

## Tesis de Posgrado

# La inducción electromagnética en la tierra y su aplicación, con el concurso de otros métodos geofísicos, al área del volcán Tuzgle, Provincia de Jujuy

Sainato, Claudia Mabel

1994

Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias Físicas de la Universidad de Buenos Aires

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en [digital.bl.fcen.uba.ar](http://digital.bl.fcen.uba.ar). Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in [digital.bl.fcen.uba.ar](http://digital.bl.fcen.uba.ar). It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

**Cita tipo APA:**

Sainato, Claudia Mabel. (1994). La inducción electromagnética en la tierra y su aplicación, con el concurso de otros métodos geofísicos, al área del volcán Tuzgle, Provincia de Jujuy. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.  
[http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis\\_2668\\_Sainato.pdf](http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2668_Sainato.pdf)

**Cita tipo Chicago:**

Sainato, Claudia Mabel. "La inducción electromagnética en la tierra y su aplicación, con el concurso de otros métodos geofísicos, al área del volcán Tuzgle, Provincia de Jujuy". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1994.  
[http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis\\_2668\\_Sainato.pdf](http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2668_Sainato.pdf)

**EXACTAS** UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



**UBA**

Universidad de Buenos Aires



UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES

FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES

TEMA DE TESIS: LA INDUCCION ELECTROMAGNETICA EN LA TIERRA Y SU  
APLICACION , CON EL CONCURSO DE OTROS METODOS GEOFISICOS, AL AREA  
DEL VOLCAN TUZGLE (PCIA. DE JUJUY)

AUTOR: LIC. CLAUDIA MABEL SAINATO

FECHA: JUNIO DE 1994

DIRECTOR DE TESIS: DRA. MARIA CRISTINA POMPOSIELLO

LUGAR DE TRABAJO: CIRGEO (CENTRO DE INVESTIGACIONES EN RECURSOS  
GEOLOGICOS)- CONICET

TESIS PRESENTADA PARA OPTAR POR EL TITULO DE DOCTOR EN CIENCIAS  
FISICAS.

## INDICE

	Pág.
- RESUMEN	1
- INTRODUCCION	3
- CAPITULO I: <i>FUNDAMENTOS DEL METODO MAGNETOTELURICO (MT)</i>	8
1.1 Fuentes de variaciones geomagnéticas.	
Campos electromagnéticos naturales.	8
1.2 Base teórica del método magnetotelúrico	10
1.3 Impedancia de una onda plana en un medio estratificado horizontalmente.	12
1.3.1 Impedancia para un medio de dos y tres capas.	16
1.4 Resistividad aparente.	19
1.5 Fases de la impedancia para un medio estratificado horizontalmente.	21
1.6 Distorsiones de las curvas magnetotelúricas.	22
1.7 Tensor de Impedancia.	23
1.7.1 Estructura unidimensional.	26
1.7.2 Estructura bidimensional.	27
1.8 Determinación del strike o eje de simetría de una estructura 2D.	28
1.8.1 Desarrollo convencional.	28
1.8.2 Método de descomposición del tensor de impedancia.	29
1.9 Modelado magnetotelúrico	34
- CAPITULO II : <i>SISTEMA DE REGISTRO EXPERIMENTAL.</i>	
<i>Sistema de registro magnetotelúrico.</i>	39

2.1 Canal de registro telúrico (para períodos cortos y largos)	39
2.2 Canal de registro magnético (para períodos entre 0.1 y aproximadamente 300 s, "cortos").	41
2.3 Canal de registro magnético (para períodos mayores que 300s, "largos").Características del sensor	42
2.4 Almacenamiento de las señales	42
Sistema de registro Audio-magnetotelúrico	43
- CAPITULO III : <i>PROCESAMIENTO DE LOS DATOS MAGNETO-TELURICOS.</i>	
3.1 Diseño y aplicación de los filtros.	50
3.1.1 Diseño del filtro trapezoidal.	54
3.1.2 Aplicación del filtro.	58
3.2 Análisis espectral.	59
3.2.1 Cálculo de los coeficientes de Fourier utilizando los polinomios de Tschebyscheff.	60
3.2.2 Cálculo de los espectros.	62
3.2.3 Espectros suavizados	64
3.3 Calibración de las señales electromagnéticas.	67
3.4 Cálculo del tensor de impedancia	68
3.5 Coherencias	70
3.6 Límites de confianza para los elementos del tensor de impedancia.	71
3.7 Cálculo de las resistividades aparentes y otros parámetros magnetotelúricos.	72
- CAPITULO IV : <i>INTRODUCCION GEOLOGICA A LA ZONA DE ESTUDIO.</i>	
4.1 Unidades litológicas en la zona del volcán Tuzgle	78

- CAPITULO V : <i>RESULTADOS MAGNETOTELURICOS EXPERI- MENTALES.</i>	82
5.1 Area de estudio. Descripción de los sondeos.	82
5.2 Sondaje de Audio-magnetotelúrica. Resultados obte- nidos para las resistividades aparentes.	87
5.3 Sondaje magnetotelúrico profundo. Resultados obte- nidos para el tensor de impedancia, resistividades aparentes, skew y strike.	87
- CAPITULO VI : <i>MODELADO UNIDIMENSIONAL DE LA ESTRUCTURA DE RESISTIVIDAD ELECTRICA.</i>	107
6.1 Modelado unidimensional MT profundo de la zona Tuzgle.	107
6.2 Modelado unidimensional de Audio-MT de la zona Tuzgle.	110
6.3 Estudio magnetotelúrico regional del área de la Puna.	112
- CAPITULO VII : <i>MODELADO BIDIMENSIONAL DE LA ESTRUCTURA DE RESISTIVIDAD ELECTRICA</i>	122
7.1 Elección del modelo inicial.	122
7.2 Respuesta del modelado MT 2-D. Resultados obtenidos.	123
- CAPITULO VIII: <i>CORRELACION DE LOS RESULTADOS CON LOS DE OTROS METODOS GEOFISICOS. INTERPRETA- CION DE LOS RESULTADOS</i>	129
8.1 Resultados gravimétricos.	129

8.2 Resultados sísmológicos.	131
8.3 Resultados de medición de gradiente de temperatura.	131
8.4 Interpretación de los resultados.	132
- CAPITULO IX : <i>DETERMINACION DEL ANGULO DE STRIKE SEGUN</i>	
<i>UN METODO DE DESCOMPOSICION DEL TENSOR</i>	
<i>DE IMPEDANCIA .....</i>	<i>140</i>
9.1 Interpretación de los resultados	140
9.2 Interpretación del strike regional.	143
- CONCLUSIONES.	151
- GLOSARIO GEOLOGICO.	155
- APENDICE 1.1. Filtros digitales. Fundamentos.	157
- APENDICE 1.2. Función transferencia del filtro.	159
- APENDICE 1.3 Prueba de funcionamiento de la subrutina de alisado espectral.	161
- APENDICE 2 Cálculo de intervalos de confianza para el tensor de impedancia.	163
- APENDICE 3 Método de inversión unidimensional (1-D) de datos MT.(Jupp y Vozoff, 1975)	168
- APENDICE 4 Modelos MT bidimensionales.	174
- APENDICE 5 Introducción al método gravimétrico.	184
- REFERENCIAS	186
- AGRADECIMIENTOS	190

## LISTA DE FIGURAS

Fig. 1.1 Resistividades aparentes y fases para un medio de dos capas.	36
Fig. 1.2 Resistividades aparentes para un medio de tres capas ( $\rho_1 < \rho_2 < \rho_3$ ).	37
Fig 1.3 Resistividades aparentes para un medio de tres capas ( $\rho_1 > \rho_2 < \rho_3$ ).	38
Fig. 1.4 Rotación de ejes coordenados.	38
Fig. 2.1 Esquema del instrumental magnetotelúrico.	44
Fig. 2.2 Curva de calibración en amplitud de las barras de inducción.	45
Fig. 2.3 Curva de calibración en fase de las barras de inducción.	46
Fig. 3.1 Efecto del truncamiento de la serie temporal en el espectro representado por dos funciones delta.	75
Fig. 4.1 Mapa regional de la profundidad de la placa de Nazca (Cahill y Isacks, 1992)	80
Fig. 4.2.A y B. Mapa geológico de la zona del volcán Tuzgle.(Mon, 1987).	81
Fig. 5.1 Mapa de la zona del volcán Tuzgle con la ubicación de los sondeos MT y los pozos de gradiente de temperatura.	94
Fig. 5.2 Curvas de resistividad aparente para los distintos sitios de los sondeos de Audio-MT.	
Ajustes de los modelos.	95
Fig. 5.3 Vector de inducción $p$ en los distintos sitios de sondeo.	99
Fig. 5.4 Resistividades aparentes en ejes de medida	

para los distintos sitios.	100
Fig. 5.5 Fases en ejes de medida para los distintos sitios.	102
Fig. 5.6 Eje de simetría más probable en cada estación.	99
Fig. 5.7 Resistividades aparentes y fases en ejes principales para los distintos sitios. Ajustes de los modelos.	104
Fig. 6.1.a. Modelos unidimensionales para cada estación (perfil AB).	117
Fig. 6.1.b. Modelo MT unidimensional para el sitio CHA.	118
Fig. 6.2 Modelo MT unidimensional para los sitios MUN y POM.	118
Fig. 6.3 Resistividades aparentes y ajustes de los modelos obtenidos de los sondeos regionales realizados por Schwarz y otros (1990).	119
Fig. 7.1 Modelo magnetotelúrico bidimensional de la zona del volcán Tuzgle.	126
Fig. 7.2.a Respuestas MT bidimensionales de resistividad aparente y fase para el modo TM.	127
Fig. 7.2.b Respuestas MT bidimensionales de resistividad aparente y fase para el modo TE.	128
Fig. 8.1 Mapa de campo gravimétrico residual de la zona del Tuzgle. (Götze, 1988).	136
Fig. 8.2 Modelo bidimensional gravimétrico.	137
Fig. 8.3 Respuesta bidimensional gravimétrica del modelo de la fig. 8.2 con el ajuste con los datos experimentales.	137
Fig. 8.4 Distribución de hipocentros sísmicos entre los paralelos (24-25) <sup>0</sup> S proyectados sobre un plano.	138
Fig. 8.5 Distribución de hipocentros sísmicos en cuadro	



comprendido entre los paralelos (23-26) <sup>0</sup> S y meridianos (64-68) <sup>0</sup> O.	138
Fig. 8.6 Profundidad vs temperatura para un pozo cercano al volcán Tuzgle.	139
Fig. 9.1 Valores de "skew" y "strike" convencionales y regionales en función del período para los distintos sitios.	144

#### LISTA DE TABLAS

TABLA 5.1 Ubicación de los sitios de sondeos magnetotelúricos.	90
TABLA 5.2 Ubicación de los sondeos regionales efectuados por Schwarz y otros (1990).	91
TABLA 5.3 Valores de skew, ángulo $\alpha_0$ , strike (eje de simetría), y ángulo del vector de inducción (tipper), para cada estación y banda de períodos analizada.	92
TABLA 6.1 Modelos MT unidimensionales para los sondeos de Audio-MT.	113
TABLA 6.2 Modelos unidimensionales MT de los sondeos regionales efectuados por Schwarz y otros (1990).	115

***A mis hijos***

## RESUMEN

La inducción electromagnética en la tierra, generada por fuentes externas, conduce al conocimiento de la conductividad eléctrica terrestre, a través de la medición de los campos electromagnéticos en la superficie. El método usualmente empleado para obtener información hasta unas decenas de km de profundidad es el Magnetotelúrico, utilizando las variaciones geomagnéticas de períodos mayores que 0.1 seg. Si las oscilaciones utilizadas son de período corto (menores que 0.1 seg) se trata del método Audio-magnetotelúrico.

Debido al efecto pelicular, la profundidad de penetración del método aumenta con el período, dependiendo también de los valores de conductividad eléctrica de las capas superiores de la tierra.

Los campos se miden en el dominio del tiempo, son luego transformados al dominio de la frecuencia y luego se calculan los espectros determinando la función respuesta magnetotelúrica.

En este Trabajo de Tesis, se diseñó un sistema de adquisición y procesamiento de datos magnetotelúricos, basado en algunos resultados previos, que conduce al cálculo de la respuesta magnetotelúrica llamada tensor de impedancia. Este sistema presenta mejoras en cuanto a eficiencia y rapidez de cálculo que los tradicionales.

Luego se aplicó el análisis al estudio magnetotelúrico del volcán Tuzgle (Pcia de Jujuy). Esta zona, ubicada en la Puna, presenta varias manifestaciones geotérmicas y un fuerte vulcanismo cenozoico. En vista de no poseer una información efectiva por debajo de los 700 m de profundidad, se encararon diez sondeos magnetotelúricos en las proximidades del volcán.

El análisis siguió con el modelado de la estructura de conductividad eléctrica debajo del volcán, que presentó fundamentalmente rasgos bidimensionales, estimándose el eje de simetría de la misma. Primeramente se efectuó un modelado unidimensional en cada sitio de sondeo, con un método de inversión por cuadrados mínimos de los datos de la respuesta magnetotelúrica. Se siguió con un modelado bidimensional, con cálculo directo de la respuesta, que utiliza el método de elementos finitos.

El modelo final magnetotelúrico obtenido se comparó luego con resultados sismológicos, de gradiente de temperatura y gravimétricos de la zona, así como también se lo correlacionó con la información geológica existente. Al respecto, se construyó un modelo gravimétrico para la zona, que presenta mucha coincidencia con el modelo magnetotelúrico.

Luego se procedió a la revisión de la estimación del eje de simetría de la estructura por un método alternativo, que separa la componente de distorsión del tensor de impedancia.

Por último se elaboró una interpretación global de todos los resultados, donde se destaca la presencia de una cámara magmática con una base a unos 14 km y un límite superior a 5 km por debajo del volcán.

## INTRODUCCION

La inducción electromagnética en la tierra conduce al conocimiento de la conductividad eléctrica de la corteza y manto terrestre . Los métodos geofísicos basados en este fenómeno estudian las corrientes inducidas en la tierra por fuentes de origen externo: ya sea una fuente controlada artificialmente o los campos electromagnéticos variables en el tiempo causados por fuentes naturales como tormentas eléctricas u ondas llamadas pulsaciones magnéticas con origen en la interacción entre el viento solar y la magnetosfera.

La técnica más comúnmente utilizada para determinar la distribución de conductividad eléctrica hace uso de fuentes naturales y se denomina, en general , método magnetoteléurico (MT). En particular, según sea el rango de frecuencias de las variaciones geomagnéticas utilizadas, se lo llama MT (profundo) (períodos mayores que 0.1 seg) y de Audio-MT (períodos menores que 0.1 seg).

Los campos magnéticos externos penetran en la tierra induciendo campos eléctricos (también llamados telúricos) y campos magnéticos secundarios. Las componentes de los campos eléctricos (E) y magnéticos (H) totales son medidas en dos direcciones perpendiculares horizontales, sobre la superficie de la tierra, en el sitio de sondeo. En el caso de H, también se suele medir la componente vertical.

Los campos se miden en el dominio del tiempo, son luego transformados al dominio de la frecuencia y se calculan los espectros determinando la función respuesta MT. Las componentes de los campos horizontales están relacionadas por el tensor de impedancia complejo.

La relación de amplitud (resistividad aparente) y fase entre el campo eléctrico y el magnético a una dada frecuencia es indicativa de la distribución de conductividad eléctrica por debajo del sitio de sondeo. Las ecuaciones que gobiernan el problema tienen carácter difusivo y la profundidad de penetración del método y la información obtenida, debido al efecto "skin", depende de la frecuencia analizada y de la distribución de conductividades superficiales (se puede llegar hasta 80-100km de profundidad).

Si la tierra está estratificada horizontalmente la conductividad varía sólo con la profundidad y el tensor de impedancia toma una forma simple. En el caso en que la distribución de conductividad tenga un eje de simetría, caso bidimensional, las ecuaciones de Maxwell se pueden separar en dos modos: transversos eléctricos ( $E$  paralelo al eje de simetría) y transversos magnéticos ( $E$  perpendicular).

Existen varios métodos de inversión de datos MT para las estructuras unidimensionales (modelos 1-D) (Jupp y Vozoff, 1975, por ejemplo), así como también existen técnicas de modelado bidimensional MT (modelos 2-D) con cálculo directo y ajuste "prueba y error" (Wannamaker, 1986) y con inversión (deGroot-Hedlin y Constable (1990), Smith y Booker (1991), etc).

En esta Tesis se diseñó un sistema de adquisición y procesamiento de datos MT adaptado para el uso en PC, a partir de algunos algoritmos desarrollados por Schmucker (1983). Este sistema involucra mejoras en cuanto al filtrado de las señales MT, utilizando un filtro numérico trapezoidal, a fin de reducir las oscilaciones espúreas provenientes de trabajar con longitudes de registro finitas y las debidas al ruido. El cálculo espectral, tradicionalmente realizado con Transformada Rápida de Fourier, se

efectúa mediante el uso de los polinomios de Tschebyscheff, reduciendo el tiempo de cálculo. Los espectros son suavizados mediante ventanas a fin de reducir la varianza del estimador de los espectros. Este sistema de procesamiento fue debidamente probado en cuanto a su eficiencia.

La aplicación de estas técnicas se centró en el estudio geofísico del volcán Tuzgle (Pcia de Jujuy). Esta zona, ubicada en la Puna, presenta varias manifestaciones geotérmicas. Existen puntos calientes cerca del volcán (temperatura del agua superficial  $57^{\circ}\text{C}$ ) y estudios termométricos geoquímicos determinan temperaturas en profundidad de  $200^{\circ}\text{C}$  (AQUATER (1980); HIDROPROYECTOS et al. (1984)). El área ha sido estudiada geológicamente por varios autores (Coira y Paris, 1981; Mon, 1987; Coira y Kay, 1993, entre otros), presentando un fuerte vulcanismo cenozoico. OMARINI et al. (1991), en un estudio regional correspondiente al programa de "corredores" o transectas (Global Geoscience Transect VI), que atraviesa la zona del volcán Tuzgle, detectaron en la mayor parte de la zona, una capa de baja velocidad sísmica con un tope a aproximadamente 40 km de profundidad y un espesor de 18 km. Un contraste negativo de densidad le fue asignado a esta capa ( $-0.05 \text{ g/cm}^3$ ) en los estudios gravimétricos llevados a cabo por estos autores. Los estudios MT regionales llevados a cabo por Schwarz y otros (1990), comprenden el análisis de períodos altos, conduciendo a interpretaciones en profundidad: se detectó una capa conductora a profundidades variables (desde 12 km en algunas estaciones hasta 85 km en otras). Este estudio, si bien puede tomarse como referencia, soslaya las capas superficiales y tiene sitios de sondeo relativamente alejados de la estructura del volcán.

Los estudios geoeléctricos (HIDROPROYECTOS et al., 1984),

utilizando el Sondeo Eléctrico Vertical(SEV) establecieron la presencia de un horizonte de baja resistividad a alrededor de 100 m de profundidad , con espesor variable entre 100 m y 150 m, sin llegar a una interpretación más allá de los 700m de profundidad. Por lo tanto se encararon diez sondeos de MT y de Audio-MT en estaciones cercanas al volcán, separadas por alrededor de 5 km. Se aplicó el método de análisis desarrollado, determinando la existencia de una estructura 2-D o que podría llegar a ser 3-D. La misma fue modelada, primeramente en forma 1-D por inversión en cada estación, para hacerlo luego en forma bidimensional con un programa de cálculo directo. Los resultados MT fueron comparados con los de los estudios regionales antes mencionados.

Con datos disponibles de campo gravimétrico residual de la zona de estudio se construyó un modelo de ajuste de los mismos. Estos resultados fueron correlacionados con resultados sismológicos y de gradiente de temperatura del área.

Luego se compararon los resultados del eje de simetría de las estructuras calculados de la forma tradicional con los obtenidos con un método avanzado que separa el tensor de impedancia en una parte bidimensional de otra de distorsión.

El desarrollo de esta Tesis se distribuye de la siguiente forma:

-El Capítulo I desarrolla los fundamentos del método magnetotelúrico en sus hipótesis y resultados básicos.

-El Capítulo II describe el instrumental utilizado en los sondeos MT.

-El Capítulo III trata el procesamiento de datos magnetotelúricos desde la digitalización de las señales hasta el cálculo de resistividades aparentes, eje de simetría y otros parámetros de interés.



-El Capítulo IV hace una introducción geológica a la zona del volcán Tuzgle.

-El Capítulo V presenta los resultados experimentales, describiendo los sondeos realizados de Audio-MT y MT profunda, mostrando las curvas de resistividad aparente y fases, así como también los parámetros que señalan la dimensionalidad de la estructura.

-El Capítulo VI desarrolla el modelado 1-D de cada sitio como primer paso hacia una interpretación más compleja.

-El Capítulo VII presenta el modelado 2-D de la estructura con las consideraciones sobre la elección del modelo inicial para el ajuste y el diseño de la grilla.

-El Capítulo VIII describe la correlación de los resultados MT con los gravimétricos, sismológicos y de gradiente de temperatura, junto con una interpretación global de todos los resultados geofísicos.

-El Capítulo IX replantea los cálculos de diagnóstico de dimensionalidad de la estructura y del eje de simetría (strike) regional mediante una técnica que tiene en cuenta las distorsiones locales.

-Por último se plantean las conclusiones del trabajo, dejando abierta la formulación de problemas abiertos para futuras investigaciones.

# CAPITULO I

## *FUNDAMENTOS DEL METODO MAGNETOTELURICO*

### **1.1 Fuentes de variaciones geomagnéticas. Campos electromagnéticos naturales.**

En los estudios de conductividad eléctrica de la Tierra, se hace uso de los campos electromagnéticos inducidos en ella. Por ello, se hará una descripción cualitativa de los orígenes de las variaciones geomagnéticas que dan lugar a la inducción terrestre.

El campo electromagnético natural de la Tierra proviene de una variedad de causas. La parte del campo magnético que proviene del interior de la Tierra varía tan lentamente que no tiene importancia para los estudios de conductividad de la corteza y manto superior, como el método Magnetotelúrico. Estas variaciones están relacionadas con movimientos convectivos del núcleo terrestre y se llaman seculares (períodos desde un año hasta muchos siglos).

Por lo tanto, las principales fuentes de campo electromagnético natural de aplicación en los métodos de prospección son las externas a la Tierra, que son de períodos menores.

Las variaciones geomagnéticas de origen ionosférico tienen un término dominante en su desarrollo, de período de un día (Variaciones diarias). Estas variaciones son producidas por la rotación de la Tierra en presencia de un sistema de corrientes inducidas en la ionósfera (entre 90 y 120 km de altura).

El límite externo (magnetopausa) de la magnetosfera terrestre (zona de acción del campo geomagnético) llega a una

distancia de 4 a 5 radios terrestres del lado de donde llega el viento solar (flujo de plasma proveniente del Sol), y a 10 a 20 radios terrestres del otro lado de la Tierra. El viento solar, al interactuar con el campo magnético terrestre, lo reduce y lo confina dentro del límite determinado por la magnetopausa. Cuando el viento solar se intensifica ocurren efectos magnéticos más fuertes y el fenómeno se llama "tormenta magnética". Suelen ocurrir una o dos veces al mes y persisten por varios días. La inestabilidades que se producen en la magnetopausa, generan ondas magnetohidrodinámicas que se propagan en la magnetósfera, llegando a la superficie de la tierra como ondas electromagnéticas comúnmente llamadas "micropulsaciones" con pequeña amplitud (no exceden 1 gamma de amplitud) y períodos entre 0.2 y 1000 seg. Estas micropulsaciones se las clasifica según su morfología y rango de períodos en regulares e irregulares, con distintas subclases dentro de cada grupo (Kaufman y Keller, 1981).

La componente más importante de campo electromagnético natural a períodos menores que 0.2 seg es la aportada por la actividad meteorológica, especialmente tormentas eléctricas. Los mayores centros de actividad de tormenta están en las regiones ecuatoriales, o en zonas templadas asociadas con el movimiento de frentes fríos. Ellas son registradas en el método de Audio-magnetotelúrica, que permite la determinación de conductividades eléctricas de las capas más superficiales de la Tierra. Sin embargo, el mayor interés lo presenta el uso del método Magnetotelúrico (períodos mayores de 0.1seg), que permite explorar profundidades mayores .

Resumiendo, los campos electromagnéticos utilizados en los estudios de conductividad de la corteza y manto terrestre pueden clasificarse en:

1. Variaciones diarias regulares (Períodos de alrededor de 1 día)
2. Perturbaciones incluyendo tormentas magnéticas y sus componentes de baja frecuencia. (Períodos = fracción de hora a 11 años).
3. Micropulsaciones (Períodos = 0.2 a 1000 seg.)
4. Atmosféricas (Períodos = 0.2 a  $10^{-5}$  seg.)

En la inonosfera auroral y ecuatorial, existen corrientes intensas y más localizadas (electrojets) con anchos típicos de 200-400 km.

En latitudes medias y casquetes polares el campo generalmente varía suavemente en direcciones horizontales. En los problemas de estudio de conductividad eléctrica de la Tierra, esto es útil para suponer que el campo es casi uniforme.

Esta hipótesis resulta no ser muy aceptable cuando las observaciones se hacen a distancias moderadas del sistema de corrientes fuente del campo electromagnético.

Por lo tanto, revisaremos brevemente más adelante las condiciones de aplicación de la hipótesis de campos horizontalmente uniformes, la cual forma parte de las suposiciones hechas en el desarrollo del método MT.

## 1.2 Base teórica del método magnetotelúrico.

El método magnetotelúrico (MT) está basado en la inducción electromagnética terrestre. Consiste en la medición simultánea de las componentes de los campos eléctrico y magnético sobre la superficie de la tierra, en la banda de períodos entre 0.1seg hasta miles de seg, para determinar la distribución de

resistividad eléctrica de la tierra. En el método de Audio-MT (AMT) se registran los campos con variaciones entre aproximadamente  $10^{-4}$  seg a 0.1 seg. El método MT permite obtener las propiedades eléctricas de la tierra desde unos cientos de metros hasta profundidades de varios km, dependiendo de los valores de resistividad eléctrica de la misma, seleccionando el apropiado rango de frecuencia del campo electromagnético natural. El método de AMT permite estudiar las propiedades eléctricas de las capas más superficiales de la tierra (usualmente hasta unos cientos de metros). Estos métodos son muy usados en exploración geotérmica de agua subterránea y de petróleo.

El método magnetotelúrico tuvo su origen en geofísica aplicada en 1950. La razón entre la intensidad del campo eléctrico y magnético tangencial a la superficie es una cantidad que tiene unidades de impedancia eléctrica:

$$Z_{ij} = E_i / H_j \quad \text{con } i, j \text{ dos ejes de medida mutuamente perpendiculares.}$$

El espectro de frecuencias para la impedancia, provee información del perfil de conductividad eléctrica como función de la profundidad en el punto de observación sobre la superficie de la tierra. A relativamente altas frecuencias, debido al efecto "skin", la impedancia provee información de las capas más superficiales. A bajas frecuencias, la profundidad de penetración del campo aumenta.

Se dará a continuación una descripción de las hipótesis principales del método y algunos ejemplos de aplicación a los casos de estructuras más simples.

El comienzo del desarrollo del método magnetotelúrico fue debido a Cagniard (1953). Se supone que la tierra está estratificada horizontalmente con N capas, cada una con

resistividad  $\rho_n$  y espesor  $h_n^1$ . Además el campo electromagnético fuente no depende de las coordenadas en el plano horizontal "x" e "y", y es una función sólo de la coordenada "z" y de la distribución de resistividades. Tal campo electromagnético puede ser producido por una hoja de corriente horizontal localizada por encima (a cualquier altura) de la superficie libre de la tierra.

Esa fuente origina un campo magnético horizontal uniforme que no decrece con el incremento de z (z positivo hacia abajo). La suposición hecha sobre la fuente del campo electromagnético primario, considerar la incidencia de una onda plana vertical sobre la superficie de la tierra (campo horizontalmente uniforme), ha demostrado ser válida en la mayoría de los casos de aplicación del método MT. El comportamiento de la impedancia es prácticamente el mismo que para las fuentes reales cuando se consideran variaciones de período relativamente corto (longitudes de onda características pequeñas comparadas con la distancia del punto de observación a la fuente). En Kaufman y Keller (1981), se estudian en detalle las respuestas MT para distintos casos de fuente de campo electromagnético (filamento de corriente, dipolo magnético, etc.) y la impedancia resultante, bajo las condiciones mencionadas, es la misma que la de una onda plana propagándose verticalmente hacia abajo.

### 1.3 Impedancia de una onda plana en un medio estratificado horizontalmente.

Sean la constante dieléctrica  $\epsilon_0$  y la permeabilidad magnética del espacio libre  $\mu_0$ . En el conductor se usará la

<sup>1</sup> Los efectos en los resultados MT debido a estructuras inhomogeneidades laterales se comentaran mas adelante.

permeabilidad del espacio libre  $\mu_0$ , dado que los efectos debidos a variaciones en la permeabilidad magnética tienen poca importancia en la detección de capas conductoras.

Suponiendo una corriente en el plano fuente  $J_x$ , el campo primario tiene las siguientes características:

$$\frac{\partial H_{0y}}{\partial x} = \frac{\partial H_{0y}}{\partial y} = \frac{\partial E_{0x}}{\partial x} = \frac{\partial E_{0x}}{\partial y} = 0 \quad (1.3.1)$$

El campo electromagnético total tiene la forma

$$\mathbf{E} = (E_x^\#, 0, 0) \quad \mathbf{H} = (0, H_y^\#, 0)$$

$$\text{donde } E_x^\# = E_x e^{-i\omega t} \quad \text{y} \quad H_y^\# = H_y e^{-i\omega t}$$

siendo  $E_x^\#$  y  $H_y^\#$  son amplitudes complejas.

Otra propiedad del modelo de fuente utilizado es que la polarización es lineal. Es decir, la dirección del campo eléctrico o magnético no cambia en el tiempo. Sea  $\sigma$  la conductividad. Las ecuaciones de Maxwell para el campo  $(\mathbf{E}_x, \mathbf{H}_y)$ , en este caso, para campos armónicos son:

$$\text{rot } \mathbf{E} = i\omega\mu \mathbf{H}$$

$$\text{rot } \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E} - i\omega\epsilon \mathbf{E}$$

$$(1.3.2)$$

$$\text{div } \mathbf{E} = 0$$

$$\text{div } \mathbf{H} = 0$$

El término  $\sigma E$  en la segunda de las ecuaciones 1.3.2 representa las corrientes de conducción mientras que el término  $(-i\omega\epsilon E)$  representa las corrientes de desplazamiento. La razón entre estos dos tipos de corrientes es

$$\frac{\omega\epsilon}{\sigma} = \frac{2\pi\rho f \cdot 10^{-9}}{36\pi} = 0.5 \times 10^{-10} \rho/T$$

donde  $f$  es la frecuencia y  $T$  el período de la oscilación electromagnética. El rango normal de períodos usado en sondaje MT va desde 0.01s hasta miles de s, y las resistividades normalmente encontradas en la tierra son del orden de 1 a 1000  $\Omega m$  o aún menores. Por lo tanto se ve que las corrientes de desplazamiento pueden ser despreciadas frente a las de conducción en MT. Esto significa que se trata de un puro proceso de difusión, esto es, un campo cuasi-estacionario, descrito por las siguientes ecuaciones:

$$\frac{d^2 E_x}{dz^2} + k^2 E_x = 0 \quad (1.3.3a)$$

$$\frac{d^2 H_y}{dz^2} + k^2 H_y = 0 \quad (1.3.3b)$$

donde  $k^2 = i\sigma\mu\omega$  es el cuadrado del número de onda. Este está relacionado con la profundidad de skin  $\delta$ :

$k = (i\sigma\mu\omega)^{.5} = (1+i)/\delta$       donde  $\delta = (2/\sigma\mu\omega)^{.5}$  es la profundidad de skin. En un medio con permeabilidad magnética igual a la del aire



$$\delta = \left[ \frac{2\rho T 10^7}{8\pi^2} \right]^{.5} = \frac{10^3}{2\pi} (10\rho T)^{.5} \quad (1.3.4)$$

donde  $\rho$  es la resistividad y T el período de la micropulsación. Se define la longitud de onda como

$$\lambda = 2\pi\delta = 10^3 (10\rho T)^{.5}$$

Las condiciones de contorno que se aplican son la continuidad de las componentes tangenciales del campo eléctrico y magnético a través de las interfases.

Las soluciones de las ecuaciones 1.3.3 son:

$$E_x^{(n)} = A_n e^{ik_n z} + B_n e^{-ik_n z} \quad (1.3.5)$$

$$H_y^{(n)} = k_n / \omega\mu (A_n e^{ik_n z} - B_n e^{-ik_n z}) \quad (1.3.6)$$

donde  $k_n$  es el número de onda de la capa n.

Si se considera el caso de un semiespacio uniforme (una sola capa uniforme), la impedancia de onda plana en la superficie de la tierra es:

$$Z_{xy} = E_x / H_y = \omega\mu / k = (\omega\mu / \sigma)^{.5} e^{-i\pi/4}$$

Si el campo eléctrico está en la dirección y, entonces el campo magnético tiene una componente x, y entonces,

$$Z_{yx} = \frac{E_y}{H_x} = -\frac{\omega\mu}{k}$$

Es decir

$$|Z| = 2\pi \left( \frac{\rho}{5T} \right)^{.5} 10^{-3} \text{ ohm}$$

y la fase es  $\phi = -\pi/4$  para  $(E_x, H_y)$

$$\phi = \pi - \pi/4$$
 para  $(E_y, H_x)$

Los campos toman la forma:

$$E_x = E_x(0) e^{-z/\delta} e^{iz/\delta}$$

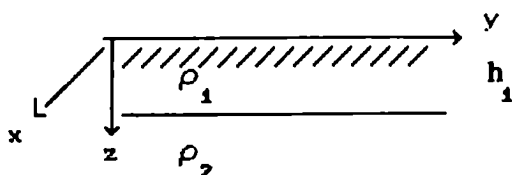
$$H_y = H_y(0) e^{-z/\delta} e^{iz/\delta}$$

Cuando  $z=\delta$  hay un decrecimiento en el campo en  $1/e$ .  $\delta$  se denomina profundidad de "skin".

Estas ecuaciones demuestran que la profundidad de investigación cambia con el período de las oscilaciones electromagnéticas. Con el incremento del período, la profundidad de "skin" se incrementa, y las corrientes penetran más profundamente. Por otro lado, cuando la frecuencia de oscilación se incrementa, la profundidad de "skin" decrece y las corrientes se concentran más cerca de la superficie de la tierra.

### 1.3.1 Impedancia para un medio de dos y tres capas

El modelo de dos capas se muestra en la siguiente figura



Utilizando las ecuaciones 1.3.5 y 1.3.6 en cada capa y aplicando las condiciones de contorno en las interfases, se obtiene para la impedancia de superficie

$$Z_2 = Z_{xy} = \frac{E_x(0)}{H_y(0)} = Z_1 \frac{1 + K_{12} e^{2ik_1 h_1}}{1 - K_{12} e^{2ik_1 h_1}} \quad (1.3.7)$$

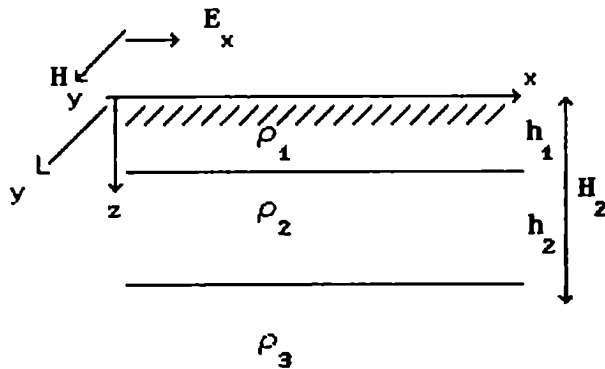
donde  $Z_1$  es la impedancia de superficie de un semiespacio de resistividad  $\rho_1$ :

$$Z_1 = \omega\mu/k_1 = \omega\mu/(i\sigma_1\omega\mu)^{1/2} \quad \text{y} \quad k_1 h_1 = \frac{h_1}{\delta_1} (1+i)$$

Otra expresión diferente para  $Z_2$  es (Kaufman y Keller, 1981)

$$Z_2 = Z_1 \tanh [-ik_1 h_1 + \tanh^{-1}(\rho_2/\rho_1)^{1/2}]$$

Para tres capas:



Análogamente al caso de dos capas se llega a la impedancia para un medio de tres capas



$$R_n = \coth \left[ -ik_1 h_1 + \coth^{-1} \left\{ \frac{\rho_2^{.5}}{\rho_1^{.5}} \coth[-ik_2 h_2 + \coth^{-1} \left( \frac{\rho_3^{.5}}{\rho_2^{.5}} \coth(-ik_3 h_3 \right. \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. \left. + \dots + \coth^{-1} \left[ \frac{\rho_{n-1}^{.5}}{\rho_{n-2}^{.5}} \coth\{-ik_{n-1} h_{n-1} + \coth^{-1} \left( \frac{\rho_n^{.5}}{\rho_{n-1}^{.5}} \right) \dots \right] \right) \right] \right\} \right] \quad 1.3.10$$

#### 1.4 Resistividad Aparente

Se define la resistividad aparente  $\rho_a$  que se relaciona con el módulo de la impedancia:

-Para un semiespacio

$$\rho_a = \rho_1 = |Z_1|^2 / \omega\mu = 10^7 T |Z_1|^2 / 8\pi^2$$

donde T es el período de la oscilación electromagnética.

-Para n capas

$$\rho_a = \rho_1 |R_n|^2$$

En general

$$\frac{\rho_a |Z_n|^2}{\rho_1 |Z_1|^2}$$

El cociente  $\rho_a / \rho_1$  muestra en que grado difiere la impedancia medida en un punto de la superficie de la de un semiespacio con resistividad  $\rho_1$ . Es una función de los parámetros del medio y el período T.

Para el caso de dos capas

$$\rho_a = \rho_1 \left| \tanh(-ik_1 h_1 + \tanh^{-1} \sqrt{\rho_2 / \rho_1}) \right|^2$$

Primeramente, si consideramos la parte de alta frecuencia del espectro, cuando  $|ik_1 h_1| \gg 1$ , entonces  $\rho_a \rightarrow \rho_1$  cuando  $T \rightarrow 0$ . Esto es consecuencia del efecto skin, dado que todas las corrientes se concentran en la primer capa cuando  $h_1/\delta_1 \gg 1$ .

Consideremos la parte de baja frecuencia de la curva de resistividad aparente. Cuando el período de la oscilación se incrementa ( $\lambda_1/h_1 \rightarrow \infty$ ), entonces

$$\rho_a \rightarrow \rho_1 \left| \sqrt{\rho_2/\rho_1} \right|^2 = \rho_2$$

Es decir, a bajas frecuencias, la primer capa se torna transparente y la impedancia tiende a la de un semiespacio con resistividad  $\rho_2$ .

La Figura 1.1 muestra un conjunto de curvas de resistividad aparente para un medio de dos capas con el cociente  $\rho_2/\rho_1$  como función del parámetro

$$\lambda_1/h_1 = 10^3 (10 \rho_1 T)^{.5} / h_1$$

El parámetro para las curvas individuales, en este conjunto, es

$$\rho_{21} = \rho_2/\rho_1.$$

Las curvas con valores recíprocos de  $\rho_{21}$  son simétricas. Esto vale para cualquier número de capas horizontales.

Para un medio de tres capas se tiene:

$$\rho_a = \rho_1 \coth \left| -ik_1 h_1 + \coth^{-1} \sqrt{\rho_2/\rho_1} \coth \left( -ik_2 h_2 + \coth^{-1} \sqrt{\rho_3/\rho_2} \right) \right|^2$$

A altas frecuencias, domina el primer término y  $\rho_a \rightarrow \rho_1$  cuando  $T \rightarrow 0$ . Con el incremento del período, la influencia de la segunda capa es mayor y la resistividad aparente decrece o se incrementa según sea  $\rho_2$  respecto de  $\rho_1$ . Aumentando más el período, la

resistividad aparente se aproxima a la resistividad del medio inferior,  $\rho_3$ .

Las Figuras 1.2 y 1.3 muestran dos típicas curvas MT para tres capas.

### 1.5 Fases de la impedancia para un medio estratificado horizontalmente

El desfase entre los campos eléctrico y magnético es un segundo parámetro que también da información sobre las propiedades del medio.

La impedancia es un número complejo, con una amplitud  $|Z|$  y una fase  $\phi$  dada por

$$\phi = \arg.Z = \phi_{E_x} - \phi_{H_y} = \phi_{E_y} - \phi_{H_x} + 180^\circ$$

donde  $\phi_{E_x}, \phi_{E_y}, \phi_{H_x}, \phi_{H_y}$  son las fases de las componentes eléctrica y magnética del campo respectivamente.

Para un semiespacio uniforme, se cumple

$$Z = \sqrt{\omega\mu/i\sigma}$$

entonces la fase es  $\phi_T = -\pi/4$  es decir  $-45^\circ$ , independientemente del período.

En el caso de un medio horizontalmente estratificado la impedancia es

$$Z_n = Z_1 R_n \quad \text{ó} \quad Z_n = |Z_n| e^{i\phi_T} = |Z_1| e^{-i\pi/4} |R_n| e^{i\arg R_n}$$

entonces  $\phi_T = -45^\circ + \text{Arg } R_n$

La fase de la impedancia para  $Z_2$  es  $-45^\circ$  cuando

$\cot(2\pi h_1/\lambda_1)=0$ , esto es cuando  $2\pi h_1/\lambda_1=\pi/2 (2n-1)$  con  $n=1,2,3$ . Para valores de  $\lambda_1/h_1 < 4$  (períodos cortos), la fase oscila alrededor de  $-45^\circ$ . Para períodos mayores y  $\rho_2 > \rho_1$  la fase  $\phi_T$  se incrementa, pasa por un máximo y luego decrece a  $-45^\circ$ . Es decir se aproxima al valor de la fase correspondiente a un semiespacio con resistividad  $\rho_2$ . Si  $\rho_2 \rightarrow \infty$  la asíntota de la fase es una línea recta con  $\phi_T=0$ .

Si  $\rho_2 < \rho_1$ , la fase decrece con el incremento del período, pasa por un valor mínimo y luego vuelve a  $-45^\circ$ . Si  $\rho_2 = 0$  la asíntota de la curva de fase es una línea recta con  $\phi_T=-\pi/2$ . Las curvas de fase son también simétricas con respecto a valores conjugados de contraste de resistividades.

Se ha observado que la respuesta de fase refleja información de mayor profundidad que la de amplitud con períodos más cortos.

Las respuestas de fase para 2 tipos de medios con 3 capas se presentan en las Figuras 1.2 y 1.3.

## 1.6 Distorsiones de las curvas magnetotelúricas

En algunas áreas, usualmente localizadas dentro de grandes cuencas sedimentarias, el modelo de capas horizontalmente estratificadas funciona bien. De todas formas, estos casos forman parte de una minoría, y prácticamente la estructura de la tierra no es estrictamente unidimensional.

En la mayoría de los casos, las curvas MT reflejan la influencia de las inhomogeneidades laterales. A veces las curvas son desplazadas sin cambiar su forma y en otros casos, debido a la presencia de las mismas, cambia su forma. El diagnóstico más elemental de la presencia de inhomogeneidades es el cambio en la impedancia cuando se rota las direcciones de medición de los



campos.

El tipo de distorsiones de las curvas de sondaje MT que se apartan del modelo 1D, causadas por estructuras con un eje de simetría en una de las direcciones horizontales se describen en Kaufman y Keller (1981), tales como grabens, horsts o cuerpos confinados.

La dependencia de la impedancia de las direcciones del sistema de medición, impone la utilización, en lugar de los valores escalares  $Z_{xy}$  y  $Z_{yx}$ , del tensor de impedancia, que se discutirá en 1.7.

Por ejemplo, una interpretación unidimensional de una estructura tipo horst de alta resistividad, puede llevar al reconocimiento de una falsa depresión de la capa inferior conductora debajo del horst o en algunos casos a la presencia de falsas capas conductoras.

Es decir que en los casos en que se sospeche que la estructura es bidimensional, se hace necesario un modelado 2D, dejando el modelado 1D como paso previo de aproximación a la solución final del problema.

### 1.7 Tensor de impedancia

El efecto de las inhomogeneidades laterales sobre las curvas MT depende de la dirección de arribo del campo primario (es decir de su estado de polarización). Como los cambios en la dirección de arribo del campo primario llevan a polarización elíptica del campo total, las impedancias son funciones de la polarización elíptica del campo electromagnético.

A fin de eliminar esta dependencia se propuso el tratamiento tensorial de la impedancia. Es decir, sea el campo

primario  $\mathbb{E}^0, \mathbb{H}^0$  elípticamente polarizado en el plano horizontal  $x, y$ .

Según Kaufman y Keller (1981), este campo se lo representa como suma de dos ondas planas independientes linealmente polarizadas  $E_x^0, H_y^0$  y  $E_y^0, H_x^0$ .

O sea, el campo primario es

$$\mathbb{E}^0 = E_x^0 i + E_y^0 j$$

$$\mathbb{H}^0 = H_x^0 i + H_y^0 j$$

Se considera el campo MT causado por cada uno de estos campos linealmente polarizados  $(E_x^0, H_y^0$  y  $E_y^0, H_x^0)$  y usando el principio de superposición se obtiene el campo total.

Sea el campo  $E_x^0, H_y^0$ , en presencia de inhomogeneidades laterales, este campo genera corrientes secundarias y cargas eléctricas de superficie y se obtiene un campo secundario  $\mathbb{E}_1, \mathbb{H}_1$ .

La segunda parte del campo primario  $E_y^0, H_x^0$  da lugar a un campo en el medio,  $\mathbb{E}_2, \mathbb{H}_2$

entonces el campo total será

$$\mathbb{E} = \mathbb{E}_1 + \mathbb{E}_2$$

$$\mathbb{H} = \mathbb{H}_1 + \mathbb{H}_2$$

llegándose a las siguientes relaciones lineales entre las componentes de los campos en la superficie de la tierra :

$$E_x = Z_{xx} H_x + Z_{xy} H_y$$

1.7.1

$$E_y = Z_{yx} H_x + Z_{yy} H_y$$

$$H_z = X_{zx} H_x + X_{zy} H_y$$

O sea que en vez de tener las  $Z_{xy}$  y  $Z_{yx}$  que dependen de la polarización del campo, se tiene cuatro nuevas funciones  $Z_{xx}$ ,  $Z_{xy}$ ,  $Z_{yx}$  y  $Z_{yy}$ , indiferentes a esa polarización. Los elementos  $X_{zx}$  y  $X_{zy}$  obtenidos de la ecuación para  $H_z$  se los llama "Tipper". La relación 1.7.1 se puede escribir:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \end{pmatrix}$$

o sea

$$\underline{E} = \underline{Z} \underline{H} \quad \text{donde} \quad \underline{Z} = \begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{pmatrix} \quad \text{es un tensor de } 2^{\circ} \text{ orden}$$

$Z_{xy}$  y  $Z_{yx}$  se llaman impedancias principales mientras que  $Z_{xx}$  y  $Z_{yy}$  son las impedancias auxiliares.

Supongamos tener los pares de ejes coordenados  $x$  e  $y$  y otro par  $x'$ ,  $y'$  rotado en contra de las agujas del reloj en un ángulo  $\alpha$  como se muestra en la Figura 1.4. Las componentes de los campos eléctrico y magnético a lo largo de los ejes rotados se relacionan de la siguiente forma:

$$E_{x'} = Z_{x'x'} H_{x'} + Z_{x'y'} H_{y'}$$

1.7.2

$$E_{y'} = Z_{y'x'} H_{x'} + Z_{y'y'} H_{y'}$$

donde  $Z_{x'x'}$ ,  $Z_{x'y'}$ ,  $Z_{y'x'}$  y  $Z_{y'y'}$  son las componentes del tensor de impedancia en los ejes  $x'$ ,  $y'$  y se expresan como:

$$Z_{x'x'}(\alpha) = Z_{xx} \cos^2 \alpha + Z_{yy} \sin^2 \alpha - (Z_{xy} + Z_{yx}) \operatorname{sen} \alpha \operatorname{cosen} \alpha$$

$$Z_{x'y'}(\alpha) = Z_{xy} \cos^2 \alpha - Z_{yx} \sin^2 \alpha + (Z_{xx} - Z_{yy}) \operatorname{sen} \alpha \operatorname{cosen} \alpha$$

1.7.3

$$Z_{y'x'}(\alpha) = Z_{yx} \cos^2 \alpha - Z_{xy} \sin^2 \alpha + (Z_{xx} - Z_{yy}) \operatorname{sen} \alpha \operatorname{cosen} \alpha$$

$$Z_{y'y'}(\alpha) = Z_{yy} \cos^2 \alpha + Z_{xx} \sin^2 \alpha + (Z_{xy} + Z_{yx}) \operatorname{sen} \alpha \operatorname{cosen} \alpha$$

### 1.7.1 Estructura unidimensional

Para un medio estratificado horizontalmente (1D), con polarización elíptica, se cumple:

$$E_x / H_y = Z_{xy} = Z_0 \quad \text{y} \quad E_y / H_x = Z_{yx} = -Z_0$$

siendo  $Z_0$  la impedancia de onda plana en la superficie de la tierra.

Comparando se ve que, en este caso, las impedancias principales son

$$Z_{xy} = Z_0 \quad \text{y} \quad Z_{yx} = -Z_0$$

y las auxiliares son  $Z_{xx} = Z_{yy} = 0$ .

### 1.7.2 Estructura bidimensional

Supóngase que la resistividad del medio es invariante en una dirección, como por ejemplo la dirección  $x$ . Es decir, un modelo bidimensional de la distribución de resistividad eléctrica de la tierra. Esa dirección es la denominada de "strike".

Si el campo primario incidente sobre la estructura está arbitrariamente orientado con respecto al strike, se lo puede dividir en dos partes

A)  $E_x^0, H_y^0$  polarización E o modo transverso eléctrico (TE)

B)  $E_y^0, H_x^0$  polarización H o modo transverso magnético (TM)

Se denomina ejes principales de la estructura al eje paralelo y perpendicular al "strike". Es decir que en dichos ejes, las impedancias auxiliares son cero.

La determinación de las cuatro componentes del tensor de impedancia que se utilizan en la interpretación de los datos MT, está basada en una correcta determinación del strike de la estructura en el caso bidimensional. Es también de importancia un adecuado diagnóstico de la dimensionalidad de la estructura.

Las distintas formas de evaluar estos parámetros se pueden dividir en dos grupos: a) los tratamientos matemáticos del tensor de impedancia, como el tradicional de Swift (1967) y otros posteriores, Eggers (1982), Spitz(1985); b) los esquemas de descomposición del tensor que tiene en cuenta la inducción regional y las distorsiones locales (Groom y Bailey, (1989), Bahr, (1991), entre otros).

En esta Tesis, se trabajó en primera instancia con la formulación de Swift, con resultados en el Capítulo V. Luego de haber hecho la interpretación tradicional, se efectuó un análisis de dimensionalidad y strike regional de la estructura teniendo en cuenta las técnicas de descomposición, en particular se utilizó la formulación de Bahr (1988) y Bahr (1991). Los resultados se presentarán en el Capítulo IX. A continuación describiremos brevemente los fundamentos de estos métodos.

## 1.8 Determinación del strike o eje de simetría de una estructura 2-D

### 1.8.1 Desarrollo convencional

En este tratamiento, para evaluar la dimensionalidad de la estructura, se suele analizar el parámetro de "skew" (Swift, 1967):

$$S = \frac{I_2}{I_3} = \frac{Z_{xx} + Z_{yy}}{Z_{xy} - Z_{yx}} \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{cercano 0 para 2D} \\ \text{distinto de cero para 3D} \end{array} \right. \quad 1.8.1$$

En el caso 2D, la dirección del eje de simetría o "strike" se puede evaluar, con la condición de que  $|Z_{x'y'}|^2 + |Z_{y'x'}|^2$  sea un máximo, siendo  $x'$ ,  $y'$  los ejes de coordenados rotados respecto a los de medida en el ángulo del strike.

Otro elemento de análisis de la dimensionalidad de la estructura y de la presencia de anomalías de resistividad eléctrica en el subsuelo es la determinación de los vectores de inducción, que son (Rokityanski, 1982) :

$$\vec{p} = \operatorname{Re} X_{zx} \hat{x} + \operatorname{Re} X_{zy} \hat{y} \quad \text{y} \quad 1.8.2$$

$$\vec{q} = \operatorname{Im} X_{zx} \hat{x} + \operatorname{Im} X_{zy} \hat{y}$$

siendo  $\hat{x}$  y  $\hat{y}$  los versores cartesianos.

Se define a  $\beta$  como el ángulo que forma el vector inducción  $\vec{p}$  con el eje  $x$  en el sitio de sondeo, que dependerá obviamente de la frecuencia. Es decir:

$$\beta = \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{Re} X_{zy}}{\operatorname{Re} X_{zx}} \quad 1.8.3$$

En general,  $\vec{p}$  y  $\vec{q}$  suelen ser mutuamente paralelos o antiparalelos en una estructura bidimensional. Esa dirección será aproximadamente perpendicular al eje de simetría de la estructura y el vector  $\vec{p}$  estará orientado desde el eje de un cuerpo de mayor conductividad hacia uno más resistivo.

### 1.8.2 Método de descomposición del tensor de impedancia

En los métodos convencionales se hace uso de los elementos extra diagonales para el uso de modelos 1-D o 2-D. Los elementos diagonales se utilizan en el cálculo del skew. En los métodos por descomposición del tensor de impedancia se toman en cuenta todas las componentes del tensor (incluso las fases).

Según Bahr (1991) se definen los "vectores telúricos"

complejos como

$$\mathbf{e}_x = Z_{xx} \hat{x} + Z_{yx} \hat{y} \quad \text{y} \quad \mathbf{e}_y = Z_{xy} \hat{x} + Z_{yy} \hat{y}$$

Cada vector telúrico complejo puede verse como dos vectores: el vector real representando el campo eléctrico en fase con el campo magnético inductor y el vector fuera de fase.

El modelo de una anomalía 3D local en una tierra estratificada horizontalmente (regional 1-D, local 3-D) lleva a una expresión del tensor de impedancia

$$\mathbf{Z} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & Z_n \\ -Z_n & 0 \end{pmatrix}$$

donde  $Z_n$  es la impedancia de la tierra estratificada horizontalmente. Los elementos  $a_{ij}$  de la matriz de distorsión son reales e independientes de la frecuencia a bajas frecuencias, por lo cual los elementos del tensor deben tener la misma fase.

Se definen las impedancias modificadas

$$S_1 = Z_{xx} + Z_{yy} \quad S_2 = Z_{xy} + Z_{yx}$$

$$D_1 = Z_{xx} - Z_{yy} \quad D_2 = Z_{xy} - Z_{yx}$$

El skew calculado por Swift se lo llamará  $K = |S_1|/|D_2|$ .

La diferencia de fase entre dos números complejos  $C_1$  y  $C_2$  y los correspondientes productos de amplitud se abrevian  $[C_1, C_2]$  y  $\{C_1, C_2\}$ , respectivamente.

Una medida, invariante rotacional, de las diferencias de fase en el tensor es el parámetro

$$\mu = (|[D_1, S_2]| + |[S_1, D_2]|)^{1/2} / |D_2|$$



El modelo que se propone primeramente en este tratamiento es el llamado de "superimposición", es decir una anomalía local 3-D sobre una estructura regional 2-D. En el sistema de coordenadas principal de la estructura regional 2-D ( $x',y'$ ) el tensor de impedancia es

$$\mathbb{Z} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & Z_{nx'y'} \\ -Z_{ny'x'} & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -a_{12} Z_{ny'x'} & a_{11} Z_{nx'y'} \\ -a_{22} Z_{ny'x'} & a_{21} Z_{nx'y'} \end{pmatrix}$$

1.8.4

ó  $\mathbb{Z} = \mathbb{A} \mathbb{Z}_2$ . ( $\mathbb{A}$  matriz de distorsión y  $\mathbb{Z}_2$  tensor regional 2-D)

Las impedancias regionales  $Z_{nx'y'}$  y  $Z_{ny'x'}$  proveen las dos fases regionales. Cada columna del tensor está caracterizada por una fase sola. Esto es, los vectores en fase y fuera de fase de  $e_x$  son paralelos y análogamente para  $e_y$ .

Para hallar entonces, el ángulo  $\alpha$  de strike regional, a partir de un sistema de coordenadas arbitrario se impone la condición de que los elementos del tensor que pertenecen al mismo vector telúrico  $e_x$  tengan la misma fase y el resultado es:

$$\tan(2\alpha) = ([S_1, S_2] - [D_1, D_2]) / ([S_1, D_1] + [S_2, D_2]) \quad 1.8.5$$

El skew regional, que determina si los datos pueden ser interpretados mediante el modelo de superimposición, se calcula como

$$\eta = (|[D_1, S_2] - [S_1, D_2]|)^{1/2} / |D_2| \quad 1.8.6$$

El parámetro  $\mu$  se lo toma como un indicador de la unidimensionalidad regional.

En el sistema de coordenadas de la estructura de conductividad regional las desviaciones angulares de los vectores telúricos  $e_x$  y  $e_y$  se definen a partir de

$$\tan(\beta_1) = -Z_{x'x'}/Z_{y'x'} = -a_{12}/a_{22}$$

y

1.8.7

$$\tan(\beta_2) = Z_{y'y'}/Z_{x'y'} = a_{21}/a_{11}$$

Si  $\eta$  es cercano a 0 las fases regionales se pueden encontrar a partir del modelo de "superimposición":  $\phi_{x'y'} = \arg Z_{x'y'}$ ,  $\phi_{y'x'} = \arg Z_{y'x'}$ , en el sistema de coordenadas dado por la ec.1.8.5. Si  $\eta$  es mucho mayor que cero, la ecuación 1.8.5 no representa bien un strike regional dado que habría un apartamiento del modelo de "superimposición" y no existe sistema de coordenadas donde el tensor tome la forma de la ec.1.8.4.

Por lo tanto, en estos casos, se propone un modelo de "moderado apartamiento del modelo de superimposición" (Moderado apartamiento del regional 2-D, "MAR2D"). En este último caso, las fases de los elementos de la misma columna del tensor difieren en un ángulo de desviación  $\delta$ . Entonces, el tensor en el sistema de coordenadas del strike regional será

$$Z = \begin{pmatrix} -a_{12} Z_{ny'x'} e^{i\delta} & a_{11} Z_{nx'y'} \\ -a_{22} Z_{ny'x'} & a_{21} Z_{nx'y'} e^{-i\delta} \end{pmatrix} \quad 1.8.8$$

El  $\delta$  pasaría a remplazar al parámetro de skew, y el ángulo del sistema de coordenadas del strike regional se calcula según la ecuación (30) de Bahr(1991). En el caso en que  $\delta=0$  se vuelve a la ecuación 1.8.5.

Bahr define seis clases de distorsión telúrica:

1) Anomalía simple 2D.

Sea  $\Delta = [(\Delta Z_{xy})^2 + (\Delta Z_{yx})^2]^{1/2}/D_2$ , una medida invariante rotacional de los errores de los datos. Si  $K < \Delta$ , el problema puede ser 1D o 2D. Definiendo el invariante rotacional, medida de la bidimensionalidad, como  $\Sigma = (D_1^2 + S_2^2)/D_2^2$ , si  $\Sigma > \Delta$  la distribución de conductividad podría ser 2D, en cuyo caso se puede aplicar el ángulo de Swift para determinar el strike. En ese sistema de coordenadas, donde  $A = \text{Re}(Z_{x'y'}/Z_{y'x'})$  es la anisotropía y  $\delta\phi = \text{Im}(Z_{x'y'}/Z_{y'x'})$ , si  $\delta\phi \ll A$ , la anomalía 2D es local. En caso contrario podría ser un regional 2D.

Si  $K > \Delta$ , se trataría de estructuras más complejas correspondientes a las siguientes clases.

2) Anomalía 3D puramente local con un regional 1D

Son los casos en que  $\mu < \Delta$ . En caso contrario, se pasa a un regional de mayor complejidad y se pasa a analizar el valor de  $\eta$  para evaluar la posible aplicación del modelo de superimposición.

3) Anomalía regional 2D con distorsión local débil.

Si  $\eta < \Delta$  se puede decir que se trata de un regional 2D con anomalía local probablemente 3D. El strike regional está dado por la ec.1.8.5, y se cumple  $|\beta_1| + |\beta_2| < 30^\circ$ .

4) Anomalía regional 2D en coordenadas rotadas

Se cumple  $\beta_1 = \beta_2 = \beta$ . En caso de extrema anisotropía, se puede rotar el tensor en  $\beta = \arctan(K)$  y pertenecería a la clase 1.

#### 5) Anomalía regional 2D con fuerte distorsión local

Debe aplicarse el modelo de superimposición o el MAR2D (en el caso de que  $\eta > 0.3$ ) y el strike se calcula con las ecuaciones 1.8.5 o la ec. (30) de Bahr (1991), respectivamente.

#### 6) Anomalía regional 2D con fuerte canalización local

En este caso,  $\beta_2 - \beta_1 = 90^\circ$ , y la dirección del campo eléctrico no depende de la del campo magnético, el modelo de superimposición se cumple para cualquier strike regional, con lo cual se debe buscar otra información que conduzca a la determinación de éste último.

#### 7) Anomalía regional 3D

En el caso en que  $\eta > 0.3$  la distribución de conductividad regional es 3D y el modelo de superimposición no vale, aunque se recomienda que se puede probar con el MAR2D o con otro tipo de descomposición.

### 1.9 Modelado magnetotelúrico

Este punto de análisis es de suma importancia en la interpretación de los sondeos magnetotelúricos. Una vez hecho el diagnóstico de la dimensionalidad de la estructura se hace necesario el modelado de resistividad eléctrica de la misma. El

problema de modelar la estructura MT ha sido profundizado en su estudio durante los últimos años, desarrollándose distintas técnicas , ya sea en forma directa (ajustando los resultados experimentales a la respuesta electromagnética calculada sobre un modelo determinado) o por inversión de datos experimentales (hallando automáticamente el modelo que mejor ajusta ). Existen métodos para estructuras 1-D, 2-D y 3-D.

Al respecto, para las estructuras unidimensionales (modelos 1-D), existen varios métodos de inversión (por ejemplo, el de Jupp y Vozoff (1975)). Se trata de un método convencional de ajuste por cuadrados mínimos, que se describe en el apéndice 3. Este método se utilizará como primera aproximación en la interpretación de los datos MT de la zona Tuzgle, en el Capítulo VI.

Los modelos bidimensionales (2D) han sido abordados en general, por solución de las ecuaciones diferenciales, ya sea por métodos de elementos finitos o diferencias finitas (Segerlind, 1984). Como técnica de cálculo directo se puede nombrar el desarrollo de Wannamaker (1986), que utiliza el método de elementos finitos para la solución numérica de las ecuaciones de Maxwell que gobiernan el problema. También se puede mencionar el método desarrollado por Martinelli (1994) que modela estructuras bidimensionales en multicapas con irregularidades laterales extensas de contornos suaves , en base a la teoría de dispersión de Rayleigh. Existen también programas de inversión de datos MT 2-D como los de deGroot-Hedlin y Constable (1990) y Smith y Booker (1991). En el Apéndice 4 se describe en detalle el método de elementos finitos que se aplica en el programa de Wannamaker (1986), que es el que se utiliza en esta Tesis para el modelado final de la estructura del volcán Tuzgle (Capítulo VII) .

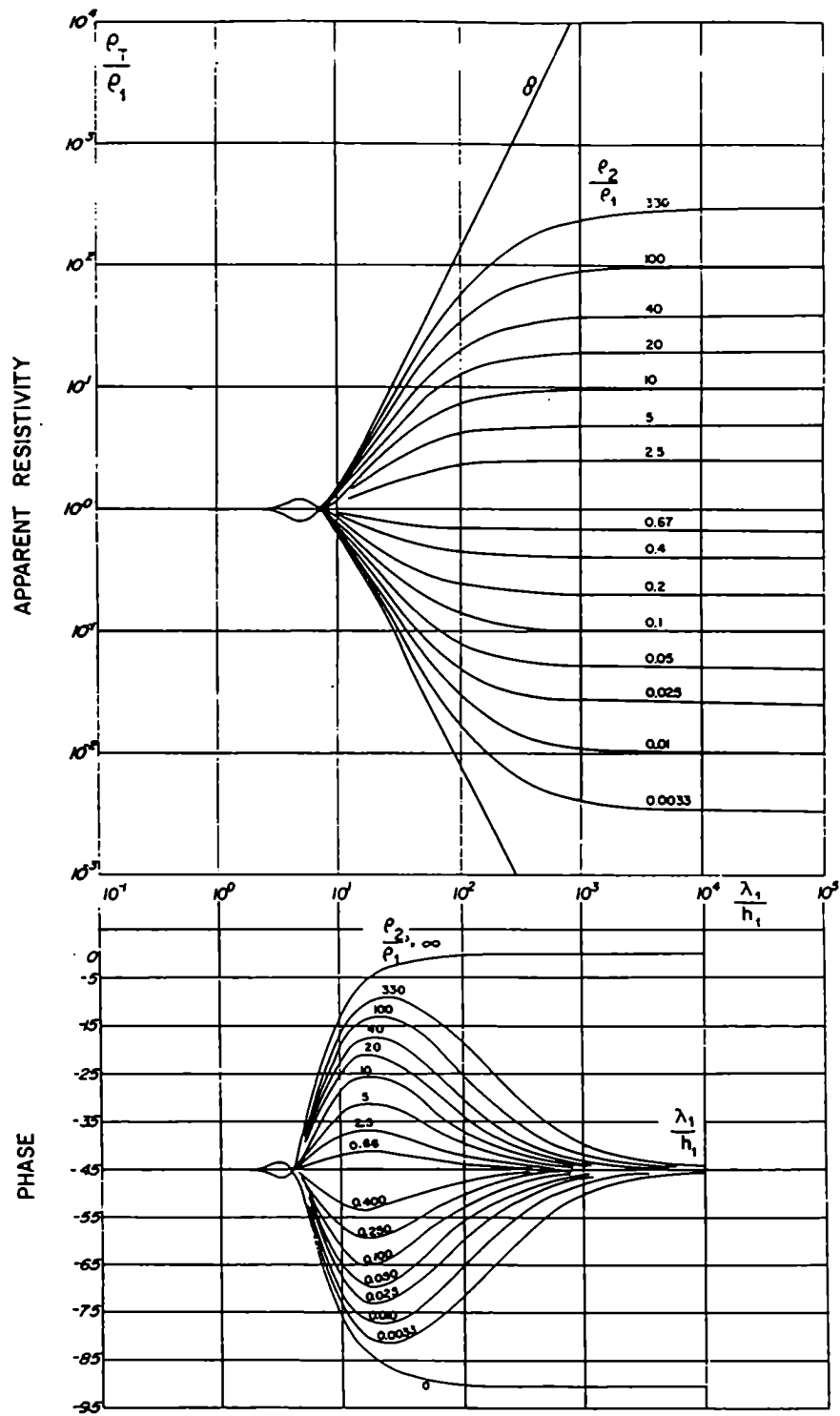


Fig. 1.1 Resistividades aparentes y fases para un medio de dos capas. (Kaufman y Keller, 1981, pag.82)

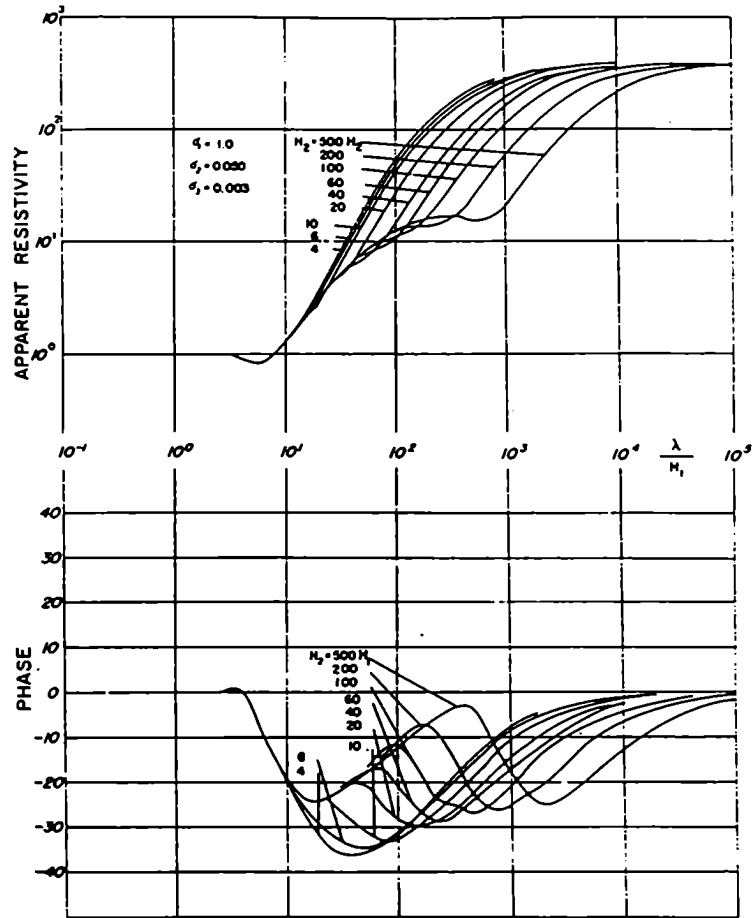


Fig. 1.2 Resistividades aparentes para un medio de tres capas ( $\rho_1 < \rho_2 < \rho_3$ ). (Kaufman y Keller, 1981, pag.89)

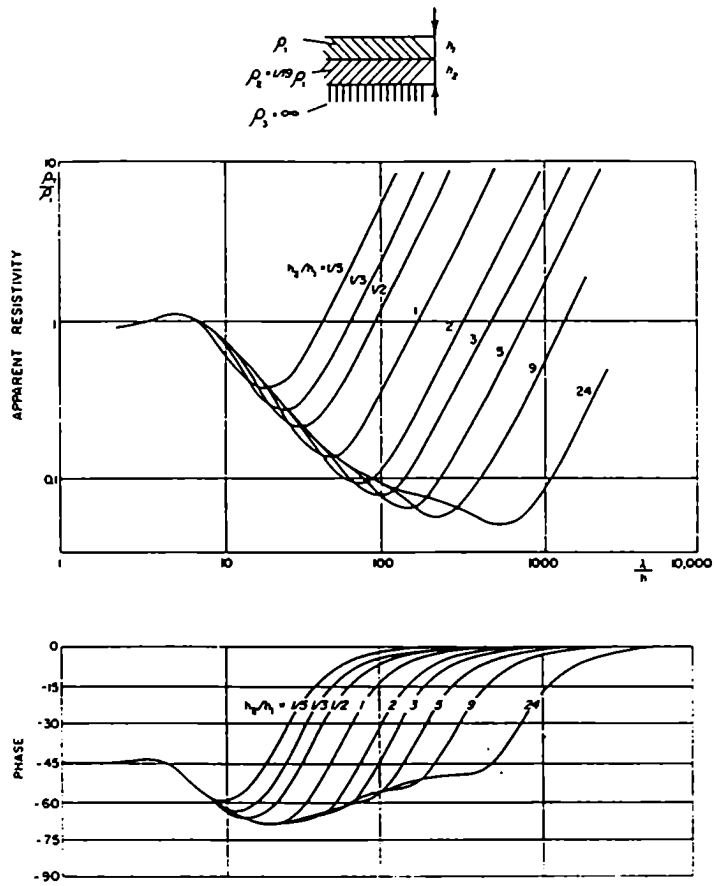


Fig 1.3 Resistividades aparentes para un medio de tres capas ( $\rho_1 > \rho_2 < \rho_3$ ). (Kaufman y Keller, 1981, pag.90)

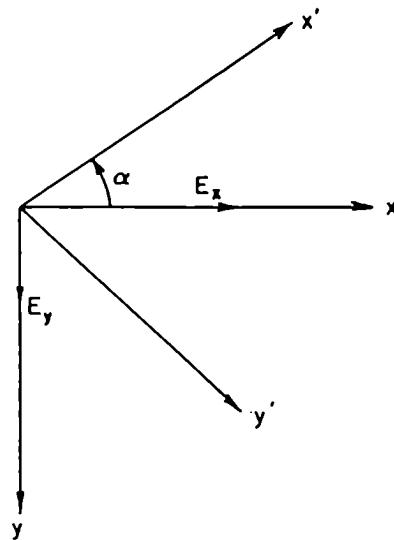


Fig. 1.4 Rotación de ejes coordenados.



## CAPITULO II

### *SISTEMA DE REGISTRO EXPERIMENTAL*

#### **Sistema de registro magnetotelúrico**

El sistema de registro magnetotelúrico consta de dos canales de registro telúrico y dos o eventualmente tres canales de registro magnético. Este tercer canal corresponde al registro de la componente vertical del campo magnético. En el relevamiento efectuado para obtener los datos para esta Tesis, se registraron dos canales telúricos, dos canales magnéticos para las señales de períodos más cortos (0.1 a 300 s), y tres canales magnéticos para las de períodos más largos (mayores que 300s). Todas las señales son preamplificadas, filtradas y amplificadas para ser almacenadas en forma analógica o digital. En la Figura 2.1 se muestra el diagrama en bloques del sistema de registro telúrico y el magnético (para 0.1 a 300 seg), según Gasco (1980).

Se procederá ahora, a describir brevemente los detalles del instrumental utilizado para la colección de los datos de MT períodos cortos y largos en esta Tesis.

#### **2.1 Canal de registro telúrico (para períodos cortos y largos)**

La medición se efectúa básicamente con un par de electrodos que se colocan en la tierra y los correspondientes cables de conexión. Los electrodos, distantes entre sí de 100 a 200 metros, captan las señales naturales que son transmitidas al preamplificador de instrumentación. Un filtro RC captura las señales de alta frecuencia no deseadas. El filtro de 50 Hz y el de

la armónica más fuerte de 150 Hz se colocan después del preamplificador para evitar la saturación de los siguientes elementos del canal, debido a las señales parásitas de esas frecuencias que se encuentran en la tierra debido a la cercanía de redes de distribución eléctricas. Las amplitudes de éstas son superiores a las naturales, por eso es necesario eliminarlas.

Cabe hacer notar que las señales naturales geomagnéticas en la banda de 0.1 a 10 Hz tienen muy baja amplitud ( del orden de 4 mV/km ), mientras que a medida que aumenta el período de la oscilación electromagnética las amplitudes son mayores. Es por eso que resulta necesario el dispositivo electrónico para atenuar el ruido que puede enmascarar estas señales.

Por último se colocan el filtro activo pasa bajo con frecuencia de corte en 10 Hz, de 36 dB por octava de atenuación, el amplificador final y un filtro pasa alto activo con frecuencia de corte en 0.1 Hz que es opcional y se puede eliminar para obtener señales de período mayor que 10 seg. El amplificador final adecua la señal a las necesidades del instrumento registrador que en nuestro caso se trata de un registrador magnético de cuatro canales, con distintas velocidades de reproducción. Esto último permite, por ejemplo, reproducir , luego en laboratorio, más lentamente los registros efectuados a una dada velocidad, disminuyendo de esta forma el paso de muestreo.

Con respecto a los electrodos (de plomo), su función es captar el potencial eléctrico del suelo y transmitirlo al cable metálico de la línea. El contacto entre electrodo y la tierra crea un potencial suplementario que se debe reducir con una tensión de compensación, de lo contrario, produciría ruido en la medición de la diferencia de potencial.

## 2.2 Canal de registro magnético (para períodos entre 0.1 y aproximadamente 300 seg, "cortos")

Para el rango de períodos comprendido entre 0.1 seg y 300 seg aproximadamente, se utilizó un magnetómetro de inducción, con dos bobinados concéntricos y un núcleo de aleación magnética. El interno capta las señales naturales y el externo ejerce una realimentación negativa, para obtener una salida plana en el dominio de frecuencias deseado.

La expresión que da la tensión inducida en el bobinado es

$$e = \mu_r \cdot S \cdot N \cdot H \cdot w$$

donde S es la sección del núcleo, N el número de espiras, H y w la amplitud y pulsación del campo magnético, y  $\mu_r$  es la permeabilidad relativa eficaz del núcleo, función de la longitud y diámetro del mismo.

El preamplificador eleva el nivel de las señales (del orden de  $1 \gamma$  ( $10^{-9}$  Tesla)) captadas por el bobinado de inducción y además entrega cierta tensión al bobinado de realimentación. Los filtros, análogamente al canal telúrico, definen la banda de interés.

Por último el amplificador final, con tres pasos de ganancia, adecua el nivel de la señal para su posterior almacenamiento en cinta magnética.

La alimentación de los circuitos es factible a partir de baterías o de la línea de 220 voltios. Más detalles sobre estos equipos pueden obtenerse en Gasco (1980).

La calibración en función de la frecuencia de los sensores de inducción, en amplitud y en fase se muestra en las Figuras 2.2

y 2.3 . Esta calibración se introdujo dentro de los programas de cálculo espectral, como se detalla en el Capítulo III.

2.3 Canal de registro magnético (para períodos mayores que 300 seg, "largos")

#### Características del sensor

Para el sensoramiento de las oscilaciones electromagnéticas naturales de período más largo, se utilizó un magnetómetro del tipo comercial "Flux gate". Este dispositivo permite medir campo magnético relativo en nT en tres direcciones ortogonales, pudiéndose registrar, entonces, la componente vertical.

Algunas características de este equipo son: ( $1\gamma = 1\text{nT}$ )

Rango: ejes x e y                    0 a  $\pm$  40000 nT en dos rangos  
          eje z                        0 a  $\pm$  70000 nT en dos rangos

Resolución: 0.4 nT

Sensibilidad: 100nT/Volt

Rango dinámico:  $\pm$  1000nT ( $\pm$ 10volt) desde línea de base

Respuesta en frecuencia: cc a 4 Hz, respuesta plana 10mV/ $\gamma$

Consumo: 2.2W

#### 2.4 Almacenamiento de las señales

Las señales electromagnéticas de período largo fueron archivadas en forma digital para ser luego procesadas. Las señales de períodos cortos fueron digitalizadas con un equipo conversor analógico digital (ADC) y archivadas convenientemente.

## **Sistema de registro Audio-magnetotelúrico**

La señales de Audio-magnetotelúrica (AMT, 0.001 a 0.1 seg) fueron detectadas con un equipo escalar para tal fin, que registró dos componentes telúricas y dos magnéticas (un par por vez). La frecuencia de medición deseada , en este caso, se puede variar por pasos desde 10 Hz hasta 1000Hz, aproximadamente. La respuesta de la barra de inducción es de 50 mV/ $\gamma$  en su parte plana (10Hz-800Hz). Los electrodos de potencial del equipo de AMT son de acero inoxidable y con longitud de línea 50m.

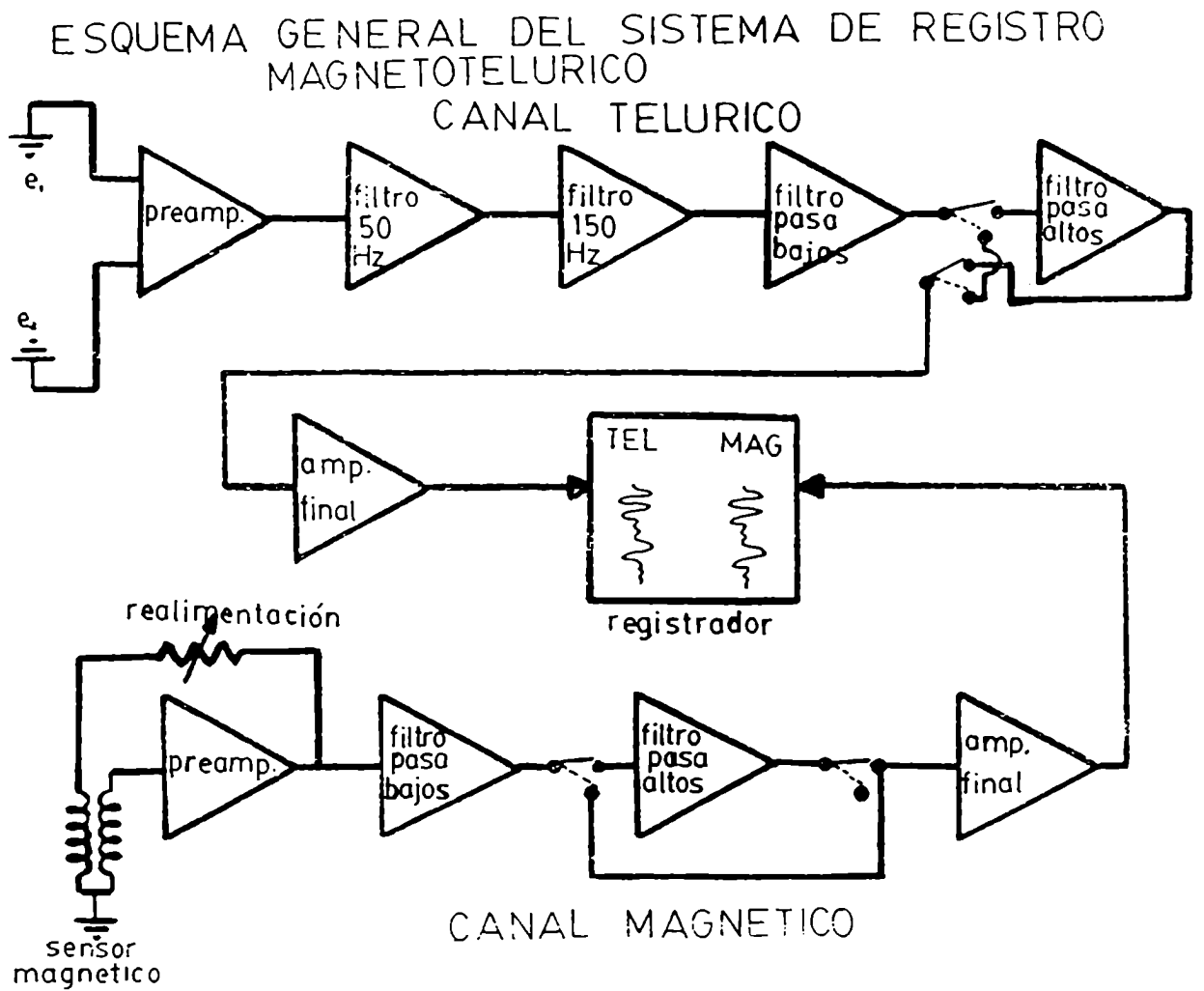


Fig. 2.1 Esquema del instrumental magnetotelúrico.

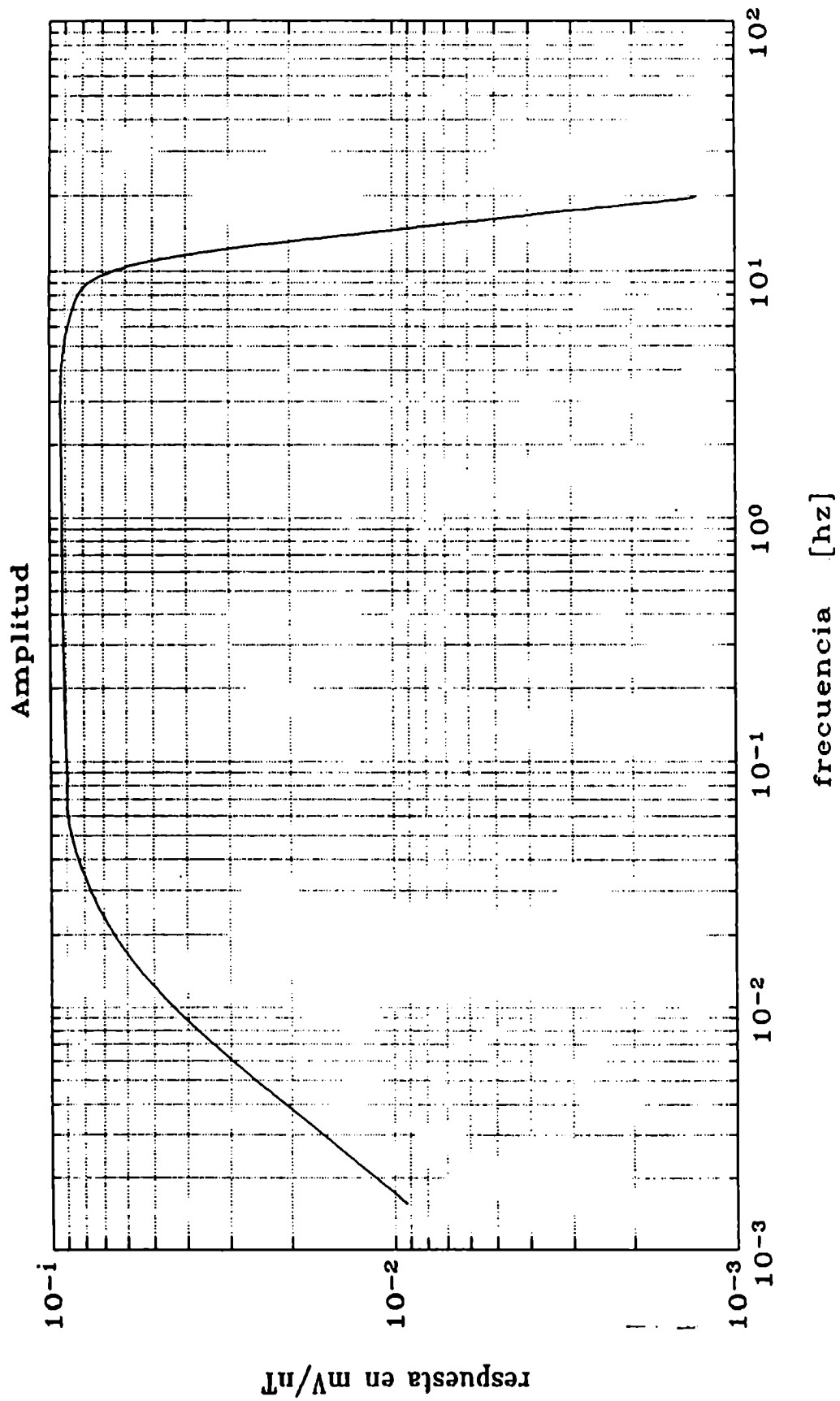


Fig. 2.2 Curva de calibración en amplitud de las barras de inducción.

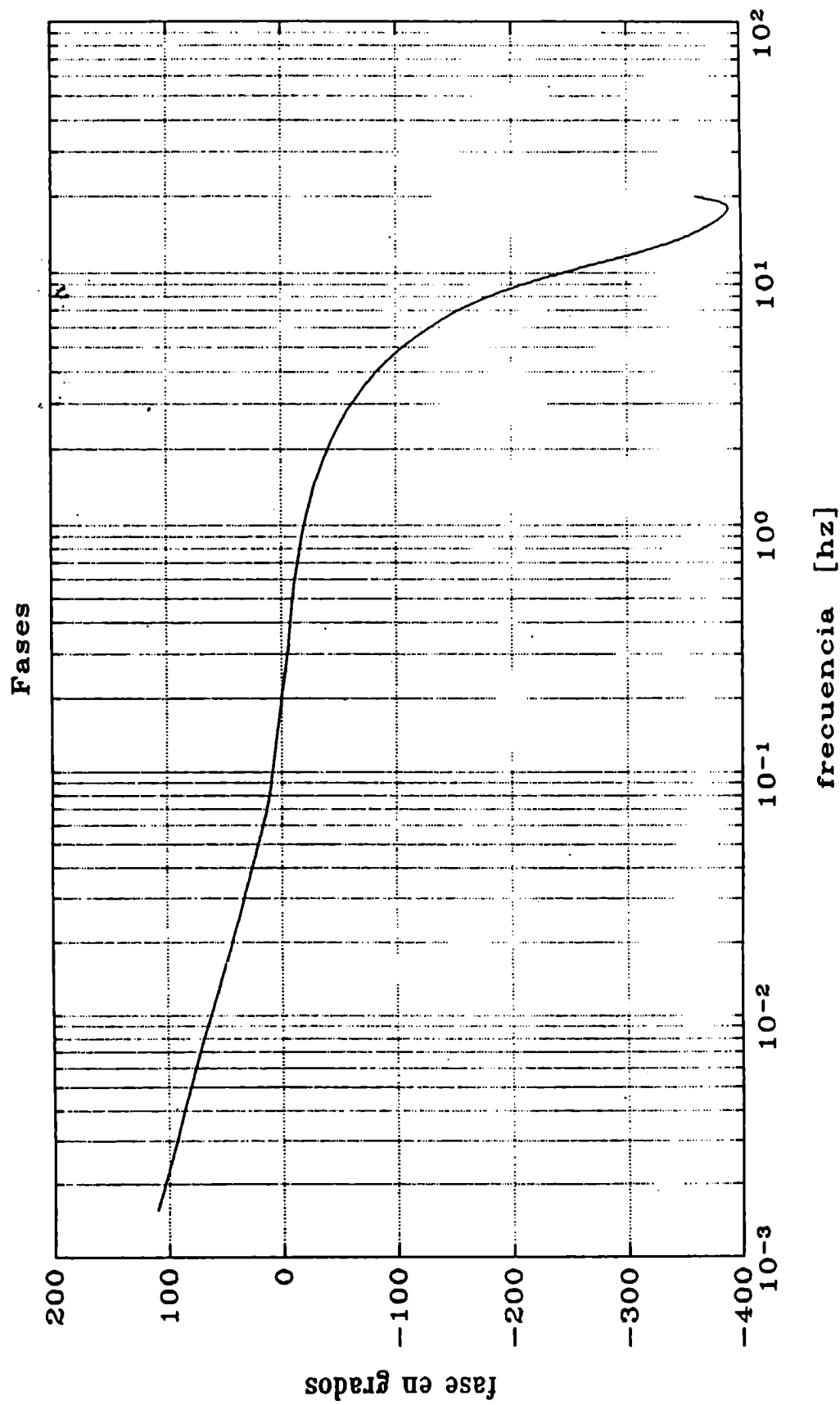


Fig. 2.3 Curva de calibración en fase de las barras de inducción.



## CAPITULO III

### *PROCESAMIENTO DE LOS DATOS MAGNETOTELURICOS*

En este Capítulo se describirán los pasos que se han seguido en el procesamiento de los datos MT (señales eléctricas y magnéticas) a partir de los registros temporales de los campos hasta la obtención de las curvas de resistividad aparente, fases y demás parámetros de diagnóstico de la estructura.

En esta Tesis, se adaptaron un conjunto de rutinas de cálculo para el procesamiento de datos MT, a computadoras personales (PC), siendo que hasta ese momento el grupo se manejaba con computadoras grandes, de acceso restringido, para procesar los datos. El método empleado corresponde al desarrollo tradicional de Bahr (Schmucker, 1983), que representó, en el momento de su aparición, un gran adelanto en la calidad de los resultados y en la determinación de los errores de los parámetros estimados.

Actualmente, existen los métodos robustos como el de Chave y Thomson (1989), para la determinación del tensor de impedancia, que son relativamente insensibles a la presencia de una cantidad moderada de datos malos o de inadecuaciones al modelo estadístico utilizado.

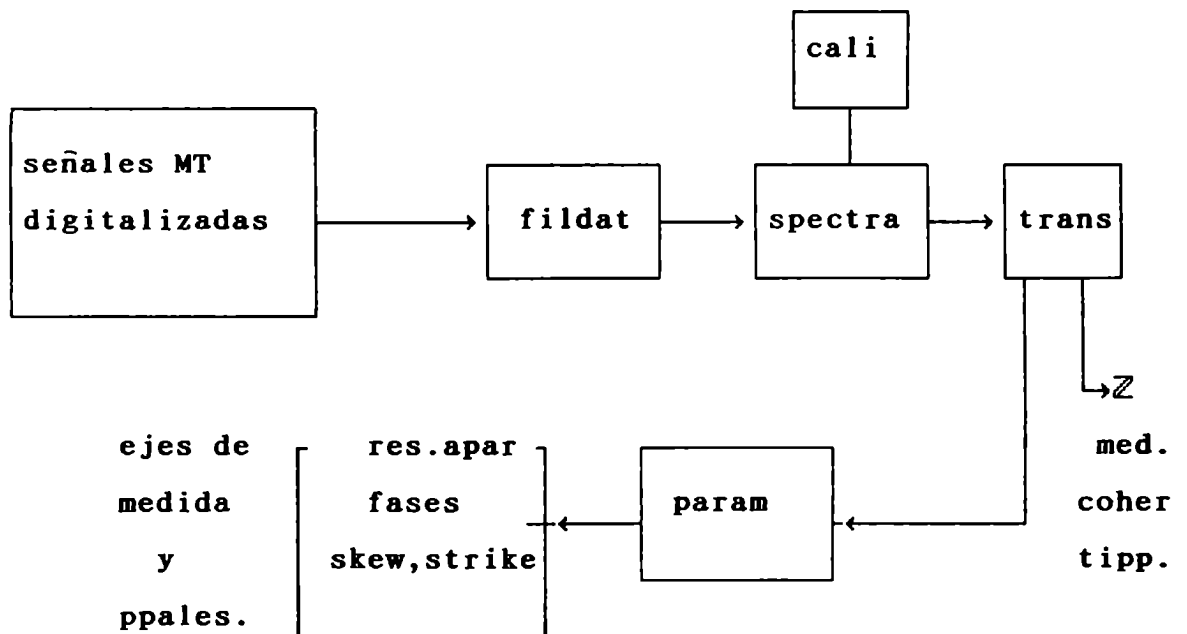
Existe una comparación hecha por Jones et al. (1989) entre todos los métodos de procesamiento existentes. Se ha comprobado que el que se utilizó en esta Tesis, cuando se eligen cuidadosamente los sectores de registro, los resultados concuerdan con los de los métodos robustos, si bien los errores de los parámetros estimados son mayores<sup>1</sup>.

<sup>1</sup> La aplicación de los algoritmos robustos será uno de los estudios posteriores a la realización de esta Tesis.

En primer lugar se seleccionaron los registros de las señales medidas, en los registros gráficos, eligiendo sectores sin accidentes y con una buena relación señal-ruido.

Luego se procedió a la digitalización de las señales analógicas de los campos (en el caso de las señales electromagnéticas obtenidas para estudiar los períodos cortos), con un equipo conversor analógico digital (ADC), para ser archivadas convenientemente. Las señales provenientes del registro por "flux-gate" (períodos largos), tuvieron que ser también adaptadas con un programa de comunicación desde el cassette del equipo de adquisición de datos al archivo de la computadora PC.

El procesamiento involucra varias etapas. A tal fin se elaboraron básicamente cuatro programas, según se muestra en el diagrama siguiente:



La primera etapa se refiere al filtrado digital de las señales temporales a los efectos de eliminar ruido y oscilaciones espúreas (programa FILDAT). Al respecto se aplicó un filtro de tipo trapezoidal que tiene la ventaja frente a los rectangulares de reducir el efecto de las oscilaciones espúreas causadas por el hecho de trabajar con señales de longitud finita.

La segunda etapa es la conversión de las curvas observadas de los campos  $E_x$ ,  $E_y$ ,  $H_x$ ,  $H_y$ ,  $H_z$  al dominio de las frecuencia, es decir la obtención de los espectros de los campos (programa SPECTRA). La técnica utilizada, que emplea los polinomios de Tschebycheff, aventaja a la tradicional Transformada Rápida de Fourier en poseer menor volumen de cálculo y en poder elegir el intervalo de frecuencias en que se quiere efectuar el cálculo. El programa también aplica la calibración del instrumental utilizado en la medición de los campos.

El siguiente paso es la obtención de las componentes del tensor de impedancia y del "tipper" en función de la frecuencia (programa TRANS). Este programa incluye el cálculo de los intervalos de confianza de dichos elementos, que no habían sido estimados en trabajos anteriores.

Luego se pasa al cálculo de resistividades aparentes, fases de los elementos principales del tensor, y la determinación del "skew" y "strike" y la consiguiente orientación de los ejes principales del tensor de impedancia, en el caso de tratarse de un caso bidimensional (programa PARAM).

Además se desarrolló el programa auxiliar CALI, que construye un archivo de calibración para las señales eléctricas y magnéticas que es utilizado por el programa SPECTRA.

Cada una de las subrutinas de cálculo empleadas en cada programa de análisis, con su fundamento teórico y ventajas, será

desarrollada en los siguientes párrafos de este capítulo.

### 3.1 Diseño y aplicación de los filtros

Para la digitalización de las señales eléctricas y magnéticas, hay que tener en cuenta que no se puede elegir el intervalo de digitalización exclusivamente en términos de las frecuencias que se determinarán. Para ello hay que recordar el criterio de Nyquist:

"Al menos dos muestras deben tomarse sobre cada ciclo de una frecuencia  $f$  para asegurarse de que esa frecuencia puede ser reconocida".

El efecto de analizar frecuencias por encima de la frecuencia de Nyquist ( $f_{Ny} = 1/2\Delta t$ ) es la aparición de falsas frecuencias que producen malinterpretación (Aliasing). Para reducir este efecto se aplica a la serie temporal un filtro anti-aliasing que reduce la amplitud de la componente de cualquier frecuencia por encima de la de Nyquist, a un valor menor que el error con que se determina la componente espectral de cualquier frecuencia.

Si existen componentes de alta frecuencia en la serie temporal que uno no desea muestrear, pueden ser removidas previamente por los filtros electrónicos (señalados en el Capítulo II) antes de la digitalización.

Teniendo las señales en función del tiempo de los campos electromagnéticos, éstas se filtran para obtener las componentes espectrales dentro del rango de frecuencias deseado. Asimismo, se busca eliminar las componentes de alta frecuencia (ruido) que producen "aliasing" y contaminan las de baja frecuencia. Para ello

se ha recurrido a la aplicación de un filtro numérico o digital.

En el apéndice 1.1 se da una introducción teórica sobre filtros digitales. El proceso de tomar muestras  $x_n$  de una función registrada analógicamente puede verse matemáticamente como la convolución de un conjunto de funciones delta con la función señal continua.

$$\{x_n\} = F(t) * \sum_{n=1}^N \delta(t - n\Delta t) \quad 3.1$$

donde  $F(t)$  es la función continua de la cual se toman muestras  $x_n$ ,  $N$  es el número total de muestras y  $\delta$  es la función delta. En el dominio de la frecuencia el espectro correspondiente,  $S(\omega)$ , es

$$S(\omega) = F(\omega) \cdot \sum_{n=1}^N \int_{-\infty}^{\infty} \delta(t - n\Delta t) e^{-i\omega t} dt \quad 3.2$$

Si la función original es muestreada con una longitud de registro de duración finita, esto es equivalente a multiplicar la función original por una ventana rectangular  $D(t)$

La multiplicación en el dominio del tiempo es equivalente a la convolución en el dominio de la frecuencia. Entonces, el espectro modificado (obtenido de la transformada de Fourier de la serie temporal truncada por la ventana) se puede escribir en términos del espectro verdadero y de la transformada de Fourier de la ventana, o sea

$$S'(\omega) = S(\omega) * D(\omega)$$

donde

$$D(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} D(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau = \frac{2}{\omega} \text{sen } \omega N \Delta t \quad \text{es la transformada de}$$

Fourier de la ventana, con  $N \Delta t$  la longitud de la ventana,  $D(\tau)$  centrada en  $\tau=0$ .

Es decir que la convolución de la ventana en el dominio de la frecuencia con el espectro verdadero, da el espectro distorsionado por el efecto de tener registros de longitud finita. El efecto de truncamiento de la serie produce oscilaciones con picos subsidiarios (lóbulos laterales) donde no hay energía en el espectro verdadero. En la Figura 3.1 se muestra el caso de una frecuencia en  $\omega_1$  y otra en  $-\omega_1$ . Si en el espectro verdadero hay poca energía donde aparecen los lóbulos ficticios laterales, el espectro producirá valores erróneos. Es importante minimizar este efecto. Una posibilidad es utilizar ventanas con límites no tan abruptos.

Para una secuencia  $x_n$  a la entrada del filtro se define la transformada de Fourier como

$$X(e^{-i\omega}) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} x_n e^{-in\omega}$$

que es el espectro en frecuencias de la señal.

Si la salida del filtro es  $y_n$ , la transformada de Fourier de la salida es :

$$Y(e^{-i\omega}) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} y_n e^{-in\omega} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{k=-\infty}^{\infty} h_k x_{n-k} e^{-in\omega}$$

y se cumple:

$$H(e^{-i\omega}) = Y(e^{-i\omega}) / X(e^{-i\omega}) \quad 3.3$$

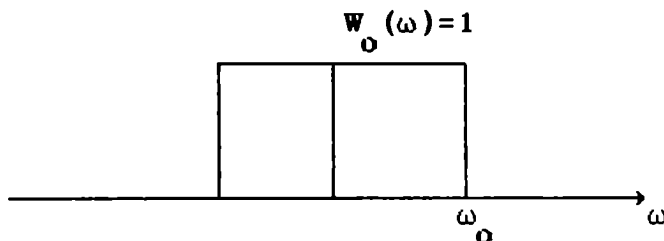
donde  $H(e^{-i\omega}) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} h_n e^{-in\omega}$  es la función transferencia del filtro, según Apéndice 1.1, o sea la transformada de Fourier de

la respuesta al impulso  $h_n$ .

En el caso de tener un espectro de frecuencia continuo el tratamiento es análogo al discreto. Por lo tanto, la respuesta al impulso  $w(t)$  es la antitransformada de Fourier de la función transferencia  $T(\omega)$

$$w(t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} T(\omega) e^{i\omega t} d\omega$$

La función transferencia para un filtro rectangular tiene la siguiente forma  $T(\omega) = W_0(\omega)$



y es  $W_0(\omega) = Y(\omega)/X(\omega)$

Para que el filtro no desfase la señal, debe ser  $\text{Im } W_0(\omega) = 0$

Entonces, la respuesta al impulso será, tomando parte real

$$w(t) = \int_0^{\omega_0} W_0(\omega) \cos \omega t d\omega = \omega_0 \text{ sen } (\omega_0 t) / \pi \omega_0 t$$

La función transferencia para series temporales que no son infinitas se calcula considerando  $w(t)$  para  $|t| < \tau$ , donde  $\tau$  es la longitud temporal del registro.

Entonces

$$W(\omega) = \frac{2\omega_0}{\pi} \int_0^{\tau} \frac{\sin \omega_0 t \cos \omega t}{\omega_0 t} dt = \frac{1}{\pi} \{ \text{Si}[(\omega + \omega_0)\tau] + \text{Si}[(\omega_0 - \omega)\tau] \}$$

donde

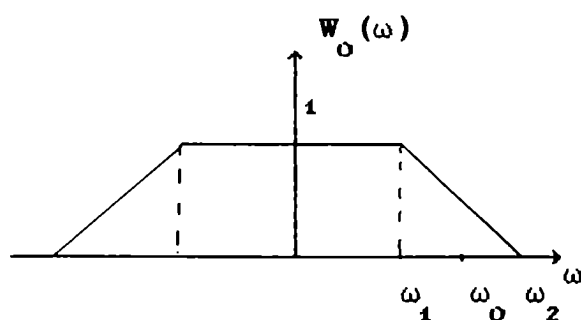
$$\text{Si}(x') = \int_0^{x'} \frac{\sin x}{x} dx$$

(Para más información sobre esta solución ver apéndice 1.2)

### 3.1.1 Diseño del filtro trapezoidal

Con el objeto de minimizar las oscilaciones espúreas en el filtro debido al truncamiento de las series temporales se pueden intentar filtros con bordes no tan abruptos. Con ese fin, se diseñó un filtro trapezoidal (programa FILDAT) con parámetros ajustados de tal forma de minimizar este efecto, según el desarrollo de este tipo de filtros hecho por Schmucker (1983).

Supóngase que la función transferencia del filtro tiene la siguiente forma



donde  $\omega_0 = (\omega_1 + \omega_2)/2$  y  $\Omega = (\omega_2 - \omega_1)/2$

La respuesta al impulso  $W_0(t)$  para este filtro será la antitransformada de la función transferencia:



$$W_0(t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\omega_2} W_0(\omega) \cos \omega t \, d\omega = \omega_0 \frac{\text{sen } \omega_0 t \text{ sen } \Omega t}{\pi \omega_0 t \Omega t} \quad 3.4$$

Al considerar  $w(t)$  truncada, o sea definida para  $|t| < \tau$ , la función transferencia  $W(\omega)$  será

$$W(\omega) = 2 \omega_0 \int_0^{\tau} \frac{\text{sen } \omega_0 t \text{ sen } \Omega t \cos \omega t}{\pi \omega_0 t \Omega t} dt \quad 3.5$$

El resultado de esta integral es

$$W(\omega) = \frac{1}{2\pi\Omega t} [ \cos u_2 + \cos v_2 - \cos u_1 - \cos v_1 + u_2 \text{Si}(u_2) + v_2 \text{Si}(v_2) - u_1 \text{Si}(u_1) - v_1 \text{Si}(v_1) ] \quad 3.6$$

$$\text{con } u_1 = (\omega_1 + \omega) \tau \quad v_1 = (\omega_1 - \omega) \tau$$

$$u_2 = (\omega_2 + \omega) \tau \quad v_2 = (\omega_2 - \omega) \tau$$

El efecto de truncar la serie es el de las oscilaciones en el filtro, análogamente al caso rectangular. Se tratará, por lo tanto, de minimizar este efecto.

Definiendo, para  $\omega=0$  y  $x=\Omega\tau$ ,:

$$y(x) = (u_2 \text{sen } u_1 - u_1 \text{sen } u_2) / u_1 u_2$$

donde

$$u_2 \text{sen } u_1 - u_1 \text{sen } u_2 = 2x \text{sen} \omega_0 \tau \cos x - 2 \omega_0 \tau \cos \omega_0 \tau \text{sen } x ,$$

se cumple que  $W(\omega) = W_0(\omega) - y(x)$ . Para minimizar el efecto de las oscilaciones espúreas, se trata de que para  $\omega=0$ ,  $W(\omega) = W_0(\omega)$ , y para ello se debe imponer que  $y(x)$  se anule. Para ello debe cumplirse

$$u_1 = (q-1)\pi \quad (\text{para } \omega=0)$$

$$u_2 = (q+1)\pi$$

y

$$v_1 = (q-1)\pi$$

$$v_2 = (q+1)\pi$$

Para  $\omega$  distinto de cero

$$u_1 = (q-1)\pi + \omega \quad v_1 = (q-1)\pi - \omega$$

$$u_2 = (q+1)\pi + \omega \quad v_2 = (q+1)\pi - \omega$$

En la realidad se tienen series temporales finitas, discretas muestreadas a intervalos  $\Delta t$ , de la variable independiente  $t$ .

Si  $N$  es el número de datos de la serie

$$\tau = N \Delta t$$

La respuesta al impulso  $W(t)$  se llamará  $W_n(n\Delta t)$ , caracterizada por el subíndice discreto  $n$  que caracteriza la serie en el espacio del tiempo. Entonces, el tiempo es  $t=n\Delta t$ , siendo  $\Delta t$  el intervalo de tiempo entre datos.

Por analogía con la expresión 3.4 se tiene:

$$W_n(n\Delta t) = \frac{2f_0 \Delta t \operatorname{sen}(2\pi f_0 n\Delta t) \operatorname{sen}(\pi \Delta f n\Delta t)}{2\pi f_0 n\Delta t \cdot \pi \Delta f n\Delta t} \quad 3.7$$

donde  $\omega_0 = 2\pi f_0$  y  $\Delta f = f_2 - f_1$

Entonces

$$W_n = W_0 \frac{\text{sen}(n\pi\alpha)}{n\pi\alpha} \cdot \frac{\text{sen}(n\pi\beta)}{n\pi\beta}$$

donde  $W_0 = 2f_0 \Delta t = f_0 / f_{Ny} = \alpha$   $\beta = \Delta f / f_{Ny}$

y  $f_{Ny} = 1/2\Delta t$  es la frecuencia de Nyquist, o sea la máxima frecuencia bien definida presente en la señal de entrada.

Considerando que  $t = n\Delta t$  y  $w = 2\pi m \Delta F = 2\pi m / N \Delta t$ , entonces la función transferencia será:

$$W_m = W_0 + 2 \sum_{n=1}^N W_n \cos\left(\frac{2\pi mn}{N}\right) \quad 3.8$$

donde  $W_n = W_0 \frac{\text{sen}(n\pi\alpha)}{n\pi\alpha} \cdot \frac{\text{sen}(n\pi\beta)}{n\pi\beta}$

Pará minimizar el efecto de las oscilaciones, se ajustan los parámetros del filtro para que  $W_m(\omega=0)=1$  que es el valor de  $W_0(\omega)$  (función transferencia sin oscilaciones).

Para un filtro trapezoidal de longitud  $\tau_{\text{filt}} = N_{\text{filt}} \Delta t$ , frecuencia de corte  $f_0 = T_0^{-1} = (f_1 + f_2) / 2$

y agudeza

$$S = f_0 / \Delta f = (f_1 + f_2) / (f_2 - f_1)$$

la función transferencia de frecuencia cero es

$$W(0) = W_0 \left[ 1 + 2 \sum_{n=1}^{N_{\text{filt}}} \frac{\text{sen}(n\pi\alpha)}{n\pi\alpha} \cdot \frac{\text{sen}(n\pi\beta)}{n\pi\beta} \right] \quad 3.9$$

con  $\alpha = f_0 / f_{Ny}$  ,  $\beta = \Delta f / f_{Ny} = \alpha / S$  y  $f_{Ny} = 1 / 2\Delta t$   $\tau = N_{filt} \Delta t$

Se diseñó una subrutina (TRAPEZ), dentro del programa FILDAT, que calcula  $y(\beta) = W(0) - 1$  como función de  $\beta$ , para encontrar los ceros de  $y(\beta)$ . El valor de  $\beta$  que produce, para un dado  $\alpha$  y  $N_{filt}$ , el primer cero de  $y(\beta)$  define la agudeza del filtro óptimo.

La longitud del filtro y la frecuencia de corte son definidos en la entrada, y la agudeza  $S$  es ajustada para obtener el filtro óptimo con respuesta en frecuencia cero  $W(0) = 1$ .

Es decir esta subrutina TRAPEZ realiza los siguientes pasos:

1-Búsqueda de raíces de  $y(\beta)$  con  $\beta_0 = 1 / N_{filt}$  como valor inicial de  $\beta$

2-Cálculo de los pesos del filtro, con agudeza optimizada  $S^* = \alpha / \beta^*$ ,  $W_0 = \alpha$  y  $W_n$  ( $n = 1 \dots N_{filt}$ ).

En caso de tener un filtro pasa alto sería  $W_0 = 1 - \alpha$  y  $W_n = -W_n$ .

3- Cálculo de la función transferencia del filtro:

$$W_m = W_0 + 2 \sum_{n=1}^{N_{filt}} W_n \cos(2\pi m \Delta F n \Delta t) \quad \text{para } m=0,1, \dots, M$$

### 3.1.2 Aplicación del filtro

Con el objeto de verificar el comportamiento del diseño del filtro óptimo, se implementó un pequeño programa que genera una serie suma de dos cosenos de distintas frecuencias. Se aplicó la subrutina TRAPEZ para diseñar el filtro óptimo, de acuerdo con los parámetros de la serie a filtrar. Se aplicó el filtro a la serie inicial, dando como salida una serie filtrada donde sólo aparece la componente de baja frecuencia, en el caso de tratarse de un

filtro pasa bajo.

### 3.2 Análisis espectral

Una vez que las series temporales son filtradas, el paso siguiente es el cálculo de los espectros de potencias cruzados y autoespectros de las señales magnetoteléuricas. El algoritmo frecuentemente utilizado, entre otros, para el cálculo de la transformada de Fourier de la serie temporal (coeficientes armónicos del desarrollo de Fourier) ha sido el de FFT (Transformada rápida de Fourier). En él existe la limitación de que el número de datos de la serie debe ser un número exacto potencia de 2.

En esta oportunidad se diseñó el programa SPECTRA, donde el análisis espectral que se aplica se basa en el algoritmo que utiliza los polinomios de Tschebyscheff (Scmucker, 1983) y que agiliza los cálculos restringiéndose a la determinación de algunos coeficientes, obteniendo los otros con una fórmula de recurrencia. Además, no existe en este método limitación alguna respecto al número de datos de la serie y existe la posibilidad de elegir el intervalo de frecuencias en el que se desea realizar el cálculo. Revisemos los fundamentos del análisis espectral.

Supóngase tener una serie temporal discreta de longitud  $T$ , digitalizada a intervalos  $\Delta t$ , de tal forma de que hay  $N$  valores muestreados. Esa serie puede ser representada por la secuencia  $f_n$  (desarrollo en serie de Fourier) con  $n=0,1,\dots,N-1$ :

$$f_n = \sum_{m=0}^M a_m \cos(2\pi mn/N) + \sum_{m=1}^{M-1} b_m \operatorname{sen}(2\pi mn/N) \quad 3.10$$

donde  $M=N/2$  y los  $2M=N$  coeficientes armónicos pueden representarse

por

$$a_0 = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} f_n$$

$$a_m = \frac{2}{N} \sum_{n=0}^{N-1} f_n \cos(2\pi mn/N)$$

para  $m=1,2,\dots,(N/2-1)$  3.11

$$a_M = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} (-1)^n f_n$$

$$b_m = \frac{2}{N} \sum_{n=0}^{N-1} f_n \operatorname{sen}(2\pi mn/N)$$

### 3.2.1 Cálculo de los coeficientes de Fourier utilizando los polinomios de Tschebyscheff

Los polinomios de Tschebyscheff,  $T_n(x)$  y  $U_n(x)$ , se definen a partir de las siguientes expresiones:

$$T_n(x) = \cos(n \operatorname{arcos} x)$$

3.12

$$\operatorname{sen}(\operatorname{arcos} x) \cdot U_n(x) = \operatorname{sen}[(n+1)\operatorname{arcos} x]$$

$n=0,1,2,\dots$

con los valores especiales:

$$T_0 = U_0 = 1$$

$$T_1 = x \quad U_1 = 2x$$

$$T_2 = 2x^2 - 1 \quad U_2 = 4x^2 - 1$$

y las fórmulas de recurrencia

$$T_n = xU_{n-1} - U_{n-2}$$

$$U_n = 2xU_{n-1} - U_{n-2}$$

Sea  $\nu_m = 2\pi m/N$ , los argumentos de las funciones circulares en la transformada de Fourier de la ecuación 3.10, entonces:

$$\cos(2\pi mn/N) = \cos(n\nu_m) = T_n(\cos\nu_m) \quad 3.13$$

$$\sen(2\pi mn/N) = \sen(n\nu_m) = \sen\nu_m \cdot U_{n-1}(\cos\nu_m) \quad 3.14$$

como surge de remplazar con las fórmulas 3.12.

Los coeficientes armónicos de la ecuación 3.11 pueden escribirse

$$a_m = -\frac{2}{N} \sum_{n=0}^{N-1} f_n T_n(\cos\nu_m) \quad 3.15$$

$$b_m = -\frac{2}{N} \sum_{n=0}^{N-2} f_{n+1} U_n(\cos\nu_m) \sen\nu_m$$

Ambos coeficientes pueden ser calculados por una fórmula de recursión

$$s_l = f_l + 2\cos\nu_m s_{l+1} - s_{l+2} \quad 3.16$$

Si se define en primer lugar:

$$s_{N-1} = f_{N-1} \quad s_N = 0 \quad 3.17$$

aplicando entonces la recurrencia resulta:

$$s_{N-1} = f_{N-1} = U_0 f_{N-1}$$

$$s_{N-2} = U_0 f_{N-2} + U_1 f_{N-1} \quad 3.18$$

y así sucesivamente

$$s_2 = \sum_{n=0}^{N-3} U_n f_{n+2} \quad 3.19$$

$$s_1 = \sum_{n=0}^{N-2} U_n f_{n+1} \quad 3.20$$

$$s_0 = f_0 + \cos \nu_m s_1 - s_2 = \sum_{n=0}^{N-1} f_n T_n \quad 3.21$$

Por lo tanto, los coeficientes armónicos pueden escribirse de la siguiente forma:

$$a_m = 2/N s_0 \quad \text{o sea}$$

$$a_m = \frac{2}{N} (f_0 + \cos \nu_m s_1 - s_2) \quad 3.22$$

$$b_m = \frac{2}{N} \operatorname{sen} \nu_m s_1 \quad 3.23$$

Como se observa, el cálculo se reduce sólo al de dos sumatorias, la  $s_1$  y  $s_2$ . Una vez obtenidos estos valores se pueden calcular los coeficientes armónicos para todas las frecuencias involucradas, utilizando las ecuaciones 3.22 y 3.23 en lugar de las 3.11.

### 3.2.2 Cálculo de los espectros

Dentro del programa SPECTRA se calculan, con los



coeficientes anteriores, los espectros de las señales MT. Veamos algunos aspectos teóricos:

Supóngase tener una serie temporal  $x_n$  de longitud T, digitalizada a intervalos  $\Delta t$ , de tal forma de que hay N valores muestreados.

Se define  $S_{xx}$  según Jenkins y Watts (1968), como el espectro de la muestra :

$$S_{xx}(m) = T |X_m|^2 \quad \text{con} \quad X_m = \frac{1}{2} (a_m + i b_m)$$

donde  $a_m$  y  $b_m$  están dados por las ec. 3.22 y 3.23.

Entonces

$$S_{xx}(m) = N \Delta t (a_m^2 + b_m^2) / 4 \quad 3.24$$

Se demuestra en Jenkins y Watts (1968) que  $S_{xx}$  no es un buen estimador del espectro porque la varianza del espectro de la muestra  $S_{xx}(f)$  no decrece cuando N se incrementa. Por lo tanto, en ese caso,  $S_{xx}(f)$  no es un buen estimador del espectro .

Análogamente, si una segunda serie temporal está representada por la secuencia  $y_n$ ,  $n=0, \dots, N-1$ , el espectro<sup>2</sup> será

$$S_{YYm} = N \Delta t |Y_m|^2$$

y el espectro cruzado entre  $x_n$  y  $y_n$  será

$$S_{XYm} = N \Delta t X_m Y_m^*$$

<sup>2</sup> Los espectros de una señal se los suele llamar también autoespectros

### 3.2.3 Espectros suavizados

Con el objeto de producir estimaciones espectrales con varianza menor que la de  $S_{xx}(f)$ , se introducen las ventanas espectrales dando lugar a los estimadores espectrales suavizados  $\bar{S}_{xx}(f)$ . Es decir, un estimador espectral, suavizado con una ventana  $w(u)$ , del espectro de la forma:

$$\bar{S}_{xx}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} w(u) S_{xx}(u) e^{-i2\pi u f} du$$

tiene una varianza menor que el estimador del espectro de la muestra  $S_{xx}(f)$ .

Hay varios ejemplos de ventanas en Jenkins and Watts (1968): rectangular, Bartlett, Tukey, Parzen.

Usando la propiedad de la convolución, el estimador del espectro suavizado será:

$$\bar{S}_{xx}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} W(g) S_{xx}(f-g) dg$$

donde  $W(g)$  es la transformada de Fourier de la ventana.

Se demuestra (Jenkins and Watts, 1968) que para cualquier proceso estocástico Normal  $x(t)$ :

$$\text{Var} [ \bar{S}_{xx}(f) ] = \text{Var} [ S_{xx}(f) ] I/T$$

donde 
$$I = \int_{-\infty}^{\infty} w^2(u) du$$

siendo  $I/T$  proporcional a  $M$  para las distintas ventanas<sup>3</sup>. Esto demuestra que la varianza del estimador espectral suavizado puede reducirse haciendo  $M$  pequeño, aunque esto incrementa el sesgo.

En el programa SPECTRA se implementó una subrutina que aplica la ventana de Parzen al espectro, dado que para ciertos valores de  $M$ , ésta produce la varianza más pequeña. La ventana de Parzen tiene la forma, en el dominio de las frecuencias

$$w_p(f) = \frac{3M}{4} \left[ \frac{\text{sen } \pi f M / 2}{\pi f M / 2} \right]^4 \quad -\infty < f < \infty \quad 3.25$$

Para este caso el cociente de varianzas es

$$I/T = 0.539 M/T \quad 3.26$$

El espectro suavizado, ya sea para los autoespectros o los espectros cruzados, se escribe como la convolución

$$\bar{S}_{m'} = \sum_{m=-M'}^{M'} w_m S_{m'-m} \Delta f_L \quad 3.27$$

donde  $\Delta f_L = 1/T_L$ ,  $T_L$ : longitud del registro temporal

y

$M' \cdot \Delta f_L = 2/M$  de tal forma que  $M' = 2T_L/M$  sea un valor entero.

Los cálculos se realizan para frecuencias separadas por un  $\Delta F$  definido y se elige el ancho de la ventana de Parzen tal que  $\Delta F = \Delta f_p = 2/M$  (semiancho de la ventana de Parzen). Las estimas

<sup>3</sup> $2/M$  es la mitad del ancho de la ventana en el dominio de la frecuencia

suavizadas de los espectros estarán entonces separadas por intervalos  $\Delta F = \Delta f_p$

Si se quiere tener el espectro alisado entre  $F_1 = M_1 \Delta F = M_1 \Delta f_p$  y  $F_2 = M_2 \Delta F = M_2 \Delta f_p$  ( en el caso  $\Delta F = \Delta f_p$  ), se deben elegir las frecuencias inicial y final  $L_1$  y  $L_2$  medidas en el paso original  $\Delta f_L$  de tal forma que queden los límites  $M_1$  y  $M_2$  corridos en media ventana de Parzen de  $L_1$  y  $L_2$ , por lo menos.

Por lo tanto, los  $L_1$  y  $L_2$  necesarios para calcular los coeficientes armónicos, en función de los valores  $M_1$  y  $M_2$  del intervalo de frecuencias que se desea alisar, serán :

$$L_1 = M_1 \Delta F / \Delta f_L - \Delta f_p / \Delta f_L + 1 \quad 3.28$$

$$L_2 = M_2 \Delta F / \Delta f_L + \Delta f_p / \Delta f_L + 1 \quad 3.29$$

La subrutina de alisado con la ventana de Parzen, calcula previamente los coeficientes de la ventana y luego aplica la ventana a los espectros originales obteniéndose los espectros suavizados.

Los espectros suavizados correspondientes a los sectores de registros seleccionados, con un mismo intervalo de muestreo  $\Delta t$  y semiancho de la ventana de Parzen  $\Delta f_p$ , se promedian para cada frecuencia de interés, disminuyendo así el error estadístico. La elección de  $M_1$  y  $M_2$  se hace a partir de la serie temporal más corta. Dados los  $L_1$  y  $L_2$  correspondientes a esa serie se calculan  $M_1$  y  $M_2$ , con las ecuaciones 3.28 y 3.29. Para los otros eventos a promediar se dejan fijos  $M_1$  y  $M_2$  y se eligen  $L_1$  y  $L_2$  correspondientes para cada serie mediante las ecuaciones 3.28 y 3.29. Con  $M_1$  y  $M_2$  fijos, se asegura el correcto promedio de

registros para cada frecuencia alisada.

En el apéndice 1.3 se detalla el diseño de una prueba de funcionamiento de la subrutina de cálculo de espectros originales y alisados, observándose como conclusión que se produce un disminución de la varianza del estimador suavizado proporcional al tamaño de la ventana, como era de esperar .

### 3.3 Calibración de las señales electromagnéticas

La calibración de las señales eléctricas (telúricas) se realiza con factores conocidos para cada componente y registro, que están dados en (mV/km)/mV.

En cuanto a la calibración de las señales magnéticas, puede ser global (constante para todas las frecuencias), en el caso de medir las variaciones geomagnéticas con un dispositivo Flux-gate; o espectral (dependiente de la frecuencia), en el caso de utilizar barras de inducción. Para la calibración global habrá entonces, tres factores para  $H_x$ ,  $H_y$  y  $H_z$ . El programa CALI, crea en tal caso, un archivo de calibración con los factores telúricos y magnéticos.

En el caso de la calibración espectral, el programa CALI, lee de un archivo los datos de calibración de amplitud y fase, extraído de la curva de calibración para frecuencias en la banda utilizada generalmente, e interpola los valores de los factores de calibración para las frecuencias de interés en la señal que se analiza. Los factores telúricos y magnéticos así obtenidos son archivados.

En ambos casos los archivos finales obtenidos en la calibración son utilizados por el programa SPECTRA para el cálculo de los espectros.

### 3.4 Cálculo del tensor de impedancia

Se verá ahora cómo se obtuvieron los elementos del tensor de impedancia en los ejes de medida, es decir los ejes a lo largo de los cuales se midieron las componentes eléctrica y magnética de los campos, en la superficie de la tierra (programa TRANS). También se hará referencia al cálculo que se realiza del error de los elementos del tensor y a las coherencias entre las señales.

Sea el eje x con dirección NS hacia el norte; el eje y con dirección EO hacia el este, y el eje z hacia abajo de la superficie perpendicular al plano definido por x e y.

Según lo visto en el capítulo I, se establece una relación lineal entre los campos, en el dominio de la frecuencia, de la forma:

$$E_x(\omega) = Z_{xx}(\omega) H_x(\omega) + Z_{xy}(\omega) H_y(\omega) + \delta E_x(\omega)$$

$$E_y(\omega) = Z_{yx}(\omega) H_x(\omega) + Z_{yy}(\omega) H_y(\omega) + \delta E_y(\omega) \quad 3.30$$

$$H_z(\omega) = X_{zx}(\omega) H_x(\omega) + X_{zy}(\omega) H_y(\omega) + \delta H_z(\omega)$$

donde  $\delta E_x(\omega)$ ,  $\delta E_y(\omega)$  y  $\delta H_z(\omega)$  es el ruido no correlacionado en esas señales (estando  $H_x$  y  $H_y$  libres de ruido) y  $Z_{xx}(\omega)$ ,  $Z_{xy}(\omega)$ ,  $Z_{yx}(\omega)$  y  $Z_{yy}(\omega)$  son las componentes del tensor de impedancia (función transferencia buscada) y  $X_{zx}(\omega)$  y  $X_{zy}(\omega)$  las componentes del Tipper.

El cálculo de los elementos del tensor de impedancia se realiza en este programa través del método de cuadrados mínimos, siendo estos elementos los parámetros del modelo, cuya estima

Óptima es aquélla que minimiza el error cuadrático medio. Para una determinada frecuencia, y para por ejemplo  $E_x$ , se tiene:

$$S_{\delta E_x} = \langle \delta E_x \cdot \delta E_x^* \rangle = \langle (E_x - A H_x - B H_y) \delta E_x^* \rangle =$$

$$= S_{E_x E_x} - A^* S_{E_x H_x} - B^* S_{E_x H_y}$$

donde por ser  $\delta E_x$  la parte de ruido no correlacionado  $\langle H_x \delta E_x^* \rangle = 0$  y  $\langle H_y \delta E_x^* \rangle = 0$  y  $*$  indica complejo conjugado. A y B son  $Z_{xx}$  y  $Z_{xy}$ , respectivamente.

Los promedios estadísticos  $\langle \rangle$  son calculados sobre varios registros simultáneos y dentro de bandas de frecuencias  $\Delta F$  (intervalo de frecuencia característico):

$$S_{E_x E_x} = \langle E_x \cdot E_x^* \rangle \rightarrow \rightarrow \rightarrow \text{autoespectro de } E_x$$

$$S_{E_x H_x} = \langle E_x \cdot H_x^* \rangle \rightarrow \rightarrow \rightarrow \text{espectro cruzado de } E_x \text{ y } H_x$$

3.31

$$S_{E_x H_y} = \langle E_x \cdot H_y^* \rangle \rightarrow \rightarrow \rightarrow \text{espectro cruzado de } E_x \text{ y } H_y$$

$$S_{\delta E_x} = \langle \delta E_x \cdot \delta E_x^* \rangle \rightarrow \rightarrow \rightarrow \text{autoespectro de } \delta E_x$$

Para hacer mínimo  $S_{\delta E_x}$ , se toman derivadas de  $S_{\delta E_x}$  respecto a  $\text{Re}A$ ,  $\text{Im}A$ ,  $\text{Re}B$ ,  $\text{Im}B$  y se igualan a cero. Entonces, se obtienen:

$$Z_{xx}(\omega) = \frac{S_{E_x H_x} S_{H_x H_x} - S_{H_x H_x} S_{E_x H_x}}{S_{H_x H_x} S_{H_x H_x} - |S_{H_x H_x}|^2}$$

3.32

$$Z_{xy}(\omega) = \frac{S_{H_x H_x} S_{E_x H_y} - S_{H_x H_y} S_{E_x H_x}}{S_{H_x H_x} S_{H_y H_y} - |S_{H_x H_y}|^2}$$

Análogamente minimizando  $S_{\delta E_y}$ :

$$Z_{yx}(\omega) = \frac{S_{E_y H_x} S_{H_y H_y} - S_{H_y H_x} S_{E_y H_y}}{S_{H_x H_x} S_{H_y H_y} - |S_{H_x H_y}|^2}$$

3.33

$$Z_{yy}(\omega) = \frac{S_{H_x H_x} S_{E_y H_y} - S_{H_x H_y} S_{E_y H_x}}{S_{H_x H_x} S_{H_y H_y} - |S_{H_x H_y}|^2}$$

Minimizando  $S_{\delta H_z}$ , se obtienen

$$X_{zx}(\omega) = \frac{S_{H_z H_x} S_{H_y H_y} - S_{H_y H_x} S_{H_z H_y}}{S_{H_x H_x} S_{H_y H_y} - |S_{H_x H_y}|^2}$$

3.34

$$X_{zy}(\omega) = \frac{S_{H_x H_x} S_{H_z H_y} - S_{H_x H_y} S_{H_z H_x}}{S_{H_x H_x} S_{H_y H_y} - |S_{H_x H_y}|^2}$$

### 3.5 Coherencias

La relación entre el espectro del ruido no correlacionado y el de una señal  $C(t)$  (que puede ser  $E_x$ ,  $E_y$  o  $H_z$ ), será para cada frecuencia:



$$S_{\delta C} / S_{CC} = 1 - (AS_{H_x C} + BS_{H_y C}) / S_{CC}$$

donde  $S_{\delta C}$  es el autoespectro del ruido no correlacionado , y  $S_{CC}$  es el autoespectro de la señal.

Se define coherencia de C como

$$R^2 = \frac{A S_{H_x C} + B S_{H_y C}}{S_{CC}} \quad 3.35$$

Si se define  $\epsilon^2 = S_{\delta C} / S_{CC}$  , entonces  $R^2 = 1 - \epsilon^2$

Cuando  $R^2 = 0$ , el espectro del ruido no correlacionado se aproxima al espectro de la señal C,  $S_{CC}$ , y la coherencia es baja. Cuando  $R^2 = 1$ , el espectro del ruido no correlacionado es muy pequeño respecto del espectro de la señal, y la coherencia es alta. El cálculo de las coherencias sirve como criterio de selección de datos experimentales que serán utilizados en los cálculos posteriores.

### 3.6 Límites de confianza para los elementos del tensor de impedancia

Se verá ahora como se calcularon los errores de los elementos del tensor de impedancia en el programa TRANS.

Sean X, Y las variables aleatorias que representan las transformadas de Fourier de los registros temporales  $H_x, H_y$  y C la que representa  $E_x, E_y$  o  $H_z$ . Las realizaciones de estas variables aleatorias se las define por x, y, c, respectivamente; como pertenecientes al ensemble de todos los registros posibles.

En forma similar, sean a y b las realizaciones posibles de las variables aleatorias elementos del tensor (A y B) ya definidas

en la sección anterior, para una banda de frecuencia  $\Delta F$ . Sus valores verdaderos son  $a_0$  y  $b_0$ . Es decir, que para hallar intervalos de confianza para A y B habrá que hallar la función densidad de probabilidad de las desviaciones de las variables respecto a sus valores verdaderos  $a_0, b_0$ .

Se supone que los estimadores de A y B son insesgados, es decir:

$E(A) = a_0$  y  $E(B) = b_0$ . De acuerdo a lo que se expone en el apéndice 2 los intervalos de confianza para estas variables son:

$$|\Delta A_\beta|^2 = |A - a_0|^2 = \frac{\varepsilon^2 S_{CC} S_{YY}}{S_{XX} S_{YY} - |S_{XY}|^2} \frac{4}{n-4} G \quad 3.36$$

$$|\Delta B_\beta|^2 = |B - b_0|^2 = \frac{\varepsilon^2 S_{CC} S_{XX}}{S_{XX} S_{YY} - |S_{XY}|^2} \frac{4}{n-4} G \quad 3.37$$

o

donde  $\beta = \int_0^G f_F(4, n-4) dF$ , es la probabilidad de que la variable aleatoria F definida en Apéndice 2 no exceda el valor G.

### 3.7 Cálculo de las resistividades aparentes y otros parámetros magnetotelúricos

Se desarrolló el programa PARAM, para calcular los parámetros utilizados usualmente en Magnetotelúrica, a partir de los resultados obtenidos de los elementos del tensor de impedancia.

A partir de los valores de  $Z_{xx}, Z_{xy}, Z_{yx}$  y  $Z_{yy}$ , y de  $X_{zx}, X_{zy}$  en el caso de tener medida  $H_z$ , en los ejes de medida, se

calculó para cada frecuencia o período de interés los siguientes parámetros:

\* El "Skew" convencional (Swift, 1967) definido en el capítulo I.

\* Las fases de los elementos principales del tensor de impedancia:

$$FZ_{xy} = \text{Arctan} \frac{\text{Im } Z_{xy}}{\text{Re } Z_{xy}} \quad 3.38$$

$$FZ_{yx} = \text{Arctan} \frac{\text{Im } Z_{yx}}{\text{Re } Z_{yx}}$$

\* Las resistividades aparentes, en los ejes de medida:

$$\rho_{xy} = 0.2 \cdot T \cdot |Z_{xy}|^2 \quad 3.39$$

$$\rho_{yx} = 0.2 \cdot T \cdot |Z_{yx}|^2$$

donde T es el período de la oscilación electromagnética analizada y  $\rho$  está medida en  $\Omega m$ .

\* El programa PARAM calcula el valor de  $\alpha_0$  (strike) convencional de Swift(1967) que forma uno de los ejes principales con el eje de medida x (NS), mediante dos caminos:

- rotando los ejes del mismo cada  $5^\circ$  hasta que los elementos del tensor en los ejes rotados cumplan la condición (Swift, 1967):

$$|Z_{x'y'}|^2 + |Z_{y'x'}|^2 \text{ sea un máximo} \quad 3.40$$

(x', y' son los ejes rotados, ejes principales)

- con la fórmula

analítica resultante de la condición 3.40 que es:

$$\tan(4\alpha_0) = \frac{(Z_{xx} - Z_{yy})(Z_{xy} + Z_{yx})^* + (Z_{xx} - Z_{yy})^*(Z_{xy} + Z_{yx})}{|Z_{xx} - Z_{yy}|^2 - |Z_{xy} + Z_{yx}|^2}$$

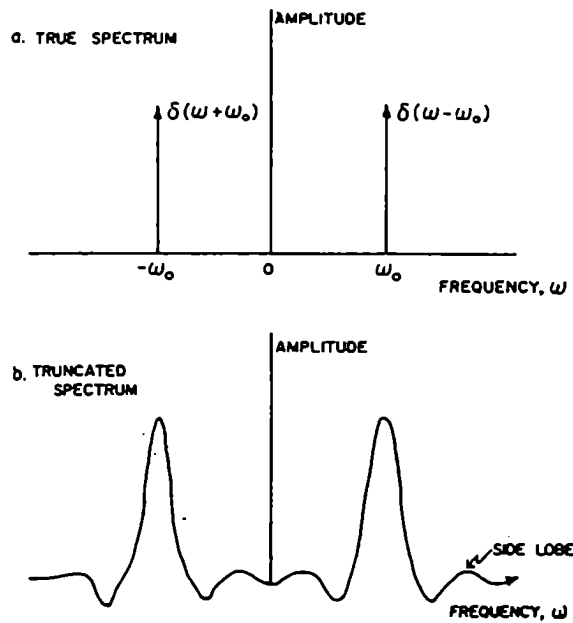
Ambos métodos resultaron ser coincidentes en resultados. La dirección establecida por  $\alpha_0$  es la de un eje principal, quedando la indeterminación en  $\pi/2$  sobre el verdadero eje de simetría de la estructura.

Para cada sitio de sondaje, los valores de "skew" y "strike", que dependen de la frecuencia en estudio, fueron promediados sobre bandas de períodos representativas.

En las estaciones donde la componente  $H_z$  fue medida, con los valores del Tipper calculados por el programa TRANS, se determinó la dirección y sentido de los vectores de inducción, para salvar la indeterminación y establecer cuál es la dirección paralela al eje de simetría de la estructura y la posible localización de anomalías de resistividad eléctrica.

El posible eje de simetría de la estructura se obtuvo, entonces, haciendo un análisis comparativo entre el ángulo de strike promedio y la dirección del vector  $\vec{p}$ : un promedio entre la dirección de la perpendicular a  $\vec{p}$  y el eje principal más cercano definido por el strike.

\* En el caso de tratarse de una estructura 2-D, el programa de análisis evalúa las resistividades aparentes y fases en los ejes principales, pudiéndose determinar entonces, cuál es el modo Transverso Eléctrico (TE) (campo  $\vec{E}$  paralelo al eje de simetría) o el Transverso Magnético (TM) (campo  $\vec{H}$  paralelo el eje de simetría).



**Fig. 3.1 Efecto del truncamiento de la serie temporal en el espectro representado por dos funciones delta. (Kaufman y Keller, 1981, pag.462)**

## CAPITULO IV

### *INTRODUCCIÓN GEOLÓGICA A LA ZONA DE ESTUDIO*

La superficie de la tierra se supone compuesta por placas rígidas de espesor entre 50-150 km conocidas colectivamente como litosfera. El movimiento de estas placas contribuye a la formación de la estructura superficial de la tierra y , en sus bordes, a la sismicidad global . Esta capa externa se caracteriza por una fuerte resistencia a los esfuerzos de corte del orden de unos pocos cientos de bares a 1 kbar. Esta yace sobre una capa más densa que no posee la resistencia a los esfuerzos, se deforma más plásticamente (generalmente zona de fusión), tiene mayor conductividad eléctrica y se conoce como astenosfera. El límite entre éstas es muy variable entre 40-150 km de profundidad.

La parte superior de la litosfera (6-40 km de profundidad) está compuesta por la corteza. La teoría de la expansión del fondo oceánico señala que en las dorsales oceánicas se crea continuamente nueva litosfera y corteza por inyección y erupción de magma proveniente de la astenosfera. Esta litosfera se expande lateralmente desde la dorsal y finalmente es "consumida" por la astenosfera en las llamadas zonas de subducción. Es decir, una placa litosférica se "hunde" (subduce) por debajo de la otra y se sumerge en la astenosfera. Las zonas profundas e intermedias de hipocentros sísmicos asociadas con este proceso se las llama "zona de Benioff", y son las que señalan la zona de contacto entre dos placas. Tal es el fenómeno de subducción de la placa oceánica de Nazca por debajo de la placa continental sudamericana que se ilustra en la Figura 4.1 . Allí se muestra la profundidad de la

zona de Benioff inferida de la distribución de los sismos allí localizados, y la ubicación de los centros volcánicos.

En la interpretación de los resultados MT se hace indispensable tener una descripción geológica del área de estudio donde se ha aplicado el método MT : la zona del volcán Tuzgle ( $24^{\circ} 03' S$ ;  $66^{\circ} 29' W$ ) (Pcia de Jujuy).

El volcán Tuzgle está cerca del límite norte de la zona de transición en la Puna ( $24^{\circ}$ - $28^{\circ}$  lat.S) debajo de la cual la placa subducida pasa gradualmente de tener una pendiente abrupta hacia el norte , a la zona más horizontal ( $28^{\circ}$ - $32^{\circ}$  lat.S). La profundidad de la placa de Nazca por debajo del Tuzgle es aproximadamente de 180-200 km.

El mapa geológico regional se muestra en la Figura 4.2.A (Mon,1987). El volcán Tuzgle, situado en la Puna, está en una zona de tectónica andina que presenta fracturas N-S con desviaciones hacia el NNE y NNO (Coira y Paris, 1981). Hasta el Terciario Superior (38 millones de años) actuó sobre el sistema una tectónica con carácter compresivo distensivo y luego con carácter prevalentemente distensivo (actividad volcánica predominante). El carácter distensivo del sistema ha causado el hundimiento de la parte central junto con las erupciones del volcán Tuzgle. Los límites Norte y Sur están marcados por fallas con dirección NO-SE. El lineamiento del Toro es una característica tectónica continental bien conocida (Mon, 1976); cruza la parte sur del área con una dirección NO-SE, pasando por Tocomar y Olacapato .En esta megafractura hay evidencias de tectónica distensiva y de continua activación como lo indican el reciente vulcanismo (cerros San Gerónimo, Negro de Chorrillos y Tocomar) , importantes manifestaciones termales (Tocomar, Pompeya) y continuos movimientos sísmicos.

Coira y Paris (1981) establecieron que la actividad volcánica de la región fue muy importante en el Mioceno Superior (15-25 m.a.) y el Pleistoceno (hasta 2.5 m.a.) y muy escasa durante el Plioceno (2.5-7 m.a.). Los principales centros volcánicos en el Mioceno superior se localizaron al sur del lineamiento del Toro (por ejemplo, volcán Queva). En el Pleistoceno el vulcanismo se ubicó a lo largo de la megafractura del Toro (cerros Tocomar, San Gerónimo, Negro de Chorrillos) y hacia el norte de ella (cerro Tuzgle). Cerca de este último la actividad estuvo relacionada con flujo ignimbrítico en el Pleistoceno.

Según Coira y Paris (1981), la efusividad cenozoica fue controlada por una activa tectónica de sistemas NS y ONO-ESE. En el Cuaternario el lineamiento del Toro fue reactivado. Los episodios tectónicos estuvieron relacionados con la emisión de la ignimbrita del Tuzgle (0.6 m.a.) y la instalación del volcán Tuzgle (0.3 m.a.).

#### 4.1 Unidades litológicas en la zona del volcán Tuzgle

De acuerdo a Mon (1987), los productos volcánicos del Tuzgle yacen sobre un basamento complejo constituido por unidades Precámbrica, Paleozoica, Mesozoica y Terciaria (Figura 4.2.A,B). El basamento Precámbrico (Formación Puncoviscana) es considerada según Mon (1987) como una unidad permeable debido a sus discontinuidades.

Las arcillas y rocas volcánicas (Faja Eruptiva) del Ordovícico (500 m.a.) están bien representadas en el área del Tuzgle. Esta secuencia ha sido considerada por el mismo autor como una unidad permeable debido a su alto grado de fractura. La



formación Pirgua (Cretácico Superior (100 m.a.)) está presente en la mayor parte del subsuelo del área, debajo del volcán. La secuencia es impermeable y podría estar actuando, según el mismo autor, como un sello sobre el basamento Ordovícico.

El Terciario está representado por una parte basal atribuida al Mioceno Medio. Sobre esta secuencia se coloca el Mioceno Superior. En la parte más baja existe una capa gruesa de ignimbritas (Formación Trinchera, Schwab, 1973). En la parte superior se encuentra la Formación Pastos Chicos. La ignimbrita de la Formación Trinchera fue considerada por Aquater (1980) como un potencial reservorio geotérmico, sellado por la Formación Pastos Chicos.

Coira y Kay (1993) han mostrado que los magmas del Tuzgle tienen componentes provenientes de la corteza y del manto. Los magmas astenosféricos provenientes del manto por deshidratación de la placa de Nazca, suben a la litosfera donde el material fundido modifica su composición. El "enriquecimiento" del manto litosférico se explica entonces, por infiltración de fluidos o roca fundida de la placa subducida. Las componentes de los magmas provenientes de corteza superior son incorporados al material fundido en profundidades de la corteza inferior, según lo explican Coira y Kay (1993), en un proceso descendente. Esto ocurre a profundidades entre 25-30 km. Los autores señalan un estancamiento de magmas silícicos a profundidades entre 15 y 18 km por debajo del Tuzgle.

Es de recalcar que la zona cercana al volcán Tuzgle presenta manifestaciones termales, tales como puntos calientes donde la temperatura del agua emergente superficial es de 57<sup>o</sup>C y los estudios geoquímicos indican temperaturas superiores a 200<sup>o</sup>C (HIDROPROYECTOS et al., 1984; AQUATER, 1980).

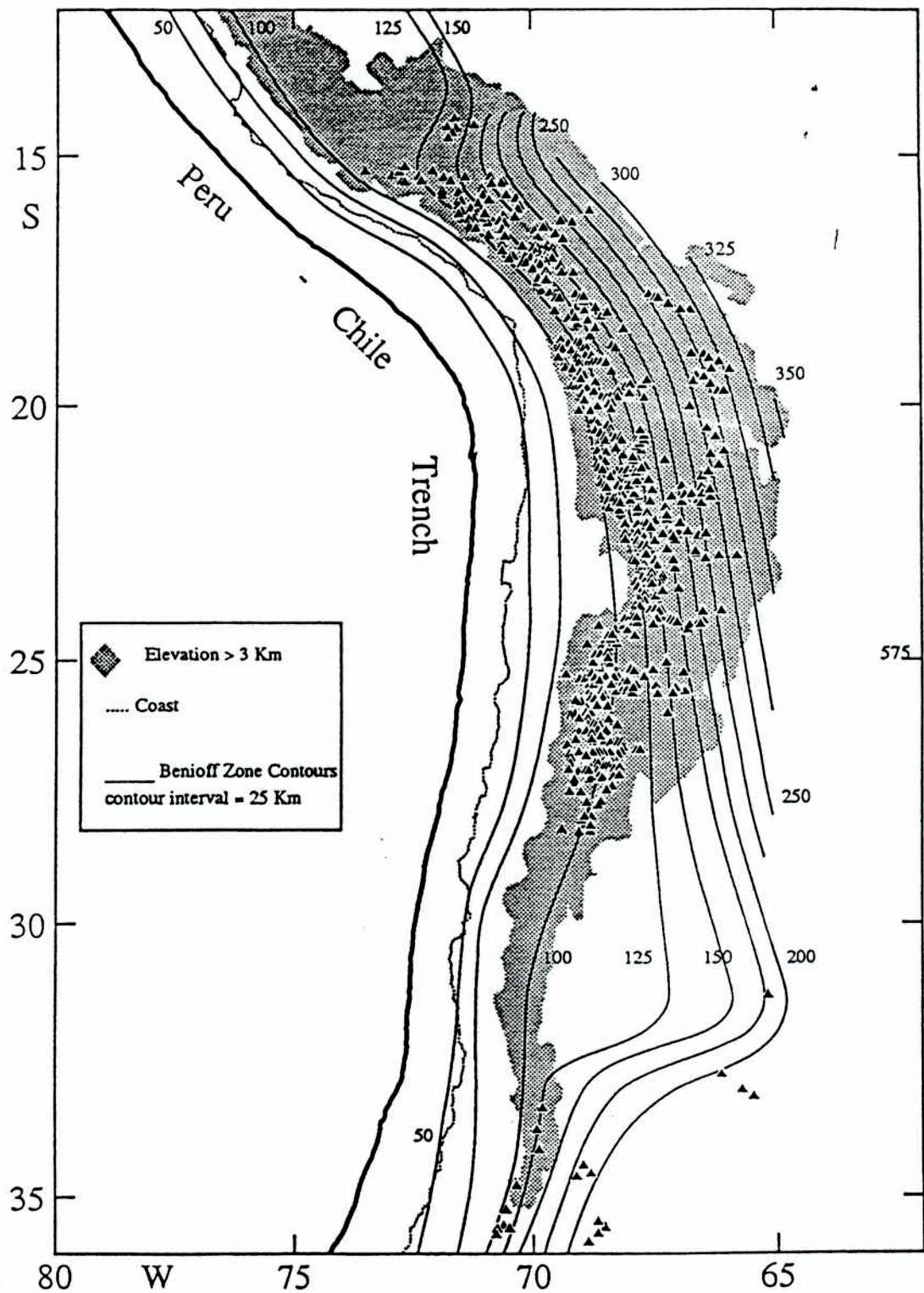


Fig. 4.1 Mapa regional de la profundidad de la placa de Nazca (Cahill y Isacks, 1992)

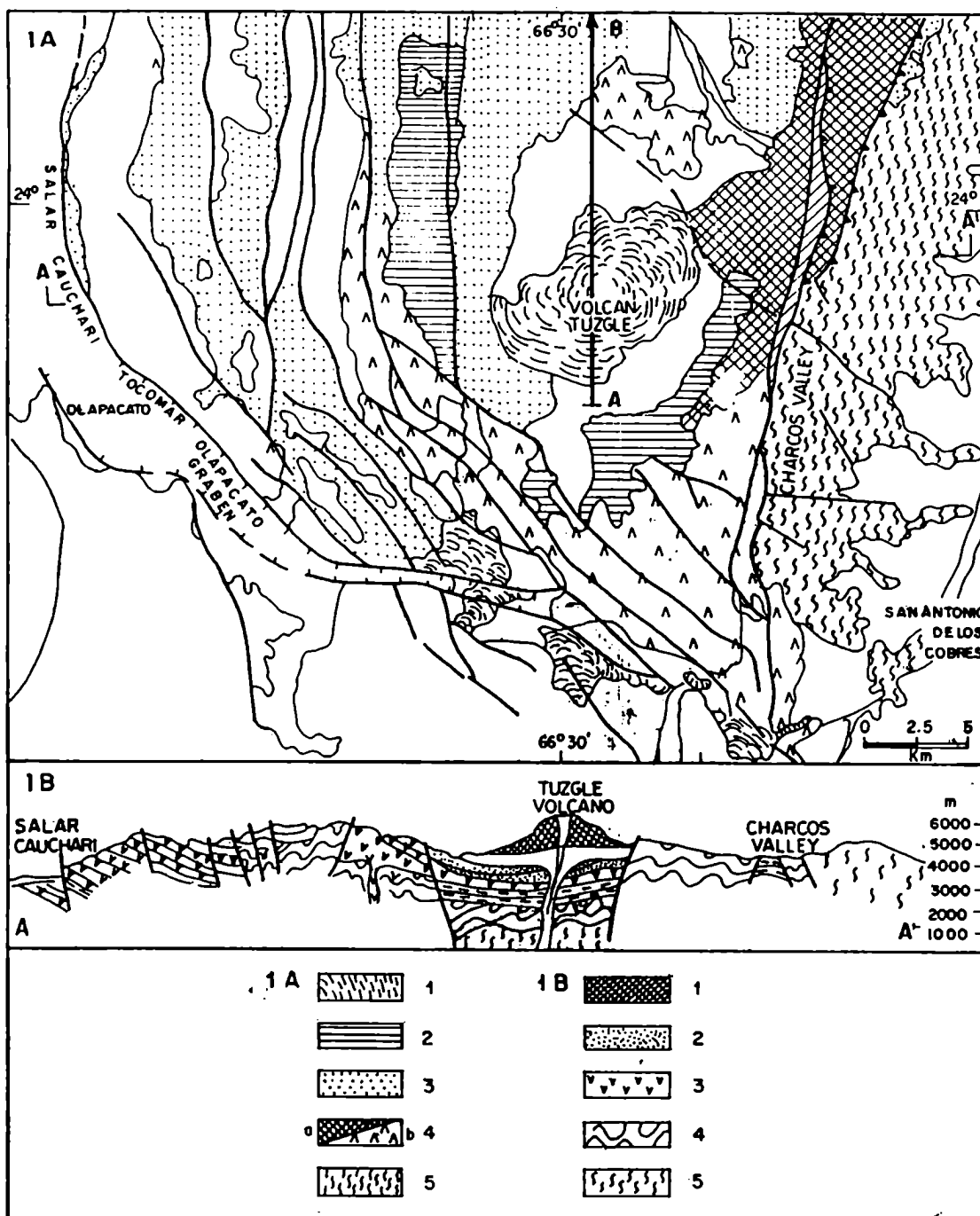


Fig. 4.2.A y B. Mapa geológico de la zona del volcán Tuzgle. (Mon, 1987)

**1A-1.** Flujos de lava del Pleistoceno. **2.** Ignimbritas de la Formación Trinchera (Reservorio geotérmico). **3.** Terciario Continental (arenas y conglomerados). **4a.** Ordovícico incluyendo pequeños afloramientos de Cámbrico (esquistos y areniscas) **4b.** rocas volcánicas Ordovícicas (Faja eruptiva). **5.** Basamento precámbrico.

**1B-1.** Flujos de lava del Tuzgle (Pleistoceno). **2.** Terciario Continental **3.** Plateau Ignimbrítico (Pleistoceno). **4.** Ordovícico. **5.** Basamento Precámbrico.

## CAPITULO V

### *RESULTADOS MAGNETOTELURICOS EXPERIMENTALES*

#### 5.1 Area de estudio. Descripción de los sondeos.

Dados los antecedentes de los estudios hechos en el área, y la falta de una interpretación geofísica por debajo de los 700 m de profundidad, se encaró este estudio magnetotelúrico.

En esta oportunidad, se realizaron diez sondajes MT profundos en el área del volcán Tuzgle. En la Figura 5.1 se muestra un mapa de la zona, incluyendo los sitios de sondaje MT de este estudio. También se muestran allí algunos de los sondajes MT profundos realizados en un estudio regional por Schwarz y otros (1990), cuyos datos en ejes de medida fueron proporcionados y a los cuales se los modeló posteriormente.

Los diez sondajes de este trabajo se distribuyeron de la siguiente forma: 8 de ellos se realizaron en las cercanías del volcán, mientras que los dos restantes pertenecen a la zona SE marcada en el mapa.

El tipo de registro efectuado fue el siguiente:

- Sondeos de Audio -Magnetotelúrica (AMT) en las 10 estaciones, con el equipo descrito en el capítulo II (períodos desde aproximadamente 0.0004seg a 0.1 seg).
- Sondeos de Magnetotelúrica profunda (MT) en las 10 estaciones, registrando, micropulsaciones con los magnetómetros de inducción (entre aproximadamente 0.1 y 300 seg de período), y períodos largos (500-10000seg aproximadamente) con el magnetómetro "flux-gate", en 4 estaciones donde se midió la componente  $H_z$

simultáneamente.

En la tabla 5.1 se muestran la ubicación de las estaciones, así como el tipo de registro efectuado en cada una de ellas.

En el registro de AMT los valores de campo eléctrico y magnético para cada frecuencia, se obtuvieron en el campo, haciendo luego un promedio para obtener el valor representativo y poder calcular la resistividad aparente.

Los registros de MT mediante barras de inducción, como ya se dijo en el Capítulo II, fueron almacenados en cintas magnéticas. Los mismos fueron graficados en primera instancia a fin de seleccionar los sectores de registro "buenos", es decir con una buena relación entre la amplitud de la señal y el ruido, evitando la presencia de datos fuera de escala (perturbaciones abruptas de los datos que limitan la estacionariedad del fenómeno). Luego, las señales fueron digitalizados mediante un programa diseñado a tal fin y se almacenaron los datos en archivos separados en componentes eléctricas y magnéticas en los ejes de medida NS y EO.

Los registros de MT mediante magnetómetro Flux-gate fueron almacenados en el campo mediante un equipo de adquisición de datos (como se vio en el Capítulo II). También se seleccionaron en este caso, los sectores más apropiados de registro, almacenándolos en archivos en la computadora.

El paso de muestreo  $\Delta t$  de la digitalización varió según el tipo de registro (pulsaciones, períodos largos). En la mayoría de los casos, para un mismo  $\Delta t$ , se seleccionaron distintos sectores de registro muestreados (denominados eventos) con cerca de 1000 datos cada uno.<sup>1</sup> Dado un cierto  $\Delta t$ , el criterio elegido para

<sup>1</sup> En algunos casos solo se disponía de 800 datos

seleccionar la banda de frecuencia de estudio fue el siguiente:  
Se consideró la banda entre una frecuencia mínima y una máxima.  
La frecuencia mínima se consideró correspondiente a un período máximo el cual debía entrar diez veces en el registro total para estar bien definido , es decir

$$T_{\max} = N\Delta t/10 \text{ o sea } f_{\min} = 10/N\Delta t \text{ (Hz)}$$

siendo  $N\Delta t$  la longitud del registro.

La frecuencia máxima se definió a partir de un período mínimo que tuviera, por lo menos, diez datos, es decir

$$T_{\min} = 10 \Delta t \text{ o sea } f_{\max} = 1/10 \Delta t \text{ (Hz)}$$

Resumiendo, el manejo de los datos de MT profunda fue el siguiente:

- BET-

$\Delta t=0.25\text{seg}$	banda:3-8seg
$\Delta t=1\text{seg}$	banda:15-60seg
$\Delta t=4\text{seg}$	banda:100-240seg
$\Delta t=1 \text{ y } 5 \text{ min}$	banda:900-11000seg

- TUZ-

$\Delta t=0.0625\text{seg}$	banda:0.76-2seg
$\Delta t=1\text{seg}$	banda:15-60seg
$\Delta t=4\text{seg}$	banda:60-240seg

-AGC-

$\Delta t=0.0625\text{seg}$	banda:1-4seg
$\Delta t=1\text{seg}$	banda:15-60seg
$\Delta t=4\text{seg}$	banda:60-240seg

-PIE-

$\Delta t=0.0625\text{seg}$	banda:0.76-2seg
$\Delta t=0.25\text{seg}$	banda:3-8seg
$\Delta t=1\text{seg}$	banda:15-60seg
$\Delta t=4\text{seg}$	banda:60-240seg
$\Delta t=1\text{min}$	banda:840-7200seg

-SIJ-

$\Delta t=0.0625\text{seg}$	banda:0.76-4seg
$\Delta t=0.25\text{seg}$	banda:3-6seg
$\Delta t=1\text{seg}$	banda:15-60seg
$\Delta t=4\text{seg}$	banda:60-240seg
$\Delta t=1\text{min}-5\text{min}$	banda:840seg-12100seg

-SEY-

$\Delta t=0.0625\text{seg}$	banda:1-4seg
$\Delta t=1\text{seg}$	banda:15-60seg
$\Delta t=4\text{seg}$	banda:60-240seg
$\Delta t=8\text{seg}$	banda:120-480seg

-CHA-

$\Delta t=0.0625\text{seg}$	banda:0.76-2seg
$\Delta t=0.25\text{seg}$	banda:3-6seg
$\Delta t=1\text{seg}$	banda:15-30seg
$\Delta t=4\text{seg}$	banda:50-100seg
$\Delta t=8\text{seg}$	banda:120-480seg

-PAC-

$\Delta t=0.0625\text{seg}$	banda:0.76-2seg
-----------------------------	-----------------

$\Delta t=0.25\text{seg}$	banda:3-6seg
$\Delta t=1\text{seg}$	banda:13-25seg
$\Delta t=4\text{seg}$	banda:50-100seg
$\Delta t=8\text{seg}$	banda:100-200seg
$\Delta t=16\text{seg}$	banda:200-400seg

-MUN-

$\Delta t=0.0625\text{seg}$	banda:1-4seg
$\Delta t=1\text{seg}$	banda:15-60seg
$\Delta t=4\text{seg}$	banda:60-240seg

-POM-

$\Delta t=1\text{seg}$	banda:15-60seg
$\Delta t=4\text{seg}$	banda:60-240seg
$\Delta t=1\text{min}$	banda:800-3600seg

En base a la definición de la banda de frecuencia de estudio se ajustaron los parámetros del programa FILDAT y SPECTRA. Para el filtro pasa bajo,  $f_{Ny} / f_{max} = 5$ , donde  $f_{max} = 1 / 10\Delta t$  es la frecuencia máxima de corte. Para el filtro pasa alto,  $f_{Ny} / f_{min} = N/20$ , donde  $f_{min} = 10/N\Delta t$  es la frecuencia mínima de corte.

Se consideró el intervalo de frecuencias representativo entre frecuencias correspondientes al espectro alisado, como el semiancho de la ventana de Parzen.

En los casos en que se trabajó con calibración espectral, se calcularon los factores de calibración con el programa CALI utilizando los datos de las curvas de calibración del instrumental, teniendo en cuenta las frecuencias mínima y máxima del espectro alisado y el intervalo de frecuencia entre valores



del espectro alisado.

## 5.2 Sondaje de Audio -MT. Resultados obtenidos para las resistividades aparentes.

De los sondeos realizados en las 10 estaciones de Audio-MT, de la tabla 5.1, se obtuvieron las curvas de resistividad aparente en función del período (Figura 5.2). Se observó un buen empalme de las mismas con las correspondientes a los períodos más grandes.

## 5.3 Sondaje MT profundo. Resultados obtenidos para el tensor de impedancia , resistividades aparentes, skew y strike.

Para los 10 sondeos de la tabla 5.1, se calcularon en ejes de medida los elementos del tensor de impedancia y coherencias para cada frecuencia, según se describió en el capítulo III.

El criterio de selección de calidad de los resultados se basó en aceptar los que tuvieran una coherencia múltiple para  $E_x$  y  $E_y$  de 0.9 como mínimo.

Luego se determinaron, como se explicó en el párrafo 1.8.1, el parámetro de skew y strike ( $\alpha_0$ ) convencionales, para cada frecuencia. Se definieron bandas de períodos representativas, tomando como valores de estos parámetros, los promedios sobre los períodos dentro de la banda.

En las estaciones donde se midió  $H_z$ , se determinó el ángulo que forma el vector inducción  $\vec{p}$  con el eje x (x:hacia el N; y:hacia el E; z: hacia abajo).

La determinación del ángulo del eje de simetría, en el caso

de que la estructura subyacente fuera bidimensional, exhibe una indeterminación de  $\pi/2$  en el valor del strike. Es decir que, el ángulo de strike  $\alpha_0$ , será paralelo a una de las direcciones principales. Para salvar la indeterminación se podría evaluar el eje de simetría a partir de consideraciones geológicas, o bien con alguno de los métodos de evaluación del strike regional, separando del tensor de impedancia el efecto local<sup>2</sup>, o bien recurriendo a la evaluación de la dirección del vector de inducción. En principio, se optó por este último análisis considerando  $\vec{p}$  como perpendicular a la dirección de simetría: se hizo un promedio entre la dirección de la perpendicular a  $\vec{p}$  y el eje principal más cercano definido por el strike.

En la tabla 5.3 se muestran los resultados obtenidos para estos parámetros (skew, strike, eje de simetría probable, ángulo del vector de inducción), para cada estación, en cada banda de períodos representativa.

La Figura 5.3 presenta para cada sitio la dirección y sentido del valor medio de  $\vec{p}$ . Se puede observar que los vectores apuntan hacia afuera de la depresión del Tuzgle implicando una zona de alta conductividad en esta área, adicionado al efecto de los sedimentos de baja resistividad que llenan la depresión.

En la Figura 5.4 se muestran las curvas de resistividad aparente y en la Figura 5.5 las fases de los elementos del tensor  $Z_{xy}$  y  $Z_{yx}$ , en ambos casos vs períodos, en ejes de medida NS y EO, para los distintos sitios.

La Figura 5.6 muestra la posible orientación del eje de simetría de la estructura en cada sitio. Los ángulos correspondientes a las estaciones más alejadas del volcán tienen

<sup>2</sup> Esta segunda instancia sera considerada en el Capitulo IX.

dirección NS aproximadamente, mientras que los sitios más cercanos parecen desviarse de esa dirección (TUZ,AGC,PIE) y no parecen tener un único rumbo.

La Figura 5.7 presenta las curvas de resistividad aparente y fases en los ejes principales, siendo,  $R_{xy}$  el modo TE, correspondiente al campo eléctrico paralelo el eje de simetría (x) y  $R_{yx}$  el modo TM, en la suposición de que la estructura es 2D, y el eje de simetría es el correspondiente al dado en la tabla 5.3 en cada estación.

Los valores de "skew" obtenidos son bastante altos, lo cual refleja la complejidad de la estructura. Si bien la estructura podría ser 3D, se sabe que podría tratarse de una estructura regional 2D con anomalías superficiales 3D, con buena aproximación (Bahr,1991). Esto se analizará en el Capítulo IX.

TABLA 5.1

UBICACION DE LOS SITIOS DE SONDEOS MAGNETOTELURICOS

<u>NUMERO</u>	<u>ESTACION</u>	<u>LONG. (O)</u>	<u>LAT. (S)</u>	<u>REGISTRO</u>
1	BETTY (BET)	66 <sup>0</sup> 28'	24 <sup>0</sup> 05'	P, PL
2	TUZGLE (TUZ)	66 <sup>0</sup> 31'	24 <sup>0</sup> 04'	P
3	AGUAS CALIENTES (AGC)	66 <sup>0</sup> 31'	24 <sup>0</sup>	P
4	PIEDRA (PIE)	66 <sup>0</sup> 30'	23 <sup>0</sup> 57'	P, PL
5	SIJES (SIJ)	66 <sup>0</sup> 29'	23 <sup>0</sup> 55'	P, PL
6	SEY (SEY)	66 <sup>0</sup> 28'	23 <sup>0</sup> 52'	P
7	CHARCOS (CHA)	66 <sup>0</sup> 27'	23 <sup>0</sup> 53'	P
8	PASTOS CHICOS (PAC)	66 <sup>0</sup> 21'	23 <sup>0</sup> 42'	P
9	POMPEYA (POM)	66 <sup>0</sup> 22'	24 <sup>0</sup> 15'	P, PL
10	MUÑANO (MUN)	66 <sup>0</sup> 11'	24 <sup>0</sup> 16'	P

REGISTRO: P : Pulsaciones (0.1-300s.)

PL: Períodos largos (500-10000s.)

TABLA 5.2

UBICACION DE LOS SONDEOS REGIONALES EFECTUADOS POR SCHWARZ Y OTROS (1990)

<u>ESTACION</u>	<u>LONG. (°O)</u>	<u>LAT. (°S)</u>
CAM	66° 38'	24° 11'
CAT	67° 03'	23° 51'
GOS	66° 51'	24° 02'
GUT	67° 14'	23° 44'
SAB	66° 18'	24° 13'
SEP	66° 16'	24° 02'
LUS	66° 53'	24° 09'
MUN	66° 11'	24° 16'
POS	66° 57'	24° 19'
PUN	67° 26'	23° 40'
UNQ	67° 06'	24° 35'

TABLA 5.3

VALORES DE SKEW, ANGULO  $\alpha_0$ , STRIKE (EJE DE SIMETRIA), Y ANGULO DEL VECTOR DE INDUCCION (TIPPER), PARA CADA ESTACION Y BANDA DE PERIODOS ANALIZADA

<u>N<sup>o</sup></u>	<u>ESTACION</u>	<u>BANDA(s)</u>	<u>SKEW</u>	<u>ANGULO <math>\alpha_0</math></u>	<u>STRIKE</u>	<u>TIP</u>
1	BET	3-8	.53	71 <sup>o</sup>	-.16 <sup>o</sup>	86 <sup>o</sup>
		15-60		74 <sup>o</sup>		
		L.P		68 <sup>o</sup>		
2	TUZ	1-4	.17	68 <sup>o</sup>	47 <sup>o</sup>	
		15-60		40 <sup>o</sup>		
		60-240		33 <sup>o</sup>		
3	AGC	1-4	.8	69 <sup>o</sup>	47 <sup>o</sup>	
		15-60		49 <sup>o</sup>		
		60-240		47 <sup>o</sup>		
4	PIE	.7-2.5	.38	54 <sup>o</sup>	-26 <sup>o</sup>	-89 <sup>o</sup>
		50-200		56 <sup>o</sup>		
		L.P		63.5 <sup>o</sup>		
5	SIJ	1-6	.71	72 <sup>o</sup>	17 <sup>o</sup>	-83 <sup>o</sup>
		15-240		23 <sup>o</sup>		
		L.P		.18 <sup>o</sup>		
6	SEY	1-4	.45	5 <sup>o</sup>	10.3 <sup>o</sup>	
		15-60		12 <sup>o</sup>		
		60-480		12 <sup>o</sup>		

<u>N<sup>o</sup></u>	<u>ESTACION</u>	<u>BANDA(s)</u>	<u>SKEW</u>	<u>ANGULO</u> $\alpha_o$	<u>STRIKE</u>	<u>TIP</u>
		.76-6		54 <sup>o</sup>		
7	CHA	15-30	.66	35 <sup>o</sup>	36 <sup>o</sup>	
		50-100		26 <sup>o</sup>		
		.76-2		90 <sup>o</sup>		
8	PAC	13-100	.9	0 <sup>o</sup>	2 <sup>o</sup>	
		100-400		5 <sup>o</sup>		
		15-60		1.7 <sup>o</sup>		
9	POM	60-240	.35	82 <sup>o</sup>	1.6 <sup>o</sup>	
		L.P		73 <sup>o</sup>		-85 <sup>o</sup>
		1-4		8.75 <sup>o</sup>		
10	MUN	15-60	.46	65 <sup>o</sup>	4.2 <sup>o</sup>	
		60-240		0 <sup>o</sup>		

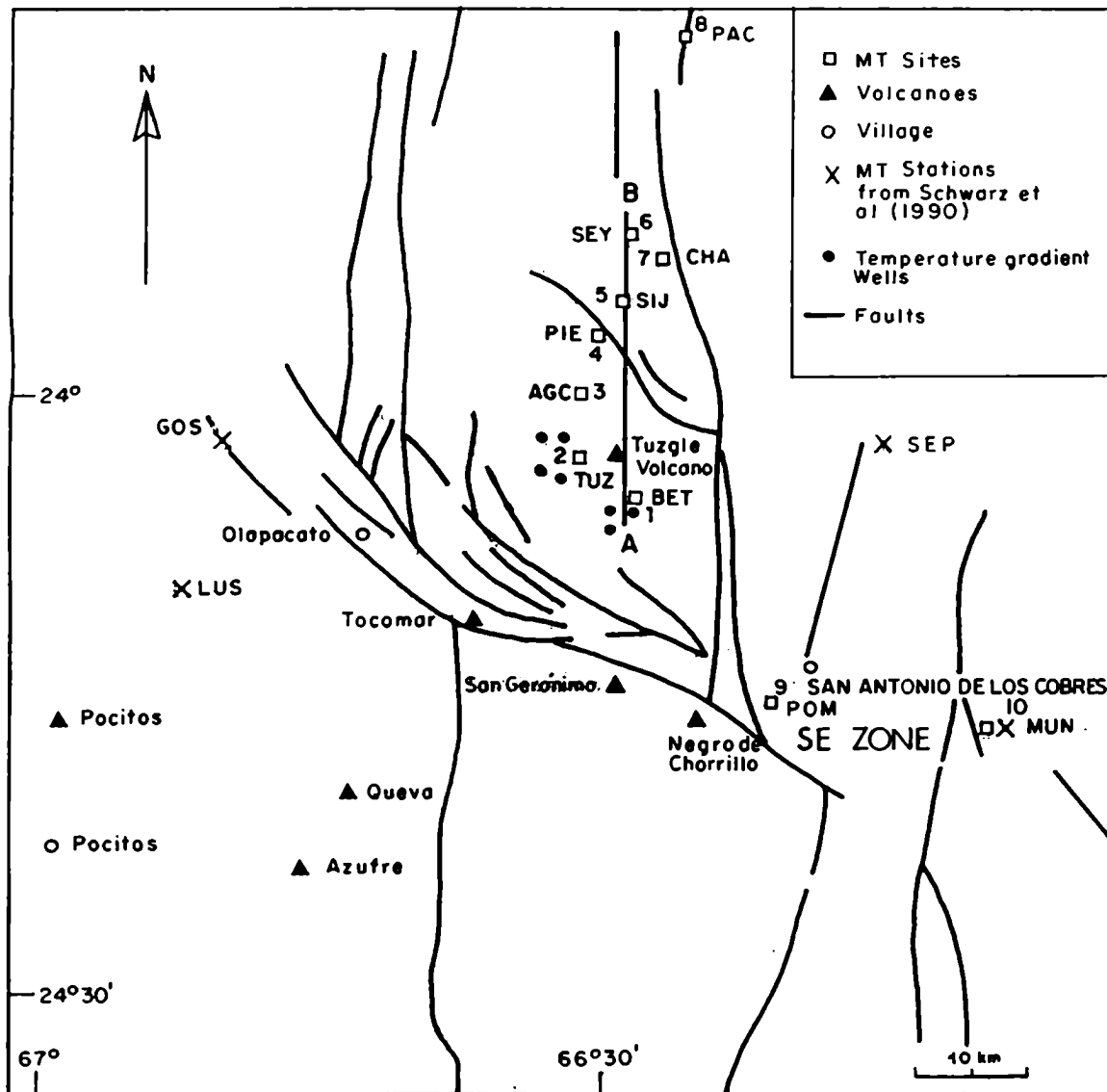
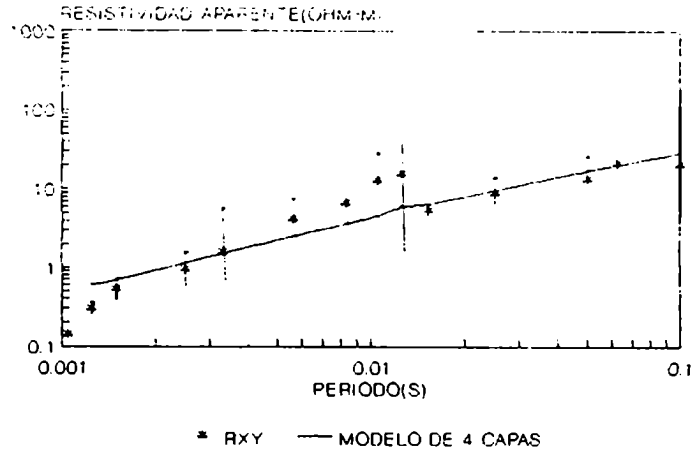


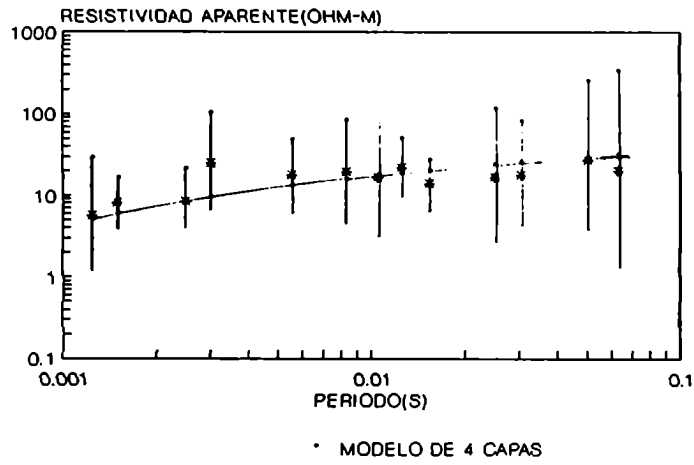
Fig. 5.1 Mapa de la zona del volcán Tuzgle con la ubicación de los sondeos MT y los pozos de gradiente de temperatura.



## BET



## TUZ



## AGC

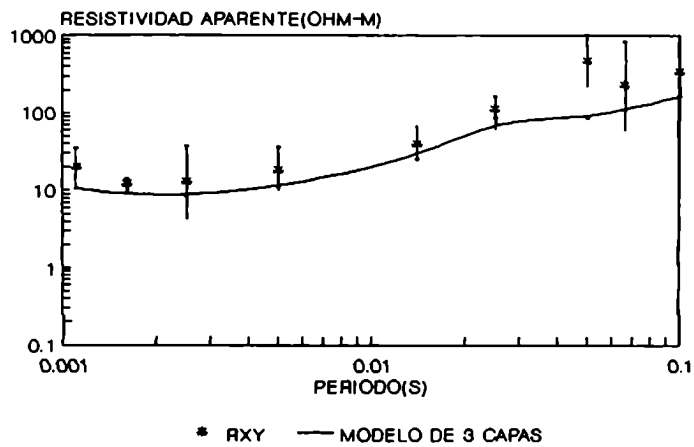
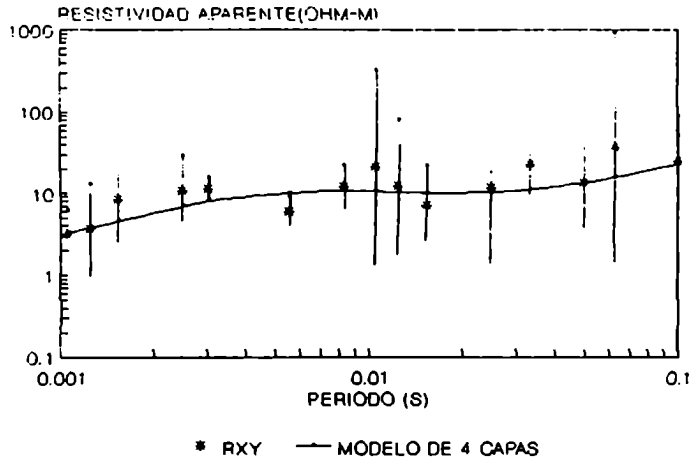
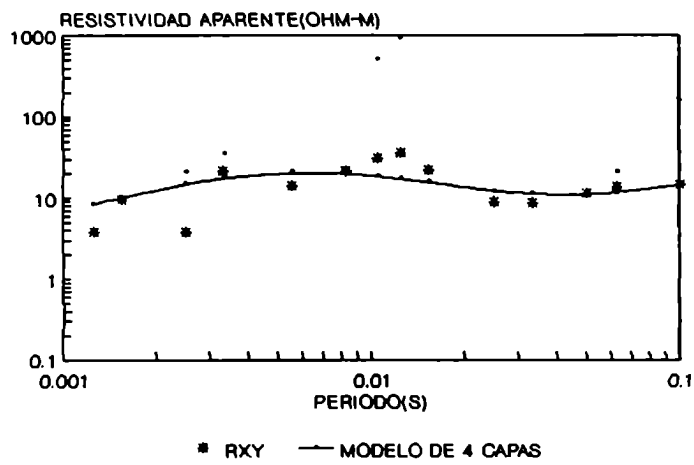


Fig. 5.2 Curvas de resistividad aparente para los distintos sitios de los sondeos de Audio-MT. Ajustes de los modelos.

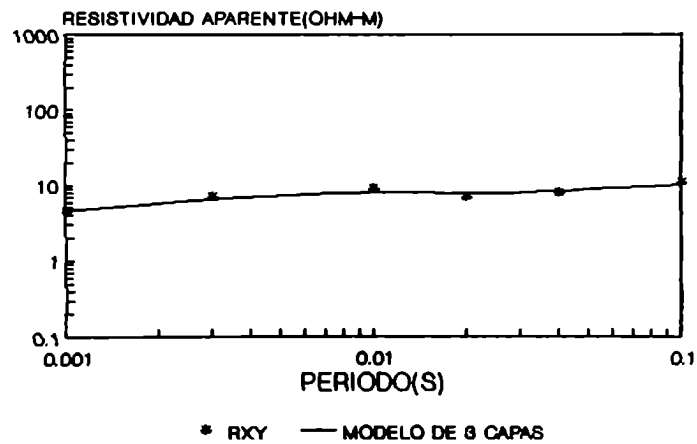
### PIE



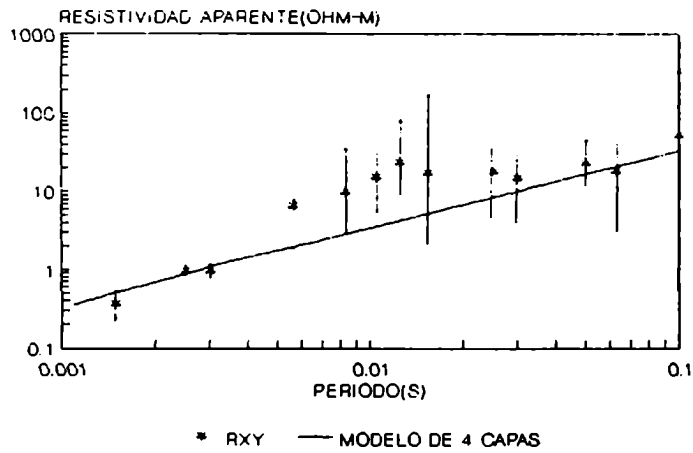
### SIJ



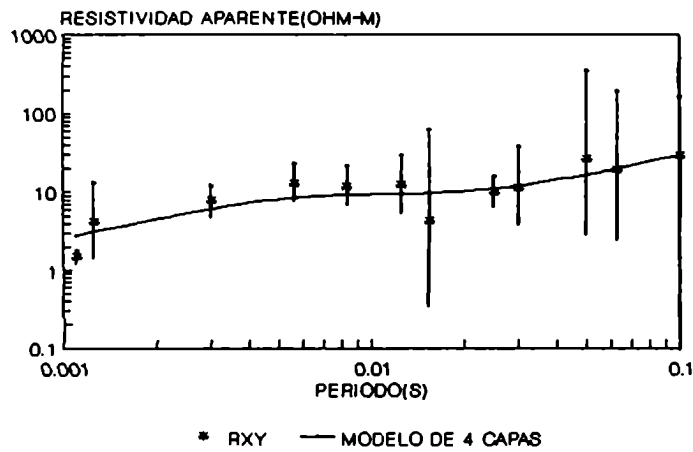
### SEY



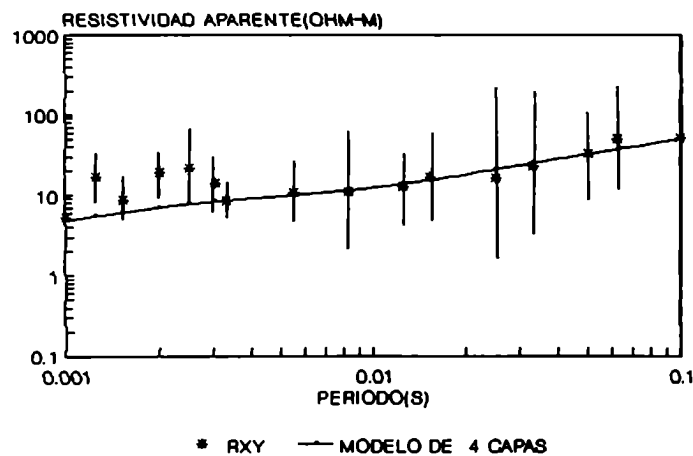
# CHA



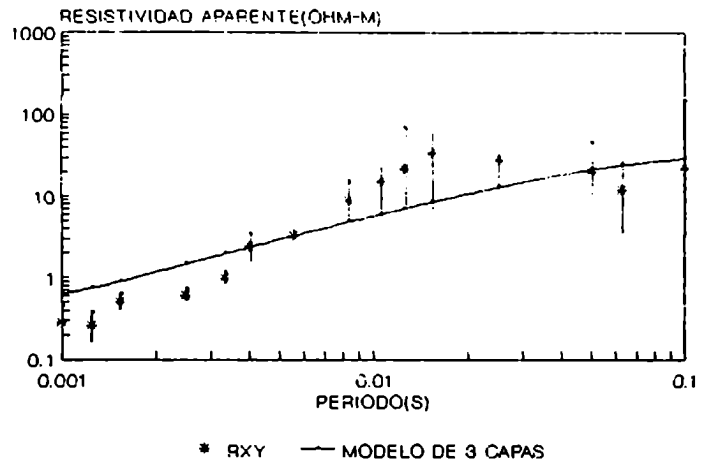
# PAC



# POM



# MUN



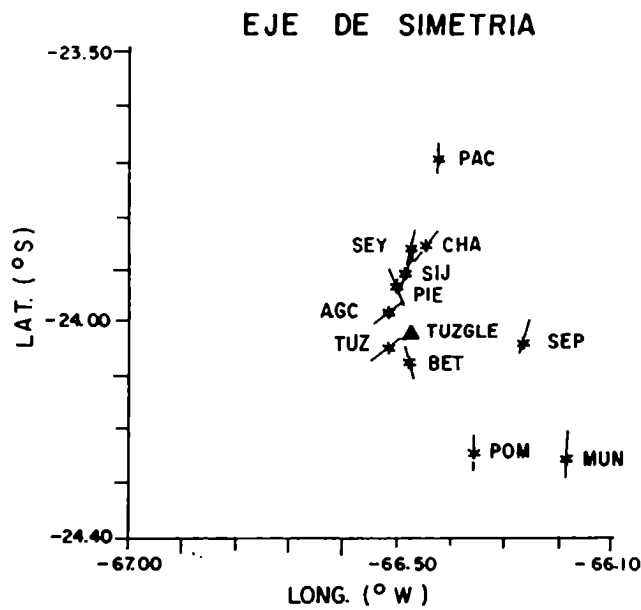


Fig. 5.6 Eje de simetría más probable en cada estación.

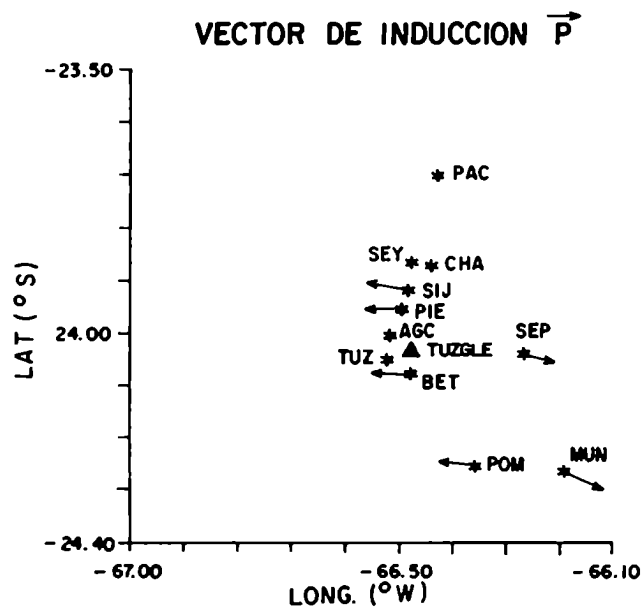


Fig. 5.3 Vector de inducción  $p$  en los distintos sitios de sondeo.

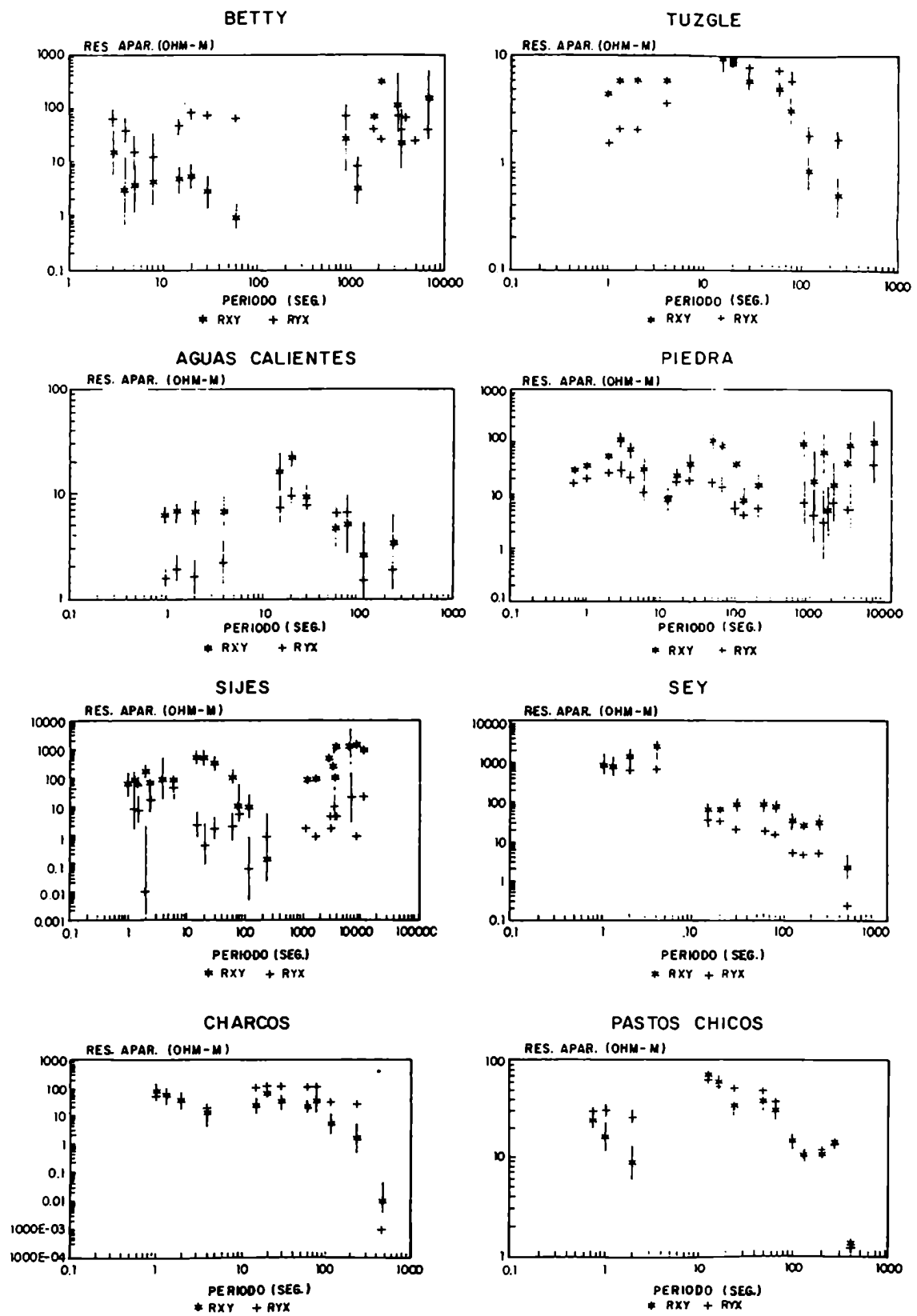
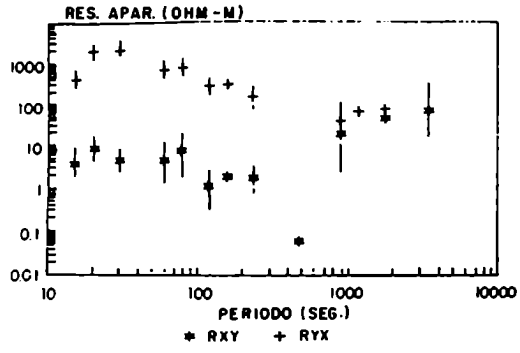
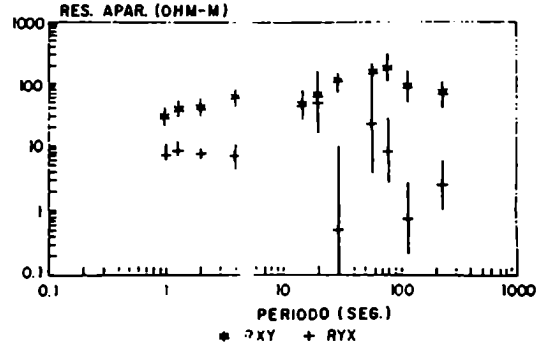


Fig. 5.4 Resistividades aparentes en ejes de medida para los distintos sitios.

POMPEYA



MUÑANO



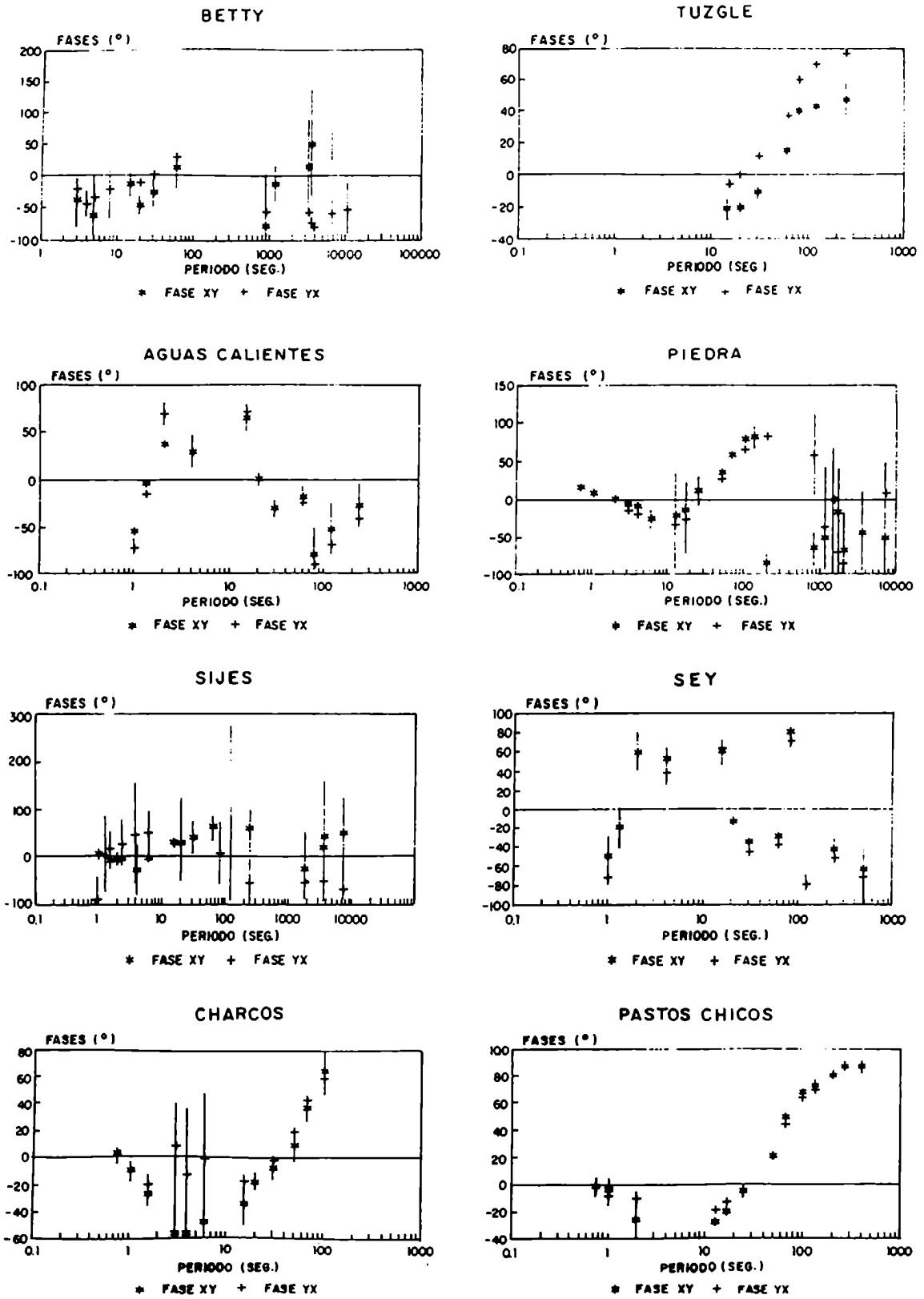
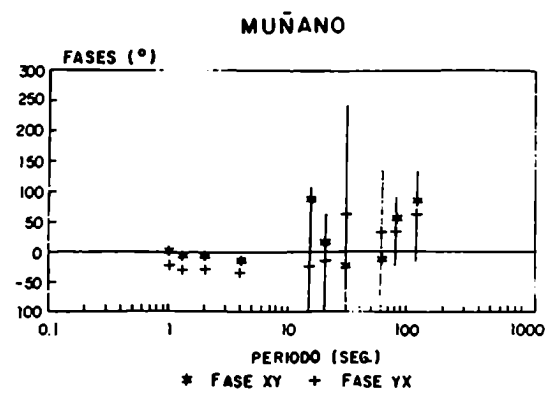
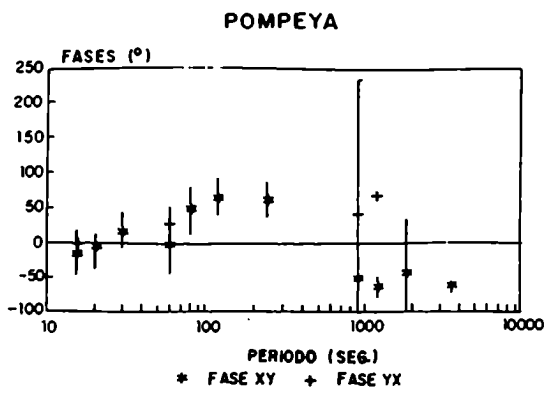


Fig. 5.5 Fases en ejes de medida para los distintos sitios.





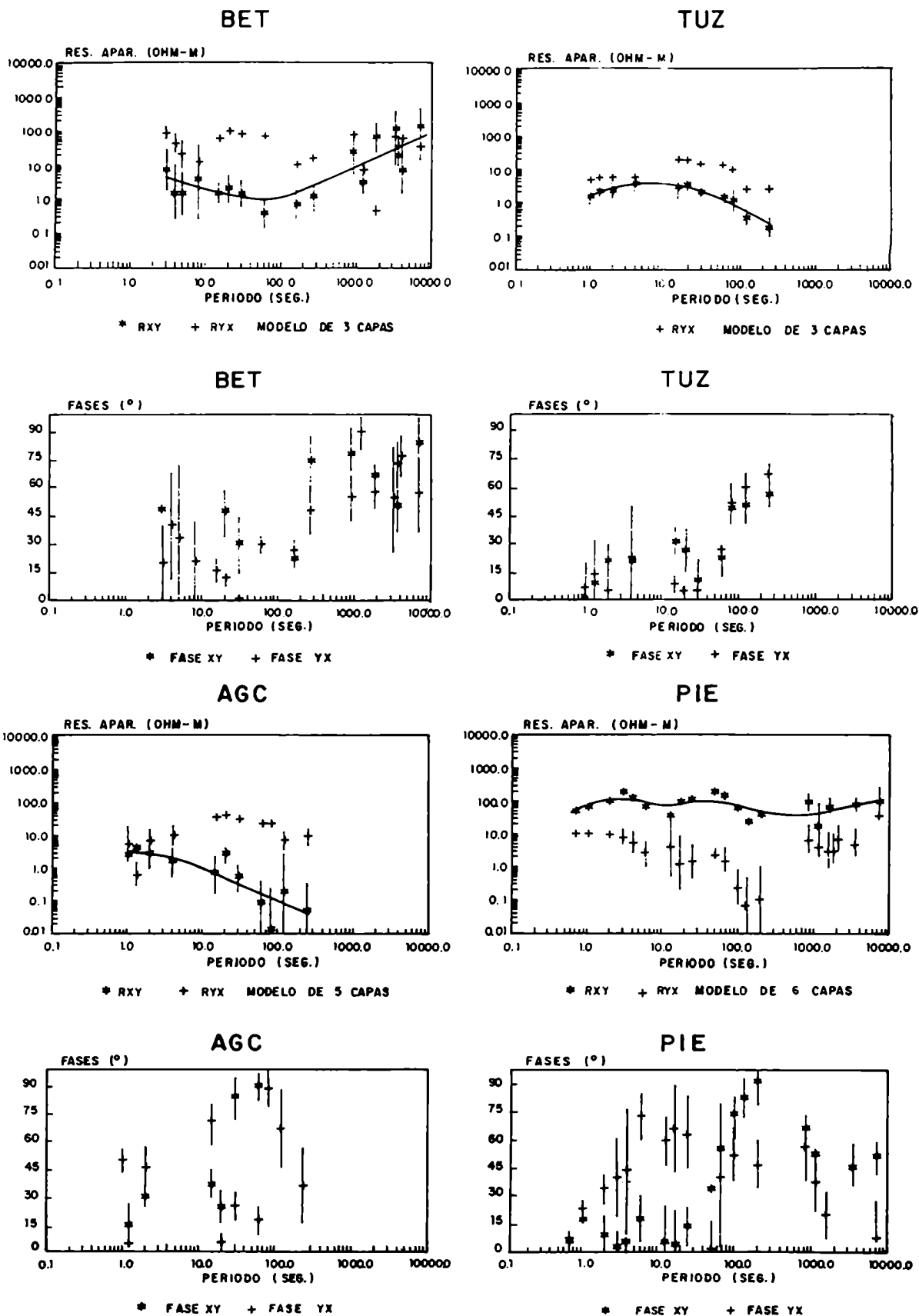
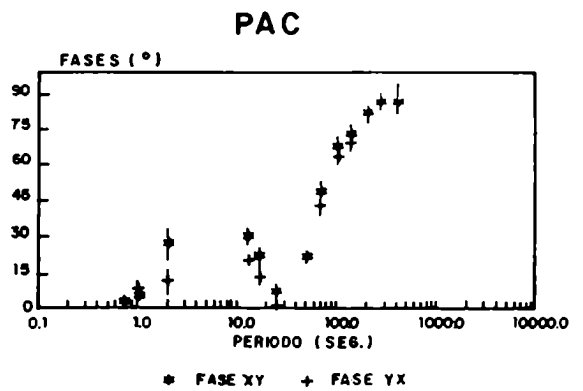
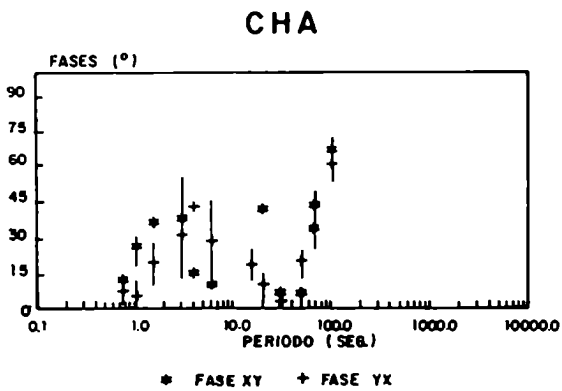
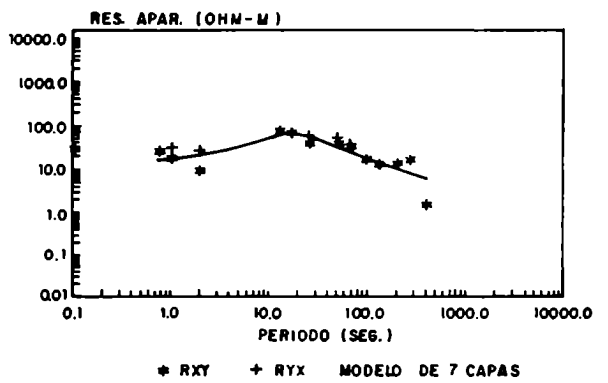
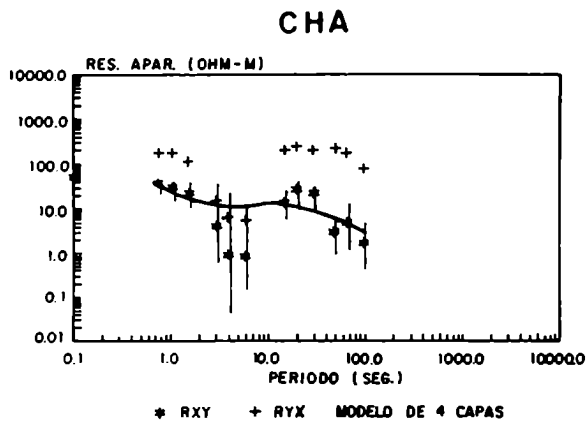
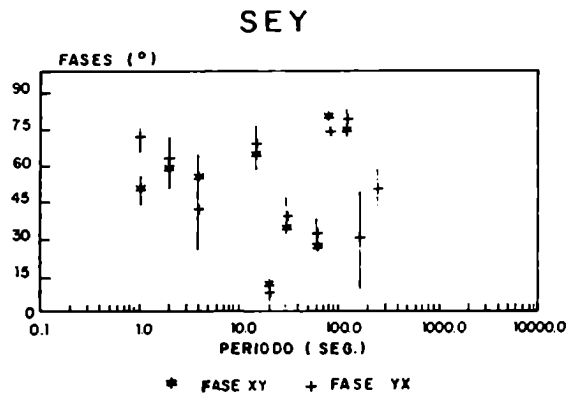
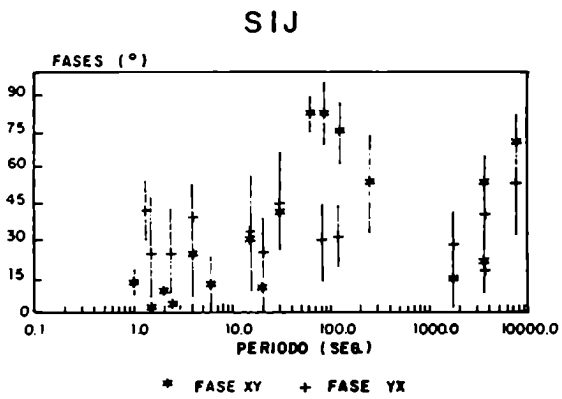
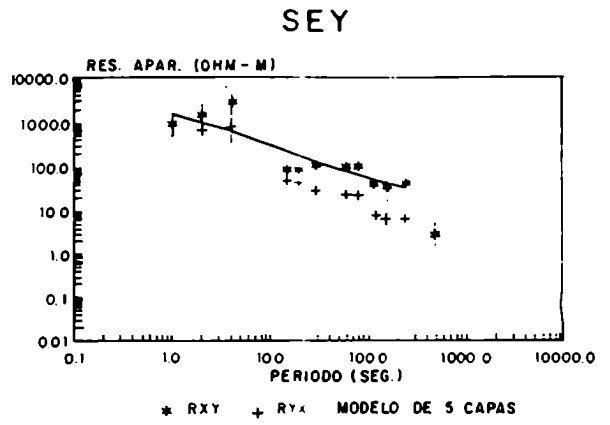
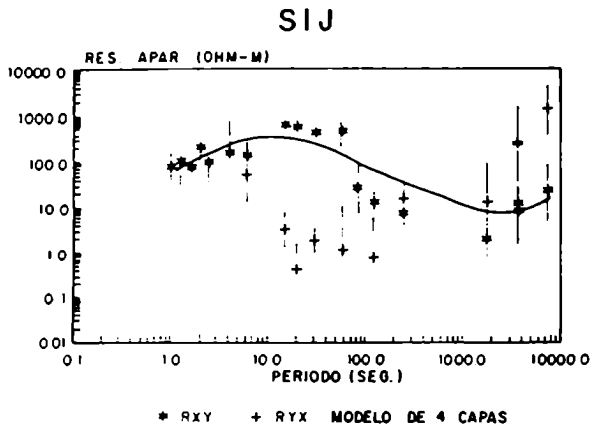
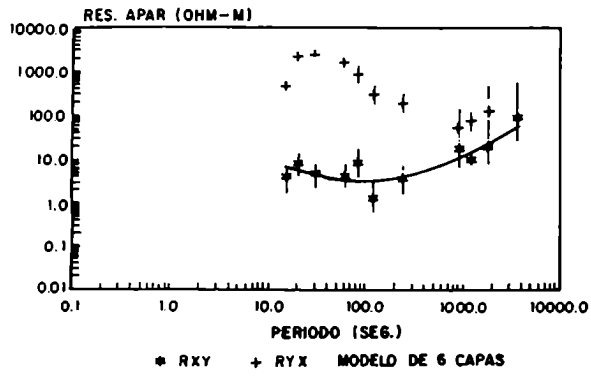


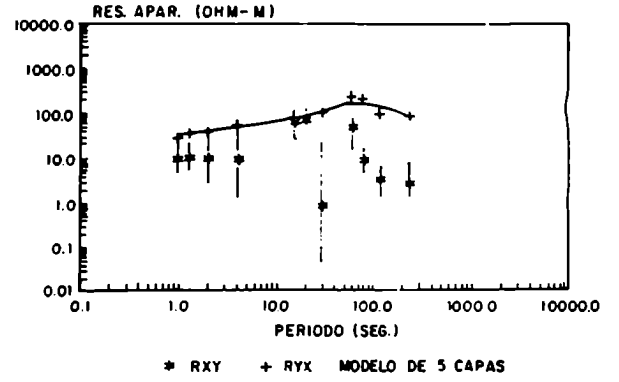
Fig. 5.7 Resistividades aparentes y fases en ejes principales para los distintos sitios. Ajustes de los modelos.



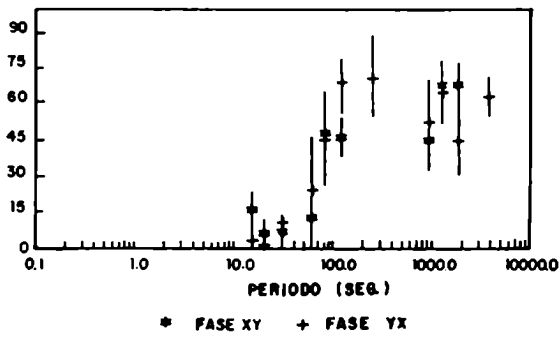
POM



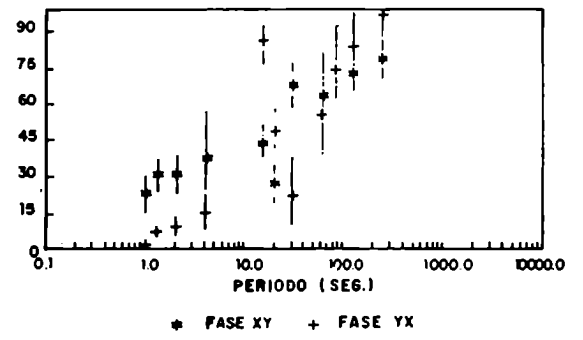
MUN



POM



MUN



## CAPITULO VI

### *MODELADO UNIDIMENSIONAL DE LA ESTRUCTURA DE RESISTIVIDAD ELECTRICA*

Los resultados del "skew" obtenidos en el Capítulo anterior, inducen a pensar que la estructura puede llegar a ser 3-D, o un regional 2D con anomalías 3D. Por estas razones, se supuso que la estructura subyacente del Tuzgle, si bien era de un alto grado de complejidad, se podría analizar progresivamente, comenzando por la estructura más simple unidimensional (1-D) en cada estación, para luego encarar un modelo bidimensional (2-D).

Para poder obtener un modelo de resistividad eléctrica para el subsuelo del volcán Tuzgle acorde con los resultados experimentales, se intentó entonces, una primera interpretación que proveyó una aproximación a la localización de las capas conductoras, utilizando el modelado de inversión unidimensional (1-D) de Jupp y Vozoff ( 1975) descrito en el Capítulo I. Este conocimiento permitió construir luego una estructura más compleja, que tomara en cuenta las características estructurales de mayor orden que las 1-D.

A continuación se describirá con más detalle el modelado MT 1-D .

#### **6.1 Modelado unidimensional MT profundo de la zona Tuzgle**

Como las dos curvas de resistividad aparente en ejes de medida (Figura 5.4) coinciden sobre una gran banda de períodos, en diferentes sitios, el efecto de "static shift" (Jones, 1988) no

parece ser muy importante<sup>3</sup>. Bajo estas condiciones, se sabe que sobre estructuras bidimensionales, la respuesta del modo TE se parece más en promedio a la correspondiente a la tierra estratificada horizontalmente (Vozoff, 1972). Esta fue la curva de resistividad aparente utilizada en la inversión 1-D, suponiendo las direcciones de simetría obtenidas para cada estación.

La Figura 5.7 muestra, para cada estación, las curvas experimentales de  $\rho_{ap}$  en los ejes principales (paralelo y perpendicular al eje de simetría) junto con el ajuste obtenido con el método de inversión 1-D. Para llegar a ese ajuste, se efectuó la inversión proponiendo un modelo inicial que tuviera en cuenta el número de capas adecuadas y las profundidades de éstas aproximadas según se desprendía de las curvas experimentales, de tal forma de que el escalón inicial fuese lo más cercano a la realidad y tender a la convergencia del método.

Los modelos 1-D correspondientes a cada sitio se muestran en una pseudo sección en la Figura 6.1.a correspondiente al perfil AB de la Figura 5.1.

El perfil tiene una dirección NS, con los sitios BET, TUZ, AGC, PIE, SIJ, SEY, CHA Y PAC. EL modelo para el sitio CHA, que está casi a la misma latitud que SEY se muestra en la Figura 6.1.b.

Enfatizaremos la discusión sobre las capas conductoras de la pseudo sección y su correlación entre los diferentes sitios. Esta es una forma de encarar el armado de un posterior modelo 2-D.

**Básicamente se han detectado tres capas conductoras:**

<sup>3</sup> Efecto producido por la presencia de cargas superficiales originadas en inhomogeneidades laterales, que dan una evaluación errónea del campo eléctrico regional, produciendo un corrimiento de las curvas de resistividad aparente, especialmente el modo TM.

### **Capa conductora (CC1)**

Es una capa superficial, que aparece en BET, TUZ, AGC y CHA. Puede observarse que esta capa conductora con su techo entre 0.67 y 2.7 km de profundidad, dependiendo del sitio, incrementa su conductividad en TUZ y AGC.

El sitio SEY está muy cercano a CHA, pero su principal característica es la ausencia de capas conductoras superficiales. Las distintas distribuciones de resistividad en ambos sitios podría deberse a la presencia de una falla NO-SE que pasa por las cercanías de estos sitios.

### **Capa conductora 2 (CC2)**

Aparece en PIE y CHA. La profundidad de su techo es bastante variable (entre 6.32 y 8.6 km). La CC2 no se detecta en BET, TUZ, AGC en la banda de períodos estudiada, debido al efecto "skin" causado por las capas superiores conductoras.

### **Capa conductora 3 (CC3)**

En PIE, SIJ y SEY una tercer capa conductora aparece, con techo a 31-31.4km, que no ha sido detectada en otras estaciones, debido también al efecto "skin". Esta capa conductora profunda, si bien no hay demasiada información en estos resultados, podría correlacionarse con una capa conductora detectada por Schwarz y otros (1990), en lugares distantes y a gran profundidad. Sobre estos resultados se discutirá más adelante. Por otro lado, esta capa coincidiría aproximadamente con un zona de baja velocidad sísmica, que de acuerdo con Omarini y otros (1991), tiene un tope

a alrededor de 40 km de profundidad y un espesor de 18km. Los autores asignaron un contraste negativo de densidad ( $-0.05 \text{ g/cm}^3$ ) a este cuerpo en sus estudios gravimétricos. Esta capa parece tener, entonces, carácter regional.

#### Zona SE

Los sitios MUN y POM están situados en la zona SE del volcán Tuzgle (ver Figura 5.1). La Figura 6.2 muestra los modelos de resistividad obtenidos para estos sitios. En MUN, que es una posición aislada, el modo TE muestra una delgada y superficial capa conductora con su techo a 0.3 km, y una más profunda con techo a 51 km. Este resultado no concuerda con la profundidad obtenida para la capa conductora por Schwarz y otros (1990) en este sitio (12km). Analizando el modo TM, la capa conductora se encontró a 9 km, lo que parece ser más real.

En POM, la primer capa conductora tiene un techo a alrededor de 0.18 km. Otra capa conductora, con techo alrededor de 1.4 km y considerable grosor (8.6 km) también fue detectada debajo de POM. Esta estación coincide con el "punto caliente" "Baños de Pompeya".

#### 6.2 Modelado unidimensional de Audio-MT de la zona Tuzgle

Las curvas de resistividad aparente correspondientes a los sondeos de Audio-MT, fueron también modeladas con el método de Jupp y Vozoff (1975), en forma separada del sondeo MT profundo a fin de determinar con buena definición las anomalías de conductividad más superficiales, que estarán íntimamente relacionadas con las manifestaciones termales en superficie.



Los modelos obtenidos se muestran en la tabla 6.1, reflejando la información de las capas de profundidad más somera.

En términos generales, todos los modelos obtenidos muestran la presencia de una capa altamente conductora superficial que tiene un horizonte a profundidad variable. A estas profundidades, una capa altamente conductora puede asociarse a la presencia de agua. De esta manera, este estudio resulta de gran importancia porque permite detectar capas con alto contenido de agua o "acuíferos".

En los sitios PIE, SIJ y PAC se detecta una capa conductora de resistividad entre 0.72 y 19 ohm-m, con su tope entre 162 y 195 m y su espesor entre 20 y 35 m. Esta capa está posiblemente asociada con la presencia de acuíferos.

En el sitio SEY, la capa conductora (6 ohm-m) se encuentra a 100 m de profundidad y con un espesor de 50 m, la cual puede estar asociada con la "Faja Eruptiva" que según Mon (1987) aflora en superficie en esta zona. Se la considera de gran permeabilidad debido a su alto grado de fractura.

EL sitio CHA no corresponde a un ajuste óptimo, pero de la curva de resistividad aparente se puede apreciar que una gruesa capa resistiva debe estar presente debajo de la superficie. A pesar de que este sitio es cercano a SEY los modelos son bastante diferentes, debido, probablemente a la presencia de una falla NO-SE que pasa por los alrededores de estas estaciones.

En AGC, se encuentra la capa conductora más superficial (3ohm-m) a 29 m de profundidad con 23 m de espesor. Este sitio donde las manifestaciones geotérmicas tienen su máxima expresión concuerda con el hecho de que el acuífero sería más superficial.

### 6.3 Estudio MT regional del área de la Puna

El grupo de investigación de geofísica de la Universidad de Berlín, Schwarz y otros (1990), llevaron a cabo un estudio MT profundo de carácter regional a través del altiplano (sitios separados alrededor de 20 km) con dirección NW-SE, algunas de cuyas estaciones son cercanas al volcán Tuzgle y están ubicadas en la Figura 5.1. En la tabla 5.2 se muestra la ubicación de todas las estaciones del perfil alemán. Schwarz y otros (1990) tuvieron la deferencia de suministrar los datos del tensor de impedancia de las distintas estaciones. Si bien estos autores hallaron modelos 1-D para cada estación, se prefirió reconsiderar la interpretación 1-D con la misma metodología utilizada para las estaciones estudiadas en esta Tesis, de modo que sirviera como referencia de comparación para las capas más profundas en nuestros sondeos.

Las curvas de resistividad aparente (modo TE) con sus ajustes se presentan en la Figura 6.3. Los modelos obtenidos en el ajuste están en la tabla 6.2., junto con los valores de skew y strike (eje de simetría). Los resultados reflejan la presencia de una capa conductora profunda de carácter regional entre 33 y 45 km de profundidad en la mayoría de las estaciones.

TABLA 6.1.

MODELOS MT UNIDIMENSIONALES PARA LOS SONDEOS DE AUDIO-MT.

BET		TUZ	
(4 capas)		(4 capas)	
<u>Espesor</u>	<u>Resistividad</u>	<u>Espesor</u>	<u>Resistividad</u>
(m)	(ohm-m)	(m)	(ohm-m)
1.3	0.08	2	0.43
48.5	308	80	640
14	86	100	30
	277		55

---

AGC		PIE	
(3 capas)		(4 capas)	
<u>Espesor</u>	<u>Resistividad</u>	<u>Espesor</u>	<u>Resistividad</u>
(m)	(ohm-m)	(m)	(ohm-m)
29	41	1.85	0.3
23	3	160.2	241
	>1000	35	2
			>5000

---

SIJ		SEY	
(4 capas)		(4 capas)	
<u>Espesor</u>	<u>Resistividad</u>	<u>Espesor</u>	<u>Resistividad</u>
(m)	(ohm-m)	(m)	(ohm-m)
3.6	0.87	14	4
191.4	422	86	20
20	0.72	50	6
	>500		>600

TABLA 6.1 (cont.)

CHA (3 capas)		PAC (4 capas)	
<u>Espesor</u>	<u>Resistividad</u>	<u>Espesor</u>	<u>Resistividad</u>
(m)	(ohm-m)	(m)	(ohm-m)
2.6	0.2	3.2	0.47
667.4	3000	162.8	190
	75	24	19
			>300

POM (4 capas)		MUN (3 capas)	
<u>Espesor</u>	<u>Resistividad</u>	<u>Espesor</u>	<u>Resistividad</u>
(m)	(ohm-m)	(m)	(ohm-m)
2	0.44	2	-0.08
62	3051	215	3000
120	18		5
	294		

TABLA 6.2

MODELOS MT UNDIMENSIONALES PARA LOS SONDEOS MT PROFUNDOS REGIONALES DE SCHWARZ Y OTROS (1990), CORRESPONDIENTES A LA TABLA 5.2, JUNTO CON LOS VALORES DE SKEW (Sk) Y STRIKE (Str.) OBTENIDOS.

CAM		CAT	
(3 capas)		(2 capas)	
<u>Espesor</u>	<u>Resistividad</u>	<u>Espesor</u>	<u>Resistividad</u>
(km)	(ohm-m)	(km)	(ohm-m)
18.9	11.3	3.5	8.1
48.6	31.4		152.5
	0.01		
<i>Sk:0.4</i>	<i>Str.:62<sup>o</sup></i>	<i>Sk.:0.16</i>	<i>Str.:17<sup>o</sup></i>

---

GOS		GUT	
(4 capas)		(3 capas)	
<u>Espesor</u>	<u>Resistividad</u>	<u>Espesor</u>	<u>Resistividad</u>
(km)	(ohm-m)	(km)	(ohm-m)
4.1	4.8	1.3	0.96
39.2	118	36.9	161
4.8	2.2		9.5
	90.4		
<i>Sk.:1.5</i>	<i>Str.:2<sup>o</sup></i>	<i>Sk:5.4</i>	<i>Str.:10<sup>o</sup></i>

---

TABLA 6.2 (cont.)

SEP		POS	
(4 capas)		(4 capas)	
<u>Espesor</u>	<u>Resistividad</u>	<u>Espesor</u>	<u>Resistividad</u>
(km)	(ohm-m)	(km)	(ohm-m)
1.7	3	6.2	10.8
31.2	275	32.6	807
5.8	2.3	38.3	25.1
	29.4		98.8
<i>Sk.:0.53</i>	<i>Str.:11<sup>0</sup></i>	<i>Sk:0.24</i>	<i>Str.:39<sup>0</sup></i>

---

PUN		UNQ	
(3 capas)		(5 capas)	
<u>Espesor</u>	<u>Resistividad</u>	<u>Espesor</u>	<u>Resistividad</u>
(km)	(ohm-m)	(km)	(ohm-m)
1	0.6	9	2
43.5	1015	6	78.5
	0.4	6	0.75
		12.7	150
			1.4
<i>Sk:0.18</i>	<i>Str.: -16<sup>0</sup></i>	<i>Sk:0.48</i>	<i>Str.: -9<sup>0</sup></i>

---

SAB			
<u>Espesor</u>	<u>Resistividad</u>		
(km)	(ohm-m)		
3.6	3.5		
5.8	64.8		
	6.9	<i>Sk.:0.14</i>	<i>Str.: -19<sup>0</sup></i>

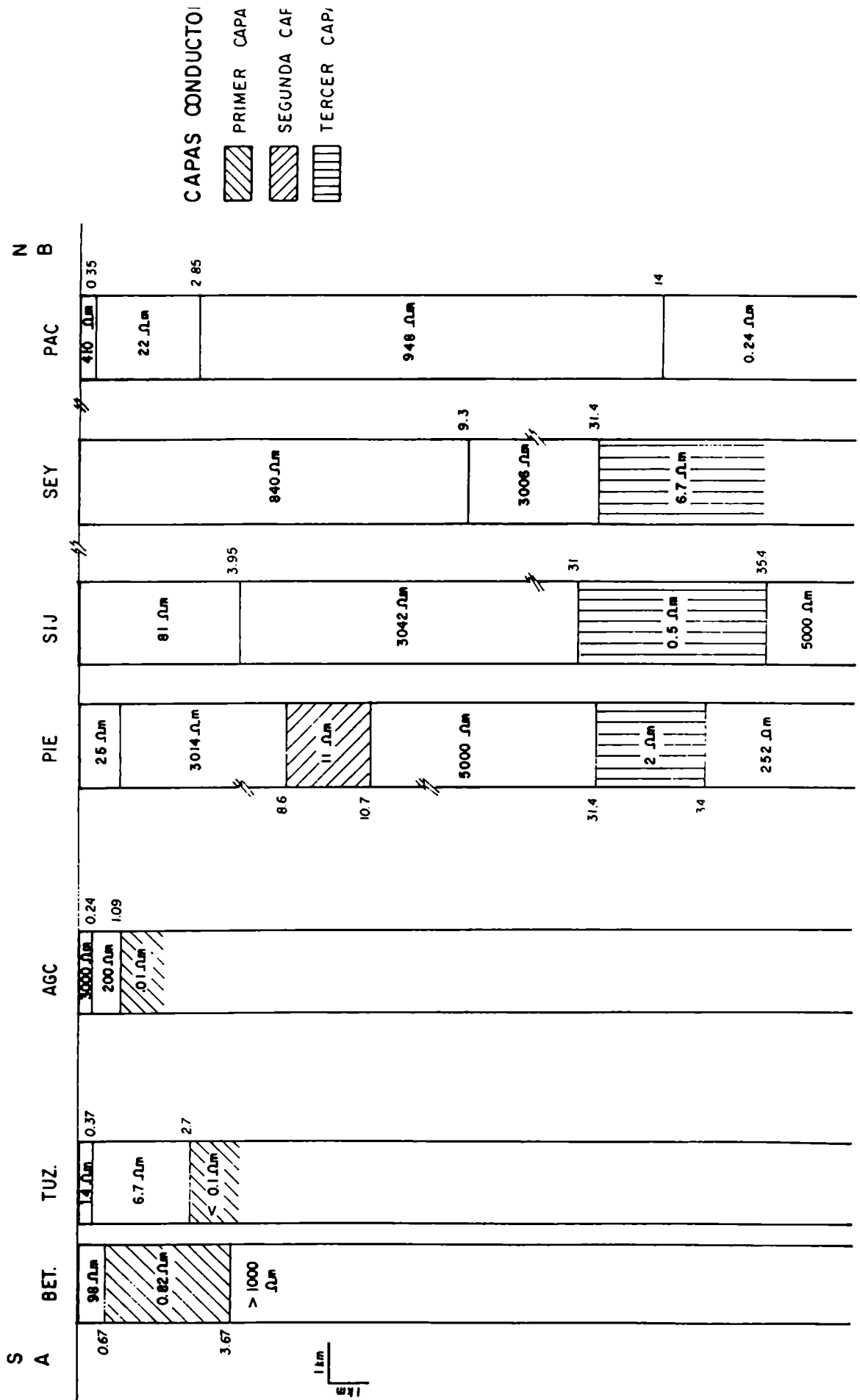


Fig. 6.1.a. Modelos unidimensionales para cada estación (perfil AB).

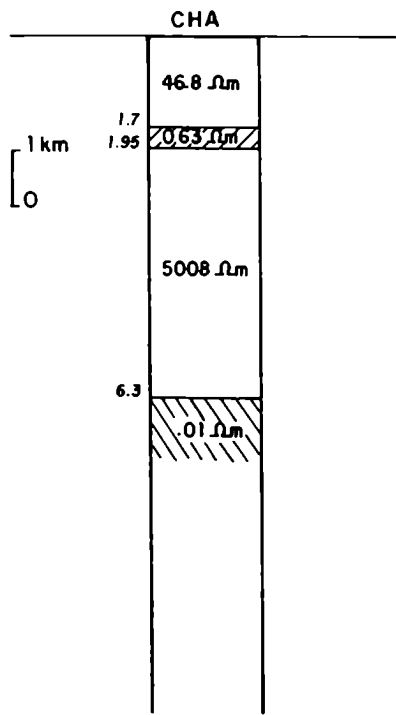


Fig. 6.1.b. Modelo MT unidimensional para el sitio CHA.

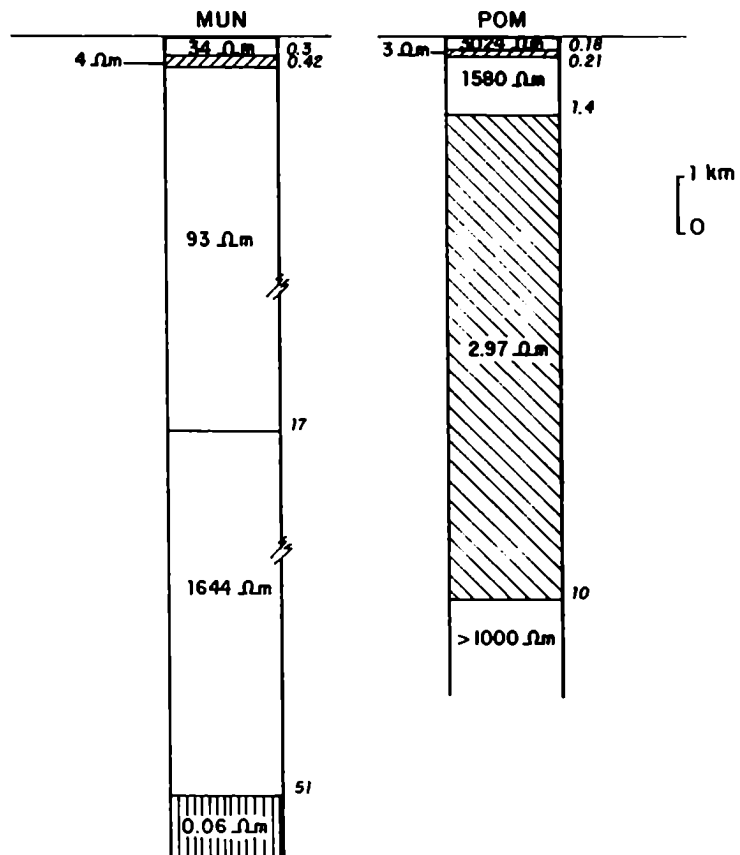
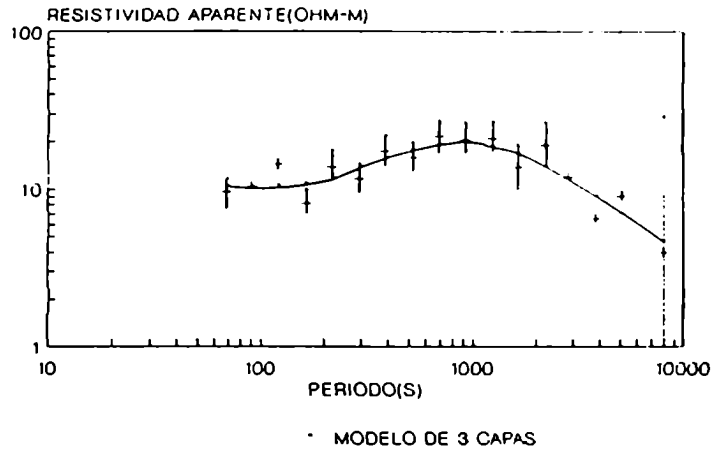


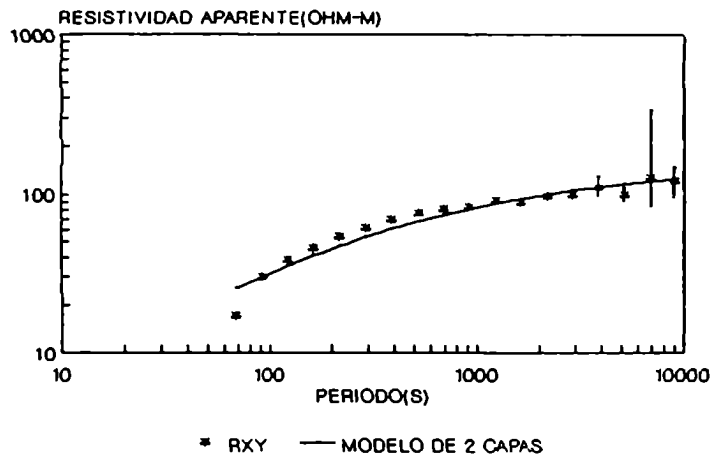
Fig. 6.2 Modelo MT unidimensional para los sitios MUN y POM.



## CAM



## CAT



## GOS

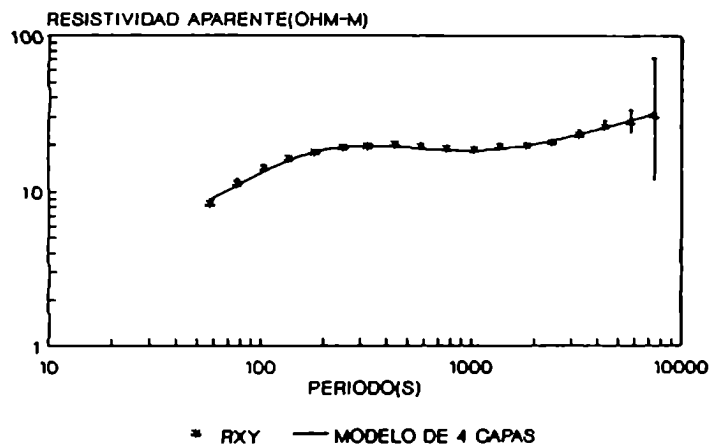
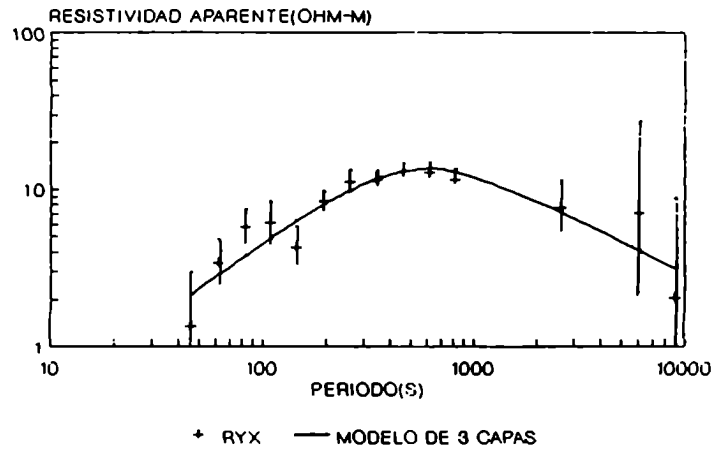
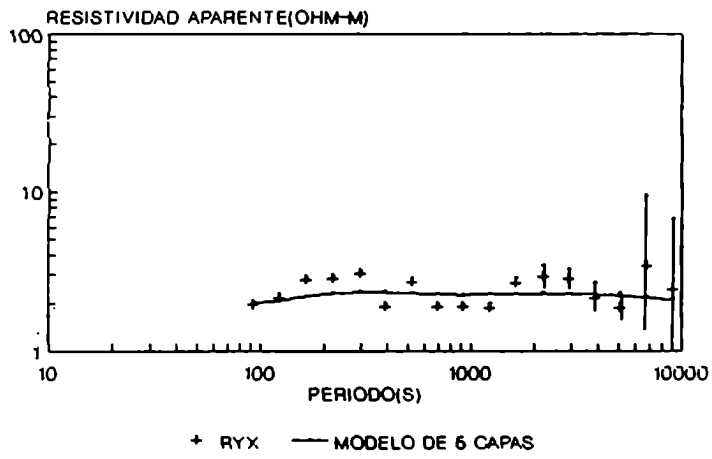


Fig. 6.3 Resistividades aparentes y ajustes de los modelos obtenidos de los sondeos regionales realizados por Schwarz y otros (1990).

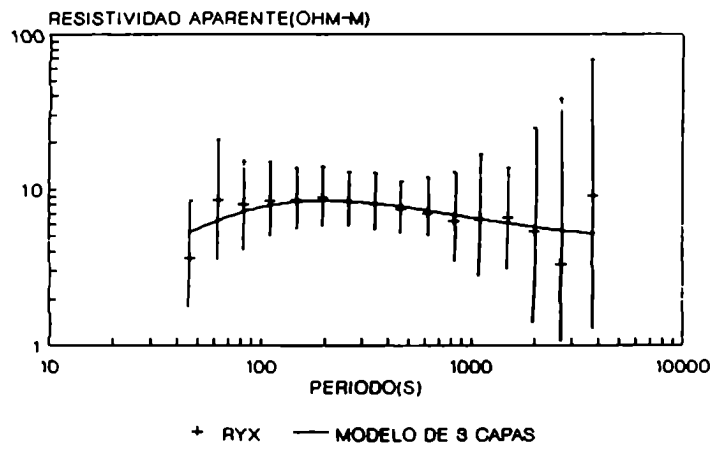
# PUN



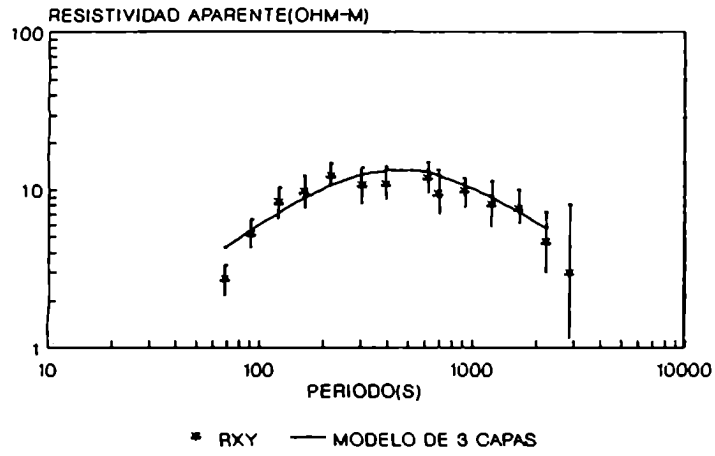
# UNQ



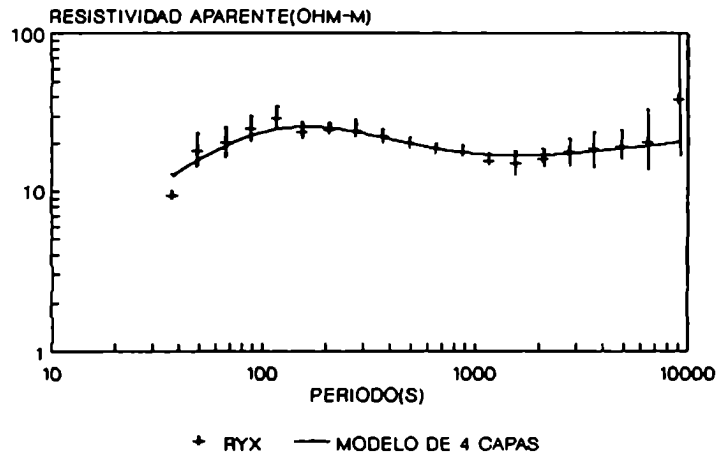
# SAB



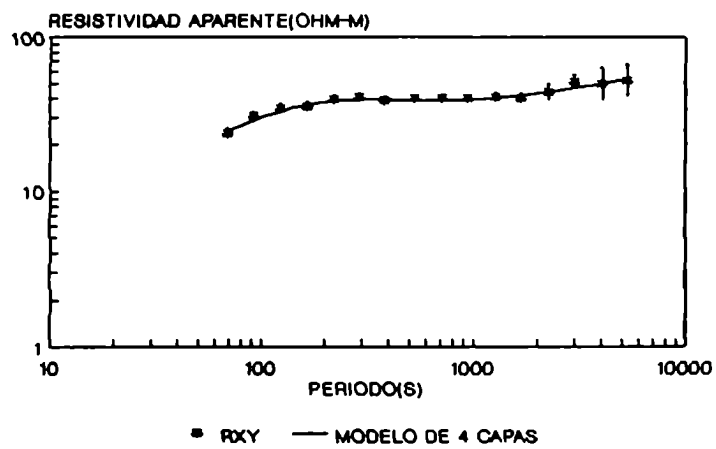
# GUT



# SEP



# POS



## CAPITULO VII

### *MODELADO BIDIMENSIONAL DE LA ESTRUCTURA DE RESISTIVIDAD ELECTRICA*

Las estaciones MT han sido diseminadas a lo largo de un perfil NS, que cruza las fallas NO-SE (ver Figura 5.1), relacionadas con el vulcanismo de la zona. Este perfil conecta dos zonas geotermales al Norte y al Sur del Tuzgle. De los resultados anteriores no existe un único eje de simetría bien definido en todos los sitios, aunque existe una tendencia a la dirección NS (aunque la indeterminación en  $\pi/2$  permitiría la EO). Los datos de campo gravitatorio residual de Götze y otros (1988), de los cuales se hablará en el capítulo siguiente, tienen un strike EO aproximado cerca del volcán Tuzgle, como se puede observar en la Figura 8.1. En primera aproximación se supondrá que esa es la dirección de simetría.

Basándose en la primer interpretación de distribución de resistividad eléctrica 1-D, y en virtud de los altos valores de "skew", se obtuvo un modelo de resistividad 2-D, como una segunda interpretación. El cálculo de la respuesta bidimensional MT del modelo de resistividad eléctrica 2-D (método directo) fue efectuado mediante el programa de Wannamaker(1986), descrito en el Capítulo I.

#### 7.1 Elección del modelo inicial

En el problema directo (modelado de los datos "prueba-error"), es decir, hallar un modelo cuya respuesta ajuste lo mejor posible los datos experimentales, es de suma importancia la elección del modelo inicial de modo de converger en forma rápida

a la solución del problema. En este caso, se utilizaron los modelos 1-D de cada estación del perfil AB (Figura 6.1) para armar una pseudosección 2-D que fuera el primer paso del modelado 2-D.

El diseño de la grilla bidimensional es otro punto importante. En ese sentido se hizo un trabajo de tipo "artesanal", teniendo en cuenta las pautas generales sobre el tamaño y contrastes de resistividades de los elementos que deben ser tenidos en cuenta para una mejor eficiencia en el modelado. Al respecto se puede mencionar, entre otras consideraciones las dimensiones de los elementos contiguos de la grilla no deben variar en un factor mayor a 5; cerca de las interfases entre medios los elementos deben tener dimensiones lineales cercanas a la profundidad de skin del medio  $\delta$  al que pertenece el elemento y los límites de la grilla se deben extender a 8-10  $\delta$  de la estructura 2D más cercana.

## 7.2 Respuesta del modelado MT 2-D. Resultados obtenidos

Las resistividades aparentes fueron calculadas como función de la distancia perpendicular al eje de simetría, con el período como parámetro. Los períodos fueron elegidos para reflejar el comportamiento de las diferentes capas de la estructura.

El modelo inicial fue mejorado hasta que se consideró llegar al mejor ajuste de los datos experimentales, después de alrededor de 30 iteraciones. El ajuste se concentró en las resistividades aparentes de los modos TM y TE, pero también considerando las respuestas de fases, aunque en este último caso el ajuste no fue tan bueno. A este respecto cabe consignar la multiplicidad de parámetros a variar en el modelo, y que producen efectos superpuestos en la respuesta, lo que hace difícil el

ajuste y la imposibilidad de obtener una solución única al problema.

El modelo final MT que mejor ajustó los datos experimentales es el mostrado en la Figura 7.1. La respuesta MT (resistividades aparentes y fases versus distancia perpendicular al eje de simetría) es graficada junto con los resultados experimentales para periodos  $T = 30, 120, 3540$  seg. (Figura 7.2a) para el modo TM (Telúrica NS). La Figura 7.2b muestra la respuesta MT para los mismos periodos para el modo TE (Telúrica EO).

Puede observarse en la Figura 7.2 un mínimo de resistividad aparente en las estaciones BET, TUZ y AGC, para 30 seg. Esto puede atribuirse a la presencia de cuerpos conductores algo superficiales debajo de estos sitios (primer capa conductora (CC1)). Esta capa está a 0.7 km de profundidad justo debajo de BET, aunque en el sitio TUZ está casi en la superficie. La parte más profunda de este cuerpo está debajo de BET a 3.7 km y a 3.1km debajo de otros sitios.

La influencia de la segunda capa conductora (CC2) es detectada a 120 y 3540 seg. El modelo MT 2-D muestra un extension lateral de esta capa que no había podido ser determinada en el resultado previo de los modelos 1-D. Las dimensiones en profundidad de este cuerpo están delimitadas por este modelo, aunque sus dimensiones laterales están restringidas a los datos disponibles. El tope de este cuerpo está a 5 km de profundidad aproximadamente. Su base alcanza alrededor de los 13.4 km de profundidad.

La tercer capa conductora (CC3) detectada con los modelos 1-D en algunas estaciones y que también está presente en los estudios MT de Schwarz y otros (1990) a profundidades similares (alrededor de 30 km), no ha podido ser modelada en forma 2-D, en

la banda de períodos analizada. La respuesta MT 2-D no es sensible a la presencia, en el modelo, de tal capa conductora a esa profundidad. El análisis para períodos más largos no se llevó a cabo debido a la falta de datos en la mayoría de las estaciones.

### MODELO MT 2D

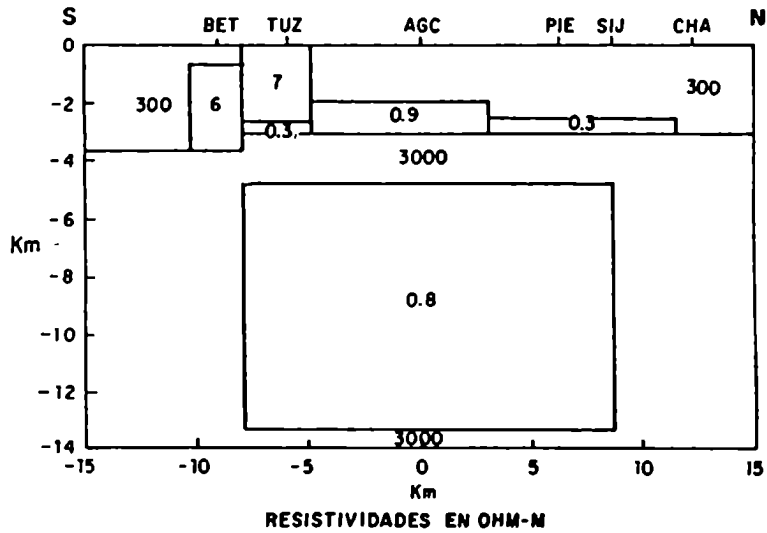


Fig. 7.1 Modelo magnetotelúrico bidimensional de la zona del volcán Tuzgle.



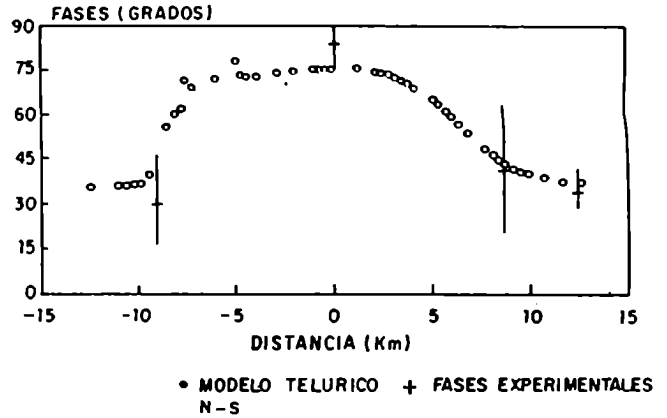
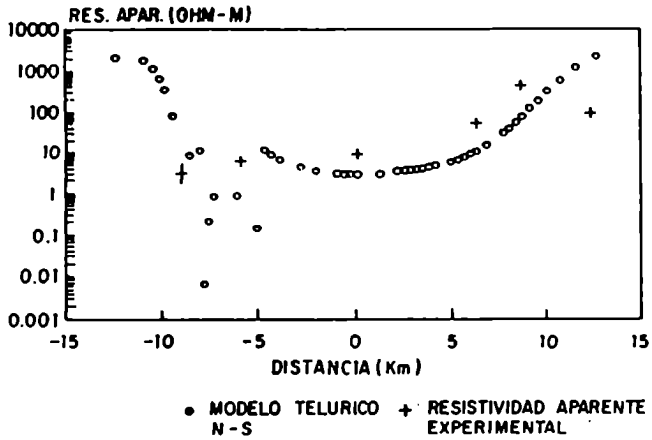
# MODO TM

## RESISTIVIDADES APARENTES

## FASES

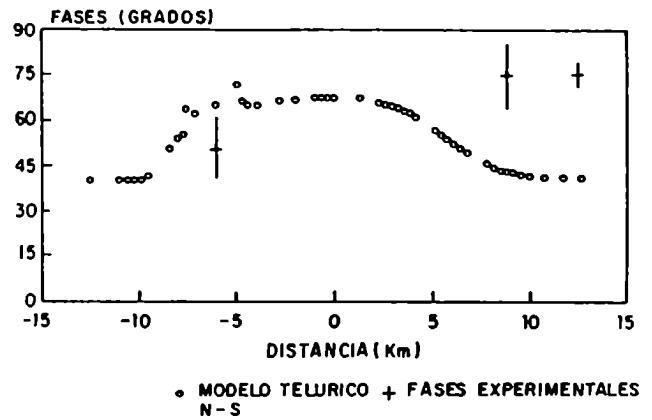
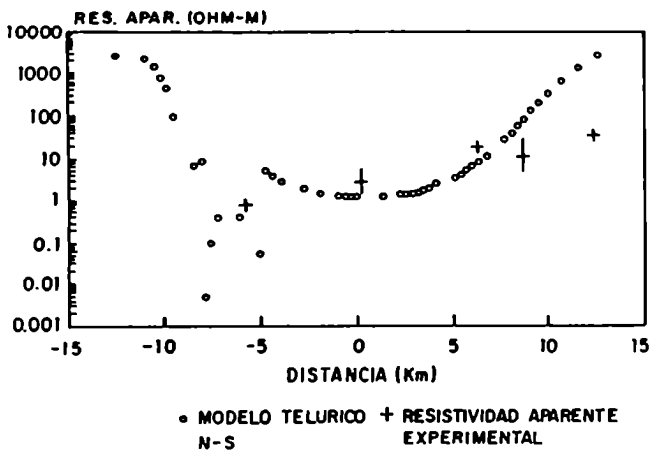
PERIODO 30 Seg.

PERIODO 30 Seg.



PERIODO 120 Seg.

PERIODO 120 Seg.



PERIODO 3540 Seg.

PERIODO 3540 Seg.

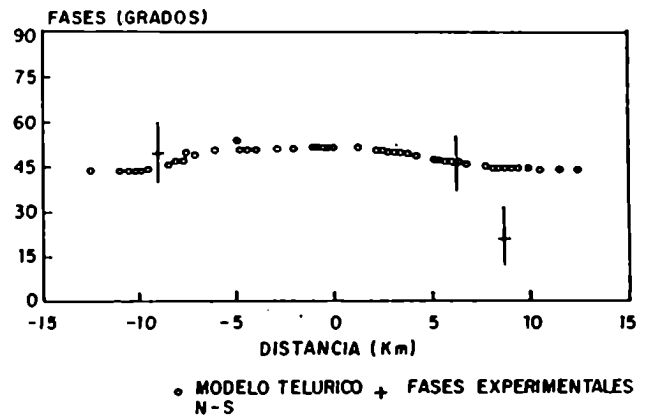
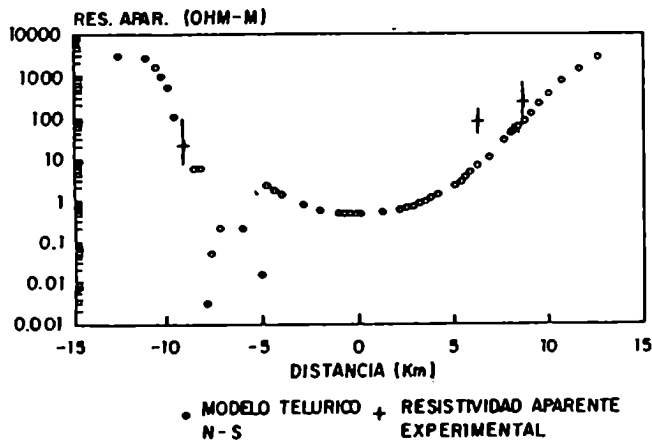


Fig. 7.2.a Respuestas MT bidimensionales de resistividad aparente y fase para el modo TM.

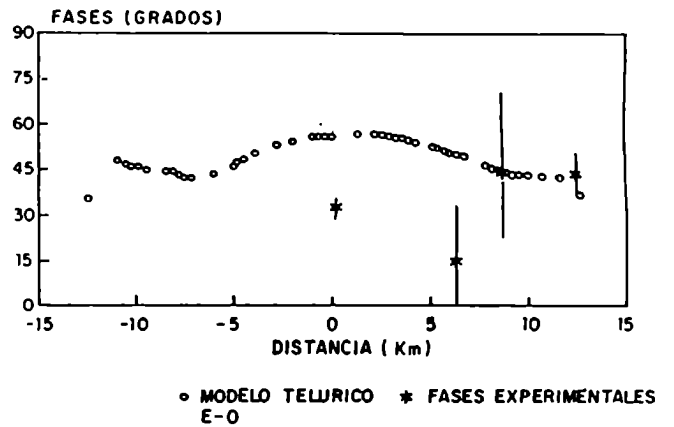
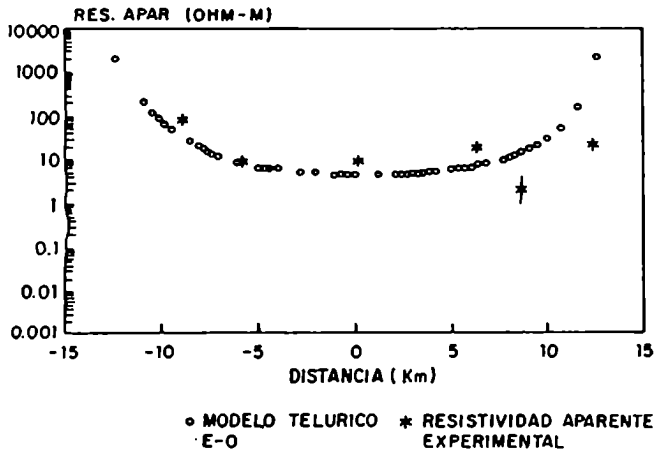
# MODO TE

## RESISTIVIDADES APARENTES

## FASES

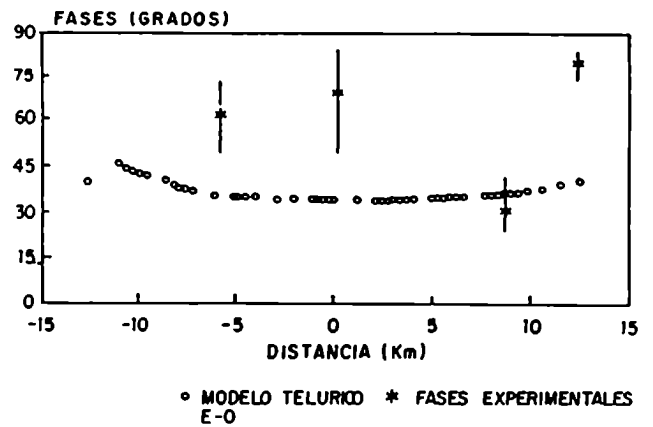
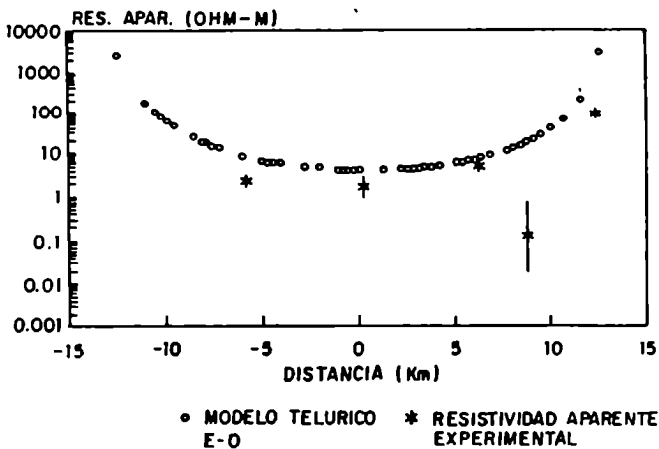
PERIODO 30 Seg.

PERIODO 30 Seg.



PERIODO 120 Seg.

PERIODO 120 Seg.



PERIODO 3540 Seg.

PERIODO 3540 Seg.

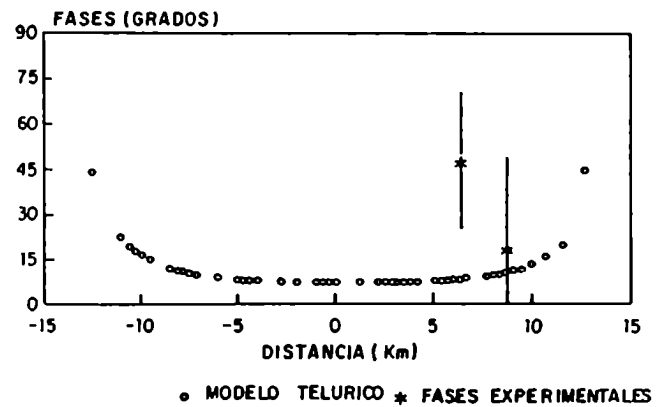
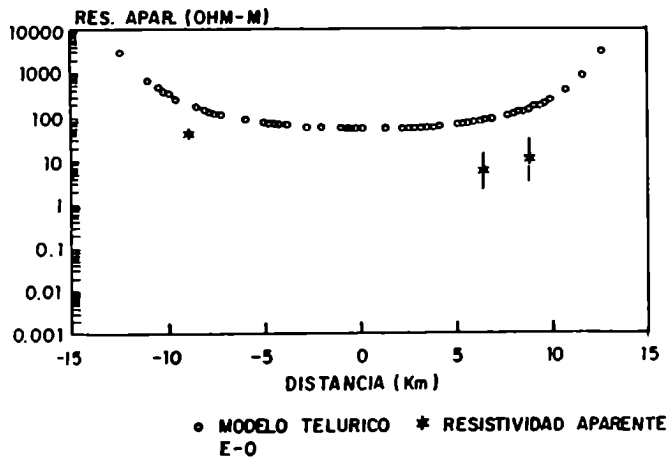


Fig. 7.2.b Respuestas MT bidimensionales de resistividad aparente y fase para el modo TE.

## CAPITULO VIII

### *CORRELACION DE LOS RESULTADOS CON LOS DE OTROS METODOS GEOFISICOS INTERPRETACION DE LOS RESULTADOS*

A fin de llegar a una mejor interpretación de la estructura presente en la zona del Tuzgle, se incorporó información geofísica proveniente de otros métodos. Es decir, se hace necesario la vinculación complementaria de los resultados magnetoteléuticos con los aportados por otros métodos geofísicos. En primer lugar se correlacionaron los resultados 2-D MT anteriores con los obtenidos a partir de datos gravimétricos.<sup>4</sup> En segundo lugar, se analizaron la distribución de los sismos en la zona. Por último, se consideraron los resultados de medición de gradiente de temperatura realizados en el área.

#### 8.1 Resultados gravimétricos

Los datos utilizados para el modelado 2D gravimétrico de la zona fueron los obtenidos de Götze y otros (1988). Estos autores llevaron a cabo un relevamiento de gravedad regional de los Andes Centrales entre 20° y 26° S, extendiéndose desde la costa del Océano Pacífico al borde este del Chaco Argentino. El mapa de campo residual de gravedad para la zona del volcán Tuzgle se muestra en la Figura 8.1. Ellos obtuvieron el campo residual eliminando de la gravedad de Bouguer un campo de gravedad regional usando una tendencia bipolinomial de 5° grado.

<sup>4</sup> El apéndice 5 describe generalidades sobre el método gravimétrico.

De la distribución de las líneas de gravedad residual cerca de la zona del Tuzgle, puede observarse un eje de simetría local aproximadamente EO . El perfil de gravedad definido "CD" incluye al perfil MT que va desde BET a SEY. Por lo tanto, entre estas estaciones los dos perfiles se superponen.

Las características generales geométricas de los cuerpos conductores del modelo MT de la Figura 7.1 se tuvieron en cuenta asignando a esos cuerpos contrastes negativos de densidad (relativa al entorno). Esto está basado en el hecho de que estratos altamente conductores podrían reflejar, la presencia de material fundido a alta temperatura y baja densidad en la corteza. La respuesta gravimétrica 2-D fue calculada con un programa desarrollado por Talwani (1959).

El modelo de gravedad 2-D final obtenido con el ajuste con los datos experimentales, después de 18 iteraciones, se muestra en la Figura 8.2. Los valores de anomalía de gravedad (respuesta) calculados a partir del modelo de la Figura 8.2 son graficados versus la distancia perpendicular al eje de simetría, junto con los valores experimentales del campo residual, en la Figura 8.3. El acuerdo entre los datos observados y la respuesta del modelo es muy bueno.

Los correspondientes modelos MT (Figura 7.1) y de gravedad (Figura 8.2) concuerdan bien en la zona donde los dos perfiles se superponen, y los cuerpos conductores tienen asignados material de baja densidad.

La primer capa conductora, con valores variables de resistividad a lo largo de su extensión lateral tiene asignado un cuerpo geométrico similar con contrastes negativos de densidad. El segundo cuerpo conductor del modelo MT coincide con un cuerpo de baja densidad ubicado a la misma profundidad con las mismas

características geométricas.

## 8.2 Resultados sismológicos

La distribución espacial de hipocentros sísmicos, con énfasis en el área del volcán Tuzgle fue analizada. Los registros pertenecen a una base de datos de los eventos del continente Sudamericano entre 1962-1980 (WWSSN).

En la Figura 8.4 se graficaron los hipocentros incluidos entre  $(24-25)^{\circ}\text{S}$ , proyectados sobre un plano. La distribución muestra el borde de la placa de Nazca en subducción. La posición longitudinal del volcán Tuzgle está señalada junto con la profundidad de la tercer capa conductora que se detectaba en algunas estaciones en el análisis 1-D.

En la Figura 8.5 se grafican los hipocentros sísmicos, en un marco comprendido entre los paralelos  $(23-26)^{\circ}\text{S}$  y los meridianos  $(64-68)^{\circ}\text{O}$ . Allí se indican las posiciones del volcán Tuzgle, el perfil AB y la quebrada de Tocomar. La característica prominente de esta distribución es la concentración de epicentros en el sector SE del rectángulo limitado por las latitudes  $(23^{\circ}30' - 24^{\circ}30')\text{S}$  y los meridianos  $(66^{\circ}30' - 67^{\circ}30')\text{O}$ . La profundidad media de este grupo está entre 180-220 km y se inserta dentro del volumen perteneciente a la placa subducida de Nazca. Este centro de actividad sísmica tiene el 66% de los eventos que ocurren entre  $(23-26)^{\circ}\text{S}$ .

## 8.3 Resultados de medición de gradiente de temperatura

Un programa de pozos para la medición de gradiente de temperatura (hasta 150 m de profundidad) fue llevado a cabo en los

alrededores del volcán Tuzgle por UNJU y otros (1992). El tiempo de recuperación para alcanzar la temperatura de equilibrio después de la perforación fue, en algunos casos, de alrededor de 28 días. Sobre siete pozos analizados los gradientes de temperatura que se obtuvieron fueron de un valor promedio de  $0.28^{\circ}\text{C/m}$ , lo cual es muy alto. En el pozo más cercano al volcán, el gradiente de temperatura alcanzó el valor de  $0.4^{\circ}\text{C/m}$  (Figura 8.6).

#### 8.4 Interpretación de los resultados

Debajo del volcán Tuzgle, a 180–220 km de profundidad, ocurren eventos sísmicos, evidenciados en la concentración de hipocentros comentada en el parágrafo 8.2. A esta profundidad el contacto entre la placa de Nazca en subducción, y la placa Sudamericana, puede producir reacciones diagenéticas y metamórficas de bajo grado<sup>5</sup> con la liberación de fluidos, tal como ha sido propuesto en otras zonas de subducción (Jones, 1992). Estos fluidos producen descenso de la temperatura de fusión de las rocas.

Una interpretación similar ha sido sugerida por Coira and Kay (1992) para los "magmas precursores del manto" de las lavas del Tuzgle, a partir de datos petrológicos y geoquímicos. Estos autores proponen que durante el Mioceno (7–26 m.a.) la placa subducida a 180 km de profundidad, se deshidrató liberando fluidos o material fundido hacia arriba, causando "enriquecimiento" del manto litosférico. Esta podría ser la causa de las capas conductoras profundas por encima de la zona de subducción manifestaciones de estos fluidos ascendentes, que facilitan la

<sup>5</sup> Se trata de reacciones químicas producidas en la placa subducida mas fría que la astenosfera, que liberan fluidos.

fusión de las rocas y la baja conductividad eléctrica.

La capa conductora sugerida por los resultados MT 1-D a alrededor de 30 km de profundidad coincide con la profundidad a la que estos autores suponen la presencia de material fundido de la corteza inferior a donde se incorporan las componentes de los magmas provenientes de corteza superior, en un proceso descendente.

El segundo cuerpo de los modelos, esta caracterizado por una resistividad menor que 0.8 ohm-m y un contraste de densidad de  $-0.03 \text{ g/cm}^3$ , en base a los resultados MT y gravimétricos. Este cuerpo puede incluir una cámara magmática en su interior, llena con material fundido a alta temperatura rodeado por agua salina u otros fluidos libres generada por los procesos químicos ya descriptos en la corteza oceánica que se hunde. Esta cámara ha sido una hipótesis propuesta por Aquater (1980) y Mon(1987), entre otros, pero la evidencia de su presencia, dimensiones y ubicación se revela en este estudio magnetotelúrico y gravimétrico. Una estimación de la porosidad de la roca conteniendo fluido salino ( $\sigma_f = 50 \text{ S/m}$ ) lleva a un valor del 16 % siguiendo la ley de Archie (1942)<sup>6</sup>, lo cual es bastante alto. Quizás el valor de resistividad de la roca podría ser mayor que el dado por el ajuste. Coira y Kay (1993) han establecido la presencia de componentes de corteza y manto para las rocas volcánicas del Tuzgle. Ellos proponen que las erupciones de ignimbritas vienen de profundidades entre 15 y 18 km, consistente con la presencia de magmas silícicos en la corteza. Se puede concluir que esta profundidad coincide con la cámara magmática propuesta en esta

<sup>6</sup> La ley de Archie es  $\sigma_m = \sigma_f \nu^2$ , donde  $\sigma_m$  es la conductividad total del medio y  $\sigma_f$  la del fluido que llena la matriz rocosa,  $\nu$  la porosidad.

tesis con una base a 14 km de profundidad, revelada en los resultados MT.

Una zona muy resistiva (3000 ohm-m) está situada por encima de este segundo cuerpo conductor, separando el primero del segundo.

La primer capa conductora y de baja densidad de los modelos 2-D, extendiéndose entre BET hasta casi el sitio SIJ, es variable en profundidad pero la zona más conductora está ubicada entre los 2km (tope) y 3.1 km (base). Este último horizonte coincide con la profundidad al basamento propuesta por Mon (1987) subyaciendo debajo de una serie de unidades permeables e impermeables (Figura 4.2B), reservorios geotérmicos y sellos, respectivamente. Las unidades permeables pueden ser zonas fracturadas incluyendo acuíferos calientes, causando las manifestaciones geotérmicas en la superficie.

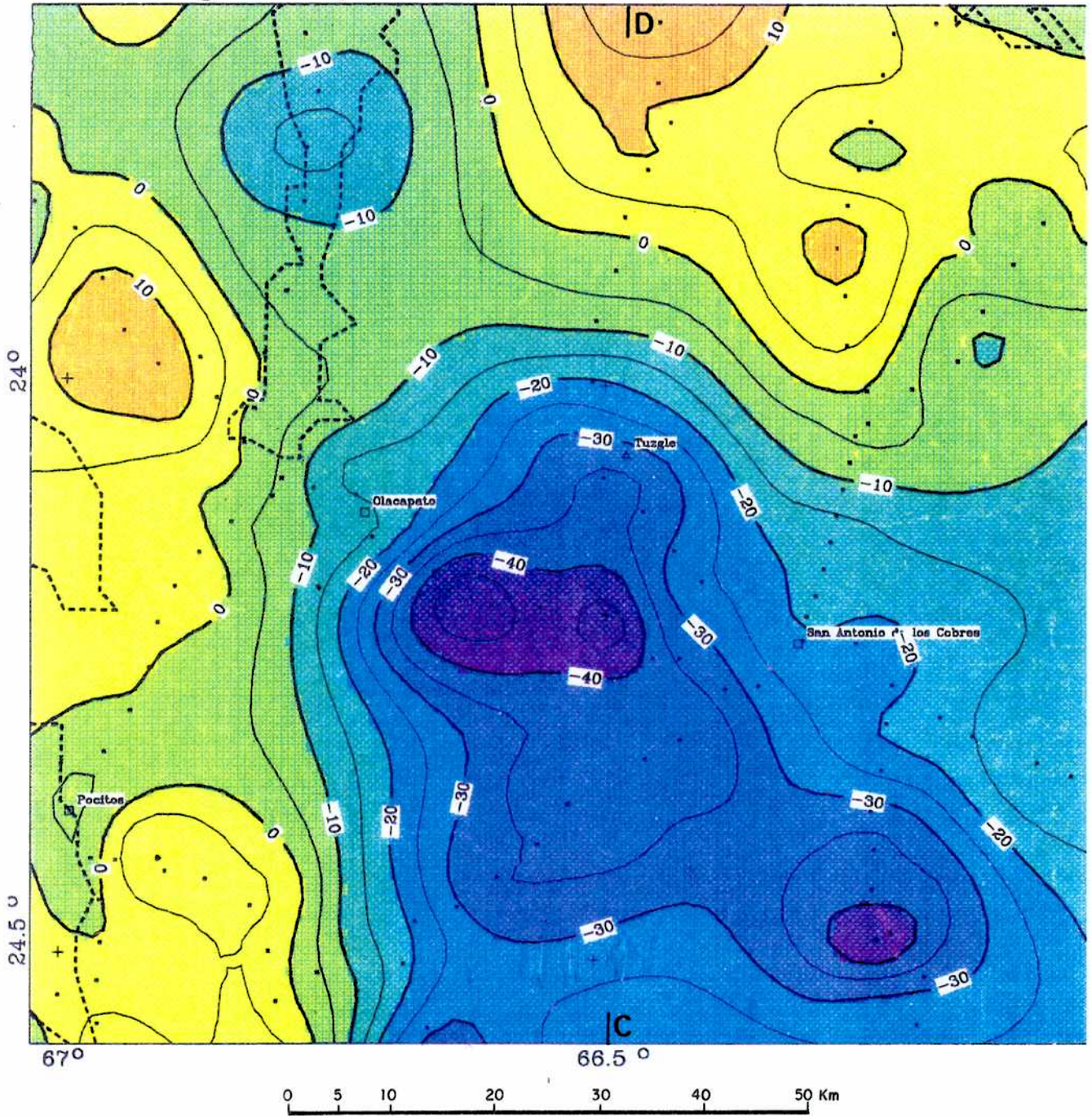
El reservorio geotérmico más superficial propuesto por Mon (1987) y Aquater (1980) como las unidades de ignimbrita permeable de la "Formación Trinchera", sellado por la "Formación Pastos Chicos", ha sido detectado en el análisis de Audio-MT entre 100 y 200 m de profundidad, zona que se interpreta conteniendo agua circulante caliente causando los altos gradientes geotérmicos en la zona, como se expuso en el parágrafo 8.3, aflorando en algunos sitios a la superficie.

Los resultados de las estaciones de la zona SE, reflejan que en POM (sitio conocido como "Baños de Pompeya") existe un cuerpo conductor y de gran espesor a 1.4 km de profundidad ( $\rho=2.97$  ohm-m y 18 km de espesor). Observando los datos gravimétricos de la Figura 8.3, un mínimo absoluto se localiza en la zona sur del perfil, a la misma latitud que el sitio POM que está ubicado sobre el lineamiento de Calama-Olacapato-Toro (COT). Esta ubicación



corresponde también al límite de la estructura de la vieja caldera del volcán Queva. El modelo gravimétrico (Figura 8.2) incluye un cuerpo con un contraste de densidad de  $-0.18 \text{ g/cm}^3$  y considerable grosor, en esta latitud. La activación de la megafractura COT causa un zona de debilidad que puede interpretarse como una gran zona de "milonitización" ("trituration de la roca"), que podría producir la circulación de fluidos calientes, que causan los valores anómalos de resistividad y densidad encontrados.

# NW Argentina, Residual field (mGal)



- SALARS
- GRAVITY STATIONS

Fig. 8.1 Mapa de campo gravimétrico residual de la zona del Tuzgle. (Götze, 1988).

## MODELO GRAVIMETRICO 2D

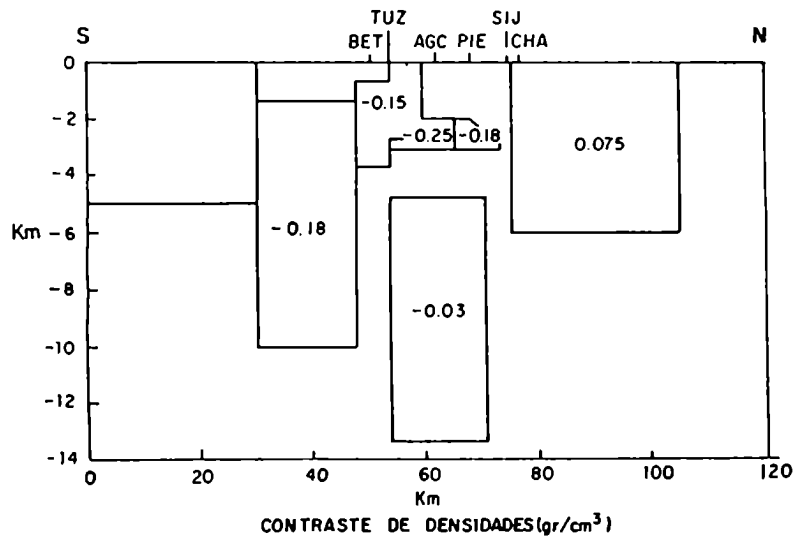


Fig. 8.2 Modelo bidimensional gravimétrico.

## AJUSTE GRAVIMETRICO 2D

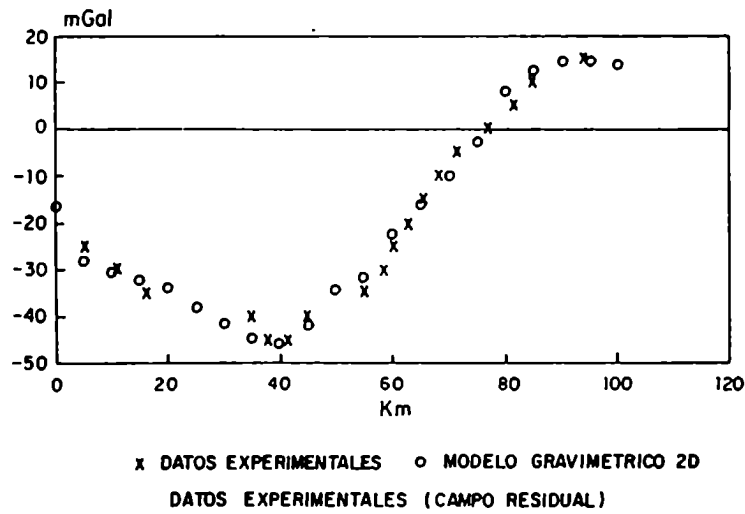


Fig. 8.3 Respuesta bidimensional gravimétrica del modelo de la fig. 8.2 con el ajuste con los datos experimentales.

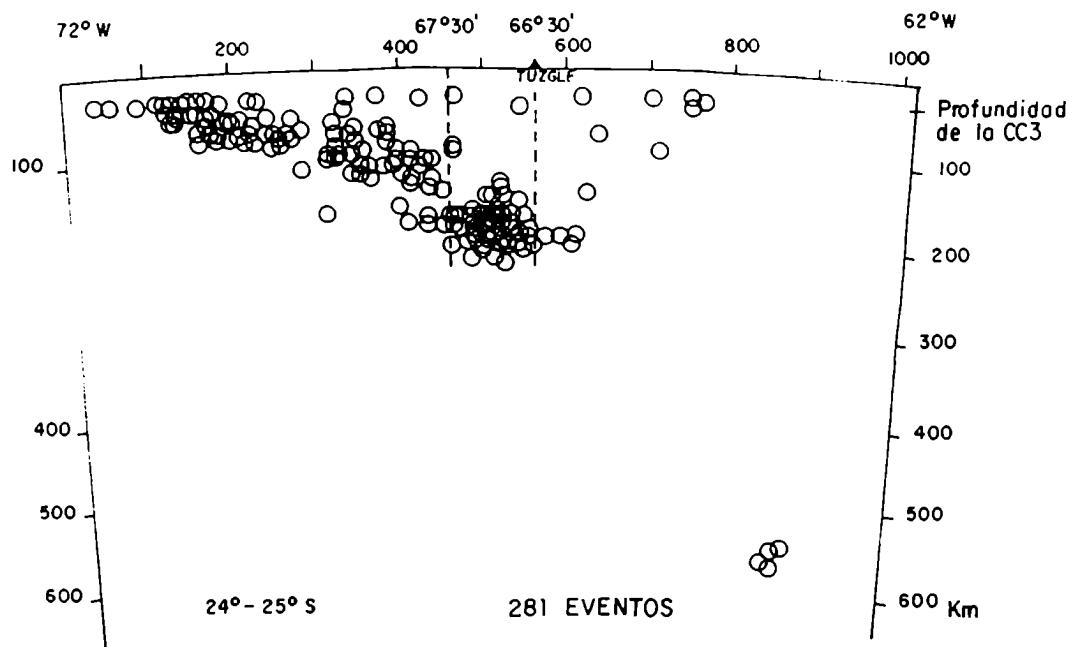


Fig. 8.4 Distribucion de hipocentros sísmicos entre los paralelos (24-25)<sup>o</sup>S proyectados sobre un plano.

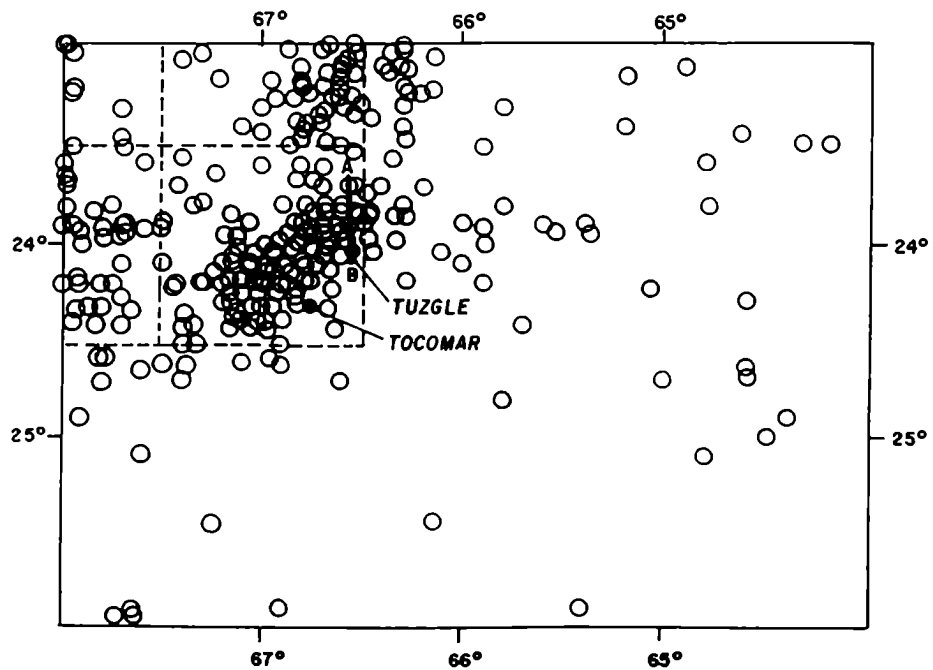


Fig. 8.5 Distribucion de hipocentros sísmicos en cuadro comprendido entre los paralelos (23-26)<sup>o</sup>S y meridianos (64-68)<sup>o</sup>O.

### GRADIENTE DE TEMPERATURA PROFUNDIDAD vs. TEMPERATURA

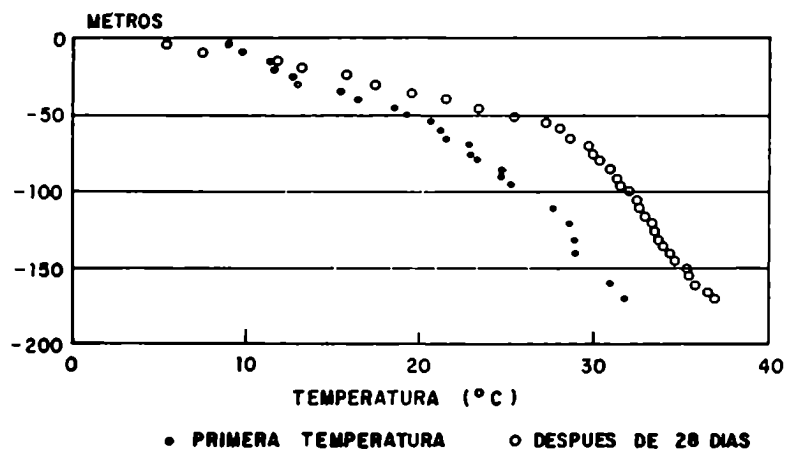


Fig. 8.6 Profundidad vs temperatura para un pozo cercano al volcán Tuzgle.

## CAPITULO IX

### *DETERMINACION DEL ANGULO DE STRIKE SEGUN UN METODO DE DESCOMPOSICION DEL TENSOR DE IMPEDANCIA*

Se presentarán ahora los resultados de la descomposición del tensor de impedancia, mediante la metodología de Bahr (1991), cuyos fundamentos se expusieron en el Capítulo I.

Se calcularon los valores de skew convencional y skew regional  $\eta$  en función del período, para los diez sitios de sondeo MT, así como para las estaciones de Schwarz y otros (1990) más cercanas al volcán Tuzgle, tales como SEP, GOS y LUS. También se evaluaron los ángulos de strike de Swift(1967) y el ángulo de strike regional en función del período. Estos resultados se presentan en los gráficos de la Figura 9.1.

También se evaluaron los distintos parámetros de diagnóstico de la dimensionalidad de la estructura a fin de compararlos con los errores relativos en los datos y hacer la clasificación del tipo de distorsión presente en cada caso.

#### 9.1 Interpretación de los resultados

En BET, el valor de skew convencional es en general mayor que  $\eta$ , aunque éste último no es muy pequeño. La estructura que parecía ser 3D, en realidad resulta poseer un regional con un moderado apartamiento del regional 2D(MAR2D). La distorsión local hace aumentar el skew convencional.

En TUZ, los valores de skew y  $\eta$  son muy parecidos. El análisis demostró que hasta los 15 seg, se trataría de un regional 2D, pero para mayor profundidad de investigación, entre 20 y 240

seg, podría tratarse de un MAR2D. Los valores de ángulos de Swift y strike regional están marcadamente separados.

En AGC, el skew convencional es levemente superior que el  $\eta$  debido al efecto de una anomalía local. Los ángulos de strike convencional y regional no difieren mucho en la mayoría de las frecuencias y el diagnóstico resultó un regional 2D con anomalía local 3D.

En PIE, el skew convencional y el  $\eta$  son similares, y se presenta una estabilidad en los ángulos de strike convencional y regional, con curvas similares en forma aunque desplazadas en sus valores. Hasta los 100seg, en casi todos los períodos el diagnóstico es un MAR2D, y más allá de los 120 seg se podría considerar un regional 1D.

En SIJ, los valores de skew son levemente superiores al  $\eta$ , aunque ambos tienen valores muy grandes, implicando un regional 3D. De todas formas en esta estación, en general, el nivel de error fue muy grande como para hacer una buena valoración.

En SEY, los valores de los dos skew son muy grandes. Hasta 4 seg el nivel de error en los datos es bastante grande, y para períodos mayores que 15 seg hay una tendencia hacia el regional 2D con anomalía local 3D, y una similitud entre los valores de los ángulos de strike convencional y regional.

En CHA, el skew es mayor que el  $\eta$ , el cual tiene valores relativamente pequeños y hasta los 30 seg la clasificación resultó en un regional 2D (con manifestaciones en los períodos entre 3 y 6 seg de fuerte canalización de corriente) o MAR2D. Más allá de los 30 seg resultó un regional 3D.

En PAC, la situación es bastante singular. Las curvas de resistividad aparente y fases medidas presentaban una gran similitud, pero el skew convencional y el regional presentan

valores muy grandes. El diagnóstico de la descomposición es el de una estructura regional 3D, con una estabilidad en el strike de Swift alrededor de  $0^{\circ}$ , indicando alguna estructura local dominante en esa dirección.

En MUN, el skew y  $\eta$  coinciden hasta 200seg y la estructura resultó tener un regional 2D con anomalía 3D. En este rango existe también similitud en los ángulos de strike convencional y regional. A partir de los 200 seg el skew tradicional resulta ser mayor, detectándose la presencia de un MAR2D hasta casi los 5000 seg. Si bien el strike tradicional presenta, en este rango, continuidad, el regional tiene un salto a los 1000 seg, reflejando un cambio de orientación en la estructura más profunda.

El sitio POM presenta valores de skew altos, resultando del análisis un regional 3D que puede reflejar la presencia de la megafactura de Tocomar Olacapato en ese lugar.

La estación SEP presenta para períodos mayores que 100seg un valor de  $\eta$  menor que el skew tradicional y un MAR2D con un cambio en el strike regional a los 500 seg (de aproximadamente  $35^{\circ}$  a  $-35^{\circ}$ ).

En GOS, si bien el  $\eta$  resulta ser mucho menor que el skew tradicional, ambos tienen valores muy altos (regional 3D). La excepción la representan los períodos de 3000 a 5000 seg con un posible MAR2D. Sin embargo existe una estabilidad y coincidencia en los ángulos de strike convencional y regional, quizás debido a una estructura local dominante (este sitio se encuentra sobre el sistema de fallas cercanas a la megafactura COT).

En LUS, el  $\eta$  es menor que el skew tradicional, con la presencia de un MAR2D desde 45 hasta 5000 seg, y un regional 2D de 5000 a 10000seg. El strike tradicional altera su rumbo a los 1000seg, en cambio el strike regional presenta una estabilidad



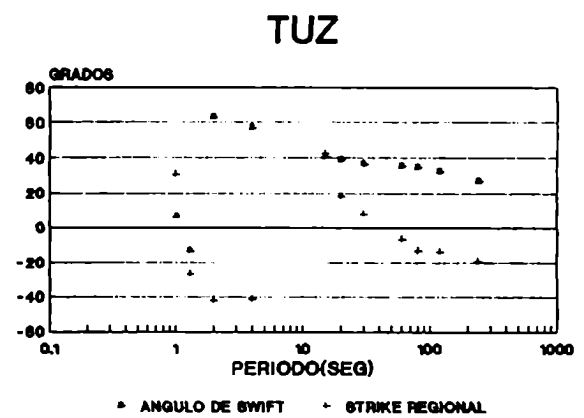
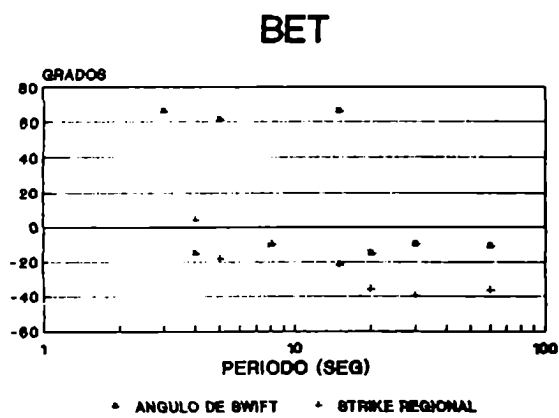
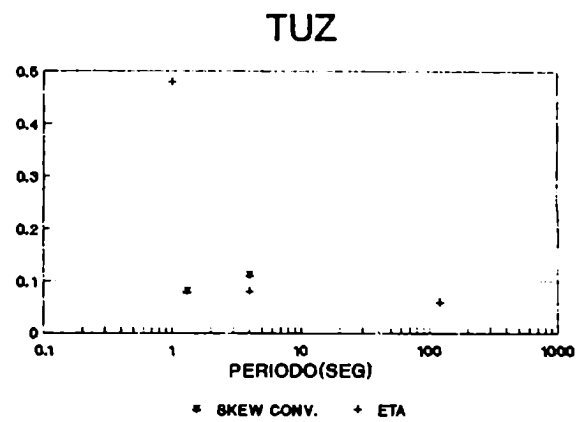
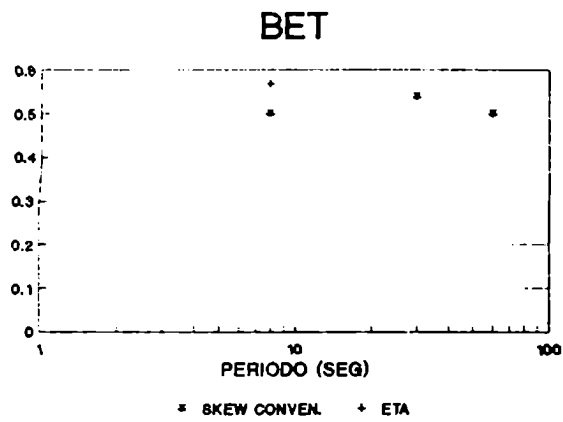
importante en la dirección NS , dado que este sitio está alejado de la estructura del volcán .

## 9.2 Interpretación del strike regional

Haciendo un análisis comparativo de estos resultados para las estaciones más cercanas al volcán Tuzgle, que conforman el perfil MT estudiado en los capítulos anteriores, se pueden hacer una interpretación global del tipo de estructura y algunas inferencias sobre la orientación del strike regional.

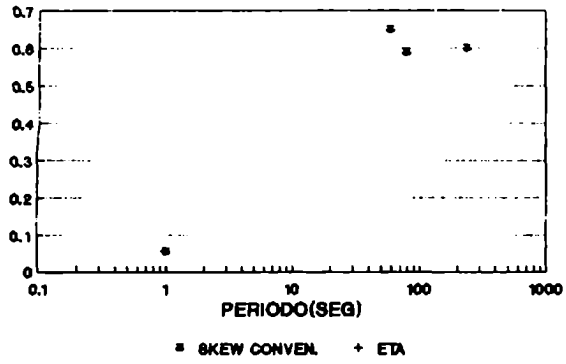
Exceptuando el sitio SIJ, todas las estaciones del perfil estudiado presentan una estructura regional 2D dominante o un moderado apartamiento del regional 2D. De tal forma que un modelo bidimensional de la estructura no está alejado de la realidad.

En cuanto a la posible dirección del strike de la estructura regional, no existe un sólo valor para todo el rango de frecuencias que coincida en las estaciones más cercanas. De todas formas, se podría decir que para períodos entre 15 y 60 seg hay mayor dispersión en estos valores ( $-37^{\circ}$  en BET,  $23^{\circ}$  en TUZ y  $32^{\circ}$  en AGC y CHA), y para períodos mayores que 60 seg el strike regional puede ser entre  $-24$  y  $-11^{\circ}$ , quedando la indeterminación en  $\pi/2$ , con lo cual también podría tratarse de una dirección cercana a la EO.

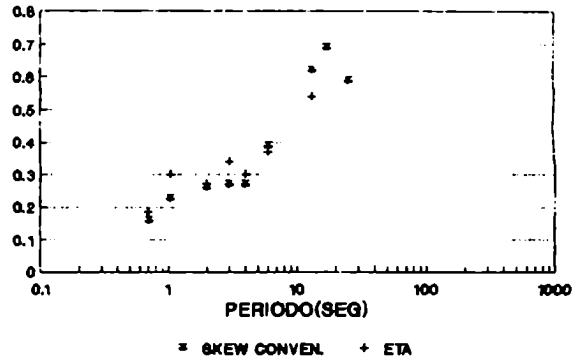


**Fig. 9.1** Valores de "skew" y "strike" convencionales y regionales en función del período para los distintos sitios.

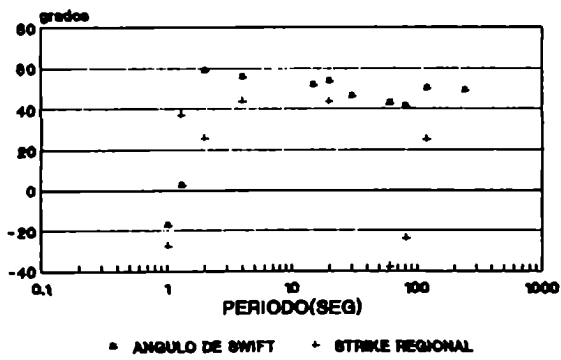
AGC



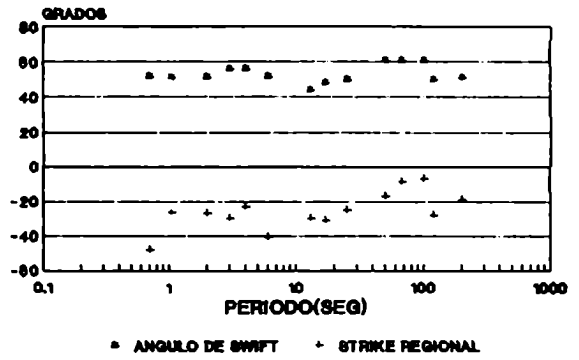
PIE

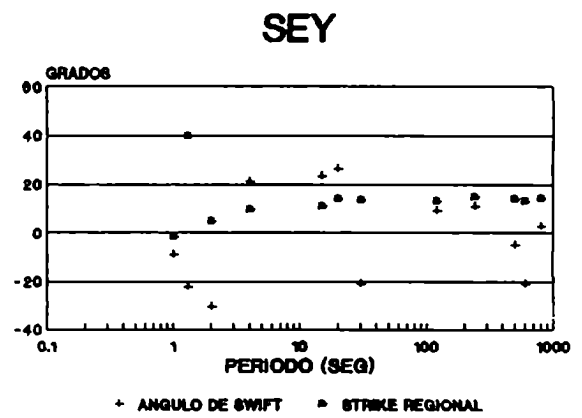
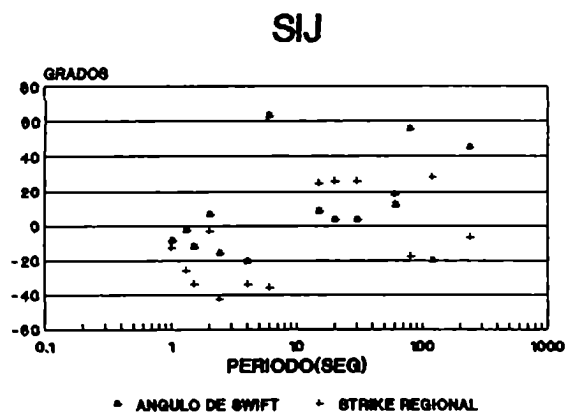
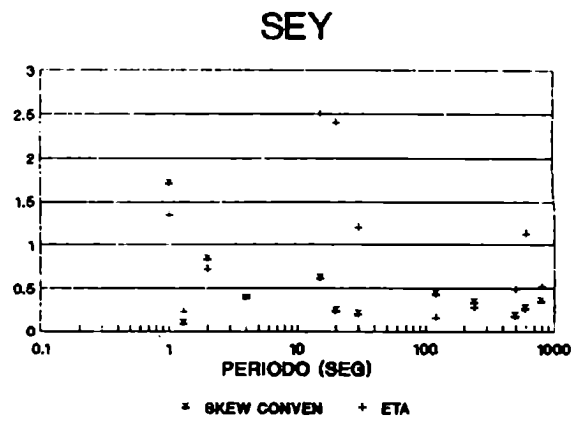
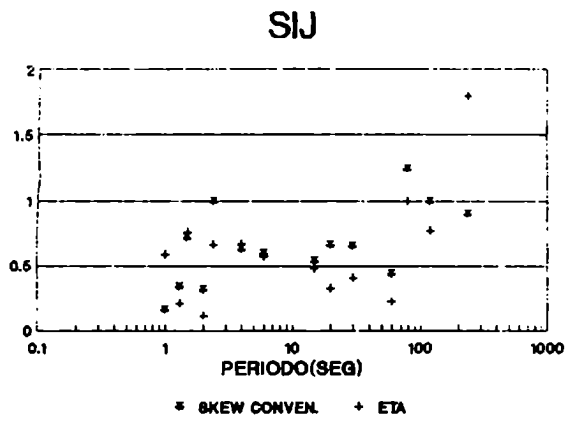


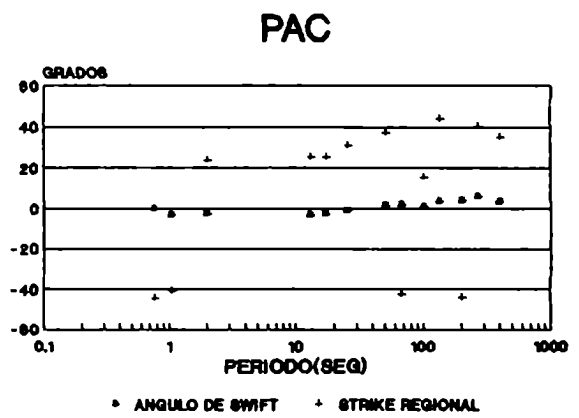
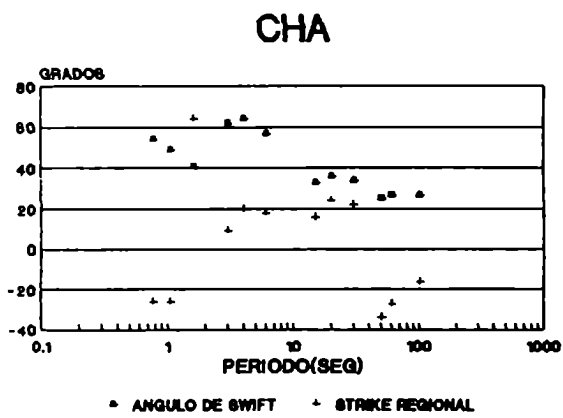
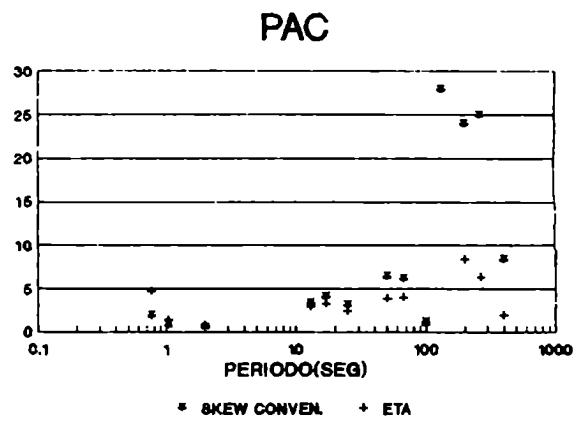
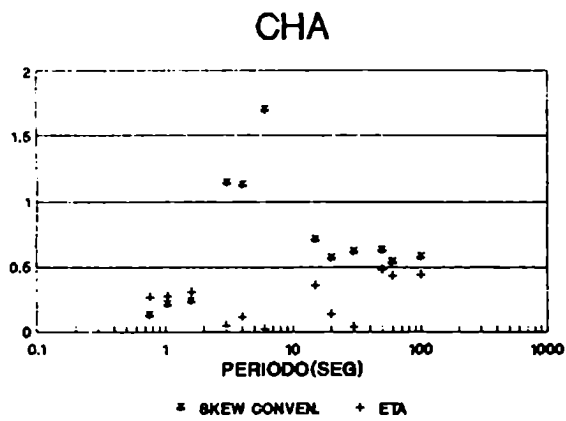
AGC



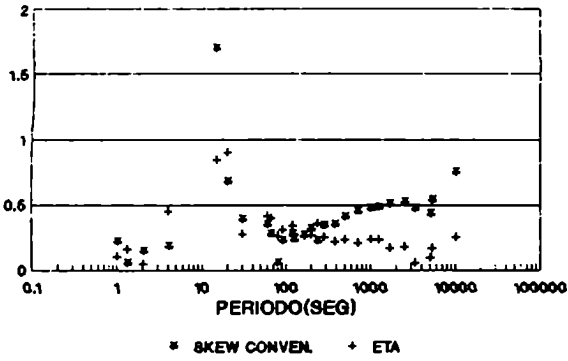
PIE



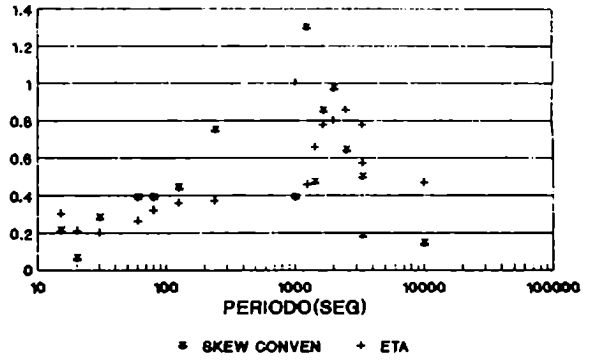




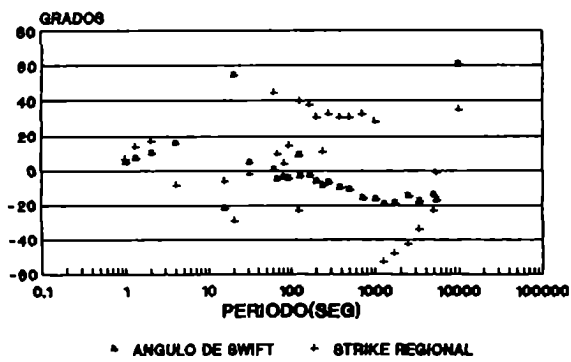
MUN



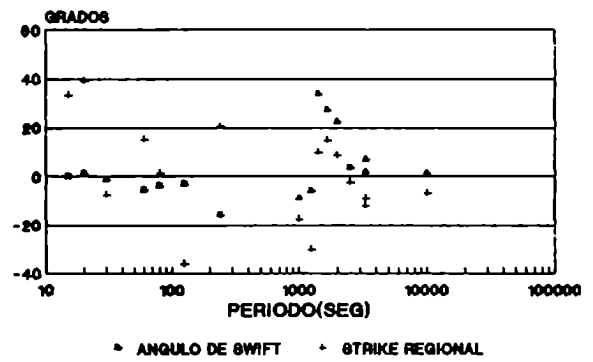
POM



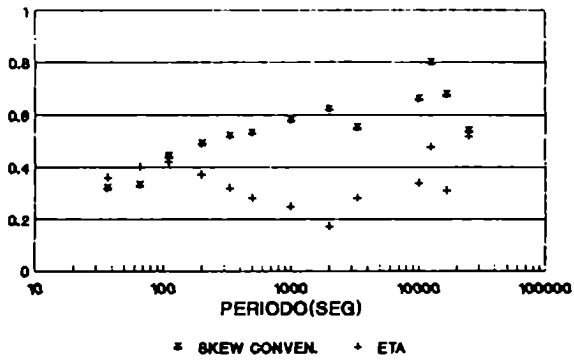
MUN



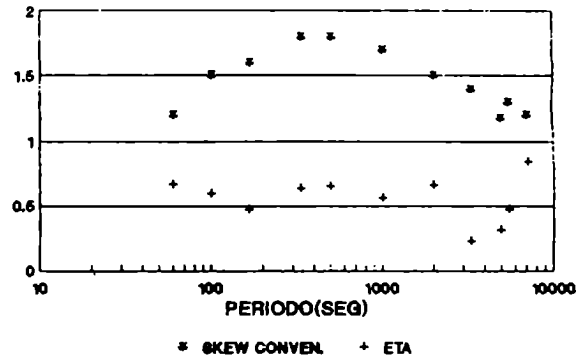
POM



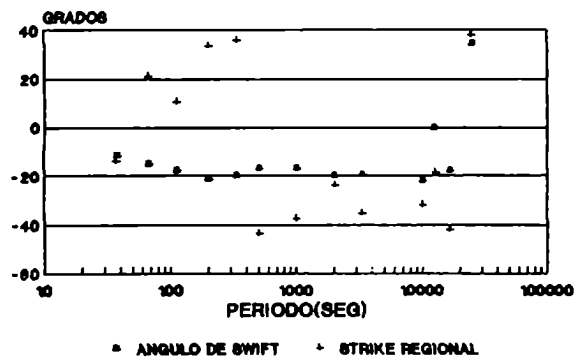
SEP



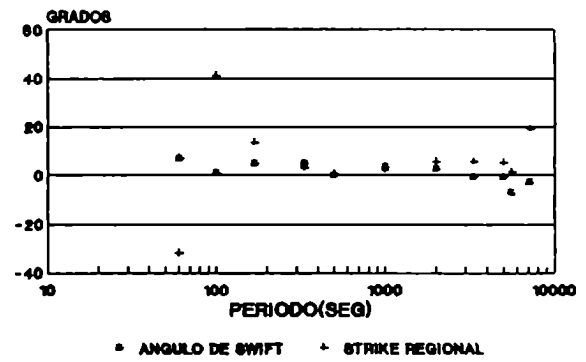
GOS



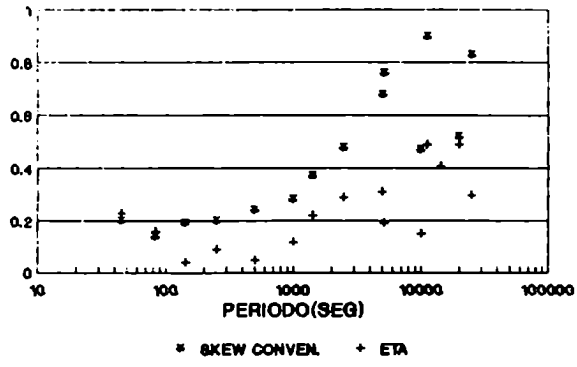
SEP



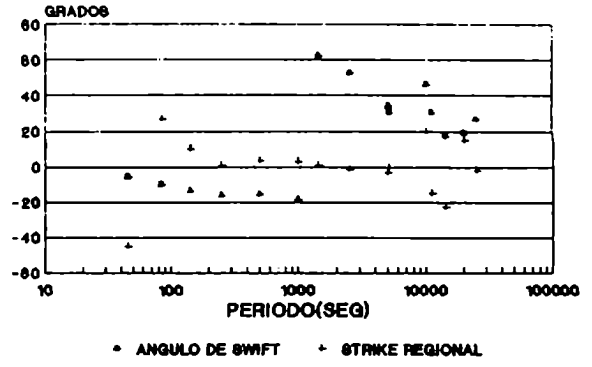
GOS



### LUS



### LUS





## CONCLUSIONES

En este trabajo de Tesis se han aplicado técnicas más eficientes, adaptadas a las necesidades requeridas, para el diseño de un sistema de adquisición y procesamiento de datos magnetotelúricos (basado en la inducción electromagnética en la tierra), que las previamente existentes.

En primera instancia se incluyó un filtro digital trapezoidal de las señales que permitió eliminar oscilaciones espúreas. Luego se implementó el cálculo espectral mediante un algoritmo (utilizando los polinomios de Tschebycheff) más eficiente en tiempo que los tradicionales. El alisado espectral permitió disminuir la varianza del estimador de los espectros con eficiencia.

Este sistema de procesamiento se aplicó posteriormente al estudio MT del área del volcán Tuzgle, zona de interés geotérmico. El armado del modelo de resistividad eléctrica se basó previamente, en el modelado 1-D de las estaciones locales, comparando con los estudios regionales realizados por Schwarz y otros (1990). En base a esto se construyó un modelo 2-D ajustado a los datos experimentales, en un trabajo casi "artesanal" de elaboración de la grilla y de armado del modelo final.

Por último los resultados MT fueron comparados y complementados con los aportados por la geología, resultados sismológicos, gravimétricos y de gradiente de temperatura.

Los resultados obtenidos evidencian la presencia de una capa conductora superficial entre 100 y 200 m , relacionada con agua circulante caliente en conexión con las manifestaciones en superficie, y tres cuerpos conductores a mayor profundidad.

El primer cuerpo es una capa conductora y de baja densidad,

de profundidad variable, donde la zona más conductora se sitúa entre los 2 km (tope) y 3.1 km (base). Este último horizonte coincide con la profundidad del basamento dada por Mon (1987) que subyace debajo de una zona fracturada con unidades permeables e impermeables sucesivas. La causa de la presencia de aguas calientes en profundidades someras está en los cuerpos conductores que están más profundos.

Al respecto, se puede concluir, a partir de los resultados sismológicos, gravimétricos y magnetoteléuticos, que el contacto entre la placa de Nazca en subducción, y la placa Sudamericana, puede producir reacciones químicas con la liberación de fluidos, tal como ha sido propuesto en otras zonas de subducción (Jones, 1992), que migrarían a niveles superiores.

Aquí se propone la existencia de una cámara magmática, material fundido conductor y de baja densidad, rodeado por agua salina libre (segundo cuerpo), ésta última proveniente de los niveles inferiores ya citados. La porosidad obtenida (16%) es demasiado alta, debida a una sobrevaluación de la conductividad del cuerpo. Esta cámara magmática, de la cual no había sido corroborada su profundidad anteriormente, tiene una base a 14 km, coincidente con la profundidad de la zona de estancamiento de magmas silícicos (15-18km), de los cuales provienen las erupciones de ignimbritas del Tuzgle, según Coira y Kay (1993). Según estos autores, las lavas del Tuzgle, tienen componentes corticales que descienden a profundidades del manto (25-30km) para fundirse y luego ascender. Esta profundidad coincide con el tercer cuerpo conductor, resultante de los modelos 1-D MT, a 30 km. Las componentes del manto de las lavas, podrían provenir de la zona de subducción, ascender y estacionarse en la cámara magmática.

La zona SE del volcán, más precisamente el sitio POM,

refleja cuerpos conductores y menos densos, producto de la milonitización de la roca en una zona de debilidad (lineamiento COT) y de circulación de fluidos.

Por último, se abordó el cálculo de los parámetros de skew y strike regional con la metodología desarrollada por Bahr (1988), a modo de comparación con lo ya evaluado en forma tradicional y su posible inferencia en la variación de las conclusiones finales.

Al respecto, si bien la zona cercana al volcán presenta complejidad, el análisis reflejó una estructura regional 2D o con un moderado apartamiento del regional 2D en la mayoría de las estaciones. Si bien el strike regional es variable en cada sitio y depende del período analizado, se puede considerar la banda entre 15 y 60 seg con un regional entre  $23^{\circ}$  y  $32^{\circ}$  (exceptuando el sitio BET) y para períodos mayores que 60 seg el strike regional puede ser entre  $-24^{\circ}$  y  $-11^{\circ}$ , quedando la indeterminación en  $\pi/2$ , con lo cual también podría tratarse de una dirección cercana a la EO.

La aparición de nuevas metodologías en el cálculo de los elementos del tensor de impedancia (métodos robustos), así como también la ahora existente diversificación de programas de modelados 2-D directo e inverso, inducen a la necesidad de abordar estos temas nuevos en el futuro.

Quedan por lo tanto temas abiertos a la investigación:

- En cuanto a las técnicas nuevas de análisis espectral (métodos robustos) (Chave y Thomson (1989)) y cálculo del strike por un método alternativo de descomposición del tensor de impedancia (Groom y Bayley (1989)), se dispone de programas que se aplicarán a la brevedad a datos de esta zona y otras de interés geofísico. También se pueden ensayar nuevas formas de modelado .
- En cuanto a la zona del Tuzgle se podría sacar más información, en especial en profundidad, haciendo registros largos para evaluar

los períodos mayores a 1000 seg de los cuales no se posee actualmente demasiados datos.



Two handwritten signatures in black ink. The signature on the left is written in a cursive style and appears to read 'Gaudin M...' with a horizontal line underneath. The signature on the right is also cursive and more stylized, possibly reading 'U...'.

## GLOSARIO GEOLOGICO

**acuiferos:** conjunto de estratos que transmiten el agua.

**arcilla:** depósito de partículas extremadamente finas.

**basamento:** rocas antiguas donde se apoyan generalmente los sedimentos.

**diagenéticas de bajo grado , reacc. :** reacciones químicas de baja temperatura .

**dorsal oceánica:** cinturón ancho y lineal en las cuencas oceánicas caracterizado por fosas con actividad sísmica superficial y magmatismo basáltico (cercano a la superficie). Zona de producción de nueva litosfera.

**formación :** unidad stratigráfica.

**fractura:** dislocación.

**graben:** fosa tectónica

**hipocentros:** región en la tierra donde las ondas sísmicas se originan por un sismo (o explosión).

**horst:** pilar tectónico

**ignimbrita:** Variedad de toba, que se aglutina entre sí antes de enfriarse.

**lineamiento:** figura lineal a gran escala que en términos topográficos es una expresión de los rasgos estructurales subyacentes (valles, cadenas montañosas etc.)

**litología:** descripción de la composición y textura basada sobre muestras de rocas y afloramientos.

**magma:** masa fundida de silicatos que se compone de productos volátiles y pesados.

**manto :** región de la tierra por debajo de la corteza, separada de ésta por la discontinuidad de Moho (donde se produce un abrupto

incremento de la velocidad de las ondas sísmicas P).

**megafractura:** gran desplazamiento tectónico de conjuntos rocosos.

**metamórfica:** toda roca cuya composición es alterada ya sea química o físicamente después de su descomposición.

**rocas sedimentarias:** depósitos consolidados acarreados por el viento, hielo, lagos etc.

**tectónica:** fenómeno de dislocación y perturbación dentro de la corteza terrestre.

**toba:** eyección volcánica de grano fino a mediano.

APENDICE 1.1

Filtros digitales. Fundamentos

Sistema o filtro digital

Una señal digital es una secuencia  $\{x_n\}$  que cumple

- 1)  $x_n = 0$  para  $n < \alpha$
- 2)  $x_n = 0$  para  $n > \beta$
- 3)  $x_n$  distinto de 0 para  $\alpha < n < \beta$  (señal de longitud finita)

En un filtro digital hay una relación entre la secuencia de entrada  $\{x_n\}$  y de salida  $\{y_n\}$

$$x_n \text{ ----- } y_n$$

Para sistemas o filtros lineales se cumple:

1) Aditividad

$$x_n^1 \text{ ----- } y_n^1$$

$$x_n^2 \text{ ----- } y_n^2$$

Entonces

$$x_n^1 + x_n^2 \text{ ----- } y_n^1 + y_n^2$$

2) Multiplicación

Sea  $c \in \mathbb{C}$

$$x_n \text{ ----- } y_n$$

Entonces

$$c x_n \text{ ----- } c y_n$$

Respuesta al impulso y convolución

Si en un sistema lineal se coloca a la entrada una señal del tipo delta de Dirac

$$\delta_n \begin{cases} 1 & n=0 \\ 0 & n \text{ distinto de } 0 \end{cases}$$

La salida es la que se suele llamar respuesta al impulso  $h_n$

Es decir  $\delta_n$  ---sist. lineal---  $h_n$

Si se tiene una señal de entrada  $x_n$  tal que

$$x_n \text{ ---- } y_n$$

$x_n$  se puede escribir

$$x_n = \sum_{k=-\infty}^{\infty} x_k \delta_{n-k}$$

Entonces

$$y_n = \sum_{k=-\infty}^{\infty} x_k h_{n-k} \quad \text{A1.1}$$

Esta última expresión es la convolución de  $x_n$  con  $h_n$ .

O sea

$$y_n = x_n * h_n \quad \text{A1.2}$$

### Función Transferencia

Supóngase que  $x_n = e^{in\omega}$ ; el cociente entre la señal de salida y la de entrada al sistema se la llama función transferencia del sistema  $H(e^{-i\omega})$ :

$$y_n / x_n = H(e^{-i\omega})$$

Como por 1.1  $y_n = \sum_{k=-\infty}^{\infty} x_k h_{n-k} = \sum_{k=-\infty}^{\infty} e^{ik\omega} h_{n-k} = e^{in\omega} \sum_{n'=-\infty}^{\infty} e^{-in'\omega} h_{n'}$

haciendo  $n'=n-k$

$$= x_n \sum_{n'=-\infty}^{\infty} e^{-in'\omega} h_{n'}$$

Es decir  $H(e^{-i\omega}) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} h_n e^{-in\omega} \quad \text{A1.3}$

O sea, la función transferencia es la transformada de Fourier de la respuesta al impulso  $h_n$ .



APENDICE 1.2

Funcion transferencia del filtro

La función transferencia es

$$W(\omega) = 2\omega_0/\pi \int_0^{\tau} \text{sen } \omega_0 t \cos \omega t / \omega_0 t dt$$

como  $\text{sen } \omega_0 t \cos \omega t = 1/2 [\text{sen}(\omega + \omega_0)t + \text{sen}(\omega_0 - \omega)t]$

entonces

$$W(\omega) = 1/\pi \left[ \int_0^{\tau} \text{sen } (\omega + \omega_0)t / t dt + \int_0^{\tau} \text{sen}(\omega_0 - \omega)t / t dt \right]$$

haciendo el cambio de variable para la 1ª integral

$x = (\omega + \omega_0)t$  y para la segunda  $x = (\omega_0 - \omega)t$  entonces

$$W(\omega) = 1/\pi \left[ \int_0^{(\omega + \omega_0)\tau} \text{sen } x/x dx + \int_0^{(\omega_0 - \omega)\tau} \text{sen } x/x dx \right]$$

o sea  $W(\omega) = 1/\pi \{ [\text{Si}(\omega + \omega_0)\tau] + [\text{Si}(\omega_0 - \omega)\tau] \}$  A1.4

donde  $\text{Si}(x') = \int_0^{x'} \text{sen } x/x dx$

$\text{Si}(u)$  tiene un valor asintótico  $\text{Si}(\infty) = \pi/2$

Si se define  $\text{si}(u) = \text{Si}(u) - \pi/2 = -\int_u^{\infty} \text{sen } x/x dx$

definida para argumento  $u > 0$ , con  $\text{si}(0) = -\pi/2$ ,

se puede escribir  $\text{Si}(u) = \text{sgn}(u) [\pi/2 + \text{si}(|u|)]$

Remplazando  $\text{Si}(u)$  en función de  $\text{si}(u)$  se tiene para la función transferencia

$$W(\omega) \begin{cases} 1 + 1/\pi \{ \text{si}[(\omega + \omega_0)\tau] + \text{si}[(\omega_0 - \omega)\tau] \} & \omega < \omega_0 \\ 1/2 + 1/\pi \text{si}[2\omega_0\tau] & \omega = \omega_0 \\ 1/\pi \{ \text{si}[(\omega + \omega_0)\tau] - \text{si}[(\omega_0 - \omega)\tau] \} & \omega > \omega_0 \end{cases}$$

Cuando  $\tau \rightarrow \infty$   $W(\omega) \rightarrow W_0(\omega) \rightarrow$

1	$\omega < \omega_0$
1/2	$\omega = \omega_0$
0	$\omega > \omega_0$

Se puede definir la diferencia entre las funciones transferencias con la serie truncada y la infinita (ideal)

$$\Delta W = W - W_0 = 1/\pi \{ \text{si}[(\omega + \omega_0)\tau] + \text{sign}(\omega_0 - \omega) \cdot \text{si}[|\omega_0 - \omega|\tau] \}$$

APENDICE 1.3

Prueba de funcionamiento de la subrutina de alisado espectral

Para probar la subrutina de análisis espectral se generó una serie temporal que se aproximara a ruido blanco.

Se sabe que (Jenkins and Watts, 1968) para una serie temporal  $\varepsilon_n$  de ruido blanco  $\langle \varepsilon_n \rangle = 0$ ,  $\text{Var } \varepsilon_n = 1$  y el coeficiente de autocorrelación es

$$\phi_k = E(\varepsilon_{n+k} \varepsilon_n) = \delta_k \begin{cases} 1 & k=0 \\ 0 & k \text{ distinto de } 0 \end{cases}$$

La función densidad espectral  $\Phi(\omega_k) = \text{Transf. Fourier } (\phi_k) = 1$

$$\Phi(\omega_k) = \lim_{N \rightarrow \infty} E [S_{xx}(f)] = \lim_{N \rightarrow \infty} E [T |X_k|^2]$$

Para varias series temporales de ruido blanco, se calcularon los coeficientes de correlación, la esperanza, la varianza y densidad espectral. Para obtener series con esperanza = 0 y  $\sigma = 1$  se restó a cada valor el valor medio de la serie y se dividió por la varianza. Después se volvieron a estimar los parámetros y la densidad espectral. De esta forma se puede suponer con buena aproximación, que la serie generada es del tipo de ruido blanco.

Con esta serie de entrada  $x_n$  se calcularon los espectros suavizados y los "gruesos" u originales y se trató de comprobar la expresión:

$$\text{Var} [ \bar{S}_{xx}(f) ] = 0.539M/T$$

$$\text{Var} [ S_{xx}(f) ]$$

siendo  $2/M$  el semiancho de la ventana de Parzen y  $T$  la longitud del registro.

Se calcularon las varianzas del espectro grueso y el alisado, y recordando que  $\Delta f_P = 2/M$ ,  $\Delta f_L = 1/T$  y definiendo  $M'$ : número de frecuencias alisadas, se obtuvieron los siguientes resultados (siendo  $\zeta = \text{Var}[\bar{S}_{xx}] / \text{Var}[S_{xx}]$ )

N	$\Delta f_P$	$M'$	$\zeta$	$\zeta_{\text{teorico}} = 0.539M/T$
20	$4\Delta f_L$	4	0.02	0.27
	$5\Delta f_L$	3	0.03	0.21
200	$2\Delta f_L$	4	0.83	0.54
300	$2\Delta f_L$	9	0.32	0.54
	$3\Delta f_L$	6	0.20	0.36
	$4\Delta f_L$	4	0.20	0.27
	$5\Delta f_L$	3	0.09	0.21

Se observa que el espectro es más suavizado cuanto más grande es la ventana de Parzen, como era de esperar. Por otra parte, el cociente de varianzas, en los casos en que  $M'$  es mayor, o sea la estadística es mejor, concuerdan bastante con los teóricos.

## APENDICE 2

### Cálculo de intervalos de confianza para los elementos del tensor de impedancia

Supongamos en primer lugar que  $C$ , la variable aleatoria que representa la señal eléctrica, depende sólo de  $X$  (variable aleatoria representando la señal magnética  $H_x$ ), en forma lineal:  $E_x = Z_{xx} H_x$  (por ejemplo), a través de la función transferencia  $A$ , en este caso,  $Z_{xx}$ .

Sea la esperanza de  $X$ ,  $E(X) = x_0$ , entonces  $c = a x_0 + \delta c_0$  donde  $\delta c_0$  es la parte no correlacionada realizada de  $c$  para un registro. Se supone que la variable  $C$  estará normalmente distribuida con dispersión  $\text{var}(C) = s_0^2$  que será también la dispersión de  $\delta c$  dado que

$$\text{var}(C) = E(\delta c \delta c^*) = s_0^2$$

Minimizando la potencia no correlacionada  $\langle \delta c \delta c^* \rangle = S_{\delta c}$  (autoespectro de  $\delta c$ ) para un número de registros y dentro de un ancho de frecuencia  $\Delta F$ , se obtiene una realización de la función transferencia  $A$ :

$$a = \frac{\langle CX^* \rangle}{\langle XX^* \rangle}$$

Se observa que el residual ( $\delta c$ ), del cual la potencia se ha hecho mínima es  $\delta c = a x_0 - c$  en contraste con el residual verdadero

$$\delta c_0 = a x_0 - c$$

Como  $C$  es una variable aleatoria distribuida normalmente, entonces la variable aleatoria  $U = n \langle |\delta c|^2 \rangle / s_0^2$  tiene una distribución  $\chi^2$  con  $n$  grados de libertad, donde  $n$  es el número de

frecuencias utilizadas para obtener el promedio estadístico (1.86  $\Delta f / \Delta f_L$  en cada registro, y luego sumando sobre todos los registros)

Supóngase ahora que la variable  $U$  se descompone en suma de dos variables aleatorias  $U_1$  y  $U_2$  independientes tal que

$$U = U_1 + U_2 \quad \text{con } U \sim \chi^2_{\nu=n}$$

Podemos escribir

$$\langle |\delta c_0|^2 \rangle = \langle |c - a_0 x_0|^2 \rangle = \langle |c - Ax_0 + (A - a_0)x_0|^2 \rangle$$

entonces

$$\langle |\delta c_0|^2 \rangle = \langle |c - Ax_0|^2 \rangle + |A - a_0|^2 \langle |x_0|^2 \rangle = \langle |\delta c|^2 \rangle + |A - a_0|^2 \langle |x_0|^2 \rangle$$

ya que el doble producto  $2\langle (c - Ax_0)x_0^* \rangle = 0$ , por la suposición hecha al minimizar la potencia residual  $S_{\delta c}$ .

Por lo tanto

$$U = n \langle |\delta c_0|^2 \rangle / s_0^2 = U_1 + U_2$$

se cumple si  $U_1 = n/s_0^2 \langle |\delta c|^2 \rangle$

y

$$U_2 = n/s_0^2 |A - a_0|^2 \langle |x_0|^2 \rangle$$

$U_2$  tiene una distribución  $\chi^2$  con 2 grados de libertad en vista de tener parte real e imaginaria de  $A - a_0$ . Es decir  $U_2 \sim \chi^2_{\nu=2}$ ,  $U$  se vio que tenía una distribución  $\chi^2_{\nu=n}$ , por lo tanto,  $U_1$  tiene una distribución  $\chi^2_{\nu=n-2}$ . Es decir, entonces,  $\nu_1 = n-2$  y  $\nu_2 = 2$ .

Por lo tanto

$$F = \frac{\nu_1 U_2}{\nu_2 U_1} = \frac{(n-2) U_2}{2 U_1} = \frac{|A - a_0|^2 \langle |x_0|^2 \rangle}{\langle |\delta c|^2 \rangle} \cdot \frac{n-2}{2}$$

tiene una distribución Fisher con (2, n-2) grados de libertad.

Como  $\langle |\delta_c|^2 \rangle = S_{\delta_c} = \varepsilon^2 S_c$  y  $\langle |x_0|^2 \rangle = S_x$  y además

$$|A|^2 = |S_{cx}|^2 / (S_{xx})^2 = R^2 S_{cc} / S_{xx}$$

$$\text{con } R^2 = |S_{cx}|^2 / (S_{cc} \cdot S_{xx})$$

entonces la razón F resulta

$$F = \frac{n-2}{2} \frac{|A-a_0|^2 R^2}{|A|^2 \varepsilon^2}$$

O sea

$$|A-a_0| = |A| \varepsilon / R \sqrt{2 F / (n-2)}$$

Entonces, la función de distribución de la desviación de A de su valor verdadero, en valor absoluto, estará relacionada con la distribución de la variable F.

Si se llama

$$\beta = \int_0^G f_F(2, n-2) dF \quad \text{a la probabilidad de que F no}$$

exceda el valor  $F=G$ , siendo  $f_F(2, n-2)$  la función de distribución de F, habrá también una probabilidad  $\beta$  de que el módulo de  $A-a_0$  esté dentro de los límites de confianza:

$$\Delta A_\beta = |A| \varepsilon / R \sqrt{2 G / (n-2)}$$

El valor de G puede obtenerse de tablas, dados  $\beta$  y n.

En el caso más general en que  $C(E_x, E_y \text{ ó } H_z)$  depende de  $X(H_x)$  e  $Y(H_y)$  con una coherencia distinta de cero entre X e Y, o sea  $E_x = Z_{xx} H_x + Z_{xy} H_y$  (por ejemplo) se pueden obtener límites de confianza de una manera análoga, para la función transferencia,

en este caso  $Z_{xx}$  y  $Z_{xy}$ .

Sea  $c = a_{00}x + b_{00}y + \delta c_0$ , suponiendo que  $X$  e  $Y$  son libres de error.

Se puede ver que (Jenkins and Watts, 1968) la siguiente razón  $F$

$$F = \frac{|A-a_0|^2 S_{XX} + |B-b_0|^2 S_{YY} + \operatorname{Re}\{2S_{XY}(A-a_0)(B-b_0)^*\}}{\varepsilon^2 S_{CC}} \cdot \frac{n-4}{4}$$

A2.1

tiene una función de distribución Fisher  $f_F(4, n-4)$ .

Como se ve  $F$  involucra las desviaciones de  $A$  y  $B$  de sus valores verdaderos  $a_0$  y  $b_0$ . Se puede suponer, que  $|A-a_0|$  y  $|B-b_0|$  son iguales con lo cual:

$$F = |A-a_0|^2 \frac{S_{XX} + S_{YY} + \operatorname{Re}(2S_{XY})}{\varepsilon^2 S_{CC}} \cdot \frac{n-4}{4}$$

lo cual permite calcular límites de confianza para  $A$  y  $B$  alrededor de sus valores verdaderos, análogamente al caso univariado.

Otra expresión para los intervalos de confianza es (Schmucker, 1983):

$$|\Delta A_\beta|^2 = |A-a_0|^2 = \frac{\varepsilon^2 S_{CC} S_{YY}}{S_{XX} S_{YY} - |S_{XY}|^2} \cdot \frac{4}{n-4} \cdot G$$

A2.2

$$|\Delta B_\beta|^2 = |B-b_0|^2 = \frac{\varepsilon^2 S_{CC} S_{XX}}{S_{XX} S_{YY} - |S_{XY}|^2} \cdot \frac{4}{n-4} \cdot G$$



donde  $\beta = \int_0^G f_F(4, n-4) dF$ , es la probabilidad de que F no exceda el valor G.

También habrá una probabilidad  $\beta$  de que  $\Delta A$  y  $\Delta B$  no excedan los valores dados en las expresiones A2.2. Estas ecuaciones son las que determinan los intervalos de confianza para A y B, es decir los errores.

### APENDICE 3

#### Método de inversión unidimensional (1-D) de datos MT (Jupp and Vozoff, 1975)

Las soluciones de los problemas de inversión geofísicos no son únicos. El problema matemático usualmente resulta inestable en el sentido de que pequeños cambios en los datos llevan a grandes cambios en la solución. El modelado unidimensional (1-D) implica encontrar modelos donde la resistividad eléctrica de la tierra sólo dependa de la profundidad, es decir la tierra estratificada horizontalmente. El problema inverso es, entonces, encontrar las resistividades y espesores de las capas cuya respuesta mejor ajusta los datos observados.

#### Análisis del problema inverso y su solución

Supongamos tener M datos observados definidos en el vector

$$\bar{d} = (d_1, d_2, \dots, d_M)^T$$

donde  $d_i$  es la resistividad aparente o fase para el  $i$ -ésimo período. El modelo de la tierra tendrá N parámetros libres definidos en

$$\bar{x} = (x_1, x_2, \dots, x_n)^T$$

donde  $x_i$  es el logaritmo de la resistividad y espesor de las capas.

El problema directo (cálculo de la respuesta MT de un modelo determinado) da como resultado un conjunto de datos del modelo definido por  $\bar{x}$  agrupados en

$$\bar{g}(\bar{x}) = (g_1(\bar{x}), g_2(\bar{x}), \dots, g_M(\bar{x}))^T$$

donde  $g_i(\bar{x})$  es el valor predicho por el modelo para el  $i$ -ésimo período y corresponde a la observación  $d_i$ .

El problema inverso determina los valores de  $x$  tales que  $\bar{g}(\bar{x})$  ajusta  $\bar{d}$ , en el método utilizado en esta ocasión, en el sentido de hacer mínimo el error relativo cuadrático medio (RMS) entre la respuesta del modelo y los datos experimentales. Es decir

$$F(\bar{x}) = \left[ \sum_{i=1}^M \frac{(d_i - g_i)^2}{d_i^2} \right]^{1/2} \quad \text{sea mínimo} \quad \text{A3.1}$$

Otra forma de escribir esto es

$$F(\bar{x}) = \left\| \bar{\varepsilon} \right\|_W = (\varepsilon^T W \varepsilon)^{1/2}$$

donde  $\bar{\varepsilon} = \bar{d} - \bar{g}$  y  $W$  es una matriz diagonal con  $W_{ii} = 1/Md_i^2$  con  $i=1, \dots, M$ .

El método iterativo para la inversión mejora el modelo inicial hasta que el error sea pequeño y los parámetros sean estables respecto a cambios razonables en el modelo.

Se utiliza el método de Gauss (Kowalik and Osborne, 1968) en tal sentido, para el cual se expande  $\bar{g}(\bar{x})$  alrededor de  $\bar{x}$  en un desarrollo de Taylor.

$$\bar{g}(\bar{x} + \delta\bar{x}) = \bar{g}(\bar{x}) + J \delta\bar{x} + R(\bar{g}, \delta\bar{x}) \quad A3.2$$

donde

$$J = \left. \frac{\partial g_i}{\partial x_j} \right|_{\substack{i=1,M \\ j=1,N}}$$
 es la matriz jacobiana de la función

$\bar{g}(\bar{x})$ .

La condición sobre  $\bar{g}$  es tal que  $||R|| = O(||\delta\bar{x}||^2)$

La matriz J se la llama matriz de sensibilidad del modelo respecto a los parámetros. Si la columna j es cero  $\partial g_i / \partial x_j \rightarrow 0$  y  $x_j$  es un parámetro irrelevante.  $\delta\bar{x}$  debe ser tal que minimice  $||\varepsilon - J \delta\bar{x}||$  y  $||\delta\bar{x}||$ .

El método generalizado de Gauss estima el paso de corrección  $\delta\bar{x}$  con la matriz inversa generalizada de J ( $J^\dagger$ ) tal que

$$\delta\bar{x} = J^\dagger \bar{\varepsilon}$$

Según la descomposición de Lanczos (1958), si J es una matriz  $M \times N$  de rango  $< \min(M, N)$ , entonces

$$J = USV^T = \sum_{i=1}^N s_i \bar{u}_i \bar{v}_i^T$$

donde U es  $M \times N$ , S es  $N \times N$  y V es  $N \times N$ .

Cada  $s_i$  es tal que  $s_i^2$  es un autovalor de  $J^T J$  y  $s_1 > s_2 > \dots > s_N > 0$  son los valores singulares de J y  $s_p > 0$  y  $s_{p+1} = \dots = s_N = 0$ .

$J^\dagger$  se puede escribir :

$$J^\dagger = \sum_{i=1}^p 1/s_i \bar{v}_i \bar{u}_i^T$$

De la ecuación A3.2,  $\delta\bar{g} = J\delta\bar{x}$  representa la variación en los datos del modelo con respecto a pequeños cambios en los parámetros.

Si se define  $k_i = s_i/s_1$   $K = \text{diag}(k_1 \dots k_N)$  y  $\delta \bar{p} = s_1 v^T \delta \bar{x}$ , entonces

$$\delta \bar{g} = J' \delta \bar{p} \quad \text{con } J' = UK$$

El cambio de  $\delta \bar{x}$  a  $\delta \bar{p}$  es una rotación de los ejes en el espacio de los parámetros.

Los parámetros correspondientes a pequeños valores singulares (relativos a  $s_1$ ) se llamarán No-Importantes. Habrá un umbral en los  $k_i$  que divide a los parámetros importantes de los No-Importantes. Los valores singulares de  $J$  cero corresponden a los parámetros irrelevantes.

Supóngase que se está en la solución del problema, o sea en un mínimo de  $F(\bar{x})$  (A3.1) o sea

$$s_i r_i = 0 \quad \text{para } i=1, \dots, N$$

Como  $s_i = 0$  para  $i > p$ , entonces,  $u_i^T \cdot \varepsilon = r_i = 0$  para  $i=1, \dots, p$ . Es decir, el error  $\varepsilon$  es ortogonal a las direcciones  $u_i$  ( $i=1 \dots p$ ) en las que los parámetros relevantes pueden cambiar el modelo.

Si los datos originales son perturbados por una cantidad  $\delta \bar{d}$ , entonces la perturbación en  $\bar{x}$  será

$$\delta \bar{x} = J^+ \delta \bar{d}$$

Supongase que  $\|\delta \bar{d}\| < q$ , se puede demostrar que

$$\delta p_i = \delta r_i / k_i \quad \text{para } i=1 \dots p$$

y

$$|\delta p_i| < q/k_i \quad \text{para } i=1 \dots p$$

Esto da información sobre la variación lineal de los parámetros transformados con respecto a la perturbación de los datos  $\delta \bar{d}$ .

Si los parámetros  $s_i$  son No Importantes,  $s_i/s_1$  y  $k_i$  son pequeños y  $\delta p_i$  es grande. De esta forma los parámetros NO

Importantes (valores singulares pequeños) pueden causar inestabilidad en el método iterativo. Es decir, si  $k_i$  es pequeño, el paso de corrección de Gauss generalizado será  $\delta p_i = r_i / k_i$  grande. Esto puede distorsionar el modelo y alejarse de la aproximación lineal.

El método utilizado en este caso, elimina las variaciones en los parámetros No Importantes y usa un control umbral. El tamaño del paso de corrección está limitado y controlado por el umbral. Hay un control en los parámetros No-Importantes.

Sea  $B^\dagger = V T S^\dagger U^T$  donde  $T$  es una matriz diagonal  $N \times N$  cuyas entradas son

$$0 < t_i < 1 \text{ para } i=1, \dots, p \text{ y } t_i = 0 \text{ para } i > p.$$

Los  $t_i$  son los factores de amortiguación.

$$\delta \bar{x} = B^\dagger \varepsilon = \sum_{i=1}^p r_i / s_i t_i v_i$$

Si  $q$  es el error residual en los datos y suponemos  $||\delta d|| < q$ , entonces  $|\delta p_i| < (t_i q / k_i)$  para  $i=1 \dots p$ .

Estos valores nos dan los límites de variación de los parámetros transformados, que están relacionados con los parámetros originales

$$\delta \bar{x}^\dagger = 1/s_1 v \delta \bar{p}$$

Sea  $e_i = 1/k_i$  y  $e = (e_1, e_2, \dots, e_p)^T$ , entonces los estimadores

$$\pm (q/s_1) |V| e \text{ donde } |V| = (|v_{ij}|)_{\substack{i=1 \dots N \\ j=1 \dots N}}$$

son bandas de error para los parámetros originales.

Resumiendo, existen tres tipos de parámetros en este método de inversión, correspondientes a los valores singulares de  $J$ :

Irrelevantes, No Importantes e Importantes:

i) Irrelevantes: aquéllos que no influyen en la respuesta del modelo

ii) No Importantes : aquéllos que tienen pequeña inferencia en la respuesta, son alterados levemente durante el proceso de inversión.

iii) Importantes: corresponden a parámetros bien resueltos y reflejados en la respuesta.

Los primeros y segundos son los que causan la inestabilidad numérica del problema.

## APENDICE 4

### MODELOS MT BIDIMENSIONALES

El programa de cálculo utilizado, desarrollado por Wannamaker et al (1986), permite determinar los campos electromagnéticos sobre la superficie de la tierra, para el caso bidimensional, para los dos modos: transverso eléctrico (TE) (campo eléctrico paralelo al eje de simetría) y transverso magnético (TM) (campo magnético paralelo al eje de simetría). Este método considera los campos eléctricos y magnéticos dentro y fuera de la inhomogeneidad (cuerpo bidimensional) como la suma de una componente primaria (que representa el campo cuando el cuerpo está ausente) y una componente secundaria (que representa la contribución debido a la presencia del cuerpo).

#### 4.1 Ecuaciones en el dominio del tiempo

Comenzaremos por derivar las ecuaciones de Maxwell más generales para los campos totales (Hohmann (1983)). La dependencia temporal y espacial de los campos eléctrico  $e$  y magnético  $h$  está descrito por :

$$\text{rot } e = -\mu_0 \frac{\partial h}{\partial t} - \mu_0 \frac{\partial m}{\partial t} \quad \text{A4.1}$$

$$\text{rot } h = \alpha e + j_p \quad \text{A4.2}$$

La fuente de campo electromagnético puede ser una corriente eléctrica  $j_p$  o un dipolo magnético con momento por unidad de



volumen  $m_p$  formado por un pequeño aro de corriente.

Los campos primarios que valdrían en todos lados si el cuerpo estuviera ausente, satisface las ecuaciones:

$$\text{rot } \mathbf{e}_p = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{h}}{\partial t} - \mu_0 \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} \quad \text{A4.3}$$

$$\text{rot } \mathbf{h}_p = \sigma_* \mathbf{e}_p + \mathbf{j}_p \quad \text{A4.4}$$

donde  $\sigma_*$  es la conductividad "normal" (tierra horizontalmente estratificada) en ausencia del cuerpo. Estos campos en forma de integrales pueden ser evaluados numéricamente.

Restando A4.3 de A4.1 y A4.4 de A4.2 se obtienen las ecuaciones para los campos secundarios:

$$\text{rot } \mathbf{e}_s = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{h}}{\partial t} \quad \text{A4.5}$$

$$\text{rot } \mathbf{h}_s = \sigma \mathbf{e}_s + \sigma_a \mathbf{e}_p = \sigma_* \mathbf{e}_s + \mathbf{j}_s \quad \text{A4.6}$$

donde  $\sigma_a = \sigma - \sigma_*$  es la conductividad anómala en un punto (es distinta de cero sólo en el cuerpo donde vale  $\sigma_a = \sigma_b - \sigma_*$ ). La corriente  $\mathbf{j}_s$  es la corriente equivalente que reemplaza al cuerpo y es la fuente del campo secundario,  $\mathbf{j}_s = \sigma_a \mathbf{e}$ .

Comparando estas ecuaciones con las A4.1 y A4.2 y operando se llega a:

$$\Delta \mathbf{e}_s + \nabla \left( \mathbf{e}_s \cdot \frac{\nabla \sigma}{\sigma} \right) - \mu_0 \sigma \frac{\partial \mathbf{e}_s}{\partial t} = \mu_0 \sigma_a \frac{\partial \mathbf{e}_p}{\partial t} - \nabla \left( \mathbf{e}_p \cdot \frac{\nabla \sigma}{\sigma} \right) \quad \text{A4.7}$$

$$\Delta \mathbf{h}_s + \sigma \nabla \times \mathbf{h}_s \times \text{grad} (1/\sigma) - \mu_0 \sigma \frac{\partial \mathbf{h}_s}{\partial t} = \mu_0 \sigma \frac{\partial \mathbf{h}_p}{\partial t} - \sigma \nabla (\sigma_a / \sigma) \times \mathbf{e}_p$$

A4.8

Las ecuaciones para los campos secundarios requieren para su evaluación numérica discretización fina sólo en el cuerpo.

#### 4.2 Ecuaciones en el dominio de la frecuencia

Usando el par de transformadas de Fourier:

$$F(\mathbf{r}, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\mathbf{r}, t) e^{-i\omega t} dt$$

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

suponiendo una dependencia temporal de  $e^{i\omega t}$ , se obtienen las ecuaciones para el campo secundario, que son las versiones en el dominio de la frecuencia de las ecuaciones A4.5 y A4.6:

$$\text{rot } \mathbf{E}_s = -i\omega \mu_0 \mathbf{H}_s \quad \text{A4.9}$$

$$\text{rot } \mathbf{H}_s = \sigma * \mathbf{E}_s + \mathbf{J}_s \quad \text{A4.10}$$

De acuerdo a las ecuaciones A4.9 y A4.10, para el caso 2D con un eje de simetría en la dirección x:  
para el modo TE ( $\mathbf{E} \parallel$  eje de simetría) se cumple

$$\frac{\partial E_{xs}}{\partial z} = -z^* H_{ys} \quad \text{A4.11}$$

$$\frac{\partial E_{xs}}{\partial y} = z^* H_{zs} \quad \text{A4.12}$$

y

$$\frac{\partial H_{zs}}{\partial y} - \frac{\partial H_{ys}}{\partial z} = y^* E_{xs} + \Delta y^* E_{xp} \quad \text{A4.13}$$

donde  $z^* = i\omega\mu_0$ ,  $y^* = \sigma + i\omega\epsilon$ ,  $\Delta y^* = \sigma_a = \sigma - \sigma^*$

Sustituyendo A4.11 y A4.12 en A4.13 se obtiene la ecuación de Helmholtz (TE):

$$-\left(\frac{1}{y} \frac{\partial E_{xs}}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{z} \frac{\partial E_{xs}}{\partial z}\right) - y^* E_{xs} = \Delta y^* E_{xp} \quad \text{A4.14}$$

Para el modo TM ( $H \parallel x$ )

$$\frac{\partial H_{xs}}{\partial z} = y^* E_{ys} + \Delta y^* E_{yp} \quad \text{A4.15}$$

$$\frac{\partial H_{xs}}{\partial y} = -y^* E_{zs} - \Delta y^* E_{zp} \quad \text{A4.16}$$

$$\frac{\partial E_{zs}}{\partial y} - \frac{\partial E_{ys}}{\partial z} = -z^* H_{xs} \quad \text{A4.17}$$

Sustituyendo queda la otra ec. de Helmholtz(TM)

$$-\left(\frac{1}{y} \frac{\partial H}{\partial y}\right)_{xs} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{y} \frac{\partial H}{\partial z}\right)_{xs} - z^* H_{xs} = -\frac{\Delta k^2}{y^*} H_{xp} + \frac{\Delta y^*}{\partial z} \left(\frac{1}{y^*}\right) E_{yp}$$

A4.18

donde  $\Delta k^2 = -\Delta y^* z^*$  y  $E_{zp} = 0$  en MT.

### 4.3 Soluciones de las ecuaciones

En el caso en que las ecuaciones diferenciales de un problema físico no conducen a una solución analítica sencilla de obtener se debe recurrir a un método numérico. Las soluciones numéricas producen valores en puntos discretos para un conjunto de parámetros independientes. Existen distintos métodos numéricos para llegar a una solución del problema: el método de diferencia finita, el variacional, el de residuales pesados, etc (Seegerlin, 1984).

El método de residuales pesados de Galerkin (Seegerlin, 1984), que es la base del método de elemento finito se basa en:

-Se propone una solución aproximada  $h(x)$  a la ecuación diferencial, por ejemplo:  $Dd^2y(x)/dx^2 + Q = 0$  con  $y(0)=y_0$  y  $y(H)=y_H$ , entonces

$$Dd^2h(x)/dx^2 + Q = R(x)$$

siendo  $R(x)$  el residual distinto de cero.

-Se requiere que  $H$

$$\int_0^H w_i(x) R(x) dx = 0$$

para hallar la solución, siendo  $w_i(x)$  (función de peso) la misma función que la usada en la ecuación aproximada.

#### 4.4 Método de elementos finitos

Este es el método utilizado en el programa de Wannamaker et al (1986) empleado en esta tesis y se basa en la interpolación lineal del campo desconocido secundario paralelo al strike de la estructura 2-D sobre subdominios triangulares (elementos de una grilla) en conjunción con la técnica de Galerkin para derivar un sistema de ecuaciones lineales que aproxima la ecuación diferencial parcial de Helmholtz gobernante. La solución de este sistema lineal de ecuaciones da una estimación de los valores del campo secundario paralelo al strike en los nodos del dominio discretizado. El diseño de la grilla y el tamaño de los elementos es de vital importancia para obtener una buena respuesta del programa.

El método se puede sintetizar en los siguientes pasos:

- 1) Discretizar la región: Ubicar y numerar los nodos y especificar sus coordenadas.
- 2) Especificar la ecuación de aproximación para cada elemento de la grilla (lineal en este caso)
- 3) Generar el sistema de ecuaciones con la técnica de Galerkin, obteniendo una ecuación para cada valor nodal desconocido de los campos .
- 4) Resolver el sistema
- 5) Calcular las cantidades de interés

##### 4.4.1 Grilla bidimensional

Los elementos de la grilla que se debe diseñar en el programa utilizado consta de elementos rectangulares de ancho constante en una columna dada de elementos y altura constante en una fila dada

de elementos. Estos elementos comprenden cuatro elementos triangulares dentro de los cuales  $y^*$  y  $z^*$  permanecen constantes.

El campo secundario desconocido paralelo al strike es aproximado con funciones lineales definidas sobre cada subregión triangular. El campo se especifica con tres funciones lineales de forma.

Veremos con más detalle estas funciones (Segerlind, 1984):

El elemento triangular tiene un nodo en cada vértice. La ecuación de interpolación para una cantidad escalar es

$$\phi = \alpha_1 + \alpha_2 x + \alpha_3 y \quad \text{A4.19}$$

Si los valores nodales de  $\phi$  son  $\bar{\phi}_i$ ,  $\bar{\phi}_j$  y  $\bar{\phi}_k$  para los nodos de coordenadas  $(X_i, Y_i)$ ,  $(X_j, Y_j)$  y  $(X_k, Y_k)$ , respectivamente, se obtiene para el polinomio de interpolación la siguiente expresión:

$$\phi = N_i \bar{\phi}_i + N_j \bar{\phi}_j + N_k \bar{\phi}_k \quad \text{A4.20}$$

donde 
$$N_i = \frac{1}{2A} [a_i + b_i x + c_i y]$$

$$N_j = \frac{1}{2A} [a_j + b_j x + c_j y]$$

$$N_k = \frac{1}{2A} [a_k + b_k x + c_k y]$$

son las tres funciones de forma, con A el área del triángulo y

$$a_i = X_j Y_k - X_k Y_j \quad b_i = Y_j - Y_k \quad y \quad c_i = X_k - X_j$$

$$a_j = X_k Y_i - X_i Y_k \quad b_j = Y_k - Y_i \quad y \quad c_j = X_i - X_k$$

$$a_k = X_i Y_j - X_j Y_i \quad b_k = Y_i - Y_j \quad y \quad c_k = X_j - X_i$$

Las derivadas  $\frac{\partial \phi}{\partial x}$  y  $\frac{\partial \phi}{\partial y}$  son constantes en cada elemento.

#### 4.4.2 Ecuaciones integrales para las matrices de elementos

Una vez definidas las propiedades de interpolación es necesario aplicar el método de Galerkin para obtener las ecuaciones matriciales del problema.

Las ecuaciones del problema bidimensional son de la forma :

$$D \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + D \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} - G\phi + Q = 0 \quad \text{A4.21}$$

siendo por ejemplo, para el modo TE,  $D_x = D_y = 1/Z^*$ .

La contribución de un elemento al sistema de ecuaciones según Galerkin (Seegerlind, 1984) será

$$\{R^e\} = - \int_A [N]^T \left[ D \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + D \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} - G\phi + Q \right] dA \quad \text{A4.22}$$

donde [N] es el vector fila que contiene las funciones de forma del elemento.

Desarrollando la A4.22 según se muestra en Seegerlind (1984), se obtiene la forma general:

$$\{R^e\} = \{I^e\} + [k^e] \{\Phi^e\} - \{f^e\} \quad \text{A4.23}$$

donde

$$\{I^e\} = - \int_{\Gamma} [N]^T \left[ D \frac{\partial \phi}{\partial x} \cos\theta + D \frac{\partial \phi}{\partial y} \operatorname{sen}\theta \right] d\Gamma \quad \text{A4.24}$$

con  $\theta$  el ángulo de la normal externa y  $\Gamma$  el contorno del elemento

$$[k^e] = \int_A \left( D \frac{\partial [N]^T \partial [N]}{\partial x} + D \frac{\partial [N]^T \partial [N]}{\partial y} \right) dA + \int_A G [N]^T [N] dA$$

y

$$\{f^e\} = \int_A Q [N]^T dA$$

La matriz  $[k^e]$  puede escribirse como

$$[k^e] = [k_D^e] + [k_G^e] \quad \text{con} \quad \text{A4.25}$$

$$[k_D^e] = \frac{D}{4A} \begin{pmatrix} b_i^2 & b_i b_j & b_i b_k \\ b_i b_j & b_j^2 & b_j b_k \\ b_i b_k & b_j b_k & b_k^2 \end{pmatrix} + \frac{D}{4A} \begin{pmatrix} c_i^2 & c_i c_j & c_i c_k \\ c_i c_j & c_j^2 & c_j c_k \\ c_i c_k & c_j c_k & c_k^2 \end{pmatrix} \quad \text{A4.26}$$

y

$$[k_G^e] = \frac{GA}{12} \begin{pmatrix} 2 & 1 & 1 \\ 1 & 2 & 1 \\ 1 & 1 & 2 \end{pmatrix} \quad \text{A4.27}$$

y

$$\{f^e\} = \frac{QA}{3} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad \text{A4.28}$$

Con la ec. A4.23 se obtienen entonces los valores de los campos en los nodos en términos de las dimensiones y propiedades del elemento. Los valores de las constantes  $D = D_{x \ y}$  en nuestro caso, y los valores de G y de los campos primarios Q variará según sea el modo TE o el TM el que se analice (ecuaciones A4.14 y A4.18, respectivamente).

A partir del campo secundario paralelo al strike obtenido de la solución de la matriz global, se calculan los campos



secundarios auxiliares vertical y perpendicular al strike a través de una aproximación numérica de las ecuaciones de Maxwell A4.11 y A4.12 (TE) y A4.15 y A4.16 (TM) (Wannamaker et al., 1986). Luego se suman los campos primarios para obtener el campo total.

## APENDICE 5

### Introducción al método gravimétrico

Los valores de gravedad medidos sobre la superficie topográfica irregular del planeta no pueden ser comparados sin hacer una serie de correcciones debido a la diferencia de alturas, relieves etc. También se hace necesario reducir los valores a la superficie de referencia del geoide. Si  $\gamma_0$  es el valor teórico (geoide) y  $g_0$  es el valor observado, corregido, en la superficie, se define como anomalía gravimétrica:

$$\text{Anomalía gravimétrica} = g_{\text{Ocorr}} - \gamma_0.$$

La corrección por diferencia de altura es la corrección de aire libre (se toma  $0.308 h$ , con  $h$  altura de la estación respecto al geoide).

Si se considera el efecto de la masa interpuesta entre el nivel del mar y la estación considerada (con espesor  $h$  y densidad  $2.67 \text{ kg/m}^3$ ), se debe hacer la corrección de Bouguer ( $-0.118 h$ ).

Si se trabaja en zonas de topografía compleja se debe hacer la corrección correspondiente.

Por lo tanto el valor  $g_{\text{Ocorr}}$  es  $g_{\text{OcorrA. libre, Bouguer, Topo.}}$

Entonces

$$\text{Anomalía de Bouguer} = g_{\text{OcorrA. libre, Bouguer, Topo.}} - \gamma_0$$

Los mapas de isovalores de anomalía presentan la superposición de varios efectos: los rasgos estructurales profundos con variaciones de gran amplitud, de carácter regional,

con gradientes horizontales suaves y los efectos producidos por estructuras geológicas pequeñas o someras, de reducida extensión superficial, con carácter local y gradientes horizontales más abruptos. Estas últimas pueden estar enmascaradas por las anomalías regionales. Entonces

$$\text{Anomalía observada} = \text{Anomalía regional} + \text{Anomalía local}$$

Para hallar la anomalía local que nos interesa, se determina la regional y se la obtiene por diferencia con la observada. Por ello se suele llamar a las locales anomalías residuales y:

$$\text{Anomalía residual} = \text{Anomalía observada} - \text{Anomalía regional}$$

Existen distintos métodos gráficos y analíticos para determinar la anomalía regional. El utilizado en la obtención de los datos de campo residual de esta tesis se utilizó el ajuste polinómico bidimensional (superficie de tendencia) (de 5<sup>o</sup> grado, en este caso) para el campo regional, obteniendo por diferencia la anomalía residual.

## REFERENCIAS

- AQUATER, Exploración geotérmica del área del cerro Tuzgle, Provincia de Jujuy, Argentina. Secretaría de Estado de Minería. Unpublished report, 1980.
- ARCHIE, G.E., The electrical resistivity log as an aid in determining some reservoir characteristics. Trans. Am. Inst. Min. eng., 146: 54-67, 1942.
- BAHR, K., Interpretation of the magnetotelluric impedance tensor: regional induction and local telluric distortion, J. Geophys., 62, 119-127, 1988.
- BAHR, K., Geological noise in magnetotelluric data: a classification of distortion types, Physics of the Earth and Planetary Interiors, 66, 24-38, 1991.
- CAGNIARD, L., Basic theory of the magnetotelluric method of geophysical prospecting, Geophysics, 18, 605-635, 1953.
- CAHILL, T. AND ISACKS, B., Seismicity and Shape of the subducted Nazca plate, Journal of Geophysical Research, 97, N<sup>o</sup> B12, 17503-17529, November 10, 1992.
- COIRA, B.L. AND PARIS, G., Estratigrafía volcánica del area del cerro Tuzgle, Provincias de Jujuy-Salta. VII Congreso Geológico Argentino, San Luis, Actas III: 659-671, 1981.
- COIRA, B.L. AND KAY, S., Implications of Quaternary vulcanism at Cerro Tuzgle for crustal and mantle evolution of the Puna Plateau, Central Andes, Argentina. contrib. Mineral Petrol., 113:40-58, 1993.
- CHAVE, A. AND THOMSON D., Some comments on magnetotelluric response function estimation, Journal of Geophysical Research, 94, N<sup>o</sup> B10, 14215-14225, October 10, 1989.
- DEGROOT-HEDLIN, C. AND CONSTABLE, S., Occam's inversion to

generate smooth two-dimensional models from magnetotelluric data, Geophysics, 55, 1613-1624, 1990.

EGGERS, D.W., An eigenstate formulation of the magnetotelluric impedance tensor, Geophysics, 47, 1204-1214, 1982.

GASCO 1980

GÖTZE, H., SCHMIDT, S. and STRUNK, S., Central andean gravity field and its relation to crustal structures: Lecture Notes in Earth Sciences, 17, 199-208, 1988.

GROOM, R.W. AND BAILEY, R.C., Decomposition of the magnetotelluric impedance tensor in the presence of local three-dimensional galvanic distortion, J. Geophys. Res., 94(B2), 1913-1925, 1989.

HIDROPROYECTOS, S.A., STEC, SRL and SEPIC, S.C., Estudio de la segunda fase de prefactibilidad geotérmica del área denominada Tuzgle, Departamento de Susques, Pcia. de Jujuy, Ministerio de Economía, Dirección de Minería, Jujuy, 1984.

HOHMANN, G., Three-dimensional EM modeling, Geophysical Surveys, 6, 27-53, 1983.

JENKINS AND WATTS, Spectral Analysis and its applications, 1968.

JONES, A.G., Static shift of magnetotelluric data and its removal in a sedimentary basin environment, Geophysics, 53, N<sup>o</sup> 7 967-978, 1988.

JONES, A.G., A comparison of techniques for magnetotelluric response function estimation, Journal of Geophysical Research, 94, N<sup>o</sup> B10, 14201-14213, 1989.

JONES, A.G., Electrical conductivity of the continental lower crust. In: Fountain, D.M., Arculus, R.J. and Kay, R. W. (Editors), Continental Lower Crust, Elsevier, 81-143, 1992.

JUPP, D.L.B. and VOZOFF, K., Stable iterative methods for the inversion of geophysical data: Geophys. J.R.Astr.Soc. 42, 957-976, 1975.

- KAUFMAN, A. and KELLER, G., The magnetotelluric sounding method: Elsevier, Amsterdam, 1981.
- KOWALIK, J. AND OSBORNE, M.R., Methods for unconstrained optimization problems, American Elsevier, 1968.
- LANCZOS, C., Linear systems in self-adjoint form, Am. math. Monthly, 65, 665-679, 1958.
- MARTINELLI, H.P., Métodos de inducción electromagnética aplicados a modelos de tierra bidimensionales, Tesis de Doctorado, Depto. de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, 1994.
- MON, R., Esquema Tectónico de los Andes del Norte Argentino. Revista Asociación Geológica Argentina, Vol. XXXIV: 53-60, 1979.
- MON, R., Structural geology of two geothermal areas in the Andes: Copahue and Tuzgle (Argentina). Bulletin of the International Association of Engineering Geology, 35, 1987.
- OMARINI, R. and GÖTZE, H.J., Eds., Global geoscience transect 6: Central andean transect, Nazca plate to Chaco plains southwestern pacific ocean, northern Chile and northern Argentina, Publication N°192 of the International Lithosphere Program: American Geophysical Union., 1991.
- ROKITYANSKI, I.I., Geoelectromagnetic investigation of the Earth's crust and mantle: Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1982.
- SCHMUCKER, U., Comunicación personal, 1983.
- SCHWAB, K., Die Stratigraphie in der Umgebung des Salar de Cauchari (NW-Argentinien). Geotektonische Forschungen, 43: 1-168. Stuttgart, 1973.
- SCHWARZ, G., CHONG, D. G., KRÜGER, D., MARTINEZ, M. E., MASSOW, W., RATH, V., VIRAMONTE, J., Crustal high conductivity zones in the southern central Andes and their tectonic implications, Part I and II, in Final Workshop, Structure and evolution of the Central

Andes in northern Chile, southern Bolivia and northwestern Argentina, Abstract volume, Freie Universität Berlin, 99-100, 1990.

SEGERLIND, L., Applied finite element analysis, John Wiley and Sons, New York, 1984.

SMITH, J.T. AND BOOKER, J.R., Rapid inversion of two and three-dimensional magnetotelluric data, J. Geophys. Res., 96, 3905-3922, 1991.

SPITZ, S., The magnetotelluric impedance tensor properties with respect to rotations, Geophysics, 54, 1610-1617, 1985.

SWIFT, C.M., A magnetotelluric investigation of an electrical conductivity anomaly in the south western United States. Ph. D. Thesis, M.I.T., Cambridge, MA, 1967.

TAIWANI, M., WORZEL, J.L. AND LANDISMAN, M., Rapid gravity computations for two-dimensional bodies with application to the Mendocino submarine fracture zone. J. Geophys. Res., 64::49-59, 1959.

UNJU, DEJ, DPH, PPV, Dirección Nacional de Minería y Recursos energéticos de Jujuy, Informe preliminar sobre el Programa de perforaciones a fin de determinar gradientes de temperatura en el área del Cerro Tuzgle, 1992.

VILELA, G.R., Descripción geológica de hoja 6c, San Antonio de los Cobres, Salta. Dir. Nac. Geol. y Miner. 110, Buenos Aires, 1969.

VOZOFF, K., The MT method in the exploration of sedimentary basins: Geophysics, 37, 98-141, 1972.

WANNAMAKER, P., STODT, J., AND RIJO, L., Two dimensional topographic responses in magnetotellurics modeled using finite elements. Geophysics, vol. 51, n. 11: 2131-2144, 1986.

WWSSN : Worldwide Seismological Standard Network, U.S.G.S., United States Geological Service, 1962-1980.

## AGRADECIMIENTOS

Son muchas las personas a las que les estoy agradecida. En primer lugar, a mis padres, que me brindaron todo su apoyo y cariño para contribuir a mi formación. Luego, a mi marido Roberto, quien me acompañó con su amor durante el desarrollo de esta Tesis, aceptando mis ausencias en pos de esta meta tan deseada. A mis hijos, quienes sufrieron en parte la ausencia de su mamá, les debo todo mi amor y agradecimiento .

A mi Directora de Tesis, la Dra. María Cristina Pomposiello, quien no sólo me transmitió sus conocimientos, sino que también me brindó su entusiasmo en los momentos difíciles y su ejemplo de conducta.

Deseo también agradecer al Lic. José Miguel Febrer por su valiosos aportes para la concreción de esta Tesis.

Mi agradecimiento, también, al CONICET, la ex CNIE y el CIRGEO, por haber posibilitado el desarrollo de esta tesis, y en especial al Ing. Manuel Mamaní y el Prof. Arturo Maidana, quienes participaron activamente en la colección de los datos en el campo. Mi reconocimiento también a la Srta. Amalia Gonzalez, por su colaboración en los dibujos.

Por último, deseo expresar mi agradecimiento a todas las personas que me han ayudado, con sus importantes comentarios, entre ellas, el Dr. R. Omarini, la Dra. B. Coira y el Dr. A. Jones.