	0.00470	0.00510	0.00570	0.00630	0.00700	0.00770	0.00840	0.00910	0.00980
0.0165	0.00498	0.00564	0.00480	0.00520	0.00580	0.00640	0.00710	0.00780	0.00850	0.00920	0.00990
0.0170	0.00513	0.00580	0.00490	0.00530	0.00590	0.00650	0.00720	0.00790	0.00860	0.00930	0.01000
0.0175	0.00528	0.00596	0.00500	0.00540	0.00600	0.00660	0.00730	0.00800	0.00870	0.00940	0.01010
0.0180	0.00543	0.00612	0.00510	0.00550	0.00610	0.00670	0.00740	0.00810	0.00880	0.00950	0.01020
0.0185	0.00558	0.00628	0.00520	0.00560	0.00620	0.00680	0.00750	0.00820	0.00890	0.00960	0.01030
0.0190	0.00573	0.00644	0.00530	0.00570	0.00630	0.00690	0.00760	0.00830	0.00900	0.00970	0.01040
0.0195	0.00588	0.00660	0.00540	0.00580	0.00640	0.00700	0.00770	0.00840	0.00910	0.00980	0.01050
0.0200	0.00603	0.00676	0.00550	0.00590	0.00650	0.00710	0.00780	0.00850	0.00920	0.00990	0.01060

40 13.807

a) Redução ao polo de amolação da coroa.

b) Redução ao polo de amolação horizontal apontando para cima.

c) Redução ao polo de amolação.

o forma de anomalias mudou consideravelmente, resultando numa forma elipsoidal de forma elipsoidal com eixo principal na direção NW.

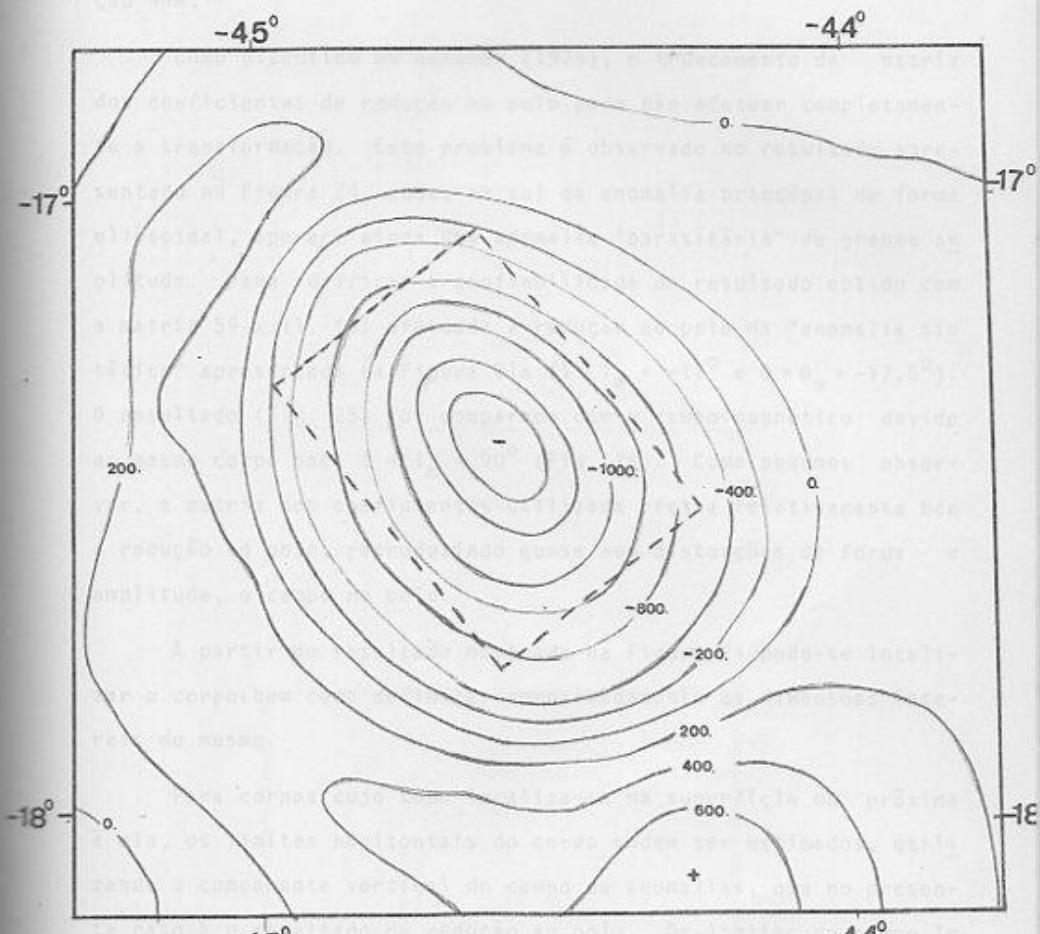


Figura 24. Redução ao polo da anomalia da Serra do Cabral. É mostrada a forma da anomalia reduzida ao polo. O tracejado indica a localização horizontal aproximada do corpo. Isovalores em nT.

forma da anomalia mudou consideravelmente, resultando numa única anomalia principal de forma elipsoidal com eixo principal na direção NNW.

Como discutido em Baranov (1975), o truncamento da matriz dos coeficientes de redução ao polo pode não efetuar completamente a transformação. Este problema é observado no resultado apresentado na Figura 24, onde, ao sul da anomalia principal de forma elipsoidal, aparece ainda uma anomalia "parasitária" de grande amplitude. Para verificar a confiabilidade do resultado obtido com a matriz 59×11 , foi efetuada a redução ao polo na "anomalia sintética" apresentada na Figura 21a ($I = I_m = -17^\circ$ e $D = D_m = -17.5^\circ$). O resultado (Fig. 25) foi comparado com o campo magnético devido ao mesmo corpo para $I = I_m = 90^\circ$ (Fig. 26). Como podemos observar, a matriz dos coeficientes utilizada efetua relativamente bem a redução ao polo, reproduzindo quase sem distorções de forma e amplitude, o campo no polo.

A partir do resultado mostrado na Figura 24 pode-se localizar o corpo, bem como delimitar aproximadamente as dimensões laterais do mesmo.

Para corpos cujo topo localiza-se na superfície ou próxima à ela, os limites horizontais do corpo podem ser estimados, utilizando a componente vertical do campo de anomalias, que no presente caso é o resultado da redução ao polo. Os limites do corpo localiza-se aproximadamente no ponto sobre o plano onde a amplitude da anomalia cai para metade do valor da amplitude máxima.

A localização horizontal aproximada do corpo é mostrada na Figura 24.

Figura 26. Campo de anomalias de um corpo sintético no polo ($I=90^\circ$).
Símbolos: ver Fig. 21.

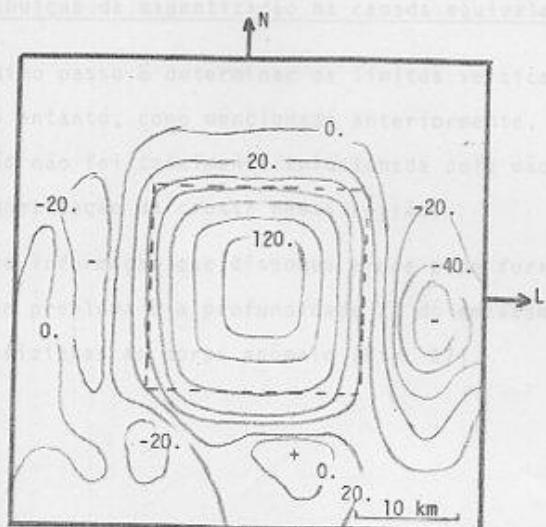


Figura 25. Campo de anomalias da Figura 21a, reduzida ao polo. Intervalo entre isovalores 20 nT.

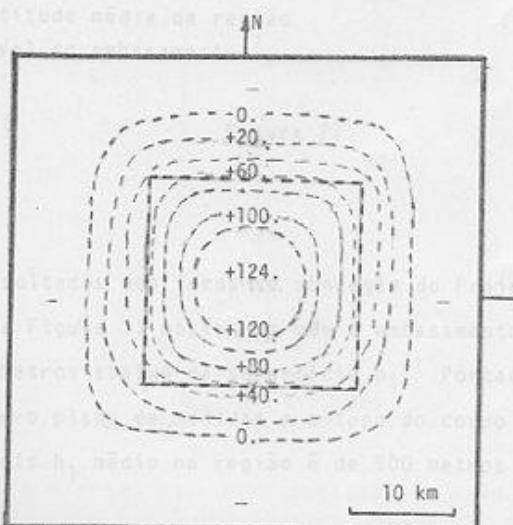


Figura 26. Campo de anomalias de um corpo prismático no polo ($I = 90^\circ$). Intervalo entre isovalores em nT.

b.2) Distribuição da magnetização na camada equivalente

O próximo passo é determinar os limites verticais do corpo anômalo. No entanto, como mencionado anteriormente, a ambiguidade da solução não foi totalmente solucionada pois não dispomos do valor da magnetização da crosta nesta região.

A única informação que dispomos e que pode fornecer o vínculo inicial ao problema é a profundidade z_1 do embasamento nas regiões circunvizinhas ao corpo anômalo (Fig. 27).



z_0 = Altitude do plano de medidas

h_1 = Altitude média da região

h_2 = Nível do embasamento

Figura 27

Figura 28

Os resultados dos furos de sondagem do Projeto Bambuí (1980) indicados na Figura 17 mostraram que o embasamento não foi atingido até 700 metros abaixo da superfície h_1 . Portanto, a distância mínima entre o plano de medidas e o topo do corpo anômalo deve ser de 1,2 km, pois h_1 médio na região é de 500 metros acima do nível do mar.

Os métodos de inversão utilizados na interpretação de dados

geofísicos podem ser separados em dois tipos: os métodos para a solução dos problemas lineares e os não lineares.

A classificação do tipo de problema em linear e não linear está relacionada com os parâmetros do modelo matemático que queremos determinar.

No caso magnético, a componente da anomalia magnética medida na direção \hat{c} pode ser escrita genericamente como:

$$\Delta T_c(x, y, z) = \int \int \int \frac{\hat{c} \cdot \nabla_p}{\pi r^2} \left[\vec{j}(x', y', z') \cdot \vec{\nabla}_p \left(\frac{1}{r} \right) \right] dx' dy' dz'$$

onde as variáveis que aparecem na equação acima são definidas na Figura 28.

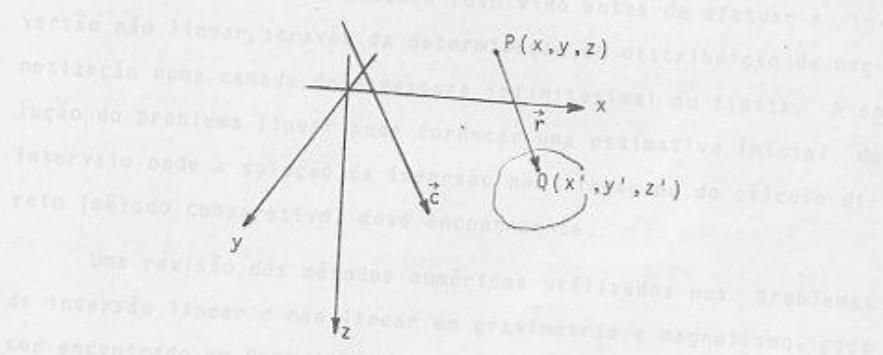


Figura 28

No presente trabalho, aplicou-se o método de Fourier para o cálculo da distribuição de magnetização num caso de antena, onde: $r^2 = (x' - x)^2 + (y' - y)^2 + (z' - z)^2$ distância entre P e Q

$\vec{j}(x', y', z')$ = distribuição de magnetização do corpo.

Se \hat{c} é a direção do campo geomagnético normal não perturbado, então ΔT_c é a intensidade total da anomalia medida nesta direção.

Reescrevendo a expressão de ΔT_c de forma mais compacta e assumindo uma distribuição de magnetização na direção constante \vec{j} temos:

$$\Delta T_c(x, y, z) = \int \int \int J(x', y', z') N(r, \vec{c}, \vec{j}) dx' dy' dz'$$

no domínio de frequência, é uma transformada da distribuição obtida

em cada ponto do espaço o elemento de volume do corpo de integração.

N é o núcleo da equação integral que depende de r , \vec{c} e \vec{j} .

Se especificamos a distribuição de magnetização $J(x', y', z')$ e queremos obter os parâmetros do modelo, temos um problema não linear pois estes aparecem no núcleo da equação integral.

Quando a forma do corpo é fixada e desejamos obter a distribuição de magnetização $J(x', y', z')$ temos um problema linear.

Este problema é comumente resolvido antes de efetuar a inversão não linear, através da determinação da distribuição de magnetização numa camada de espessura infinitesimal ou finita. A solução do problema linear pode fornecer uma estimativa inicial do intervalo onde a solução da inversão não linear ou do cálculo direto (método comparativo) deve encontrar-se.

Uma revisão dos métodos numéricos utilizados nos problemas de inversão linear e não linear em gravimetria e magnetismo, pode ser encontrado em Bott (1973).

No presente trabalho, aplicou-se o método de Fourier para o cálculo da distribuição de magnetização numa camada de espessura finita $\Delta Z = Z_2 - Z_1$.

O método foi utilizado por Kanasevich e Agarwal (1970) para interpretar a correlação entre distribuição de magnetização e densidade a partir dos mapas de anomalias magnéticas e gravimétricas.

No Apêndice C, é apresentada a dedução matemática do método,

que consiste em efetuar a análise de Fourier do campo de anomalias, utilizar o resultado do teorema da camada equivalente e obter a distribuição de magnetização na camada de espessura finita no domínio de frequência. A anti-transformada da distribuição obtida fornece a distribuição de magnetização no domínio espacial, em cada ponto da malha onde dispomos do valor do campo de anomalias medido.

A camada infinita no plano x, y e de espessura $Z_2 - Z_1$ utilizada, simula a crosta magnetizada na região em que dispomos do campo de anomalias. Assume-se que a magnetização não varia com a profundidade, mas somente nas direções x e y .

O topo da camada foi fixado em 1,2 km abaixo do plano de medidas e variou-se a profundidade Z_2 da camada. A direção de magnetização já foi assumida igual à do campo geomagnético local ($I = -17^\circ$ e $D = -17.5^\circ$). A transformada de Fourier do campo de anomalias foi efetuada utilizando o programa de cálculo da FFT proposto por Singleton (1969).

O programa computacional (subrotina MAGIN) utilizado no cálculo da distribuição de magnetização, encontra-se no Apêndice D.

Foram calculadas a distribuição de magnetização para profundidades Z_2 que variaram de 10 a 40 km.

Neste caso em que assumimos toda magnetização do corpo devida à magnetização induzida, obtemos diretamente o valor da distribuição de suscetibilidade magnética, uma vez que a intensidade medida do campo geomagnético indutor é conhecida (24300 nT).

Portanto, basta dividir o valor da magnetização pela intensidade do campo para obter o valor da suscetibilidade em cada ponto.

Os resultados que forneceram valores aceitáveis para a distribuição de suscetibilidade foram aqueles para $Z_2 > 20$ km.

Nas Figuras 29a e b são mostrados os resultados para $Z_2 = 20$ km e $Z_2 = 30$ km.

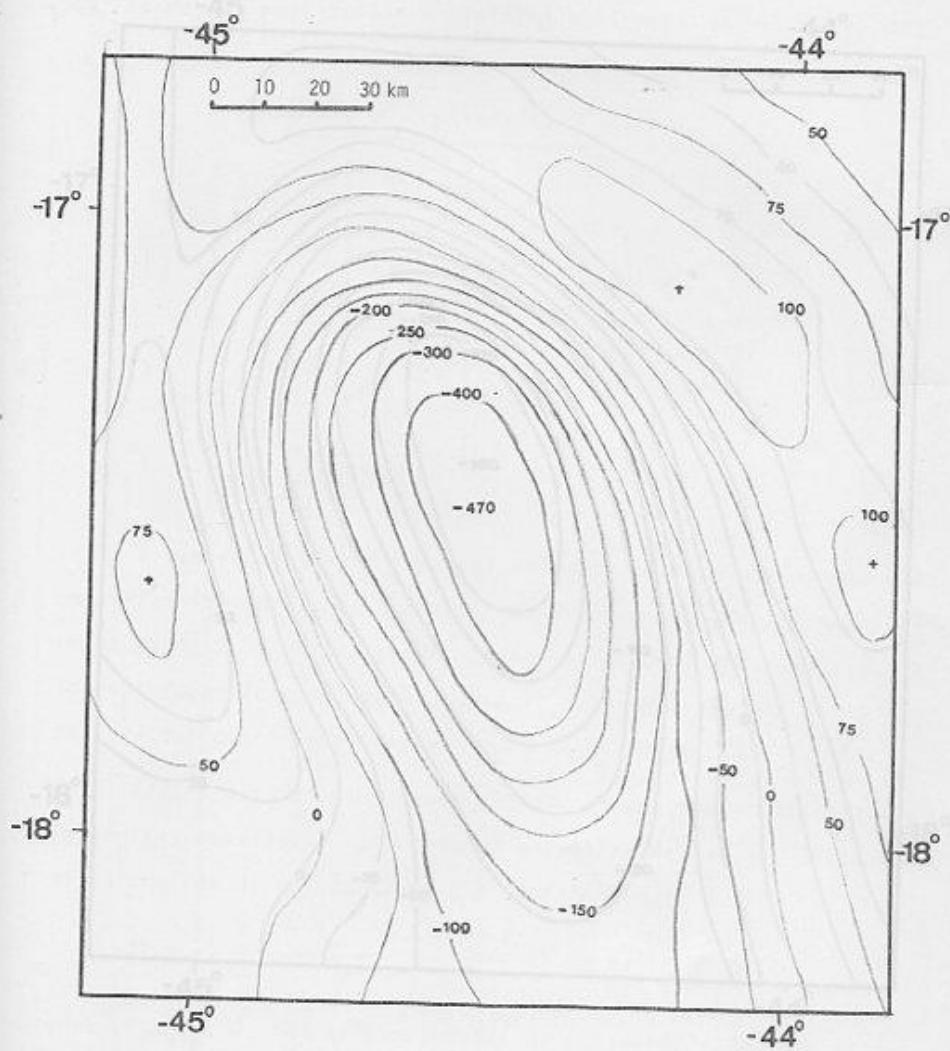
Observa-se pelos resultados que há uma variação muito rápida na magnetização das rochas em direção ao centro da região onde encontra-se o corpo anômalo, a fim de que a camada magnetizada equivalente, forneça o campo de anomalias observado. Esta variação é mais acentuada quanto menos espessa a camada. Geologicamente não devemos esperar uma grande variação de suscetibilidade das rochas numa região limitada. Portanto, estes resultados nos mostram que, se considerarmos a magnetização e a parte superior do corpo constantes, o que deve variar é a topografia do fundo do corpo.

Deve-se observar também que o cálculo da distribuição de magnetização na camada equivalente tem implícita a redução ao polo, que delimita a área, no plano horizontal, ocupada pelo corpo anômalo.

Para a camada com $Z_2 = 20$ km, o valor máximo de suscetibilidade magnética é -0,02 uem e com $Z_2 = 30$ km o valor é -0,015 uem. Para o cálculo direto do modelo do corpo anômalo, serão utilizados como intervalos aceitáveis para a profundidade e magnetização os valores acima obtidos.

b.3) Cálculo direto do campo de anomalias magnéticas para modelos de corpos tridimensionais de forma qualquer

O método numérico utilizado para o cálculo do campo magnético devido a corpos tridimensionais de forma qualquer utilizado baseia-se em Talwani (1965). O método consiste em representar o corpo por contornos que posteriormente são aproximados por uma super-



(a)

Figura 29. Distribuição de magnetização para a camada com $Z_2=20$ km.
Isovalores em nT.

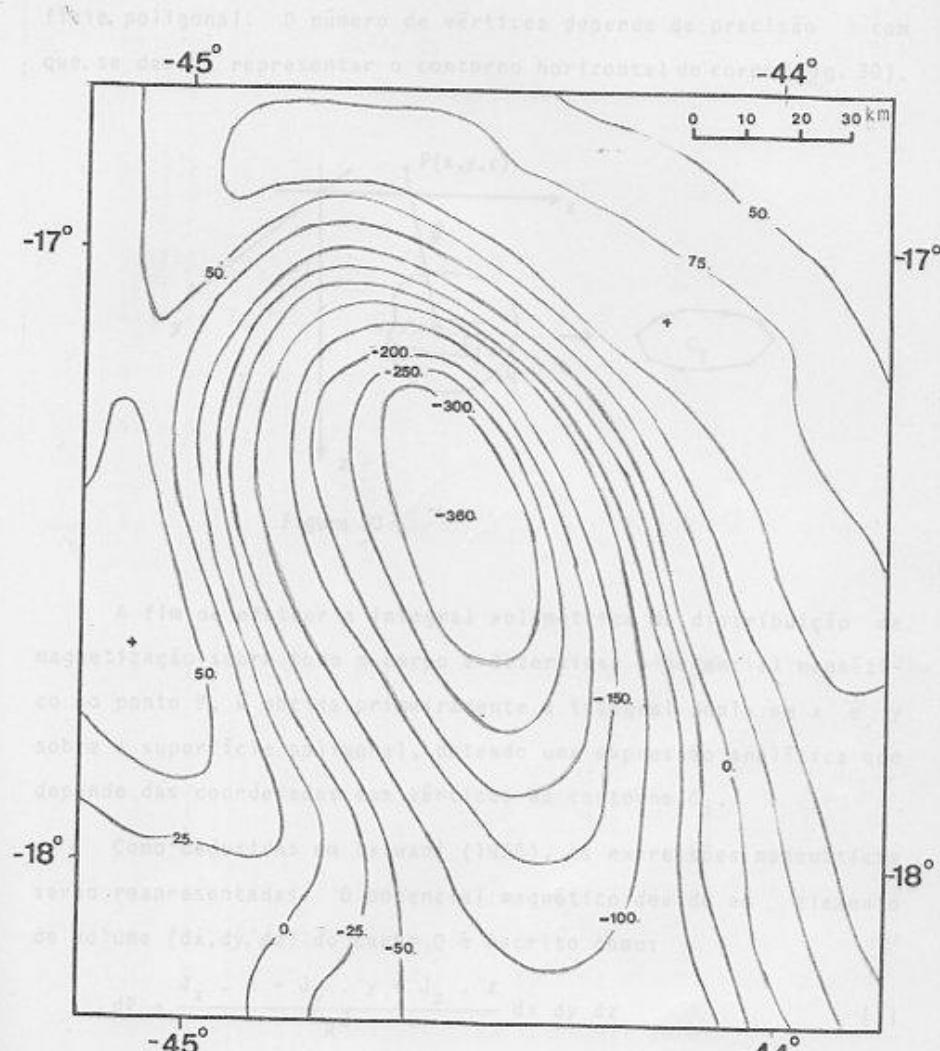


Figura 29. Distribuição de magnetização na camada com $Z_2=30$ km.
(b) Isovalores em nT.

ficie poligonal. O número de vértices depende da precisão com que se deseja representar o contorno horizontal do corpo (Fig. 30).

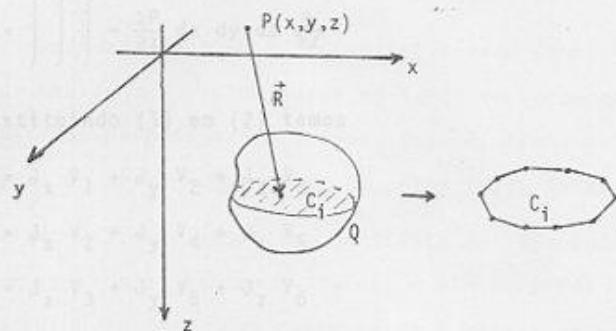


Figura 30

A fim de efetuar a integral volumétrica da distribuição de magnetização sobre todo o corpo e determinar o potencial magnético no ponto P , é obtida primeiramente a integral dupla em x e y sobre a superfície poligonal, obtendo uma expressão analítica que depende das coordenadas dos vértices do contorno C_i .

Como deduzidas em Talwani (1965), as expressões matemáticas serão reapresentadas. O potencial magnético devido ao elemento de volume (dx, dy, dz) do corpo Q é escrito como:

$$dP = \frac{J_x \cdot x + J_y \cdot y + J_z \cdot z}{R^3} dx dy dz \quad (1)$$

onde J_x, J_y, J_z são as componentes da intensidade de magnetização J , suposta uniforme. A Figura 30 mostra o vetor \vec{R} .

As três componentes do campo magnético gerado pelo corpo são:

$$\Delta X = \iiint \frac{-\partial P}{\partial x} dx dy dz \quad \Delta Y = \iiint \frac{-\partial P}{\partial y} dx dy dz \quad \Delta Z = \iiint \frac{-\partial P}{\partial z} dx dy dz$$

$$\Delta Y = \iiint -\frac{\partial P}{\partial y} dx dy dz \quad (2)$$

Na prática, o valor desse cálculo melhor se ajustou ao

chamado de ΔY , que é o resultado mostrado na Figura 31.

$$\Delta Z = \iiint -\frac{\partial P}{\partial z} dx dy dz \frac{\partial}{\partial z} \quad (3)$$

O resultado desse cálculo é a anomalia da fundo do corpo entre os eixos

Substituindo (1) em (2) temos

$$\Delta X = J_x V_1 + J_y V_2 + J_z V_3 \quad (4)$$

$$\Delta Y = J_x V_2 + J_y V_4 + J_z V_5 \quad (5)$$

$$\Delta Z = J_x V_3 + J_y V_5 + J_z V_6 \quad (6)$$

Também é interessante observar que a anomalia é mínima (-347 nT) quando

$$\text{onde } V_1 = \iiint \frac{3x^2 - R^2}{R^5} dx dy dz \quad V_4 = \iiint \frac{3y^2 - R^2}{R^5} dx dy dz$$

é mostrado na Figura 31. É uma simples e regular forma

$$V_2 = \iiint \frac{3xy}{R^5} dx dy dz \quad V_5 = \iiint \frac{3yz}{R^5} dx dy dz$$

também é mostrado na Figura 31. É uma simples e regular forma

$$V_3 = \iiint \frac{3y^2 - R^2}{R^5} dx dy dz \quad V_6 = \iiint \frac{3z^2 - R^2}{R^5} dx dy dz$$

assimilada ao resultado obtido para o caso de um cilindro.

Assim, temos seis integrais que representam a integral su-

perficial para cada contorno C_i . Portanto temos $S_j(C_i)$ $j = 1, 2, \dots, 6$

e $i = 1, \dots, N_z$ onde N_z é o número de secções horizontais do corpo.

Cada função S_j é integrada em z , numericamente, dando origem a seis quantidades V_j , necessárias ao cálculo da componente total da anomalia como é mostrado em (3).

O método numérico utilizado para efetuar a integral nas direções z é o método das parábolas de Simpson.

O programa computacional para o cálculo das anomalias magnéticas utilizado foi elaborado e cedido pelo Instituto de Geologia

e Geofísica da Universidade de Nápoles-Itália.

Um corpo modelo cujo campo calculado melhor se ajustou ao campo da anomalia observada é mostrado na Figura 31.

A profundidade do topo do corpo foi tomada como 1 km abaixo do plano de medida e a profundidade do fundo do corpo entre os limites fornecidos pela inversão linear, isto é, tomou-se o valor 26 km tal que a espessura vertical do corpo fosse 25 km.

A suscetibilidade magnética constante foi ajustada a fim de fornecer as amplitudes máxima (+273 nT) e mínima (-747 nT). O valor obtido foi 0,008 uem, que corresponde à metade do valor de pi obtido para a camada equivalente de $Z_2 = 30$ km.

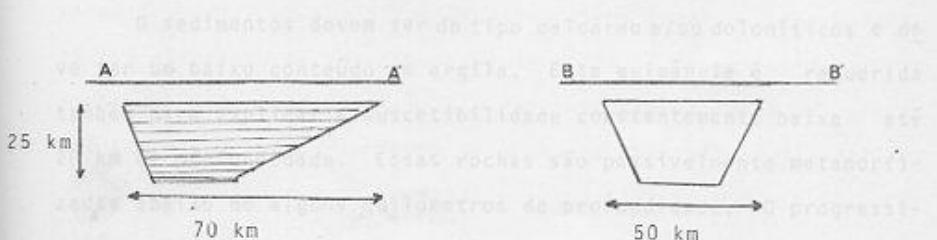
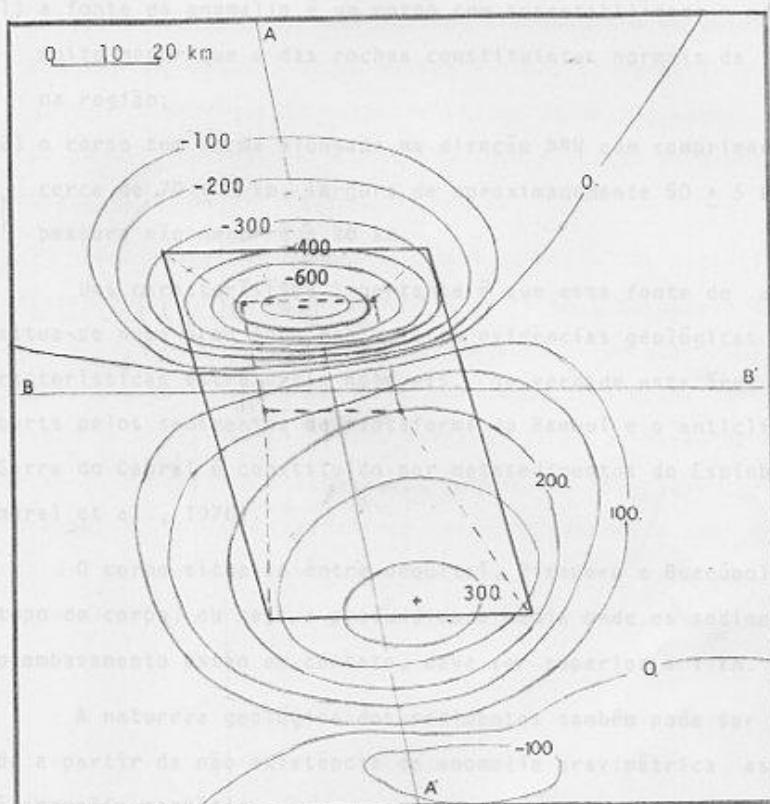
A direção do campo indutor foi $I = -17^\circ$ e $D = -17.5^\circ$ e intensidade média de 24300 nT.

A configuração geométrica aproximada do fundo do corpo também é mostrada na Figura 31. A forma simples e regular do modelo assumido não permitiu que o campo fosse melhor ajustado, principalmente na parte negativa, onde o campo apresenta um gradiente superior ao do observado.

Portanto, dentro da geometria assumida para o corpo podemos estabelecer os seguintes limites: para profundidade do fundo do corpo $Z_2 = 20$ km, $\Delta X = -0,01$ uem e para profundidades superiores, o valor do contraste de suscetibilidade diminui em valor absoluto ($Z_2 = 25$ km, $\Delta X = -0,008$ uem; $Z_2 = 30$ km; $\Delta X = -0,007$ uem).

Se a profundidade do topo do corpo exceder à assumida na inversão linear e no cálculo direto, então deve haver um aumento nos valores acima estabelecidos para justificar a anomalia medida, pois ocorre neste caso, um afastamento do corpo do plano de medidas.

A interpretação efectuada permitiu-nos, estabelecer as seguintes conclusões:



Número de secções horizontais = 10

No caso das rochas comuns a magnetita ou ilmenita, portanto, os dados magnéticos eletrométricos exigem que as rochas levadas até essa profundidade sejam essencialmente de composição calcária ou dolomítica.

Figura 31

A interpretação efetuada permite portanto, estabelecer as seguintes conclusões:

- 1) a fonte da anomalia é um corpo com suscetibilidade magnética muito menor que a das rochas constituintes normais da crosta na região;
- 2) o corpo tem forma alongada na direção NNE com comprimento de cerca de 70 ± 5 km, largura de aproximadamente 50 ± 5 km e espessura não menor que 20 km.

Uma característica importante é que essa fonte de anomalia situa-se numa área onde não existem evidências geológicas de características estruturais notáveis. Na verdade esta área é recoberta pelos sedimentos da Plataforma do Bambuí e o anticlinal da Serra do Cabral é constituído por metasedimentos do Espinhaço (Amaral et al., 1976).

O corpo situa-se entre Jequitai, Pirapora e Buenópolis. O topo do corpo, ou seja, a profundidade média onde os sedimentos e o embasamento estão em contato, deve ser superior a 1 km.

A natureza geológica dos sedimentos também pode ser inferida a partir da não existência de anomalia gravimétrica associada à anomalia magnética.

O sedimentos devem ser do tipo calcáreo e/ou dolomíticos e deve ter um baixo conteúdo em argila. Esta exigência é requerida também para explicar a suscetibilidade constantemente baixa até 20 km de profundidade. Essas rochas são possivelmente metamorfitizadas abaixo de alguns quilômetros de profundidade. O progressivo metamorfismo das rochas argilosas produziriam a liberação do Fe contido nessas rochas com formação de magnetita ou hematita. Portanto, os dados magnéticos e gravimétricos exigem que as rochas levadas até esta profundidade sejam essencialmente de composição calcária ou dolomítica.

CONCLUSÕES

Os resultados apresentados no tratamento e na interpretação dos dados aeromagnéticos do presente trabalho permitiram levantar alguns problemas gerais característicos do método magnético, bem como particularidades associadas à interpretação de dados obtidos em regiões de baixa latitude magnética.

Na etapa de separação do campo de anomalias magnéticas, verificou-se que existe uma anomalia de longo comprimento de onda (> 500 km) que pode conter uma componente de origem primária e superposta a esta, uma anomalia de origem crustal associada com a variação da espessura da camada magnetizada ou variação de magnetização da crosta. A separação da componente de origem crustal poderá ser feita e posteriormente interpretada, desde que disponhamos de um modelo de campo geomagnético que modele melhor a componente de origem primária, ou então, estendendo o levantamento aeromagnético nas áreas contíguas.

A maioria dos trabalhos em interpretação magnética disponível na literatura, utiliza dados medidos em regiões de alta latitude magnética e no hemisfério norte, onde os padrões de anomalias magnéticas diferem muito dos encontrados no Brasil. Esta diferença foi observada na interpretação da anomalia magnética da Serra do Cabral, pois a localização e a determinação da forma do corpo diretamente a partir da forma da anomalia observada é difícil, devido à predominância da componente horizontal do campo nesta região.

Portanto, o método de redução ao polo é de grande auxílio nos trabalhos de interpretação dos dados magnéticos em regiões de baixa latitude magnética.

A solução do problema linear é uma das formas de se iniciar o processo de inversão dos dados, estabelecendo alguns vínculos iniciais tanto para a solução do problema inverso não linear, como para o método de cálculo direto (utilizado neste trabalho).

Além disso, a determinação da distribuição de magnetização na camada equivalente tem implícito também a redução ao polo, o que torna o método bastante útil.

O modelamento do corpo causador da anomalia da Serra do Cabral foi efetuado utilizando modelos de corpos tridimensionais pois a aproximação bidimensional, normalmente utilizada em interpretação magnética, não é adequada neste caso.

Obviamente, somente o método magnético não fornece uma solução unívoca para o modelo litológico da fonte. É necessário que disponhamos de informações geofísicas independentes que permitam modelar as condições estruturais da crosta superior nesta região, e relacioná-las com a existência de uma parte da crosta preenchida por rochas não magnetizadas, como deduzida a partir da interpretação da anomalia da Serra do Cabral.

A interpretação proposta admite que os sedimentos devem alcançar profundidade superior a 20 km. As únicas regiões sobre a crosta terrestre onde ocorrem processos em que sedimentos são levados a esta profundidade, são as zonas de encontro de placas (oceânica e continental ou continental e continental).

Portanto, este resultado mostra que processos tectônicos semelhantes possam ter ocorrido em períodos anteriores à estabilização da crosta e à disposição dos sedimentos nesta região.

Foram observadas em outras regiões de Escudos pré-Cambrianos, como no Escudo Canadense, anomalias semelhantes à da Serra

do Cabral associadas à regiões na crosta preenchidas por sedimentos (Morley e MacLaren, 1967).

Por fim, o alto valor de suscetibilidade magnética assumido para a crosta magnetizada, a fim de reproduzir o campo magnético medido, mostra que provavelmente as rochas da crosta média e inferior nesta região têm suscetibilidade magnética mais elevada que a das rochas cristalinas superficiais do Escudo Brasileiro, cujas medidas foram efetuadas por Padilha, A.L. (Tabela 5).

O mesmo resultado foi obtido na interpretação das anomalias magnéticas de origem crustal profunda no Escudo Ucraniano e Canadense.

desde que o limite existe $\|f(x)\|^2$ é definida como a potência instantânea de $f(x)$.

A energia total $E(x)$, desde que a integral converge é:

$$\int_{-\infty}^{\infty} |f(x)|^2 dx$$

Antes de definirmos potências em termos do espectro da função $f(x)$ é necessário rever algumas definições e propriedades da análise de Fourier.

Análise de Fourier

Uma função $f(x)$, desde que satisfaça as condições de Dirichlet (Fath, 1974, pg. 207) e tenha período fundamental L , pode ser representada em uma série trigonométrica (série de Fourier).

$$f(x) = A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} (A_n \cos 2\pi nx + B_n \sin 2\pi nx)$$

APÊNDICE A

As definições e propriedades apresentadas neste Apêndice são encontradas e discutidas detalhadamente em Bôth (1974) e referências.

Espectro de Potência

Definição

A potência média de uma função qualquer $f(x)$ é definida como:

$$\lim_{X \rightarrow \infty} \frac{1}{X} \int_{-X/2}^{X/2} |f(x)|^2 dx$$

desde que o limite exista $|f(x)|^2$ é definida como a potência instantânea de $f(x)$.

A energia total $f(x)$, desde que a integral converja é:

$$\text{onde } \int_{-\infty}^{\infty} |f(x)|^2 dx$$

Antes de definir a potência em termos do espectro da função $f(x)$ é necessário rever algumas definições e propriedades da análise de Fourier.

Análise de Fourier

Uma função $f(x)$, desde que satisfaça as condições de Dirichlet (Bôth, 1974, pg. 26) e tenha período fundamental L pode ser representada em uma série trigonométrica (série de Fourier)

$$f(x) = A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} (A_n \cos \frac{2\pi n x}{L} + B_n \sin \frac{2\pi n x}{L}) \quad (1)$$

onde A_n e B_n são constantes e são denominadas coeficientes de Fourier. Estes podem ser determinados usando as condições de ortogonalidade das funções seno e cosseno sobre o período L :

$$A_0 = \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} f(x) dx \quad \text{e} \quad A_n = \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} f(x) \cos \frac{2\pi n x}{L} dx \quad (1)$$

$$B_n = \frac{2}{L} \int_{-L/2}^{L/2} f(x) \sin \frac{2\pi n x}{L} dx \quad (2)$$

Partindo da expressão (1), substituída pelas expressões (2) e fazendo $L \rightarrow \infty$, obtemos a expressão para a transformada de Fourier ou o espectro de Fourier da função $f(x)$.

Onde se pode observar que as relações de análise de Fourier na forma $F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \exp(-i\omega x) dx$ contém tanto o caso contínuo como o caso discreto, quando se considera a Fourier discreta em Complexo, isto é:

$$F(\omega) = A(\omega) + i B(\omega)$$

onde $A(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \cos \omega x dx$ e $B(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \sin \omega x dx$

A antitransformada é definida como:

$$f(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) \exp(i\omega x) d\omega$$

A relação entre a potência da função $f(x)$ e seu espectro $F(\omega)$ pode ser obtida utilizando o teorema de Parseval:

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x) f(x) dx = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \left[\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) \exp(i\omega x) d\omega \right] dx = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) d\omega .$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x) \exp(i\omega x) dx = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) F(-\omega) d\omega = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) \cdot F^*(\omega) d\omega$$

* denota o complexo conjugado pois $F(-\omega) = F^*(\omega)$ se $f(x)$ é real e $F(\omega)F^*(\omega) = |F(\omega)|^2$.

$|F(\omega)|$ é denominado espectro de amplitude Fourier e seu quadrado é definido como potência média instantânea na frequência ω .

Análise de Fourier no caso discreto

Nos problemas práticos em Geofísica, dispomos da função $f(x)$ de medidas na forma discreta e finita.

Devemos então, operar com as relações da análise de Fourier na forma discreta. A passagem do caso contínuo para o caso discreto pode ser encontrada em Bath (1974, pg. 170) e em particular as propriedades da transformada de Fourier discreta em Cooley et al. (1969).

A transformada de Fourier no caso discreto, com os dados $f(x_n)$ equiespaçados é definida como:

$$F(\omega_k) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{N-1} f(x_n) \exp(-i\omega_k x_n) \quad k = 0, 1, 2, \dots$$

onde N = número de dados da função $f(x)$

A frequência de Nyquist, frequência na qual $F(\omega)$ começa a repetir-se é $N/2$ para N par e $(N+1)/2$ para N ímpar.

A definição da transformada de Fourier discreta é limitada impõe automaticamente que os dados da função $f(x_n)$ se repitam cíclicamente fora do intervalo de amostragem, isto é, $f(x_0) = f(x_N)$.

O espectro de densidade de potência no caso discreto é limi

tado é reescrito como:

$$P_k = \frac{|F(\omega_k)|^2}{X} = \frac{1}{X} \left[A_k^2 + B_k^2 \right]$$

onde $K = 1, 2, \dots, \frac{N}{2}$ ou $\frac{N+1}{2}$

$$A_k = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N f(x_n) \cos \omega_k x_n$$

$$B_k = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N f(x_n) \operatorname{sen} \omega_k x_n$$

X = comprimento total da série $f(x_n)$

Existem outros métodos para o cálculo do espectro de potência, que permitem obter uma melhor discriminação das frequências principais do espectro de uma determinada função. Podemos citar o método da máxima entropia cujo princípio é diferente dos métodos de periodograma (utilizado neste trabalho) ou da autocorrelação e sua transformada. O método do periodograma unidimensional utilizado neste trabalho foi suficiente para identificar e estimar a frequência de corte para o filtro.

O programa computacional utilizado para o cálculo da transformada de Fourier unidimensional, para uma série de dados reais, equiespaçados foi elaborado por W. Shukowsky e encontra-se disponível na Biblioteca de Subrotinas do Departamento de Geofísica do IAG-USP.

Filtragem

A utilização das técnicas de filtragem digital é grande em Geofísica (Kullanek, 1976, Båth, 1974).

A técnica de filtragem utilizada no presente trabalho tem o

objetivo de eliminar ou atenuar as altas frequências ("ruídos") presentes no campo das anomalias magnéticas.

Este tipo particular de filtro é denominado filtro passa-baixa. O processo de filtragem matemática é representado no domínio espacial ou temporal pela convolução da função $T(x)$ das medidas pela função filtro $F(x)$:

$$t(x) = F(x) * T(x) = \int_{-\infty}^{\infty} F(x') T(x - x') dx'$$

onde $t(x)$ é a função resultante filtrada.

No caso bidimensional, a convolução pode ser escrita como:

$$t(x,y) = F(x,y) * T(x,y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(x',y') T(x - x', y - y') dx' dy' \quad (3)$$

Aplicando a definição da transformada de Fourier em ambos os lados da relação (3) temos:

$$\begin{aligned} & \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} t(x,y) \exp(i\omega_x x + i\omega_y y) dx dy = \tilde{T}(\omega_x, \omega_y) = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(x',y') T(x - x', y - y') dx' dy' \right] \exp(i\omega_x x + i\omega_y y) dx dy \\ & \text{Fazendo uma mudança de variável: } \begin{cases} x \rightarrow x + x' \\ y \rightarrow y + y' \end{cases} \quad \begin{cases} y', x' = \text{constantes} \\ \omega_x, \omega_y = \text{constantes} \end{cases} \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(x',y') \exp(i\omega_x x' + i\omega_y y') dx' dy' \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} T(x,y) \exp(i\omega_x x + i\omega_y y) dx dy \end{aligned}$$

Se $\tilde{F}(\omega_x, \omega_y)$ e $\tilde{T}(\omega_x, \omega_y)$ são respectivamente as transformadas de Fourier de $F(x,y)$ e $T(x,y)$ temos:

$$\tilde{t}(\omega_x, \omega_y) = \tilde{F}(\omega_x, \omega_y) \cdot \tilde{T}(\omega_x, \omega_y)$$

Portanto, no domínio de frequências a convolução é simplesmente o produto das transformadas de F e T .

Se escolhermos F tal que \tilde{F} tenha espectro limitado, \tilde{t} terá também espectro limitado.

Na construção de filtros passa-baixa, o filtro ideal é aquele definido como:

$$\tilde{F} = 1 \quad \text{para} \quad 0 < |\omega| < \omega_c$$

$$\tilde{F} = 0 \quad \text{para} \quad |\omega| > \omega_c$$

onde ω_c é a frequência de corte (Fig. A.1).

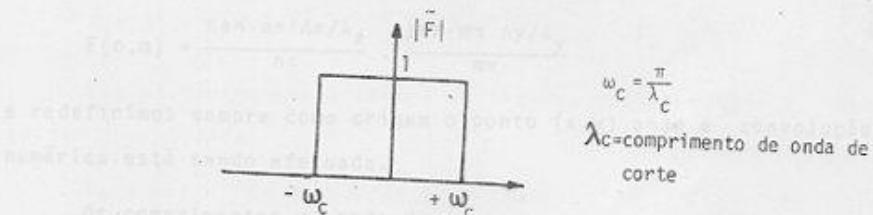


Figura A.1

Se desejamos efetuar a filtragem no domínio espacial ou temporal, é necessário obter $F(x', y')$.

A anti-transformada da função \tilde{F} anteriormente definida é:

$$F(x') = \text{sinc}(x' \omega_c) = \frac{\sin x' \omega_c}{x' \omega_c}$$

No caso bidimensional, onde ω_x e ω_y são respectivamente as frequências de corte nas direções x e y temos:

$$F(x',y') = \text{sinc}(x'\omega_x) \text{sinc}(y'\omega_y)$$

Na prática, as anomalias $T(x,y)$ são disponíveis na forma discreta. Para efetuar a filtragem numérica é necessário que os dados sejam equiespaçados de Δx e Δy nas direções x e y respectivamente.

Tomando a definição (3) da convolução das funções $F(x,y)$ por $T(x,y)$, reescrevendo-a na forma discreta e normalizando-a a fim de que não haja distorção na amplitude da função T_F filtrada temos:

$$T_F(0,0) = \sum_n \sum_m T(n,m) F(n,m)$$

onde $n = -N, \dots, 0, 1, \dots + N$

$m = -M, \dots, 0, 1, \dots + M$

$$F(n,m) = \frac{\text{sen } n\pi \Delta x / \lambda_x}{n\pi} \cdot \frac{\text{sen } m\pi \Delta y / \lambda_y}{m\pi}$$

e redefinimos sempre como origem o ponto (x,y) onde a convolução numérica está sendo efetuada.

Os comprimentos de onda de corte λ_x e λ_y podem ser expressos como:

$$\lambda_x = Q_c \cdot \Delta x \quad \text{e} \quad \lambda_y = P_c \cdot \Delta y$$

Portanto $F(n,m) = \frac{\text{sen } n\pi/Q_c}{n\pi} \cdot \frac{\text{sen } m\pi/P_c}{m\pi}$ (4), que não dependem dos passos Δx e Δy mas somente das razões Q_c e P_c .

Na Figura A.2 é mostrado o comportamento da função $F(x,y)$, na direção x .

Figura A.2

No caso ideal, o filtro deveria ter comprimento infinito. No entanto, para operá-lo numéricamente é necessário que o seu comprimento seja limitado. O comprimento do filtro, na prática, é determinado pelo comprimento de corte.

Quanto maior o comprimento da onda de corte menor é a taxa de decréscimo da amplitude da saída. Isto é, quanto maior é o comprimento do filtro, menor é a distorção da saída. No entanto, um número excessivo maior impõe penalidades.

Figura A.2

Na prática, o cálculo da matriz dos coeficientes deve ser escalonado tal que, na Fig. 1, se aproxima da unidade e não distorce a forma da onda de corte da saída.

Reescrevendo (4) na forma discreta e assumindo a mesma frequência de corte nas duas direções:

$$F(n,m) = \frac{\sin n\pi/Q}{n\pi} \cdot \frac{\sin m\pi/Q}{m\pi} \quad \text{onde } Q = P_c = Q_c$$

$F(n,m)$ são os coeficientes do filtro, que apresenta a seguinte propriedade:

$$F(-n,-m) = F(n,m) = F(-n,m) = F(n,-m)$$

Portanto, basta calcular os coeficientes do octante (1) como mostrado na Figura A.3 e rebatê-los aos demais.

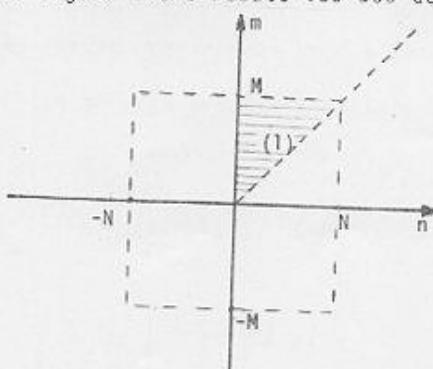


Figura A.3

No caso ideal, o filtro deveria ter comprimento infinito. No entanto, a fim de operá-lo numericamente é necessário que este seja discreto e limitado. O comprimento do filtro, na prática é determinado pelo comprimento de onda de corte.

Quanto maior o comprimento de onda de corte, menor é a taxa de decréscimo dos valores dos coeficientes à medida que nos afastamos do elemento central $F(0,0)$, ou seja, deve-se levar em conta um número cada vez maior de coeficientes.

Na prática o truncamento da matriz dos coeficientes deve ser escolhido tal que $\sum_{n,m} F(n,m)$ se aproxime da unidade e não distorça a resposta espectral (Fig. A.1) da mesma.

A convolução numérica provoca ainda a perda de uma faixa de valores, nas bordas da matriz T a ser filtrada igual à metade do número total de coeficientes do filtro. Portanto, quanto maior o comprimento do filtro, maior é a perda de informação nas bordas da matriz de anomalias.

Onde r é a distância entre P e Q e definida como

$$r = \sqrt{(x' - x)^2 + (y' - y)^2 + (z' - z)^2}$$

Onde (x, y, z) são as coordenadas de P e (x', y', z') de Q .

Se $\delta(x)$ tem direção constante então:

$$\delta(x) = \delta(r)$$

O grada₁(x) = -grad₁(r). Temos então:

$$\delta(x) = -\delta(r) grad_1(r)$$

APÊNDICE BRedução ao polo

Baranov (1957) propôs o método de redução ao polo, como um método auxiliar na interpretação de dados magnéticos, uma vez que a medida que nos afastamos do polo, os padrões de anomalias tornam-se mais difíceis de serem diretamente associados às fontes que os originam.

O método fundamenta-se na relação entre o potencial gravimétrico e magnético, a relação de Poisson.

A dedução seguinte encontra-se em Baranov (1975).

O potencial magnético, num ponto P no espaço, devido a uma distribuição de magnetização $\vec{J}(Q)$ é escrito como:

$$V(P) = \int \int \int \vec{J}(Q) \cdot \overrightarrow{\text{grad}}_Q \left(\frac{1}{r} \right) dV$$

onde r é a distância entre P e Q e definida como

$$\left[(x' - x)^2 + (y' - y)^2 + (z' - z)^2 \right]^{1/2}$$

onde (x, y, z) são as coordenadas de P e (x', y', z') de Q.

Se $\vec{J}(Q)$ tem direção constante então:

$$\vec{J}(Q) = J(Q) \hat{m}$$

$$0 \overrightarrow{\text{grad}}_Q \left(\frac{1}{r} \right) = - \overrightarrow{\text{grad}}_P \left(\frac{1}{r} \right). \quad \text{Temos então:}$$

$$V(P) = - \hat{m} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}_P \int \int \int \frac{J(Q)}{r} dV$$

$\therefore U = \int \int \frac{J(P)}{r}$ tem a forma do potencial gravimétrico, então reescrevemos:

$$V(P) = -\vec{m} \cdot \vec{\text{grad}}_P U(P) = -\frac{dU}{dm} \quad (1)$$

Se \vec{c} é a direção do campo geomagnético não perturbado da Terra, então:

$$T_c = -\vec{c} \cdot \vec{\text{grad}} V(P) = -\frac{dV}{dc} \quad (2)$$

Substituindo (1) em (2) temos:

$$T_c = \frac{d^2 U}{dc dm} \quad (3)$$

No polo, \vec{c} e \vec{m} são verticais então:

$$T_{\text{polo}} = \frac{d^2 U}{dz^2} = T_o$$

Derivando T_{polo} na direção c e m temos:

$$\frac{d^2 T_o}{dc dm} = \frac{d^2}{dc dm} \left[\frac{d^2 U}{dz^2} \right] = \frac{d^2}{dz^2} \left[\frac{d^2 U}{dc dm} \right] = \frac{d^2}{dz^2} T_c$$

Portanto, $T_o = \int \int \frac{d^2}{dz^2} T_c dc dm$ (4) é o campo reduzido ao polo que pode ser obtido a partir de T_c medido em qualquer latitude.

Para efetuar analiticamente as integrais nas direções c e m de (4) é necessário obter uma representação matemática de $\frac{d^2 T_c}{dz^2}$.

O método utilizado neste trabalho é aquele proposto por Baranov (1975). Bhattacharyya (1965) e Kamasewich e Agarwal (1970) propuseram um método mais rápido e flexível que consis-

te em efetuar a redução ao polo do campo das anomalias no domínio de frequência, utilizando as facilidades da FFT (Fast Fourier Transform).

Baranov parte da representação do campo T_c para regiões externas às massas magnetizadas (solução da equação de Laplace em coordenadas cartesianas) como:

$$T_c(x, y, z) = \frac{1}{4\pi^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \tilde{T}(k_x, k_y) \exp \left[-zk_z - i(xk_x + yk_y) \right] dk_x dk_y$$

onde $\tilde{T}(k_x, k_y)$ = transformada de Fourier do campo no plano de medida, aqui assumido em $z = 0$.

Então $\frac{d^2 T_c}{dz^2}$ pode ser escrito como:

$$\frac{d^2 T_c}{dz^2} = k_z^2 T_c(x, y, z) \quad \text{onde } k_z = (k_x^2 + k_y^2)^{1/2}$$

Para integrar a expressão acima nas direções \vec{c} e \vec{m} consideremos o seguinte sistema de coordenadas:

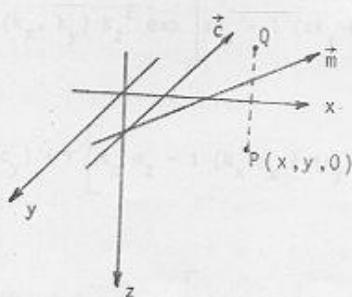


Figura 13.1

A Figura (B.1) mostra a situação normalmente encontrada no hemisfério sul magnético. A integral deve ser efetuada de tal forma que não ultrapassem as regiões contendo massas magnetizadas.

Tomando um ponto Q qualquer sobre o plano definido pelos versores \vec{c} e \vec{m}

$$x_Q = x + c_x u + m_x v$$

$$y_Q = y + c_y u + m_y v$$

$$z_Q = z + c_z u + m_z v$$

onde (c_x, c_y, c_z) são os cosenos diretores de \vec{c} e (m_x, m_y, m_z) de \vec{m} ; (u, v) são as variáveis mudas de integração nas direções x e y respectivamente.

$$T_0 = \int \int T^u(Q) dc dm$$

$$T^u(Q) = \frac{1}{4\pi^2} \int \int \tilde{T}(k_x, k_y) \exp \left[z_Q k_z - i(x_Q k_x + y_Q k_y) \right] k_z^2 dk_x dk_y$$

$$T_0 = \frac{1}{4\pi^2} \int \int \tilde{T}(k_x, k_y) k_z^2 \exp \left[zk_z - i(xk_x + yk_y) \right] \int_0^\infty \int_0^\infty \exp \left\{ u \left[k_z c_z - \right. \right.$$

$$\left. \left. - i(k_x c_x + k_y c_y) + v \left[k_z m_z - i(k_x m_x + ik_y m_y) \right] \right\} du dv$$

$$T_0 = \frac{1}{4\pi^2} \int \int \tilde{T}(k_x, k_y) k_z^2 \exp \left[zk_z - i(xk_x + yk_y) \right] \cdot A^{-1} dk_x dk_y$$

$$\text{onde } A = \begin{bmatrix} -c_z k_z + i(c_x k_x + c_y k_y) \\ -m_z k_z + i(m_x k_x + m_y k_y) \end{bmatrix}$$

Se a redução for efetuada no plano $z = 0$ temos

$$T_0 = \frac{1}{4\pi^2} \int \int \tilde{T}(k_x, k_y) k_z^2 \exp \left[-i(rk_x + nk_y) \right] A^{-1} dk_x dk_y \quad (5)$$

onde A é a área do domínio de integração.

A diferença entre os métodos de Bhattacharyya (1965), Kanashevich e Agarwal (1970) e o proposto por Baranov ocorre a partir deste ponto.

Baranov representa a função discreta $T(x, y)$ através das funções de amostragem e obtém a sua transformada de Fourier $\tilde{T}(k_x, k_y)$ também na forma discreta. A expressão (5) é reescrita como:

$$T_{\text{polo}}(0,0) = \sum_r \sum_n T(r, n) \frac{1}{4\pi^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp \left[i(rk_x + nk_y) \right] k_z^2 A^{-1} dk_x dk_y \quad (6)$$

onde Δx e Δy são iguais à unidade e a origem é redefinida no ponto onde a redução está sendo efetuada. Reescrevemos (6) como:

$$T_0 = \sum_r \sum_n T(r, n) C(r, n) \quad (7)$$

$$r = -R, \dots, 0, 1, \dots, R \quad n = -N, \dots, 0, 1, \dots, N$$

onde $C(r, n)$ são os coeficientes de redução ao polo obtidos analiticamente através da integral em dk_x e dk_y na expressão (6) pois estes dependem de \tilde{C} e \tilde{M} , contidos em A . No texto de Baranov (1975) encontra-se resolvida a integral.

O método proposto por Baranov é na realidade, a convolução entre a função T das anomalias e C de redução ao polo.

Kanashevich e Agarwal (1970) operam, no caso discreto, com a transformada discreta de Fourier do campo medido $T(x, y)$.

A transformada $\tilde{T}(k_x, k_y)$ é facilmente obtida utilizando a FFT proposta por Cooley e Tukey (1968). A redução ao polo, que



no domínio espacial é a convolução da função $T(x, y)$ pela função $C(x', y')$, é efetuada no domínio por frequências multiplicando $\tilde{T}(k_x, k_y)$ por $k_z^2 A^{-1}$. Para obter o campo transformado no domínio espacial, tomamos a anti-transformada de Fourier do campo reduzido ao polo no domínio espectral.

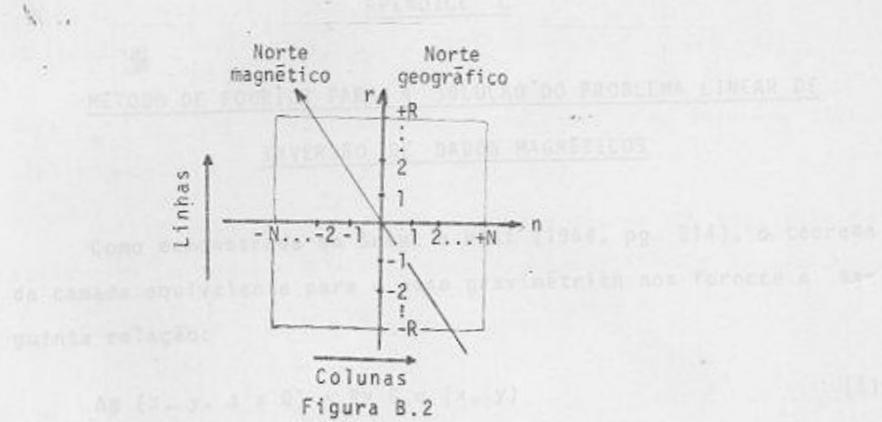
A comparação e a discussão mais detalhadas das duas técnicas acima mencionadas aplicadas em regiões de baixa latitude magnética serão apresentadas em Moreira et al. (em prep.).

A aplicação da técnica numérica de redução ao polo proposta por Baranov apresenta algumas características que devem ser observadas.

As dimensões da matriz $C(r, n)$ dos coeficientes de redução ao polo é determinada pela inclinação e declinação dos vetores campo geomagnético indutor e magnetização.

A inclinação determina o número de linhas da matriz. Quanto mais horizontal a direção do campo indutor ou da magnetização, mais lenta a taxa de diminuição do peso dos coeficientes à medida que nos afastamos do centro da matriz. Portanto, para inclinações baixas é necessário que levemos em conta um número maior de coeficientes na direção norte-sul (número de linhas) para que a redução ao polo seja completamente efetuada.

O número de colunas é determinado pela declinação do vetor campo indutor e vetor magnetização. Para o caso em que o norte magnético coincide com o norte geográfico, a matriz tem simetria em torno da coluna central e o peso dos coeficientes decresce monotonicamente à medida que nos afastamos desta. Se a declinação for diferente de zero, o decréscimo dos valores dos coeficientes-colunas torna-se mais lento na direção do norte geomagnético (ver Figura B.2) e precisamos considerar portanto um número maior de



onde $\sigma(x, y)$ é a perturbação superficial de densidade. No caso de exposição infinitesimal, $\sigma = 0$, como mostrado na Figura C.1.

colunas a fim de não desprezarmos coeficientes ainda significativos.

Outro problema, que faz com que a técnica proposta por Baranov seja preferida por outros que utilizam a FFT é o tempo computacional exigido no cálculo dos coeficientes bem como no produto da matriz dados pela matriz de coeficientes (equação (7)). No computador B-6700, o tempo de cálculo de cada coeficiente é de aproximadamente 3 segundos e o produto (7) para uma matriz de coeficientes de dimensões 59×11 é de 0.1 segundo para cada ponto da matriz de dados a serem reduzidos ao polo.

A solução da equação de Laplace no ∞ -D em coordenadas cartesianas no caso gravimétrico, válida no caso em que desprezamos a curvatura da Terra e consideramos ϕ somente como a componente vertical do gradiente, é escrita em termos de série de Fourier dupla (Gibbs, 1959).

APÊNDICE C

MÉTODO DE FOURIER PARA A SOLUÇÃO DO PROBLEMA LINEAR DE
INVERSAÇÃO DE DADOS MAGNÉTICOS

Como demonstrado em Grant e West (1964, pg. 214), o teorema da camada equivalente para o caso gravimétrico nos fornece a seguinte relação:

$$\Delta g(x, y, z = 0) = 2\pi G \sigma(x, y) \quad (1)$$

onde $\sigma(x, y)$ é a distribuição superficial de densidade na camada de espessura infinitesimal em $z = 0$, como mostrado na Figura C.1.

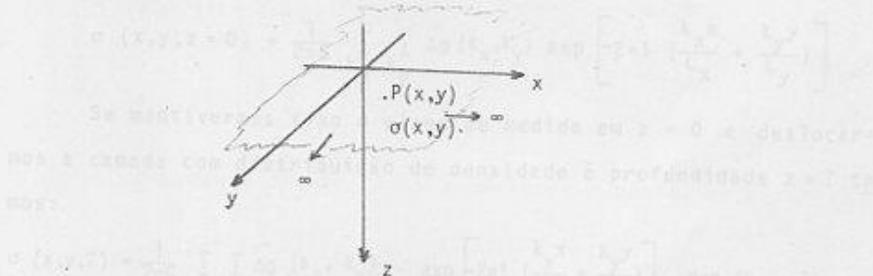


Figura C.1

Razão da distribuição de densidade numa camada finita de espessura.

Δg é a atração exercida pela distribuição $\sigma(x, y)$ num ponto $P(x, y)$ sobre o plano.

A solução da equação de Laplace $\nabla^2 \Delta g = 0$ em coordenadas cartesianas no caso gravimétrico, válida no caso em que desprezamos a curvatura da Terra e consideramos Δg somente como a componente vertical do grad U, é escrita em termos da série de Fourier dupla (Tsuboi, 1959).

$$\Delta g(x, y, z) = \sum_{k_x=0}^{N_x-1} \sum_{k_y=0}^{N_y-1} \tilde{\Delta g}(k_x, k_y) \cdot \exp \left[-2\pi i \left(\frac{k_x x}{L_x} + \frac{k_y y}{L_y} \right) \right] \cdot \exp [zk_z] \quad (2)$$

onde L_x e L_y são respectivamente o comprimento da área nas direções x e y e $k_z = 2\pi \left[(k_x/L_x)^2 + (k_y/L_y)^2 \right]^{1/2}$.

A expressão (2) foi obtida usando o método de separação de variáveis. A solução é válida para regiões $z \leq 0$ da Figura C.1.

No plano $z = 0$, (2) é escrita como:

$$\Delta g(x, y, z=0) = \sum_{k_x} \sum_{k_y} \tilde{\Delta g}(k_x, k_y) \cdot \exp \left[-2\pi i \left(\frac{k_x x}{L_x} + \frac{k_y y}{L_y} \right) \right]$$

$\tilde{\Delta g}$ = coeficientes de Fourier do campo $\Delta g(x, y, z = 0)$.

Portanto, pela relação (1) temos que:

$$\sigma(x, y, z=0) = \frac{1}{2\pi G} \sum_{k_x} \sum_{k_y} \tilde{\Delta g}(k_x, k_y) \exp \left[-2\pi i \left(\frac{k_x x}{L_x} + \frac{k_y y}{L_y} \right) \right]$$

Se mantivermos fixo o plano de medida em $z = 0$ e deslocarmos a camada com distribuição de densidade à profundidade $z = Z$ temos:

$$\sigma(x, y, Z) = \frac{1}{2\pi G} \sum_{k_x} \sum_{k_y} \tilde{\Delta g}(k_x, k_y) \cdot \exp \left[-2\pi i \left(\frac{k_x x}{L_x} + \frac{k_y y}{L_y} \right) \right] \cdot \exp (k_z \cdot Z)$$

Para uma distribuição de densidade numa camada finita de espessura $\Delta Z = Z_2 - Z_1$ onde $Z_2 > Z_1$ temos:

$$\rho(x, y) = \frac{1}{2\pi G} \sum_{k_x} \sum_{k_y} \tilde{\Delta g}(k_x, k_y) \cdot \exp \left[-2\pi i \left(\frac{k_x x}{L_x} + \frac{k_y y}{L_y} \right) \right] \cdot k_z \left[\exp (-k_z Z_1) - \exp (-k_z Z_2) \right] \quad (3)$$

$\rho(x, y)$ é a distribuição volumétrica de densidade que independe de z .

Para obter a expressão para a distribuição de magnetização na camada de espessura $\Delta z = z_2 - z_1$, utilizamos a relação de Poisson entre o potencial magnético e gravimétrico, já utilizado no Apêndice B.

$$V(x, y, z) = \frac{\vec{J}(x', y', z')}{G\rho(x', y', z')} \cdot \vec{\nabla}_P U \quad (4)$$

(x', y', z') são as coordenadas de um ponto no interior da camada e (x, y, z) as coordenadas do ponto 0 acima da camada magnetizada.

O potencial gravimétrico é obtido fazendo:

$$U = \int_z^{\infty} \Delta g dz = \sum_{k_x} \sum_{k_y} \frac{\Delta g(k_x, k_y)}{k_z} \exp \left[-2\pi i \left(\frac{k_x x}{L_x} + \frac{k_y y}{L_y} \right) \right] \exp(k_z z)$$

Supondo que $\vec{j} = J\vec{j}$ reescrevemos (4) como:

$$V(x, y, z) = \frac{\vec{J}(x', y')}{G\rho(x', y')} \cdot \vec{j} \cdot \vec{\nabla}_P U$$

$$V(x, y, z) = \vec{j} \cdot \vec{\nabla}_P \left[\frac{\vec{J}(x', y')}{G\rho(x', y')} U \right]$$

A componente ΔT_c do campo anômalo $\vec{\Delta T}$ é obtido fazendo:

$$\Delta T_c(x, y, z) = -\vec{c} \cdot \vec{\nabla}_P V$$

$$\Delta T_c(x, y, z) = -\vec{c} \cdot \vec{\nabla}_P \left[\vec{j} \cdot \vec{\nabla}_P \left(\frac{\vec{J}(x', y')}{G\rho(x', y')} U \right) \right] \quad (5)$$

Usando o resultado (3) e $J(x, y)$ em termos da transformada de Fourier, a expressão (5) pode ser escrita como:

$$\Delta T_c(x, y, z) = -2\pi \vec{c} \cdot \vec{\nabla}_P \left\{ \sum_{k_x} \sum_{k_y} \frac{\vec{j}(k_x, k_y)}{k_z^2} A(k_x, k_y) \cdot \right.$$

$$\left. \cdot \exp \left[-2\pi i \left(\frac{k_x x}{L_x} + \frac{k_y y}{L_y} \right) \right] \cdot \exp(k_z \cdot z) \right\} \quad (6)$$

Para obter a expressão para a distribuição de magnetização na camada de espessura $\Delta z = z_2 - z_1$, utilizamos a relação de Poisson entre o potencial magnético e gravimétrico, já utilizado no Apêndice B.

$$V(x, y, z) = \frac{\vec{J}(x', y', z')}{G\rho(x', y', z')} \cdot \vec{\nabla}_P U \quad (4)$$

(x', y', z') são as coordenadas de um ponto no interior da camada e (x, y, z) as coordenadas do ponto 0 acima da camada magnetizada.

O potencial gravimétrico é obtido fazendo:

$$U = \int_z^{\infty} \Delta g dz = \sum_{k_x} \sum_{k_y} \frac{\Delta g(k_x, k_y)}{k_z} \exp \left[-2\pi i \left(\frac{k_x x}{L_x} + \frac{k_y y}{L_y} \right) \right] \exp(k_z z)$$

Supondo que $\vec{j} = J\vec{j}$ reescrevemos (4) como:

$$V(x, y, z) = \frac{\vec{J}(x', y')}{G\rho(x', y')} \cdot \vec{j} \cdot \vec{\nabla}_P U$$

$$V(x, y, z) = \vec{j} \cdot \vec{\nabla}_P \left[\frac{\vec{J}(x', y')}{G\rho(x', y')} U \right]$$

A componente ΔT_c do campo anômalo $\vec{\Delta T}$ é obtido fazendo:

$$\Delta T_c(x, y, z) = -\vec{c} \cdot \vec{\nabla}_P V$$

$$\Delta T_c(x, y, z) = -\vec{c} \cdot \vec{\nabla}_P \left[\vec{j} \cdot \vec{\nabla}_P \left(\frac{\vec{J}(x', y')}{G\rho(x', y')} U \right) \right] \quad (5)$$

Usando o resultado (3) e $J(x, y)$ em termos da transformada de Fourier, a expressão (5) pode ser escrita como:

$$\Delta T_c(x, y, z) = -2\pi \vec{c} \cdot \vec{\nabla}_P \left\{ \vec{j} \cdot \vec{\nabla}_P \sum_{k_x} \sum_{k_y} \frac{\vec{J}(k_x, k_y)}{k_z^2} A(k_x, k_y) \right. \cdot$$

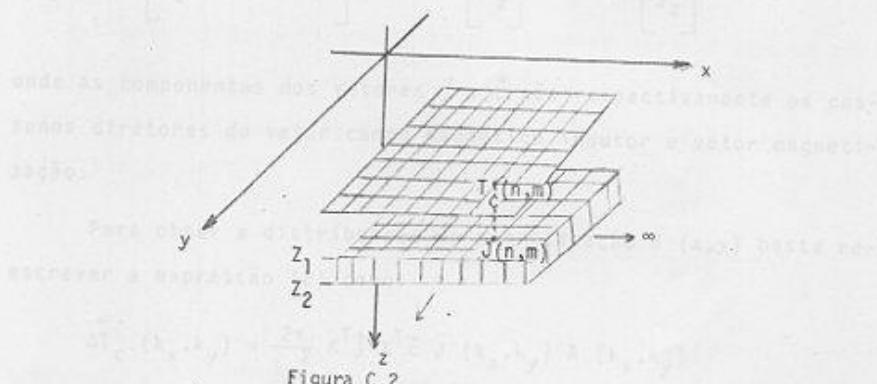
$$\left. \cdot \exp \left[-2\pi i \left(\frac{k_x x}{L_x} + \frac{k_y y}{L_y} \right) \right] \cdot \exp(k_z \cdot z) \right\} \quad (6)$$

onde, $A(k_x, k_y) = \exp(-k_z z_1) - \exp(-k_z z_2)$

Para determinar a distribuição de magnetização $J(x, y)$, utilizamos os dados ΔT_c medidos no plano $z = 0$.

Na prática dispomos das medidas ΔT_c numa grade regular de espaçamento Δx e Δy nas direções x e y respectivamente.

Consideremos a situação mostrada na Figura C.2 onde N e M são o número de pontos nas direções x e y .



$$\text{Então, } L_x = (N - 1) \Delta x$$

$$L_y = (M - 1) \Delta y$$

$$x = n \Delta x \quad \text{onde } n = 0, 1, 2, \dots$$

$$y = m \Delta y \quad \text{onde } m = 0, 1, 2, \dots$$

(7)

$$k_z = 2\pi \left[\left(\frac{k_x}{N-1} \right)^2 + \left(\frac{k_y}{M-1} \right)^2 \right]^{1/2} \quad \text{e } z_1, z_2 \text{ são expressos em unidades de passo da grade.}$$

Calculando os gradientes da expressão (6), fazendo $z = 0$ e reescrevendo a expressão obtida de acordo com (7) temos:

$$\Delta T_c(m,n) = 2\pi \sum_{k_x} \sum_{k_y} \frac{K^T j K^T c}{k_z^2} \tilde{j}(k_x, k_y) A(k_x, k_y) .$$

$$. \exp \left[-2\pi i \left(\frac{k_x n + k_y m}{N-1} \right) \right] \quad (8)$$

$$K = \begin{bmatrix} -2\pi i k_x / (N-1) \\ -2\pi i k_y / (M-1) \\ k_z \end{bmatrix} \quad \tilde{c} = \begin{bmatrix} c_x \\ c_y \\ c_z \end{bmatrix} \quad \tilde{j} = \begin{bmatrix} j_x \\ j_y \\ j_z \end{bmatrix}$$

onde as componentes dos vetores \tilde{j} e \tilde{c} são respectivamente os cosenos diretores do vetor campo magnético indutor e vetor magnetização.

Para obter a distribuição de magnetização $J(x,y)$ basta reescrever a expressão (8) como:

$$\tilde{\Delta T}_c(k_x, k_y) = \frac{2\pi}{k_z^2} K^T j K^T c \tilde{j}(k_x, k_y) A(k_x, k_y)$$

$$\tilde{j}(k_x, k_y) = \frac{\tilde{\Delta T}_c(k_x, k_y) A^{-1}(k_x, k_y) k_z^2}{2\pi K^T j K^T c}$$

$$J(n,m) = \frac{1}{2\pi} \sum_{k_x=0}^{N-1} \sum_{k_y=0}^{M-1} \frac{\tilde{\Delta T}_c(k_x, k_y) A^{-1}(k_x, k_y) k_z^2}{K^T j K^T c} \cdot \exp \left[-2\pi i \left(\frac{k_x n}{N-1} + \frac{k_y m}{M-1} \right) \right] \quad (9)$$

Como discutido em Bott (1973), o método de Fourier para a inversão linear dos dados magnéticos apresenta duas formas de instabilidade numérica e que devem ser eliminadas.

A primeira refere-se à instabilidade de alta frequência.

Suponhamos que estamos interessados em determinar a distribuição de magnetização na camada de espessura $\Delta Z = Z_2 - Z_1$. Se o campo de anomalias $\Delta T_c(x,y)$ devido à esta camada contiver anomalias de alta frequência, cuja origem é devida à fontes mais superficiais ou "ruídos" do processo de digitalização, o seu espectro $\tilde{\Delta T}(k_x, k_y)$ apresentará um conteúdo energético significativo para estas frequências e perturbará também as componentes de frequências mais baixas.

A solução do problema inverso, partindo deste campo de anomalias, apresentará um resultado perturbado pela amplificação das componentes $\tilde{\Delta T}(k_x, k_y)$ de alta frequência como pode ser observado pela relação (9):

$$\tilde{\Delta T}(k_x, k_y) \cdot A^{-1}(k_x, k_y) = \frac{\tilde{\Delta T}(k_x, k_y)}{\exp(-k_z Z_1) - \exp(-k_z Z_2)}$$

À medida que Z_1 e Z_2 aumentam, isto é, a camada torna-se mais profunda, $A^{-1}(k_x, k_y)$ também aumenta, amplificando de forma mais intensa as componentes de alta frequência.

Portanto, a fim de minimizar este problema, é necessário que as componentes de alta frequência do campo das anomalias magnéticas sejam filtradas antes de se efetuar a inversão.

A outra instabilidade é denominada de instabilidade de baixa frequência. A componente $k_x = k_y = 0$ da transformada $\tilde{\Delta T}$ está associada com o campo magnético devido à uma distribuição uniforme de magnetização na camada horizontal infinita. O campo magnético devido a esta camada é nulo.

Para que esta condição seja satisfeita, é necessário que o campo regional (de longo comprimento de onda) seja eliminado an-

tes da inversão.

Na prática, devido à limitação do número de medidas do campo (em extensão e densidade), o valor médio do campo, isto é, a componente $\Delta T(0,0)$, não é nula. Basta portanto, omitir na somatória dupla da expressão (9) o termo correspondente a $k_x = k_y = 0$.

No cálculo das componentes $\Delta T(k_x, k_y)$ da transformada de Fourier do campo ΔT_c , utiliza-se as facilidades da FFT (Fast Fourier Transform), supondo que o campo repita-se cicличamente fora da área disponível. Neste caso, é conveniente que se preencha com uma faixa de valores nulos as bordas da matriz que contêm os valores das anomalias a serem transformados.

As demais subrotinas utilizadas para efetuar a filtragem e redução ao polômetro encontram-se publicadas no texto de Barroso (1975).

Neste trabalho, são apresentadas as subrotinas elaboradas durante este trabalho. A subrotina MAGIN calcula a distribuição de magnetização na camada equivalente de espessura finita e a subrotina POLIN faz o ajuste polinomial nos dados distribuídos na planilha (x,y) até grau 3.

APÊNDICE D

As subrotinas gráficas utilizadas para o traçado dos mapas de isovalores (Subrotina CNTPR1) e gráficos (Subrotina GRAPH), a subrotina para cálculo da Transformada de Fourier unidimensional de dados reais (Subrotina SFT) foram elaboradas por Wladimir Shukowsky e encontram-se disponíveis na Biblioteca de Subrotinas do Departamento de Geofísica do IAG-USP.

Os programas computacionais para o cálculo direto do campo de anomalias devido a corpos tridimensionais (Subrotina TRIMAG) e cálculo do IGRF podem ser obtidos junto ao Grupo de Geofísica Crustal do Departamento de Geofísica do IAG-USP.

As demais subrotinas utilizadas para efetuar a filtragem e redução ao polo encontram-se publicadas no texto de Baranov (1975).

Neste Apêndice, são apresentadas as subrotinas elaboradas durante este trabalho. A Subrotina MAGIN calcula a distribuição de magnetização na camada equivalente de espessura finita e a Subrotina POLIN faz o ajuste polinomial dos dados distribuídos no plano (x,y) até grau 3.

```

      SUBROUTINE POLIN(O,NCARD,N)
C** *****AJUSTE POLINOMIAL*****
C** SUBROTINA ELABORADA PEL MOREIRA,J.A. E USSAMIAN EM 1979
C***ARGUMENTOS DA SUBROTINA**
C** O= VETOR DE SAIDA QUE CONTEM OS COEFICIENTES DO POLINOMIO AJUSTADO
C** NCARD=NUMERO DE DADOS
C** N=GRAU DO POLINOMIO (ATE GRAU 10)

C*** SAO TRANSFERIDOS EM COMMON
C** XLAT(I)=VETOR QUE CONTEM AS COORDENADAS X(DIRECAO NORTE) DOS DADOS
C** XLCNG(I)=VETOR QUE CONTEM AS COORDENADAS X(DIRECAO LESTE) DOS DADOS
C** DELB(I)=VETOR QUE CONTEM OS DADOS

C***OBSERVACAO
C** UTILIZA A SUBROTINA LINEON QUE RESOLVE O SISTEMA NORMAL DE EQUACOES
C** E PODE SE ENCONTRADA NA BIBLIOTECA DE SUBROTINAS DO NSL(NUMERICAL SYSTEM
C** LIBRARY IMPLANTADA NO R-6700 DO CCE-USP

      DIMENSION A(30*30),B(10)*XF400D+10)
      COMMON XLONG(4000),XLAT(4000),DELB(4000)
      DOUBLE PRECISION DET
      IDIM=(N+1)*(N+2)/2
      DO 87 K=1,NCARD
      X(K,I)=1.
      X(K+2)=XLONG(K)
      X(K+3)=XLAT(K)
      IF(N.EQ.1) GO TO 87
      X(K+4)=X(K+2)*X(K+3)
      X(K+5)=X(K+2)*X(K+2)
      X(K+6)=X(K+3)*X(K+3)
      IF(N.EQ.2) GO TO 87
      X(K+7)=X(K+5)*X(K+3)
      X(K+8)=X(K+6)*X(K+2)
      X(K+9)=X(K+5)*X(K+2)
      X(K+10)=X(K+6)*X(K+3)
      IF(N.EQ.3) GO TO 87
      X(K+20)=X(K+14)*X(K+2)
      X(K+21)=X(K+15)*X(K+3)
      IF(N.EQ.5) GO TO 87
87   CONTINUE
      DO 88 J=1,IDIM
      B(J)=0.0
      DO 88 K=1,IDIM
      A(K,J)=0.0
88   CONTINUE
      DO 91 J=1,IDIM
      DO 89 L=1,NCARD
      B(J)=B(J)+X(L,J)*DELB(L)
89   CONTINUE
      DO 91 K=1,IDIM
      DO 91 L=1,NCARD
      A(J,K)=A(J,K)+X(L,J)*X(L,K)
91   CONTINUE
      NN2=IDIM
      NN1=IDIM
      CALL LINEON(NN1,NN2,A,B,DET)
      WRITE(6,*),DET
      END

98 FORMAT(1X,'DET='*E10.5)
      RETURN
      END

```

```

      SUBROUTINE MAGIN(B,C,Z1,Z2,DIC,DEC,CICH,DECH,NX,NY)
C* ****SUBROUTINE MAGIN CALCULA A DISTRIBUICAO DE MAGNETIZACAO NA
C* CAMADA DE ESPRESSURA FINITA*****
C* *** METODO PROPOSTO PELA KANASEVICH E AGARWAL(1970)
C*
C* ESTE PROGRAMA FOI ELABORADO PELA VCRETHA J. A. M. E USSAMIAN EM 1980
C*
C* A FFT UTILIZADA E AQUELA PROPOSTA E PROGRAMADA PELA SINGLETON(1969)
C*
C* **DESI X NA DIRECAO DO NORTE GEOGRAFICO E X NA DIRECAO LESTE
C* SATELITAR COM PREENCHIMENTO DO VETOR E(I)=CONSULTAR REF. SINGLETON(1969)
C*
C*****ARGUMENTOS DA SUBROUTINA*****
C* B,C=VETORES CONTENDO, RESPECTIVAMENTE A PARTE REAL E PARTE IMAGINARIA
C* DA TRANSFORMADA DE FOURIER DO CAMPO A SER INVERTIDO
C* DIC,DEC=INCLINACAO E DECLINACAO DO CAMPO GEOMAGNETICO INDUTOR(EM GRAU S)
C* DICH,DEC=INCLINACAO E DECLINACAO DO VETOR MAGNETIZACAO(EM GRAUS)
C* Z1=PROFOUNDADE DO TOPO DA CAMADA(EM UNIDADES DE PASSO DA GRADE)
C* Z2=PROFOUNDADE INFERIOR DA CAMADA(UN. PASSO DA GRADE)
C* NX,NY= NUMERO DE DADOS NA DIRECAO X E Y RESPECTIVAMENTE
C*
      DIMENSION B(1),C(1),FIELD(3),MAGNET(3),FX(200),FY(200)
      DATA PI/3.14159265/
      REAL MAGNET
      COMPLEX U,V,W
      GRAD=PI/180.
      DIC=GRAD*DIC
      DEC=GRAD*DEC
      DICH=DIC*W*GRAD;DECHE=DEC*W*GRAD
      FIELD(1)=COS(DIC)*COS(DEC)
      FIELD(2)=COS(DIC)*SIN(DEC)
      FIELD(3)=SIN(DIC)
      MAGNET(1)=COS(DICH)*COS(DECHE)
      MAGNET(2)=COS(DICH)*SIN(DECHE)
      MAGNET(3)=SIN(DICH)
      XXX=(NX+2)/2;NYY=(NY+2)/2
      DO 40 I=1,NX
 40 FX(I)=2*PI*(I-1)/NX
      DO 100 I=1,XXX-1
 100 FX(NX-I+1)=FX(I+1)
      DO 50 J=1,NY
 50 FY(J)=2*PI*(J-1)/NY
      DO 90 J=1,NYY-1
 90 FY(NY-J+1)=-FY(J+1)
      ICONT=0
      DO 10 I=1,NX
      ALFA=FX(I)
      DO 10 J=1,NY
      ICONT=ICONT+1
      IF(I.EQ.1 .AND. J.EQ.1)GO TO 15
      BETAFY(J)
      GAMMA=SQRT(ALFA*ALFA+BETA*BETA)
      F1=FIELD(1)*BETA
      F2=FIELD(2)*ALFA
      F3=FIELD(3)*GAMA
      G1=MAGNET(1)*BETA
      G2=MAGNET(2)*ALFA
      G3=MAGNET(3)*GAMA

```

```

      AMP1=SQRT((G1+G2)**2+G3**2)
      AMP2=SQRT((F1+F2)**2+F3**2)
      AMP=AMP1*AMP2
      PHI1=ATAN((-G1+G2)/G3)
      PHI2=ATAN((-F1+F2)/F3)
      E1=EXP(-GAMA*Z1)
      E2=EXP(-GAMA*Z2)
      E=E1-E2
      CONS=GAMA*GAMA/(2*PI*AMP*E)
      PHI=PHI1+PHI2
      CONS1=CONS*COS(PHI)
      CONS2=CONS*SIN(PHI)
      CONS2=-CONS2
      U=CNPLX((CONS1/CONS2),
      V=CNPLX((B(ICONT)*C(ICONT))
      W=U*V
      B(ICONT)=REAL(H)
      C(ICONT)=AIMAG(H)
      GO TO 10
15 B(1)=0,
     C(1)=0,
10 CONTINUE
      NPONT=NX*NY
      ** EFETUA A TRANSFORMADA INVERSA
      CALL FFT(B,NPONT,NY,NY,-1)
      CALL FFT(B,C,NPONT,NX,NPONT,-1)
      ** A MATRIZ CONTENDO OS VALORES DE MAGNETIZACAO ESTA CONTIDA NO VETOR B (J)
      ** SENDO QUE O INDICE J VARIA MAIS RAPIDAMENTE NA DIRECAO NORTE
      RETURN
      END

```

Bartels, E. - 1925 - "Solenoidal Fields and their Transformations". In Applied Geophysics. Reproduction Monographs Series.

1970 - Edizione P. G. Van Westreenen, H. Brink - Gabler - Berlin - Drang - Berlin - Stuttgart.

Batsevich, D.B., Kharlamov, J.M., Lushch, S.R. e Melin, S.R.C. - 1975 - "A model of the geomagnetic field at epoch 1975". Geophys. J.R. Soc. Lond., 52:645-666.

Batsevich, D.B., Kharlamov, J.M., Lushch, S.R. e Melin, S.R.C. - 1976 - "A definitive model of the geomagnetic field and its secular variation formulae - I. Derivation of model and comparison with the IUGS". Geophys. J.R. Soc. Lond., 55:517-521.

Batsevich, D.B. e Melin, S.R.C. - 1979 - "Geomagnetic secular variation". Geophys. J.R. Soc. Lond., 59:745-763.

REFERÉNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Almeida, F.F.M. - 1977 - "O Craton do São Francisco". Rev. Bras. Geoc., 7:349-365.
- Almeida, F.F.M.; Martin, F.C.; Ferreira, E.O. - 1978 - "Mapa tectônico da América do Sul - escala 1:5000000". DNPM - CGMW e UNESCO.
- Amaral, G.; Mattos, J.T.; Almeida FO, R.; Cunha, R.P.; Paradella, W.R. - 1976 - "Carta geológica da Folha Belo Horizonte (SE.23) com base na interpretação de Imagens Landsat". Anais XXVIII Congresso da SBG - Ouro Preto (MG), 4:236-237.
- Baranov, W. - 1957 - "A new method for interpretation of aeromagnetic maps: pseudo-gravimetric anomalies". Geophysics, 22: 359-383.
- Baranov, W. - 1975 - "Potential Fields and their Transformations in Applied Geophysics". Geoexploration Monographs - series 1 - n° 6 - Editors: R.G. Van Nostrand, S. Saxov - Gebrüder Borntraeger - Berlin - Stuttgart.
- Barracough, D.R.; Harwood, J.M.; Leaton, B.R. e Malin, S.R.C. - 1975 - "A model of the geomagnetic field at epoch 1975". Geophys. J.R. astr. Soc., 43:645-659.
- Barracough, D.R.; Harwood, J.M.; Leaton, B.R. e Malin, S.R.C. - 1978 - "A definitive model of the geomagnetic field and its secular variation for 1965 - I. Derivation of model and comparison with the IGRF". Geophys. J.R. astr. Soc., 55:111-121.
- Barracough, D.R. e Malin, S.R.C. - 1979 - "Geomagnetic secular variation". Geophys. J.R. astr. Soc., 58:785-793.

- Bath, M. - 1974 - "Spectral Analysis in Geophysics - in Development in Solid Earth Sciences". Elsevier - Amsterdam.
- Bhattacharyya, B.K. - 1965 - "Two dimensional harmonic analysis as a tool for magnetic interpretation". *Geophysics*, 30:829-857.
- Bhattacharyya, B.K. - 1978 - "Computer modelling in gravity and magnetic interpretation". *Geophysics*, 43:912-929.
- Blackman, R.B.; Tukey, J.M. - 1959 - "The measurement of Power Spectra from the point of view of communication engineering". New York, Dover Publ.
- Bosum, W. - 1973 - "O levantamento aeromagnético de MG e ES e sua sequência quanto à estrutura geológica". *Rev. Bras. Geoc.*, 3: 149-159.
- Bott, M.H.P. - 1973 - "Inverse Methods in the Interpretation of Magnetic and Gravity Anomalies". In *Methods in Computational Physics* - Vol. 13:133-161 - Editor: Bruce A. Bolt - Academic Press - N. York.
- Bruni, M.A.L.; Schobbenhaus FQ, C.; Cordani, U.G.; Campos, D.A.; Campos, D.R.B. - 1976 - "Carta Geológica do Brasil ao Milionésimo - Folha Brasília (SD-23)". DNPM - Brasília.
- Bullard, E.C. - 1967 - "The removal of trend from magnetic surveys". *Earth Plan. Sci. Letters*, 2:293-300.
- Cain, J.C.; Hendricks, S.J.; Langel, R.A.; Hudson, W.V. - 1967 - "A proposed model for the International Geomagnetic Reference Field 1965". *J. Geomagn. Geoelectr.*, 19:335-355.
- Chapman, S.; Bartels, J. - 1940 - "Geomagnetism". Oxford University Press.

- Coles, R.L. - 1979 - "Some comparisions among Geomagnetic Field Models, observatory data and airbone magnetometer data: implications for broad scale anomaly studies over Canada". J. Geomagn. Geoelectr., 31:459-478.
- Coles, R.L.; Haines, G.V. - 1979 - "Long wavelength magnetic anomalies over Canada using Polinomial and Upward continuation techniques". J. Geomagn. Geoelectr., 31:545-566.
- Cooley, J.W.; Tukey, J.W. - 1965 - "An algorithm for the machine calculation of complex Fourier series". Math. Comp., 19:297-301.
- Cooley, J.W.; Lewis, P.A.W., Welch, P.D. - 1969 - "The finite Fourier Transform". IEEE Transactions on Audio and Electroacoustics". Vol. AU-17, 2:77-85.
- Corrado, G.; Gasparini, P.; Mantovani, M.S.M.; Rapolla, A. - 1979 - "Depth of Curie temperature computed from aeromagnetic anomalies in Southeastern Minas Gerais, Brazil". Rev. Bras. Geoc., 9:33-38.
- DNPM - 1974 - "Retrospectivas das atividades do Convênio Geofísico Brasil-Alemanha e trabalhos do Centro de Geofísica Aplicada". Boletim do Ministério das Minas e Energia (DNPM - Brasília).
- Ferreira, F.J.F.; Cavalcanti, J.C. - 1978 - "Integração dos dados aeromagnéticos e geológicos no SW de Minas Gerais". Anais do XXX Congresso da SBG - Recife.
- Gasparini, P.; Mantovani, M.S.M.; Shukowsky, W. - 1980 - "Interpretation of long wavelength magnetic anomalies". In: The solution of the inverse problem in geophysical interpretation. Editor: R. Cassinis, Plenum Press, London.

- Gasperini, P.; Mantovani, M.S.M. - 1981 - "Fisica della Terra Sorda". Liguori Editore - Napoli.
- Grant, F.S.; West, G.F. - 1965 - "Interpretation theory in applied geophysics". McGraw Hill Book Company - New York.
- Grant, F.S. - 1972 - Review of data processing and interpretation methods in gravity and magnetics, 1964-1971". Geophysics, 37, 4:647-661.
- Hall, D.H. - 1974 - "Long-wavelength aeromagnetic anomalies and deep crustal magnetization in Manitoba and Northwestern Ontario, Canada". J. Geophysics, 40:403-430.
- Hinze, W.J. - 1979 - "Continental Magnetic Anomalies". Rev. Geophys. Space Phys., 17:257-273.
- Jacobs, J.A. - 1975 - "The Earth's Core". Academic Press - New York.
- Kanasevich, E.R.; Agarwal, R.G. - 1970 - "Analysis of combined gravity and magnetic fields in wave number domain". J. Geophys. Res., 75:5702-5712.
- Kellogg, O.D. - 1929 - "Foundations of Potential Theory". Ungar Publ. Co., New York.
- Krutikhovskaya, Z.A.; Pashkevich, I.K. - 1979 - "Long wavelength magnetic Anomalies as a Source of Information about Deep Crustal Structure". J. Geophys., 16:301-317.
- Kulhaneck, O. - 1976 - "Introduction to digital filtering in Geophysics". Elsevier Publ. Co. - Amsterdam.
- La Fehr, T.R. - 1981 - "Gravity Method". Geophysics, 45:1634-1639.

- Leão, J.W.D. - 1976 - "Interpretação de anomalias magnéticas usando integrais finitas dos momentos das componentes". Tese de Mestrado - Belém (PA).
- Lesquer, A.; Almeida, F.F.M.; Davino, A.; Lachaud, J.C.; Maillard, P. - 1981 - "Signification structurale des anomalies gravimétriques de la partie Sud du Craton de São Francisco (Brésil)". *Tectonophysics*, 76:273-293.
- Matsushita, S.; Campbell, W.H. - 1967 - "Physics of Geomagnetic Phenomena". Academic Press - New York.
- Morley, L.W.; MacLaren, A. - 1967 - "Magnetic anomaly map of Canada". Map number 1255A.
- Nagata, T. - 1961 - "Rock Magnetism". Maruzen - Tokyo.
- Padilha, A.L.; Ussami, N.; Moreira, J.A.M.; Shiraiwa, S. - 1980 - "A separação regional-residual do campo gravimétrico". Trabalho apresentado no 32^a Reunião Anual da SBPC - Rio de Janeiro.
- Parker, R.L. - 1977 - "Understanding Inverse Theory". *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.*, 5:35-64.
- Projeto Sondagem Bambuí - 1980 - "Relatório final publicado pelo Dep. Nac. Prod. Mineral (DNPM)". Brasília.
- Reford, M.S. - 1981 - "Magnetic Method". *Geophysics*, 45:1640-1658.
- Regan, R.D.; Cain, J.C. - 1975 - "The use of geomagnetic field models in magnetic surveys". *Geophysics*, 40:621-629.
- Silva, J.B.C. - 1976 - "Desenvolvimento de técnicas de filtragem e sua aplicação a dados aeromagnéticos da Bacia Amazônica". Tese de Mestrado - Belém (PA).

OAI

- Singleton, R.C. - 1969 - "An Algorithm for Computing the Mixed Radix Fast Fourier Transform". IEEE Transactions on Audio and Electroacoustics - Vol. AU-17, n° 2.
- Stacey, F.D.; Banerjee, S.K. - 1974 - "The physical principles of rock magnetism". Elsevier - Amsterdam.
- Strakhov, V.N. - 1977 - "A new stage in the development of the interpretation theory of gravity and magnetic anomalies". Izvestiya - Physics of the Solid Earth, 13:840-852.
- Talwani, M. - 1965 - "Computation with the help of a digital computer of magnetic anomalies caused by bodies of arbitrary shape". Geophysics, 30:797-817.
- Telford, W.M.; Geldart, L.P.; Sheriff, R.E.; Keys, D.A. - 1976 - "Applied Geophysics". Cambridge University Press, Cambridge.
- Tsuboi, C. - 1959 - "Application of double Fourier series to computing gravity anomalies and other gravimetric quantities at higher elevations from surface gravity anomalies". Report n° 2: The Ohio State University, Institute of Geodesy, Photogrammetry and Cartography.
- Vacquier, V.; Steenland, N.C.; Henderson, R.G.; Zeitz, I. - 1951 - "Interpretation of Aeromagnetic Maps". The Geological Society of America, Memoir 47.
- Zmuda, A.J. - 1971 - "World Magnetic Survey". IAGA Bull., n° 28.
- Zurflueh, E.G. - 1967 - "Applications of two-dimensional linear wavelength filtering". Geophysics, 32:1015-1035.
- Mantovani, M.S.M.; Shukowsky, W. - in press - "Analysis of a Large extent aeromagnetic survey near the geomagnetic equator (Minas Gerais, Brazil)".