CENTRO DE INVESTIGACION CIENTIFICA Y EDUCACION SUPERIOR DE ENSENADA

PROCESAMIENTO EMAP DE SECCIONES ELECTROMAGNETICAS

TESIS MAESTRIA EN CHENCIAS

Salvador Isidro Belmonte Jiménez

RESUMEN de la tesis de Salvador Isidro Belmonte Jiménez, presentada como requisito parcial para la obtención del grado de MAESTRO EN CIENCIAS en GEOFISICA con opción en GEOFISICA DE EXPLORACION. Ensenada, Baja California, México, Abril de 1988.

PROCESAMIENTO EMAP DE SECCIONES ELECTROMAGNETICAS

Resumen aprobado por:

M.C. José Manuel Romo Jones

Director de tesis

En los tiltimos años se ha desarrollado una técnica de exploración geofísica, llamada EMAP (Electromagnetic Array Profiling; Bostick, 1985), la cual es un método electromagnético y difiere del método magnetoteltrico en la forma de obtener y procesar los datos.

El objetivo del método EMAP es atenuar el efecto estático presente en los sondeos magnetoteláricos, es causado por las

inhomogeneidades superficiales y por el relieve topográfico, el cual se comporta como un filtro paso alto en el dominio del número de onda.

En este trabajo se ha desarrollado el algoritmo que realiza este procesamiento a las impedancias mediante la aplicación de un filtro paso bajo en el dominio del espacio.

Se hicieron experimentos con cuatro modelos sintéticos, obtenidos con un programa que resuelve el problema directo (Wannamaker, et al 1985). Se procesó un modelo sin inhomogeneidades, otro con inhomogeneidades superficiales, uno con relieve topográfico y uno representativo del Valle de Mexicali B.C.

La aplicación del algoritmo a estos datos dió buenos resultados, consistentes con lo esperado por la teoría del método.

CENTRO DE INVESTIGACION CIENTIFICA Y DE EDUCACION SUPERIOR DE ENSENADA, B.C.

DIVISION DE CIENCIAS DE LA TIERRA
DEPARTAMENTO DE GEOFISICA DE EXPLORACION

PROCESAMIENTO "EMAP" DE SECCIONES ELECTROMAGNETICAS

TESIS

que para cubrir parcialmente los requerimientos necesarios para obtener el grado de MAESTRO EN CIENCIAS presenta:

SALVADOR ISIDRO BELMONTE JIMENEZ

Ensenada, Baja California, Abril de 1988.

TESIS APROBADA PARA SU DEFENSA POR:
Manual
M.C. José Manuel Romo Jones, Director del Comité
Dr. Mario Martínez Carcía, Miembro del Comité
Dr. Mario Martinez Carcia, Miembro del Comité
Etws.
Dr. Enrique Comez Treviño, Miembro del Comité
Christian Contraction of the Con
Dr. Carlos Flores Luna, Miembro del Comité
GUSTANT AMAKA
M.C. Luis Gustavo Alvarez Sánchez, Miembro del Comité
The sale and the s
myartinez y
Dr. Mario Martínez García, Jefe del Departamento de Geofísica de Exploración
(Qii)
M.C. Francisco Suárez Vidal, Director de la División de Ciencias de la Tierra
C.Nava B.
M.C. Cuauhtémoc Nava Button, Director Académico

DEDICATORIA

A MI MADRE Y A MI PADRE (Q.E.P.D) Por su apoyo y confianza.

A MI ESPOSA Con amor, por su comprensión e impulso en los momentos dificiles.

A MI HIJO Con cariño

A MIS HERMANOS

Con afecto

Particularmente a Maria Elena.

AGRADECIMIENTOS

Agradezco al M.C. José Manuel Romo Jones, por su apoyo y valiosas sugerencias para llevar a cabo este trabajo de tesis.

A los miembros de mi comité de tesis por sus comentarios y correciones al manuscrito.

A mis profesores y amigos.

Al consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT).

Al centro de Investigación Científica y de Educación superior de Ensenada B.C (CICESE).

CONTENIDO

			Página
I.	INTRO	DDUCCION GENERAL	1
II.	GENE	RALIDADES DEL METODO MAGNETOTELURICO (MT)	6
	11.1	Introducción.	6
	II.2	Ecuaciones fundamentales en MT.	9
*	11.3	Interpretación de datos magnetotelúricos.	19
III		CUNCIONES DE TRANSFERENCIA MAGNETOTELURICAS Y EL	23
	III.1	Introducción.	23
	III.2	Sobre la aproximación de Born a los campos electromagnéticos.	23
	III.3	Análisis de las funciones de transferencia	27
	111.4	Análisis del efecto estático en el dominio del número de onda.	31
50 J 1972	111.5	Atenuación del efecto estático en el dominio del número de onda.	38
IV.	EL M	ETODO EMAP (Electromagnetic Array Profiling)	41
	IV.1		41
	IV.2	Adquisición de datos.	42
	IV.3	Procesamiento de datos.	45
	IV.4	Interpretación.	53
v.	EXPE	RIMENTACION Y DISCUSION DE RESULTADOS	58
	V.1	Introducción.	58
	V.2	Preprocesamiento de datos sintéticos.	58
	V.3	Análisis de un modelo sin inhomogeneidades superficiales.	59

		Ç(ONTENIDO) (Conti	nuaci	ón)					Página
	V.4	Analisis superfic		modelo	con	inhomo	ogei	neidades			69
	V.5 V.6	Anālisis Anālisis						la. Mexicali	В.	c.	82 95
VI.	CONCI	LUSIONES									113
	LITER	RATURA CIT	TADA								117

LISTA DE FIGURAS

Figura	Página
1: a) Onda electromagnética incidiendo sobre la superficie de la tierra. b) Separación de modos: transversal eléctrico (TE) y transversal magnético (TM).	
2: a) Modo TE y TM para un sondeo ubicado en la posición "A" del modelo de la figura 19. b) sondeo ubicado en la posición "B" del mismo modelo. Se observa la separación de los modos TE y TM, y el efecto de desplazamiento de las curvas sobre el eje de la resistividad aparente (efecto estático).	
3: Comportamiento del término estático Sx para las profundidades: a) Z=0.0 y b) Z=0.2 unidades de longitud arbitrarias. Se observa la forma de un filtro "paso-alto" con respecto al número de onda ξ , para η =0.0, η =10.0 y η =20.0 unidades de longitud.	
4: Comportamiento del término Sy para las profundidades: a) Z=0.0 y b) Z=0.2 unidades de longitud arbitrarias, para η =0.0 , η =10.0 y η =20.0 unidades de longitud.	2
5: Forma de adquirir los datos electromagéticos para procesar con EMAP. El campo magnético se mide en un sitio fijo, mientras los electrodos de campo eléctrico se desplazan a lo largo del transecto.	
6: Proceso de filtraje en un perfil a una frecuencia fija. Valor absoluto de la impedancia producida por el modelo (linea continua), impedancia que se mediria en el campo con dipolos (linea discontinua) e impedancia procesada (circulos).	50
7: Proceso de filtraje EMAP: El procesado es sobre las impedancias, se muestra la amplitud de la impedancia antes y despues de pocesar para el modelo 1 y, para las frecuencias de: a) 40 hz, b) 20 hz, y c) 10 hz, a menor frecuencia mayor es el suavizamiento del filtro espacial.	52

igura		Págin
8:	Patrón de una sección procesada con EMAP. Al obtenerse información de periodos largos (bajas frecuencias), se necesita más cubrimiento en superficie.	54
9:	Diagrama de flujo a bloques del paquete de programas usado en el procesamiento por el método EMAP.	55
10:	Diagrama de flujo a bloques del programa "EMAP2D.F77", el cual realiza el procesamiento "EMAP".	56
11:	Modelo bidimensional correspondiente al modelo 1 (sin inhomogeneidades superficiales). Se obtuvo la respuesta para las siguientes frecuencias: 40., 20., 10., 6.6, 4., 2., 1., .66, .4, .2, .1, .066, .04, .02 y .01 hz.	60
12:	Pseudosecciones de resistividad aparente y fase sin procesar para el modo TM del modelo l. Se utilizaron 15 frecuencias, la longitud entre dipolos es $\Delta x=200$ m.	63
13:	Modelo bidimensional y pseudosección de resistividad verdadera antes de procesar, obtenida con el pseudoinverso de Bostick para el modo TM del modelo 1. Se utilizaron 15 frecuencias. La longitud entre dipolos es Δx = 200 m.	64
14:	Pseudosecciones de resistividad aparente y fase procesadas para el modo TM del modelo 1. Se procesó una linea de 150 km. Se utilizaron 15 frecuencias, la longitud entre dipolos es $\Delta x = 200$ m y el ancho de la ventana es 2.78 z, .	67
15:	Modelo bidimensional y pseudosección de resistividad verdadera procesada, obtenida con el pseudoinverso de Bostick para el modo TM del modelo 1. Se procesó una linea de 150 km. Se utilizaron 15 frecuencias. La longitud entre dipolos es $\Delta x=200$ m y el ancho de la ventana ed 2.78 z_s .	68
¥	Pseudosecciones de resistividad aparente y fase sin procesar para el modo TE del modelo l. Se utilizaron 15 frecuencias, la longitud entre dipolos es ax=200 m.	70

igura		Página
25:	Modelo bidimensional correspondiente al modelo 3 (con topografia). Se obtuvo la respuesta para las siguientes frecuencias: 100., 40., 20., 10., 4., 2., 1., .4, .2, .1, .04, .02, .01, .004 y .002 hz. Caso a) desnivel de 200 m, caso b) desnivel de 500 m.	83
26:	Pseudosecciones de resistividad aparente y fase sin procesar para el modo TM del modelo 3 (desnivel topográfico de 200 m). Se utilizaron 15 frecuencias, la longitud entre dipolos es Δx =200 m.	85
27:	Modelo bidimensional y pseudosección de resistividad verdadera antes de procesar, obtenida con el pseudoinverso de Bostick para el modo TM del modelo 3 (desnivel topográfico de 200 m). Se utilizaron 15 frecuencias. La longitud entre dipolos es $\Delta x=200$ m.	86
28:	Pseudosecciones de resistividad aparente y fase procesadas para el modo TM del modelo 3 (desnivel topogràfico de 200 m). Se procesò una linea de 95.2 km. Se utilizaron 15 frecuencias, la longitud entre dipolos es Δx =100 m y el ancho de la ventana es 2.78 z_s .	87
29:	Modelo bidimensional y pseudosección de resistividad verdadera procesada, obtenida con el pseudoinverso de Bostick para el modo TM del modelo 3 (desnivel de 200 m). Se procesó una linea de 95.2 km. Se utilizaron 15 frecuencias. La longitud entre dipolos es $\Delta X=200$ m y el ancho de la ventana es 2.78 Z_{\bullet} .	89
30:	Pseudosecciones de resistividad aparente y fase sin procesar para el modo TM del modelo 3 (desnivel topogràfico de 500 m). Se utilizaron 15 frecuencias, la longitud entre dipolos es Δx =200 m.	90
31:	Modelo bidimensional y pseudosección de resistividad verdadera antes de procesar, obtenida con el pseudoinverso de Bostick para el modo TM del modelo 3 (desnivel topográfico de 500 m). Se utilizaron 15 frecuencias. La longitud entre dipolos es $\Delta x = 200$ m.	91
	Tongicua entre aipotos es ax-200 m.	91

Figura		Págin
32:	Pseudosecciones de resistividad aparente y fase procesadas para el modo TM del modelo 3 (desnivel topogràfico de 500 m). Se procesó	
	una linea de 95.2 km. Se utilizaron 15 frecuencias, la longitud entre dipolos es Δx =200 m y el ancho de la ventana es 2.78 z_s .	93
33:	Modelo bidimensional y pseudosección de resistividad verdadera procesada, obtenida con el pseudoinverso de Bostick para el modo TM del modelo 3 (desnivel de 500 m). Se procesó una linea de 95.2 km. Se utilizaron 15 frecuencias. La longitud entre dipolos es $\Delta x = 200$ m y el ancho de la ventana es 2.78 z_s .	94
34:	Modelo bidimensional correspondiente al modelo del Valle de Mexicali. Se obtuvo la respuesta para las siguientes frecuencias: 100., 40., 20., 10., 4., 2., 1., .4, .2, .1, .04, .02, .01, .004, .002, .001, .0004, .0002 y .0001 hz.	96
35:	Pseudosecciones de resistividad aparente y fase sin procesar para el modo TM del modelo del Valle de Mexicali. Se utilizaron 19 frecuencias, la longitud entre dipolos es ΔX =300 m.	97
36:	Modelo bidimensional y pseudosección de resistividad verdadera antes de procesar, obtenida con el pseudoinverso de Bostick para el modo TM del modelo del Valle de Mexicali. Se utilizaron 19 frecuencias. La longitud entre dipolos es $\Delta x=300$ m.	99
37:	Pseudosecciones de resistividad aparente y fase procesadas para el modo TM del modelo del Valle de Mexicali. Se procesó una línea de 150.0 km. Se utilizaron 19 frecuencias, la longitud entre dipolos es $\Delta x=300$ m y el ancho de la ventana es 2.5 z_s .	100
38:	Modelo bidimensional y pseudosección de resistividad verdadera procesada, obtenida con el pseudoinverso de Bostick para el modo TM del modelo del Valle de Mexicali. Se procesó una linea de 150.0 km. Se utilizaron 19 frecuencias. La longitud entre dipolos es $\Delta x = 300$ m y el ancho de la ventana es 2.5 z, .	101

LISTA DE TABLAS

		<u>Página</u>
Tabla I.	Longitudes de los cubrimientos para las	
	diferentes frecuencias, utilizadas en el modelo	
	del Valle de Mexicali. Para un transecto de 150	
	km y una longitud entre dipolos de 300 m.	109
Tabla II.	Longitudes de los cubrimientos para las	
	diferentes frecuencias, utilizadas en el modelo	
	del Valle de Mexicali. Para un transecto de 112	
	km y una longitud entre dipolos de 300 m.	110
Tabla III.	Longitudes de los cubrimientos para las	
	diferentes frecuencias, utilizadas en el modelo	
	del Valle de Mexicali. Para un transecto de 80	
	km y una longitud entre dipolos de 300 m.	111
Tabla IV.	Longitudes del filtro cosenoidal para	
	diferentes valores de resistividad y	
	frecuencia. A mayor resistividad y menor	
	frecuencia, la longitud del filtro es mayor.	112

PROCESAMIENTO EMAP DE SECCIONES ELECTROMAGNETICAS

I INTRODUCCION GENERAL

El método magnetotelarico (MT) se ha empleado desde hace muchos años como una herramienta dentro de la Geofisica de exploración. Se le ha empleado principalmente en estudios de corteza y manto superior, aunque también se ha utilizado en estudios enfocados a la exploración petrolera.

Con el transcurso del tiempo se han ido perfeccionando técnicas para la interpretación de los sondeos, desde la interpretación en una dimensión hasta en tres dimensiones aumentando con esto el consumo en tiempo y memoria de computadora.

En la etapa de interpretación de los sondeos magnetotelóricos, uno de los principales problemas es el llamado "efecto estático", denominado así por su similitud con el observado en reflexión sismica (Andrieux et al, 1984). Este efecto se debe a la presencia de inhomogeneidades cerca de la superficie y al relieve topográfico. Ambos enmascaran la información de las estructuras geológicas que se puedan encontrar a profundidad.

Estos efectos provocan distorsiones que se manifiestan como corrimientos verticales en la curva de resistividad aparente TM y son independientes de la frecuencia. Estas distorsiones se deben a un "efecto galvánico" (Berdichevsky y Dmitriev, 1976).

En el presente trabajo se incluye un capitulo correspondiente a la teoria electromagnética (II), desde las ecuaciones de Maxwell hasta la obtención de las curvas de resistividad aparente, ya que tanto el método MT como EMAP (Electromagnetic Array Profiling) el cual se trata aqui, son métodos electromagnéticos.

El efecto estático se puede analizar en las funciones de transferencia magnetotelárica de los campos eléctrico y magnético. Con el objeto de analizar estas funciones de transferencia, Torres Verdin C (1985) hace uso de la aproximación de Born de primer orden, la que permite linealizar la relación entre el modelo de la conductividad y el campo medido en la superficie.

En ese anàlisis se demuestra que todas las funciones de transferencia "responden" a inhomogeneidades tridimensionales. Sin embargo no todas son sensibles a inhomogeneidades bidimensionales o unidimensionales.

Solamente la función de transferencia correspondiente al campo eléctrico en la dirección de polarización es sensible a cualquier tipo de inhomogeneidad.

De aqui que, en este trabajo y siguiendo el desarrollo de Torres V.C (1985) se analiza solamente la función de transferencia de la componente "x" del campo eléctrico (siendo "x" la dirección del campo primario).

Para esta función de transferencia se concluye que los caso 3D y 2D (TM) son semejantes y son los únicos que contienen un término aditivo que es independiente de la frecuencia. Este término representa el "efecto estático" y se comporta como un filtro paso-alto en el dominio del número de onda aumentando la posibilidad de un "alias espacial", si el campo eléctrico está submuestreado.

En ese mismo trabajo también se señala que las funciones de transferencia de las componentes (x,y,z) del campo magnético no están afectadas por el efecto estático.

Una vez que se conoce que el efecto estático solo existe en los casos 3D y 2D (TM) la siguiente etapa es tratar de eliminarlo o al menos atenuarlo

Para hacer esto, tiltimamente se ha desarrollado un nuevo método de obtención y procesamiento de datos, que ha sido

llamado EMAP (Electromagnetic Array profiling) por el profesor Francis X. Bostick Jr. de la Universidad de Texas en Austin, Bostick (1986).

En esta tesis se describen los conceptos básicos del método EMAP. La idea básicamente consiste en diseñar un filtro espacial paso-bajo que actue sobre el campo eléctrico. La respuesta al impulso del filtro es cosenoidal (ventana de Hanning) y su longitud depende de la resistividad aparente del medio y de la frecuencia.

En este trabajo se ha desarrollado el algoritmo para llevar a cabo este filtraje, así como los programas necesarios para la presentación de resultados en secciones electromagnéticas.

Para probar el algoritmo se usaron 4 modelo bidimensionales con diferentes situaciones geológicas. Se procesó un modelo sin inhomogeneidades superficiales, otro con inhomogeneidades, uno más con relieve topográfico y finalmente un modelo representativo de la región del Valle de Mexicali, B.C.

Los datos sintéticos se obtuvieron a partir del programa "PW2D" (P.H. Wannamaker et al, 1984).

Se hicieron pruebas considerando diferentes longitudes de dipolos, asi como diferentes cubrimientos en superficie en un intervalo de frecuencias que varió en cada modelo.

Después de aplicar el procesamiento EMAP, se entiende que el efecto estático ha sido atenuado, por lo que se utiliza el pseudoinverso de Bostick (Bostick, 1976) para obtener secciones de profundidad vs. distancia, con excelentes resultados.

II GENERALIDADES DEL METODO MAGNETOTELURICO

II.1 Introducción.

Dentro de los métodos geofísicos de exploración se encuentra el método magnetotelárico (MT), que usa como fuente natural de excitación las perturbaciones electromagnéticas que continuamente alcanzan la superficie de la tierra.

El propósito de este método es determinar la distribución de la conductividad eléctrica del subsuelo a partir de medidas de los campos eléctricos y magnéticos sobre la superficie de la tierra, en un amplio intervalo de frecuencias.

El origen de estas perturbaciones electromagnéticas son las tormentas eléctricas y las fluctuaciones de corriente en la parte superior de la atmósfera (ionósfera), debidas a la interacción del viento solar con la ionósfera y con el campo magnético terrestre.

Cuando esta radiación electromagnética alcanza la superficie terrestre se llevan a cabo reflexiones y refracciones. La mayor parte de la energía se refleja y sólo una pequeña parte es transmitida en el subsuelo.

Puesto que las rocas poseen una conductividad finita, la onda electromagnética induce las llamadas "corrientes teluricas".

La energia de la onda transmitida es rapidamente disipada en calor. En esta situación el mecanismo de penetración es de difusión más que de propagación de ondas.

El método MT fué introducido en 1953 por el cientifico Francés Louis Cagniard en un articulo que hasta estos dias permanece como un clásico en la literatura geofísica (Cagniard, 1953). En este articulo se supone que la fuente es una onda plana incidiendo normalmente sobre una tierra estratificada horizontalmente y que la conductividad de la tierra es uniforme en capas horizontales, esto es, son capas homogéneas e isotrópicas.

La suposición de ondas planas provocó criticas al principio (Wait, 1954; Price, 1962 y Srivastava, 1965). Sin embargo estudios posteriores proporcionaron evidencias de que esta hipótesis era razonable en muchas aplicaciones prácticas (Bostick y Orange, 1965 y Swift, 1967).

La consideración de la invalidez del carácter escalar de la impedancia cuando existen inhomogeneidades laterales y/o anisotropia es importante y el primer intento para

aplicar el método magnetotelorico a una tierra lateralmente inhomogénea fue hecho, introduciendo el concepto de tensor de impedancia (Cantwell ,1960; Bostick y Smith ,1962; Vozoff ,1972 y otros autores). El planteamiento tensorial permite describir las relaciones de los campos medidos en la superficie de la tierra, en forma más completa y hace posible tratar estructuras geológicas con mayor grado de complejidad.

Para modelos en dos dimensiones (2D), la onda electromagnética se desacopla en dos modos distintos e independientes de propagación, en asociación con ondas incidentes, polarizadas en direcciones paralelas o perpendiculares al rumbo de la estructura, de aqui que se refiera como modo de polarización paralelo y perpendicular respectivamente.

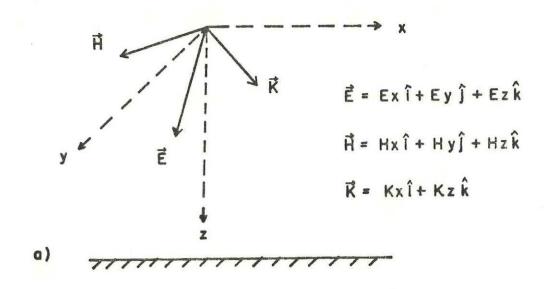
Los modelos de tierra en tres dimensiones (3D) son más dificiles de analizar, y se requieren procedimientos computacionales complejos. El estudio de modelos en 3D involucra el uso de sofisticadas herramientas numéricas (Hohmann, 1975; Hohmann y Ting, 1978 y Wannamaker et al., 1984).

II.2 Ecuaciones Fundamentales en Magnetotelarico.

En esta sección sólo se hará una breve descripción de las ecuaciones fundamentales usadas en el método magnetotelárico.

El objetivo de incluir este capitulo se justifica por el hecho de que la teoria utilizada en el método MT, es la misma que para el método que se describirá en el capitulo siguiente (III), ya que ambos son métodos electromagnéticos.

El método magnetotelúrico involucra el análisis de ondas electromagnéticas propagandose una tierra en conductora. Siquiendo la teoria de Cagniard supongamos una onda electromagnética plana incidiendo sobre la superficie de la tierra, también podemos suponer que el vector de propagación K se encuentra a cualquier ángulo en el plano "xz", figura 1 a, (Romo J.M., 1981). Además podemos descomponer los vectores de campo eléctrico F y magnético # y considerar dos ondas separadamente; una con F en la dirección del eje "y" y la otra con # en la dirección del eje "y", tal como se observa en la figura 1 b.



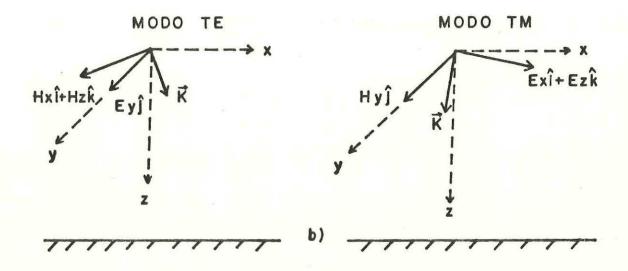


Figura 1:a) Onda electromagnética incidiendo sobre la superficie de la tierra. b) Separación de modos: transversal eléctrico (TE) y transversal magnético (TM).

Generalmente a la onda con el campo F contenido en el plano de incidencia "xz" se le llama modo TM (transversal magnético), mientras que a la onda con H contenido en el plano de incidencia, se le conoce como modo TE (transversal eléctrico).

La noción de que altas frecuencias son sensibles a estructuras someras y que bajas frecuencias a formaciones profundas, se considera como una característica intrinseca del método magnetotelárico.

Los campos asociados con estas ondas pueden ser descritos por las cuatro ecuaciones de Maxwell, sujetas a las condiciones de frontera inherentes al problema. Para un medio caracterizado por una permeabilidad magnética μ (en henry/m), una permitividad eléctrica ϵ (en farads/m), y una conductividad eléctrica σ (en siemens/m), las ecuaciones de Maxwell gobiernan los campos vectoriales de intensidad eléctrica ϵ , inducción magnética ϵ , desplazamiento eléctrico ϵ e intensidad magnética ϵ .

Expresadas en unidades M.K.S. las ecuaciones de Maxwell toman la forma de ecuaciones diferenciales de la siguiente manera:

$$\nabla \times \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0 \tag{1}$$

$$\nabla \times \overrightarrow{H} - \frac{\partial \overrightarrow{D}}{\partial t} = \overrightarrow{J} \tag{2}$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \tag{3}$$

$$\nabla \cdot \overrightarrow{D} = \rho_{Ubre} \tag{4}$$

El vector $\mathcal I$ representa la densidad de corriente eléctrica, el término $\partial \mathcal B/\partial t$ se conoce como corriente de desplazamiento, y ρ_{min} es la densidad de carga libre.

Para un medio isotròpico existe una dependencia entre \mathcal{D} y \mathcal{F} y, entre \mathcal{F} y \mathcal{H} de la siguiente manera.

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \tag{5}$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \tag{6}$$

Si consideramos que no hay acumulación de cargas durante el flujo de corriente, entonces:

$$\nabla \cdot J = 0 \tag{7}$$

Sin embargo en medios conductores la densidad de corriente elèctrica J puede componerse de una densidad de corriente J, debidas a fuentes de corriente y de una corriente de conducción J, que depende de F, tal que:

$$\vec{J}_{\epsilon} = \sigma \vec{E} \tag{8}$$

Las ecuaciones de Maxwell se pueden simplificar haciendo aproximaciones en los intervalos de variación de los parametros asociados con los problemas geológicos.

En la corteza terrestre μ es aproximadamente igual a su valor en el vacio, esto es $\mu_*-4\pi \approx 10^{-7}$ henry/m, la conductividad eléctrica varia tipicamente entre 10^{-4} y 10 mhos/m; mientras que $\epsilon=8.864 \times 10^{-12}$ farads/m.

Lo que significa que para frecuencias menores que 10° hz, $\sigma \gg \omega \varepsilon$, esta desigualdad es llamada aproximación cuasiestática, y equivale a despreciar los efectos de las corrientes de desplazamiento en la tierra.

Si suponemos que I y I tienen un comportamiento armónico en el dominio del tiempo de la forma $e^{i\omega t}$, donde ω es la frecuencia angular, (Aunque I y I no sean armónicos, siempre se pueden descomponer en componentes armónicos, por medio de la transformada de Fourier o de Laplace). todas las ecuaciones son válidas para cada componente de frecuencia.

Con todas estas simplificaciones y aproximaciones, las ecuaciones de Maxwell se pueden escribir como:

$$\nabla \times \vec{E} = -i\omega \,\mu \vec{H} \tag{9}$$

$$\nabla \times \vec{H} = J_f + \sigma \vec{E} \tag{10}$$

$$\nabla \cdot \vec{H} = 0 \tag{11}$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0 \tag{12}$$

Las ecuaciones (9) y (10) se pueden combinar para obtener la relación siguiente.

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -i\omega \mu (\vec{J}_1 + \sigma \vec{E}) \tag{13}$$

Una forma más simplificada para esta expresión es:

$$\nabla^2 \vec{E} + \kappa^2 \vec{E} = i \omega \mu \vec{J}_F \tag{14}$$

La cantidad « se conoce como constante de propagación y sujeta a la aproximación cuasiestática está dada por:

$$\kappa^2 = -i\omega\mu\sigma\tag{15}$$

La ec. (14) es una ecuación vectorial de Helmhotz inhomogenea para el campo eléctrico F . Se puede obtener una expresión similar para el campo magnético H .

$$\nabla^2 \vec{H} + \kappa^2 \vec{H} = i \omega \mu \vec{J}_{g} \tag{16}$$

En ausencia del término de la fuente, las ecuaciones (14) y (16) toman la forma de la ecuación de difusión para campos armónicos.

En una tierra estrictamente bidimensional (2-D), las ecuaciones de Maxwell se separan en dos modos independientes que se designan como TE y TM.

Como se mencionó con anterioridad en el modo TE el campo eléctrico es paralelo al rumbo, o sea a la dirección a lo largo de la cual la resistividad no varía. En el modo TM el campo eléctrico es perpendicular al rumbo.

Efectuando los rotacionales de las ecs. (9) y (10), tenemos:

modo "TE"

modo "TM"

$$\vec{E}(0,Ey,0); \vec{H}(Hx,0,Hz)$$

$$\vec{E}(Ex,0,Ez);\vec{H}(0,Hy,0)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_x}{\partial x} = \sigma E_y$$

$$-\frac{\partial H_{y}}{\partial z} = \sigma E_{x} \tag{17}$$

$$-\frac{\partial E_y}{\partial z} = i \omega \mu_0 H_x$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} = \sigma E_{\pi} \tag{18}$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = iw \mu_0 H_x$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_x}{\partial x} = i\omega \mu_0 H_y \tag{19}$$

combinando las ecuaciones (17),(18) y (19)

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = \kappa^2 E_y \qquad \qquad \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} = \kappa^2 H_y \qquad (20)$$

Si consideramos un medio estratificado con capas horizontales, homogéneas e isotrópicas (1-D), es decir que los campos no varian con respecto al eje 'x' o 'y', entonces las ecuaciones quedan:

$$E_{y} = \frac{1}{\sigma} \frac{\partial H_{x}}{\partial z} \qquad \qquad H_{y} = \frac{1}{\iota w \mu_{0}} \frac{\partial E_{x}}{\partial z}$$
 (21)

$$H_{x} = -\frac{1}{i\omega\mu_{0}} \frac{\partial E_{y}}{\partial z} \qquad E_{z} = -\frac{1}{\sigma} \frac{\partial H_{y}}{\partial z}$$
 (22)

$$H_{x}=0 E_{x}=0 (23)$$

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} = \kappa^2 E_y \qquad \qquad \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} = \kappa^2 H_y \qquad (24)$$

las soluciones para las ecs. (24) son:

$$E_y = Ae^{-k\pi} + Be^{+k\pi} \qquad H_y = A'e^{-k\pi} + B'e^{+k\pi} \qquad (25)$$

pero B-B'-o puesto que los campos no pueden incrementrase indefinidamente con la profundidad, por lo que tenemos:

$$E_{y} = \Lambda e^{-n\pi} \qquad \qquad H_{y} = \Lambda' e^{-n\pi} \tag{26}$$

substituyendo (26) en (21)

$$H_{x} = \frac{\kappa}{i\omega\mu_{0}}E_{y} \qquad E_{x} = \frac{\kappa}{\sigma}H_{y} \tag{27}$$

utilizando (15)

$$\frac{E_y}{H_z} = \frac{i\omega\mu_0}{\kappa} = Z_{TE} \qquad \qquad \frac{E_z}{H_y} = -\frac{i\omega\mu_0}{\kappa} = Z_{TH} \qquad (28)$$

donde z es una cantidad compleja llamada "impedancia".

De aqui podemos observar que para un terreno horizontalmente estratificado:

$$Z_{TE} = -Z_{TM} \tag{29}$$

si sustituimos Z_{rn} por Z_{ny} y Z_{rz} por Z_{yz} , podemos escribir la ec. (28) de la siguiente manera:

$$E_{y} = Z_{TE}H_{x} \qquad E_{x} = Z_{TM}H_{y} \tag{30}$$

$$E_y = Z_{yx}H_x \qquad E_x = Z_{xy}H_y \tag{31}$$

o en forma matricial

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & Z_{xy} \\ Z_{yx} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \end{pmatrix}$$
 32)

Generalizando para cualquier tipo de situación geológica la ec. (32) toma la siguiente forma:

$$\begin{pmatrix} E_{x} \\ E_{y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_{x} \\ H_{y} \end{pmatrix}$$
(33)

$$\vec{E} = Z\vec{H} \tag{34}$$

donde Z es un tensor

En el caso de 2 dimensiones (2D) y estando en un sistema coordenado alineado con el rumbo geológico, los elementos de la diagonal de Z siguen siendo cero $Z_{zz}=Z_{\gamma\gamma}=0$, y los de la antidiagonal son diferentes entre si ($Z_{z\gamma}\neq Z_{\gamma z}$) y diferentes de cero.

Cuando la conductividad varia en todas direcciones estamos en el caso de 3 dimensiones (3D), entonces el concepto de rumbo no tiene significado, pero rotando el tensor, es decir; minimizando la diagonal, lleva al sistema coordenado a la posición en la que la geología se aproxima lo más posible a una situación en 2 dimensiones.

Una vez que se conoce el valor de los elementos del tensor de impedancias, la siguiente etapa consiste en conocer las curvas de resistividad aparente en función de la frecuencia. Por ejemplo, para calcular la resistividad aparente para el elemento xy se emplea la siguiente expresión:

$$\rho_a = \frac{|Z_{sy}|^2}{\omega \mu} \tag{35}$$

La misma expresión es valida para calcular las curvas de resistividad aparente para los otros elementos del tensor de impedancias.

II.3 Interpretación de datos Magnetoteláricos

La interpretación de los sondeos magnetoteláricos se hace a base de simulación en computadora de modelos en 1, 2 y 3 dimensiones. El "problema directo" se resuelve iterativamente hasta conseguir un modelo que reproduzca los datos con cierto grado de aproximación.

La primera dificultad que se presenta en este tipo de interpretación es la obtención de modelos erróneos debido a la sobre simplificación de la geometria. Por ejemplo la utilización de modelos en 2 dimensiones para tratar de explicar datos que contienen efectos tridimensionales. Esta dificultad es muy seria sobre todo cuando los efectos tridimensionales se deben a inhomogeneidades superficiales muy locales (ruido geológico) practicamente imposible de incluir en un modelo.

Por otro lado, los requerimientos de tiempo y memoria de los algoritmos crece grandemente con la complejidad de los modelos, lo cual impone una dificultad de orden práctico.

En general puede decirse que hasta la fecha no es posible modelar con suficiente detalle todas las características geométricas y eléctricas que causan alguna respuesta en las curvas de resistividad aparente.

Cuando se está sobre un terreno estratificado (1D) las dos curvas de resistividad aparente coinciden en toda la banda de frecuencias, figura 2a. Sin embargo es frecuente que, aún en un terreno de naturaleza tan simple, exista ruido geológico superficial, esto es, variaciones laterales de resistividad que distorsionan las curvas.

La distorsión se debe al exceso de cargas acumuladas entre dos medios de diferente conductividad, cuando se encuentra presente un campo eléctrico perpendicular a la frontera entre ambos medios, es decir a un "efecto galvànico" (Berdichevsky y Dmitriev, 1976).

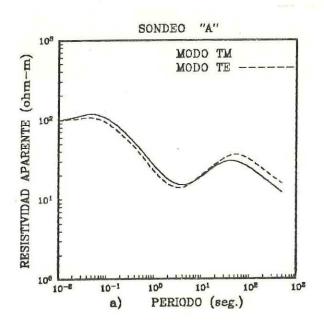
Esta distorsión se manifiesta por un corrimiento vertical de la curva de resistividad aparente TM, siendo este corrimiento independiente de la frecuencia, figura 2b

por lo que se ha denominado "efecto estático" por su similitud con el observado en reflexión sismica (Andrieux et al, 1984).

Este efecto dificulta grandemente la interpretación porque generalmente no se encuentra aislado sino como parte de otras distorsiones dependientes de la frecuencia (efectos inductivos) causados por estructuras tanto bidimensionales como tridimensionales (Park et al, 1983) cuya geometria y resistividad son el objeto de la interpretación.

La necesidad de superar estas dificultades ha llevado a una serie de investigaciones (Torres-Verdin, 1985; Robertson, 1983) que han resultado en la concepción de un nuevo método de adquisición y procesamiento de datos electromagnéticos que ha sido llamado EMAP (Electromagnetic Array Profiling) por Bostick (1986).

En el siguiente capitulo se hará una descripción de este método, en el que se explica como atacar este problema (efecto estático) con el propósito de atenuarlo y de esta manera poder tener una mayor seguridad de que nuestra interpretación sea razonable con la geología.



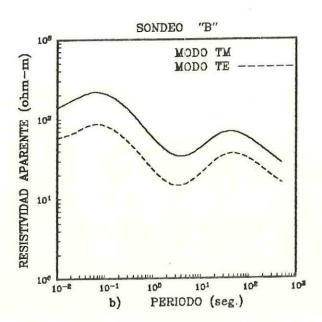


Figura 2:a) Modo TE y TM para un sondeo ubicado en la posición "A" del modelo de la figura 18. b) sondeo ubicado en la posición "B" del mismo modelo. Se observa la separación de los modos TE y TM, y el efecto de desplazamiento de las curvas sobre el eje de la resistividad aparente (efecto estático).

III. LAS FUNCIONES DE TRANSFERENCIA MAGNETOTELURICAS Y EL EFECTO ESTATICO

III.1 Introducción.

Como se ha mencionado anteriormente un problema en el método magnetotelúrico (MT) convencional es que, las inhomogeneidades cerca de la superficie, incluyendo el relieve topográfico, pueden dominar completamente la curva de un sondeo y por lo tanto obscurecer la información de estructuras geológicas que se encuentren a profundidad. Este fenómeno se conoce como el efecto estático, y se hace evidente en las funciones de Green que más adelante se analizan. Este efecto estático se comporta como un filtro paso-alto en el dominio del número de onda, por lo que puede contrarrestarse mediante un filtro paso-bajo aplicado al campo eléctrico medido, (Bostick, 1986).

III.2 Sobre la aproximación de Born a los campos electromagnéticos

En forma general, el problema directo en electromagnetismo se puede expresar como el siguiente par de ecuaciones integrales vectoriales inhomogeneas de Fredholm de segunda clase:

$$E(r) = E_{\rho}(r) + \int_{0}^{r} \Delta\sigma(r)G(r,r_{0}).E(r_{0})dv \qquad (36)$$

$$H(r) = H_{\rho}(r) + \int_{\sigma} \Delta \sigma(r) F(r, r_{o}) \cdot H(r_{o}) dv$$
 (37)

donde:

E(r)yH(r) son los campos medidos en el punto r. $E_p(r),H_p(r)$, son los campos primarios. $\Delta\sigma$, es la anomalia de conductividad C(r.r.).F(r.r.), son las funciones de Green

el segundo término en ambas ecuaciones representa el campo secundario, es decir, el debido al cuerpo anômalo.

La solución de estas ecuaciones integrales ha sido motivo de muchas investigaciones, principalmente para modelar la respuesta electromagnética de estructuras geológicas, y se han utilizado sofisticados algoritmos computacionales para resolverlas.

Ya que no es posible obtener soluciones explicitas para las ecuaciones (36) y (37), una solución aproximada que conserva la generalidad de la variación tridimensional de la conductividad en el modelo, es la "aproximación de Born", (Torres, 1985).

Las ecuaciones integrales (36) y (37) se resuelven por un esquema iterativo en donde el campo desconocido que aparece bajo la integral se reemplaza por el campo primario. El resultado es una expresión integral que se puede evaluar para obtener una primera aproximación a la solución exacta. Esta primera aproximación se supone como el campo incógnita y se obtiene una segunda aproximación. El proceso continúa con la gradual mejora de la solución, hasta que la aproximación sea convergente.

El resultado obtenido a la "n-esima" iteración, recibe el nombre de la "aproximación de Born de n-esimo orden". La formulación iterativa mencionada, resulta del método de perturbación de la solución, aplicada en este caso a las ecuaciones integrales que describen los campos magnetoteláricos en modelos inhomogéneos.

Las soluciones de la aproximación de Born de primer orden para estos campos eléctricos y magnéticos han evidenciado una característica importante en la respuesta magnetotelárica debido a una tierra compleja.

La aproximación de Born de primer orden de las ecuaciones integrales que gobiernan los campos magnetoteláricos para el problema directo, fue estudiada por Torres, (1985) examinando los kernels asociados. Es

decir, el objetivo de esta aproximación no es resolver el problema directo, sino hacerlo manejable con el propósito de hacer evidente el término responsable del efecto estático, mediante el análisis de las funciones de transferencia.

Esta aproximación de Born de primer orden linealiza la relación entre el modelo y el campo medido en la superficie, manteniendo la generalidad de la función de Green. (para un mayor análisis sobre la aproximación de Born aplicada a MT, vease tesis de Maestría de Torres V.C., 1985).

La expresión lineal que mejor muestra las bases del método EMAP es la transformada de Fourier espacial de la componente horizontal del campo eléctrico superficial con la misma polarización que el campo eléctrico de excitación. La fuente de excitación se supone de la forma de una onda plana, incidiendo normalmente sobre la superficie de la tierra, (Bostick, 1986).

La relación lineal obtenida con la aproximación de Born es:

$$E(\omega, \xi, \eta) = \bigwedge (\omega, \xi, \eta, z) \Sigma(\xi, \eta, z)$$
 (38)

donde:

w es la frecuencia angular

perpendicular al campo eléctrico incidente respectivamente z es la profundidad

s es la transformada del campo eléctrico horizontal medido en la superficie

ε es la transformada del modelo de conductividad

 Λ es la transformada de la función de Green

La función Λ es equivalente a un filtro espacial que opera

sobre las componentes del modelo \mathcal{E} , para producir el campo

eléctrico \mathcal{E} .

La exactitud de (38) es inversamente proporcional al tamaño de las inhomogeneidades de la conductividad.

III.3 Análisis de las Funciones de Transferencia

La transformada de Fourier (T.F.) de los kernels del campo eléctrico y magnético, con respecto a las coordenadas de la fuente (Xo,Yo,Zo) son las funciones de transferencia magnetotelàricas en el dominio del número de onda.

Conceptualmente, las funciones de transferencia representan operadores espaciales que operando sobre la

distribución de la conductividad de la tierra, para producen el campo magnetotelárico medido. La estructura de esos operadores en el dominio del número de onda depende de la geometria que siguen las variaciones de conductividad y de la banda de frecuencias analizada.

Las funciones de transferencia para el campo eléctrico polarizado en la dirección del campo primario, considerando geometrias en 1, 2 y 3 dimensiones, se expresan en las siguientes ecuaciones (Torres, 1985):

1D

$$\bigwedge_{E_{\mathcal{E}}} (w,0,0,z_0) = \frac{\omega \, \mu \sigma_0}{\varkappa} (1) e^{-i(n+n)z_0} \tag{39}$$

2D E paralelo al rumbo (modo TE)

2D, E perpendicular al rumbo (modo TM)

$$\bigwedge_{\delta x} (\omega, \xi, 0, z_0) = \frac{\omega \mu \sigma_0}{\xi} (1) e^{-d\xi \cdot n | z_0} + \frac{\xi^2}{i \xi} e^{-d\xi \cdot n | z_0}$$
 (41)

3D

$$\bigwedge_{\delta x} (\omega, \xi, \eta, z_0) = \frac{\omega \mu \sigma_0}{\xi} (r_2) e^{-d(\xi + \pi) z_0} + \frac{\xi^2}{i \xi} e^{-d(\xi + \pi) z_0}$$

$$1/2 \le |r_2| \le 1$$

$$\xi^2 = \mu^2 - \xi^2 - \eta^2$$

$$\mu^2 = -i \omega \mu \sigma_0$$
(42)

Las ecuaciones han sido escritas de tal forma que faciliten la comparación término a término.

Del análisis de estas ecuaciones se obtienen interesantes resultados tanto para el campo eléctrico como para el magnético (véase Torres V.C. p. 67-70) de los cuales mencionamos algunos:

Para el caso de 3D todas las funciones de transferencia (para campo eléctrico y magnético), de alguna manera responden a las inhomogeneidades superficiales. Pero no todas lo hacen para los casos en 1 y 2 dimensiones.

La función de transferencia de la componente "x" del campo eléctrico (donde "x" es la dirección del campo primario) es la única que responde a variaciones de conductividad en 1D, 2D y 3D.

En el caso de 3D, para las componentes "x" y "y", la función de transferencia del campo eléctrico consiste de

dos términos, lo mismo sucede en el caso de 2D para el modo "TM". El primer término en ambos casos es el término inductivo, y el segundo es el término galvanico, responsable del efecto estático, el cual actúa como un filtro paso-alto con respecto al número de onda

"Los casos 1D y 2D (TE) son similares"

Una comparación de las ecuaciones (39) y (40), muestran similitudes entre las transformadas de la función de Green para los casos 1-D y 2-D, E paralelo al rumbo. El único término en ambas ecuaciones es el "término dimámico" y vale cero cuando $w\rightarrow 0$, o sea a bajas frecuencias.

En ambos casos se sabe que el procedimiento convencional de interpretación usado en MT, lleva a resultados razonables. Ninguno de estos casos está afectado por el "efecto estático".

La función de Green en estos dos casos actúa como un filtro "paso-bajo" en el dominio del número de onda, esto indica que la información de la conductividad contenida en el campo eléctrico está promediada. Este "paso-bajo" reduce cualquier efecto de "alias" cuando el campo eléctrico es muestreado en puntos separados cierta distancia.

"Los casos 2D, TM y 3D son similares"

Las ecuaciones (41) y (42), muestran similitudes entre las transformadas de la función de Green para el caso 2-D, E perpendicular al rumbo y el caso 3D. Ambas contienen el primer término que es similar al de las expresiones para 1D y 2D (TE), pero contienen un segundo término que es independiente de la frecuencia « .

Este término expresa el efecto estático que como se sabe, solo influye en los casos 2D (TM) y 3D.

El término "estático" en las ecs. (41) y (42) demuestra que la función de Green se comporta como un filtro "paso-alto" para las componentes del número de onda en la dirección del campo eléctrico (3).

Esta amplificación de números de onda grandes, aumenta la posibilidad de un "alias" importante si el campo eléctrico está submuestreado en la dirección x.

III.4 Análisis del Efecto Estático en el Dominio del Número de Onda.

A continuación seguimos el análisis hecho por Torres, (1985) para la función de transferencia de la componente x del campo eléctrico $\bigwedge E \times$ para un modelo en 3D, que es muy similar al caso 2D (TM). Esta se expresa como:

$$\bigwedge_{E_N} (\xi, \eta, z_0, \omega) = \frac{\omega \mu \sigma_0}{\xi} r_2(\xi, \eta) e^{-d(\xi + u)z_0} + \frac{\xi^2}{i\xi} e^{-d(\xi + u)z_0}$$
 (43)

donde:

$$r_2(\xi,\eta) = \frac{\xi^2 + \eta^2 \left(\frac{1+R_y}{2}\right)}{\xi^2 + \eta^2} \tag{44}$$

$$R_{y} = \frac{\xi + i\sqrt{\xi^{2} + \eta^{2}}}{\xi - i\sqrt{\xi^{2} + \eta^{2}}} \tag{45}$$

De (45) tenemos que

$$\frac{1+R_0}{2} = \frac{\xi}{\xi - i\sqrt{\xi^2 + \eta^2}} \tag{46}$$

La constante de propagación es:

$$\kappa^2 = -i\omega \,\mu_0 \epsilon_0 = \xi^2 + \eta^2 + \xi^2 \tag{47}$$

Llamemos p al segundo tèrmino de la ec. (43).

$$\beta(\xi,\eta,z_0) = \frac{\xi^2}{l\xi} e^{-d(t+u)z_0} \tag{48}$$

Consideremos el comportamiento de la función de transferencia $\bigwedge Ex$ en el limite cuando ∞ se aproxima a cero. En este limite la componente E domina y la ec. (43) se transforma en:

$$\lim_{\omega \to 0} \bigwedge_{E_{\mathcal{R}}} (\xi, \eta, z_0, \omega) = \frac{\xi^2}{i \xi} e^{-i \xi n_0}$$
 (49)

donde

$$\xi = -i\sqrt{\xi^2 + \eta^2}$$

Podemos definir la función s, como:

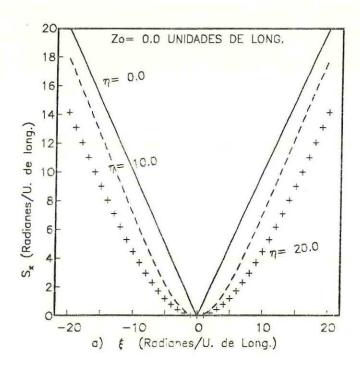
$$S_{\pi}(\xi,\eta,z_0) = \lim_{w \to 0} \bigwedge_{E\pi}(\xi,\eta,z_0)$$
 (50)

Sustituyendo el valor de ¿ en (50) tenemos:

$$S_{x}(\xi, \eta, z_{0}) = \frac{\xi^{2}}{\sqrt{\xi^{2} + \eta^{2}}} e^{-\sqrt{\xi^{2} + \eta^{2}} x_{0}}$$
 (51)

Analizando esta expresión, podemos referirnos a las figuras 3a y 3b en las cuales se grafica s, para z0-0.0 y z0-0.2 unidades de longitud, respectivamente, ambas para z0-0.0 , z0-10.0 y z0-20.0 unidades de longitud.

En ambas figuras se graficó s_n como una función de \mathfrak{g} (radianes / unidades de longitud), para diferentes valores de \mathfrak{g} . Como se observa s_n juega el papel de un filtro "paso-alto" con respecto al número de onda \mathfrak{g} . Para $s_n=0$ y \mathfrak{g}



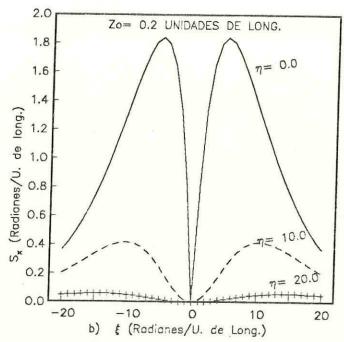


Figura 3:Comportamiento del término estatico Sx para las profundidades: a) Z=0.0 y b) Z=0.2 unidades de longitud arbitrarias. Se observa la forma de un filtro "paso-alto" con respecto al número de onda ε, para η=0.0, η=10.0 y η=20.0 unidades de longitud.

pequeño, la dependencia ε del filtro es lineal, mientras que para η grande; $s_n(\varepsilon)$ tiene una forma parabólica.

Para $z_0 \neq 0$ se observa que s_n posee un máximo absoluto y un minimo para $\xi = 0$.

En forma similar que la función de transferencia $\wedge E \times$, podemos analizar la expresión para la función de transferencia de la componente "y" del campo eléctrico $\wedge E y$

En 1D y en 2D, no existe componente "y" del campo eléctrico puesto que estamos considerando el campo primario en la dirección "x" pero, para un modelo en 3D es:

$$\bigwedge_{E_{\gamma}} (\xi, \eta, z_0, \omega) = \frac{i\omega\mu\sigma_0}{i\xi} r_3(\xi, \eta) e^{-i(\xi+k)\pi_0} + \frac{\xi\eta}{i\xi} e^{-i(\xi+k)\pi_0}$$
 (52)

donde

$$r_{3}(\xi, \eta) = \frac{\xi \eta}{\xi^{2} + \eta^{2}} \left(\frac{1 - R_{\theta}}{2} \right)$$

$$0 \le |R_{\theta}| \le 1$$
(53)

El primer término tiene las mismas características que el correspondiente de $\Lambda E \times$. Al segundo término de (52) lo llamaremos α

$$\alpha(\xi,\eta,z_0) = \frac{\xi\eta}{\xi} e^{-d\xi + \omega |x_0|}$$
 (54)

Para $\xi,\eta\neq0$ el término « es independiente de la frecuencia temporal cuando $w\rightarrow0$.

$$\frac{\lim_{\omega \to 0} \bigwedge_{x_y} (\xi, \eta, z_0, \omega) = \frac{\xi \eta}{i \xi} e^{-i \xi x_0}$$
 (55)

donde

$$\xi = -i\sqrt{\xi^2 + \eta^2}$$

y podemos definir

$$S_{y}(\xi,\eta,z_{0}) = \frac{\lim_{\omega \to 0} \bigwedge_{Ey}(\xi,\eta,z_{0},\omega) = \frac{\xi\eta}{\iota\xi} e^{-\sqrt{\xi^{2}+\eta^{2}}\pi_{0}}$$
 (56)

s, difiere de s, en que t en este caso es lineal, en vez de cuadrático para η grande y z, pequeño, vease las figuras 4a y 4b.

Al igual que la función $\bigwedge Ex$, la función $\bigwedge Ey$ tiene un término α que llega a dominar a bajas frecuencias.

Los términos « y ø contienen la respuesta magnetoteltrica debido a inhomogeneidades superficiales, lo cual como se ha demostrado, desgraciadamente domina la respuesta producida por estructuras más profundas, la cual es dependiente de la frecuencia.

Es importante mencionar que las funciones de transferencia para los campos magnéticos $\wedge H \times . \wedge H y$ y $\wedge H \times$ no contienen los términos « ni ». Este hecho es consistente

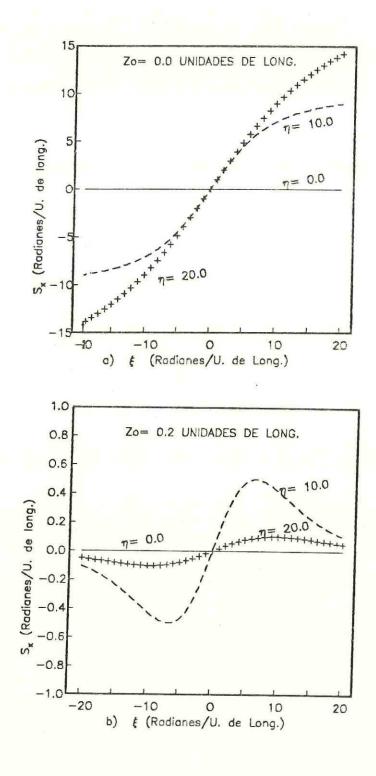


Figura 4:Comportamiento del término Sy para las profundidades: a) Z=0.0 y b) Z=0.2 unidades de longitud arbitrarias, para $\eta=0.0$, $\eta=10.0$ y $\eta=20.0$ unidades de longitud.

con la noción de que las componentes de campo magnético no son sensibles a las variaciones de la conductividad cerca de la superficie, como lo son las componentes del campo eléctrico.

Una de las conclusiones más importantes del trabajo de Torres, (1985) es la demostración de que el efecto de inhomogeneidades laterales superficiales permanece en los campos eléctricos superficiales independientemente de la frecuencia, en desacuerdo con lo que podría pensarse si se aplica la noción de que las altas frecuencias tienen que ver con variaciones superficiales mientras que las bajas frecuencias reflejan estructuras más profundas; noción que es válida exclusivamente en el caso unidimensional.

III.5 Atenuación del Efecto Estático en el Dominio del Número de Onda.

Como ha sido demostrado, las componentes estáticas s_* y s_* , se comportan como filtros paso-altos en el dominio del número de onda s_* .

Una manera obvia de cancelar este efecto es filtrar los campos con un paso-bajo que atente números de onda grandes.

Si hacemos:

$$\xi^2 \ll |\mathbf{u}^2| = \omega \, \mu \sigma_0 \tag{57}$$

La ec. (43) se puede escribir de la siguiente forma:

$$\bigwedge_{\delta \times} (\xi, \eta) \approx \frac{1}{i\xi} \left[\left(\frac{\xi}{\xi - i|\eta|} \right) (i\omega \mu \sigma_0) + \xi^2 \right] e^{-i(\xi + \pi)\pi_0}$$
 (58)

De aqui que:

Al comparar esta última expresión con las ecuaciones (39) a (42), es claro que al limitar ; de acuerdo con (57) se obtiene una expresión con características similares a la función de transferencia para modelos en 2D, (TE).

Si ahora suponemos que el número de onda n también se limita como lo hicimos con proponemos que el número de onda n también se limita como lo hicimos con proponemos que el número de onda n también se limita como lo hicimos con proponemos que el número de onda n también se limita como lo hicimos con proponemos que el número de onda n también se limita como lo hicimos con proponemos que proponem

$$\xi^2 \ll |\mathbf{x}^2| \qquad \qquad |\eta^2 \ll |\mathbf{x}^2| = \omega \, \mu \sigma_0 \tag{60}$$

Entonces la función de transferencia $\bigwedge \mathbb{E} \times (\mathbb{F}, n)$ se convierte en:

$$\bigwedge_{\pi\pi}(\xi,\eta) \approx \frac{\omega \,\mu\sigma_0}{\xi}(1)e^{-d(\xi+\pi)\pi_0} \tag{61}$$

donde:

$$\xi = k$$

Este último resultado es muy similar a la función de transferencia para modelos en 1D (ver ec. 39).

Aplicando la misma hipôtesis (57) a la función de transferencia Asy (ec. 52), ésta se reduce a la siguiente aproximación:

El tamaño de las contribuciones debidas a la expresión previa para ABy son pequeñas, comparadas con la aproximación correspondiente para AB*, por lo que basta con atenuar números de onda grandes, en el campo eléctrico Ex (presente en el modo TM) para practicamente suprimir el término estático y obtener respuestas muy similares a las del modo TE.

IV. EL METODO EMAP (Electromagnetic Array Profiling)

IV.1 Antecedentes Históricos del método.

Electromagnetic Array Profiling (EMAP), es un nuevo método electromagnético de exploración geofísica y, al igual que el método magnetotelárico, es de fuente natural y se utiliza para estimar la distribución de la conductividad eléctrica del subsuelo a partir de medir las fluctuaciones de los campos magnético y eléctrico en la superficie de la tierra en un intervalo de frecuencias.

Las principales diferencias entre estos dos métodos son básicamente la adquisición y el procesamiento de los datos. En capitulos posteriores se tratarán con mayor detalle estas dos etapas.

El método EMAP es relativamente nuevo, el autor es el profesor Francis X. Bostick Jr. de la Universidad de Texas, en Austin, USA. No fué sino hasta el año de 1985, cuando salieron a la luz las primeras publicaciones de esta técnica en las Memorias de la Reunión Anual de la Society of Exploration Geophysicist (SEG), (Bostick, 1985; Word, et al. 1985; y Shoemaker et al, 1985). Es importante mencionar que en ese mismo año (1985) aparece el trabajo de tesis de maestría de Carlos Torres Verdin, quien también analiza

este método, bajo la dirección del profesor Bostick, en la misma Universidad de Texas (Torres Verdín C. 1985).

Estos son hasta la fecha, todos los trabajos publicados, por lo que como podremos darnos cuenta el método está en sus primeras etapas de investigación.

IV.2 Adquisición de datos

La adquisición de datos con el método EMAP consiste en registrar, de manera simultanea, el campo eléctrico medido con una serie de dipolos colocados a lo largo de una linea o transecto y el campo magnético horizontal medido en un sitio fijo que puede utilizarse durante todo el transecto, figura 5.

La diferencia de potencial medido en los dipolos eléctricos puede expresarse como:

$$\int_{C} \vec{E} \cdot d\vec{l} \tag{63}$$

donde F es el campo eléctrico y di es un elemento diferencial de la trayectoria "c", entre los extremos de un dipolo. El campo eléctrico se obtiene dividiendo esta diferencia de potencial entre la longitud del dipolo. Esta operación de muestreo corresponde a un filtraje espacial paso-bajo que impone cierto limite al número de onda f. Este corte es suficiente solamente en el caso de que la

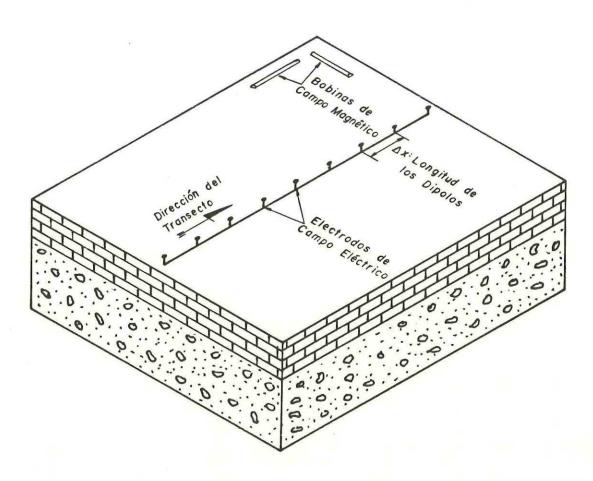


Figura 5:Forma de adquirir los datos electromagéticos para procesar con EMAP. El campo magnético se mide en un sitio fijo, mientras los electrodos de campo eléctrico se desplazan a lo largo del transecto.

profundidad de penetración (skin depth) sea menor que la longitud del dipolo. En caso contrario es necesario diseñar un filtro paso bajo cuyo número de onda de corte este de acuerdo al análisis efectuado en el capitulo anterior.

Si designamos como "x" la dirección del transecto y como "y" la dirección perpendicular a éste, la relación entre el campo eléctrico y el magnético para cierta frecuencia o, se puede expresar en función matricial por:

$$\begin{pmatrix} E_{x} & (w) \\ E_{y} & (w) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{xx} & (w) & Z_{xy} & (w) \\ Z_{yx} & (w) & Z_{yy} & (w) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_{x} & (w) \\ H_{y} & (w) \end{pmatrix}$$
(64)

Con la medición de Ex en varios puntos del transecto y del campo magnético horizontal Hx y Hy pueden estimarse espectros cruzados promedio, de igual manera que los utilizados en MT (Romo et al 1982), para formar un conjunto de sistemas como el siguiente:

$$\langle E_{x_{1}}H_{x}^{*} \rangle = Z_{xx_{1}} \langle H_{x}H_{x}^{*} \rangle + Z_{xy_{1}} \langle H_{y}H_{x}^{*} \rangle$$
 $\langle E_{x_{1}}H_{y}^{*} \rangle = Z_{xx_{1}} \langle H_{x}H_{y}^{*} \rangle + Z_{xy_{1}} \langle H_{y}H_{y}^{*} \rangle$
 $\langle E_{x_{1}}H_{x}^{*} \rangle = Z_{xx_{1}} \langle H_{x}H_{x}^{*} \rangle + Z_{xy_{2}} \langle H_{y}H_{x}^{*} \rangle$
 $\langle E_{x_{1}}H_{y}^{*} \rangle = Z_{xx_{2}} \langle H_{x}H_{y}^{*} \rangle + Z_{xy_{2}} \langle H_{y}H_{y}^{*} \rangle$

Cada uno de estos sistemas se resuelve para Zxx , Zxy, aunque solamente el elemento Zxy, se utiliza para el procesamiento de filtraje espacial. Puesto que el campo

magnético no està sujeto al efecto estàtico, el filtraje espacial se puede aplicar directamente a la impedancia Zxy. El valor de la impedancia Zxy, se asigna espacialmente al punto central del i-ésimo dipolo.

La instrumentación necesaria para medir los campos y para acondicionar las señales medidas es la misma que la utilizada en MT (Romo et al 1982), aunque es muy recomendable contar con mayor número de canales para registrar mayor número de dipolos a un tiempo y hacer más eficiente la operación de campo.

IV.3 Procesamiento de Datos

Una vez estimado Zxy en todos y cada uno de los "n" dipolos que constituyen el transecto, se tiene una serie espacial con "n" elementos complejos. Este conjunto de datos es el que deberá someterse al proceso de filtraje.

El número de onda de corte ?, , para el filtro paso bajo se determina, sujeto a la aproximación de Born, como el valor de ? que iguala la magnitud del primer y segundo términos en la ecuaciones (41). Esto ocurre cuando:

$$\xi = \sqrt{\omega \,\mu_0 \sigma_0} \tag{65}$$

Puesto que la conductividad σ_e es desconocida es necesario utilizar en su lugar la resistividad aparente, con lo que:

$$\xi = \sqrt{\frac{\omega \mu_0}{\rho_a}} \tag{66}$$

Esta resistividad aparente se define en términos de la impedancia como:

$$\rho_a = \frac{|Z_{xy}|^2}{\omega u} \tag{67}$$

El término de la derecha de la ecuación (66) es el reciproco de la profundidad de Bostick (Bostick 1977), dado por:

$$z_{s} = \sqrt{\frac{\rho_{a}}{\omega \mu}} \tag{68}$$

Sustituyendo (68) en (66) el número de onda de corte puede estimarse (en radiánes/m) como:

$$\xi_{\epsilon} \approx \frac{2\pi}{z_{\theta}} \tag{69}$$

El filtro utilizado es la transformada de Fourier de una campana cosenoidal, que tiene caracteristicas adecuadas

tanto en la pendiente del corte como en la disminución de "fuga de frecuencias" (leakage). Las expresiones de este filtro en ambos dominios son:

$$H(k_x) = \frac{\operatorname{sen}\pi k_x L}{\pi k_x L} + \frac{1}{2} \frac{\operatorname{sen}\pi L(k_x + \frac{1}{L})}{\pi L(k_x + \frac{1}{L})} + \frac{1}{2} \frac{\operatorname{sen}\pi L(k_x - \frac{1}{L})}{\pi L(k_x - \frac{1}{L})}$$

$$-\infty \le k_x \le \infty$$
(70)

$$h(x) = \begin{cases} \frac{1}{L} \left(1 + \cos \frac{2\pi x}{L} \right) \dots |x| \le \frac{L}{2} \\ 0 \dots |x| > \frac{L}{2} \end{cases}$$

$$(71)$$

donde $\xi = 2\pi k_z$

 ι es la longitud de la ventana en el dominio del espacio. Y ι es la longitud de los dipolos.

El proceso de filtraje se realiza en el dominio del espacio mediante la convolución:

$$\overline{Z}_{xy_{\lambda}} = \sum_{J} Z_{xy_{j}} h_{\lambda - j} \tag{72}$$

Con la peculiaridad de que la longitud L de la ventana cosenoidal depende de la resistividad aparente en cada punto, ya que el número de onda de corte para este filtro es:

$$k_{xe} \approx \frac{2}{L}$$

por lo que:

$$2\pi k_{xc} = \xi_c = \frac{4\pi}{L}$$

usando (69)

$$L = 2x_B \tag{73}$$

$$L = 2\sqrt{\frac{\rho_a}{\omega \mu_0}} \tag{74}$$

Por lo que el cálculo de cada impedancia promedio Zxy; involucra un proceso recursivo que consiste en :

- 1) Cálculo de la resistividad aparente ec. (67)
- 2) Cálculo de la profundidad de Bostick ec. (68)
- 3) Cálculo del número de onda de corte y de la longitud de la ventana ecs. (69) y (73)

- 4) Cálculo de la impedancia promedio Z ...
- 5) Con la impedancia promedio \overline{Z}_{xy} se calcula nuevamente la profundidad de Bostick z_s (pasos 1 y 2). Si resulta igual a la anterior, termina el proceso. En caso contrario continta de manera recursiva hasta conseguir la z_s óptima.

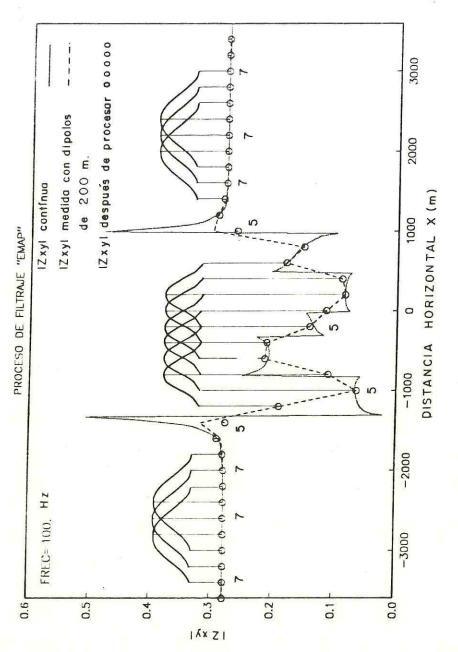
Es decir que la convolución es adaptable y en cada punto la longitud óptima del filtro se consigue mediante el proceso recursivo descrito arriba.

Por otro lado pueden experimentarse diferentes diseños del número de onda de corte k_{xc} , modificando el cálculo de la longitud de la ventana (ec. 73), que en general puede escribirse como:

 $L = c z_B$

Donde "c" es una constante cuyo valor puede variarse a criterio del intérprete. Debe considerarse solamente que al aumentar "c", el número de onda de corte k_{xc} es menor y por lo tanto el filtro es más severo.

En la figura 6 se ilustra el proceso de filtraje en un perfil a una frecuencia fija. La linea continua es el valor absoluto de la impedancia producida por un modelo que



frecuencia fija. Valor absoluto de la impedancia continua), impedancia campo perfil (linea en discontinua) mediria modelo en Figura 6:Proceso de filtraje (circulos) el linea dne por impedancia procesada producida dipolos

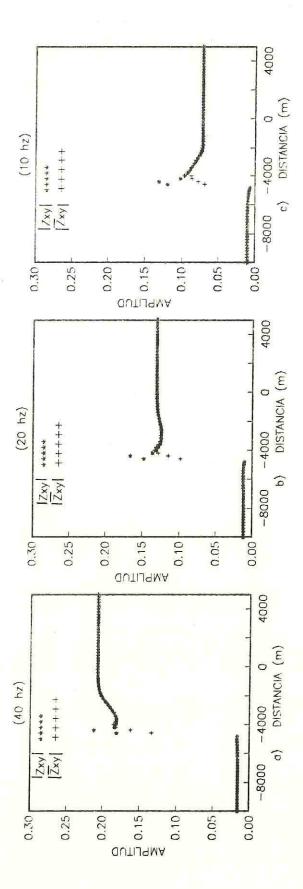
contiene inhomogeneidades superficiales. Las inhomogeneidades abarcan aproximadamente 2000 m en el centro del modelo.

La impedancia que se mediria en el campo si se usan dipolos de 200 m de longitud, se observa en la linea discontinua. Esta refleja el filtraje causado exclusivamente por la medición discreta. En circulos se encuentra la impedancia ya procesada. Cada uno de los puntos de esta función se ha obtenido utilizando ventanas cuyo ancho depende de la profundidad de Bostick z, y por consiguiente de la resistividad aparente.

En la ec. (74) puede observarse que la longitud de la ventana no sòlo depende de la resistividad aparente sino además de la frecuencia . Las bajas frecuencias requieren ventanas más anchas, por lo que el filtro espacial es más severo conforme la frecuencia es mayor.

Esto se ilustra en la figura 7, donde se muestra la amplitud de la impedancia antes y después de procesar para tres frecuencias distintas. Puede notarse que a menor frecuencia, mayor es el suavizamiento del filtro espacial (simbolos con cruces).

Esta dependencia de la frecuencia encierra algunas implicaciones prácticas. Puesto que la longitud del



hz, sobre 67 mayor amplitud de pocesar para 7: Proceso de filtraje EMAP: El procesado es a menor frecuencia frecuencias de: a) es el suavizamiento del filtro espacial. muestra la despues de modelo 1 y, para las las impedancias, se impedancia antes b) 20 hz, y c) Figura

transecto es finita, se tiene un número de puntos finito donde se conoce la impedancia Z_{sy} a diferentes frecuencias. Al disminuir la frecuencia y requerirse ventanas cada vez má anchas, la impedancia promedio \overline{Z}_{sy} puede calcularse en un número de puntos cada vez menor. Este hecho produce un efecto muy particular en una seudosección x vs. f, el cual se ilustra en la figura 8.

Esto pone de manifiesto un hecho que en MT pocas veces se considera: Para obtener información de cada vez mayores profundidades (menores frecuencias) es necesario conocer la impedancia superficial en áreas cada vez más extensas.

El diagrama de flujo a bloques de los programas utilizados en el procesamiento se muestra en la figura 9 y, el diagrama de flujo a bloques del programa "EMAP2D.F77" que realiza el procesamiento por el método EMAP se muestra en la figura 10.

IV.4 Interpretacion

Una vez que la impedancia promedio \overline{Z}_{s} , se conoce para todas las frecuencias de interes, se calculan las correspondientes resistividades aparentes utilizando la ec. (67). El resultado se presenta en una pseudosección (distancia vs. frecuencia) de resistividad aparente.

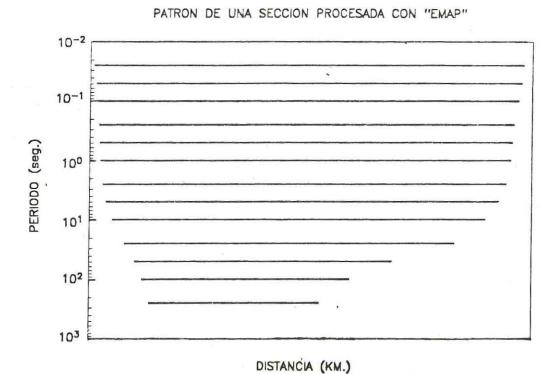


Figura 8:Patrón de una sección procesada con EMAP. Al obtenerse información de periodos largos (bajas frecuencias), se necesita más cubrimiento en superficie.

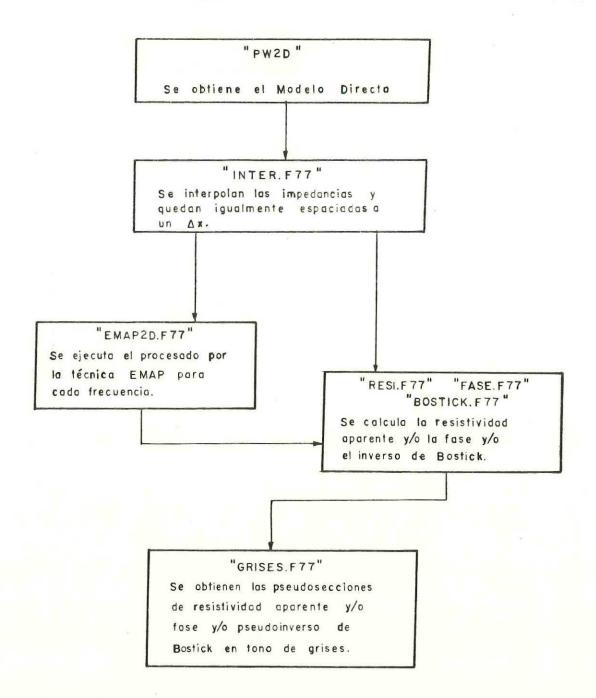


Figura 9:Diagrama de flujo a bloques del paquete de programas usado en el procesamiento por el método EMAP.

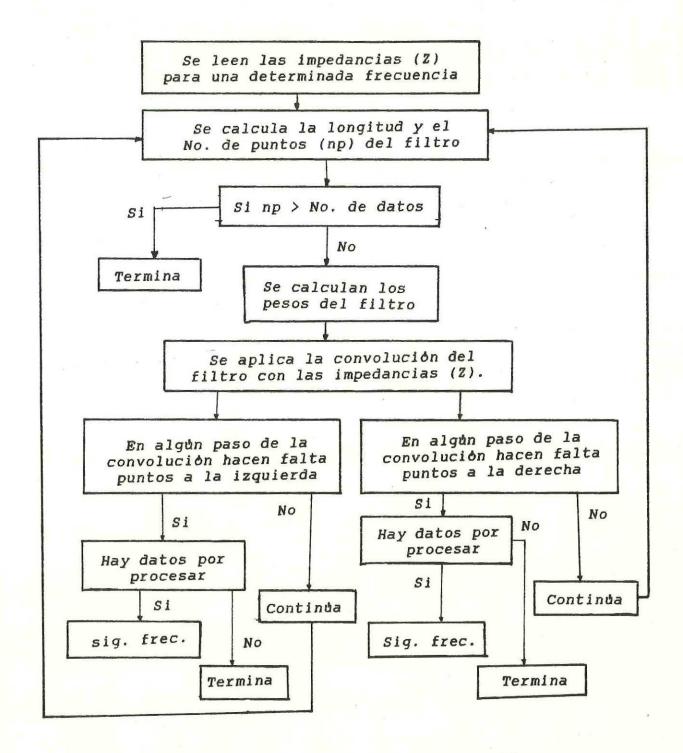


Figura 10:Diagrama de flujo a bloques del programa "EMAP2D.F77", el cual realiza el procesamiento "EMAP".

Al suprimir el efecto estático la función de transferencia para 3D es muy similar a la del caso 2D TE, como lo demuestra la ec. (40). Esto permite interpretar estas pseudosecciones como la respuesta de una tierra bidimensional excitada por el modo TE de polarización.

Mediante la transformación de Bostick efectuada en cada posición de la pseudosección de p. puede construirse una sección de "resistividad verdadera" (x vs. z, cuya interpretación es directa y que ha dado excelentes resultados, como se verá en el capitulo siguiente.

V EXPERIMENTACION Y ANALISIS DE RESULTADOS

V.1 Introducción

En este capitulo se explican los resultados obtenidos al procesar datos sintéticos generados por modelos en dos dimensiones utilizando el programa "PW2D" (Wannamaker et al 1985). Se analizan 4 casos: a) Un modelo simple sin inhomogeneidades superficiales; b) Un modelo con inhomogeneidades superficiales; c) Un modelo con topografía y d) Un modelo simple del Valle de Mexicali B.C.

Se mencionan los problemas y ventajas encontradas durante la etapa de procesamiento, así como los parámetros utilizados en el procesamiento de los modelos antes mencionados.

V.2 Preprocesamiento de datos sintéticos

El programa "PW2D" entrega la impedancia en todas los nodos superficiales de la malla utilizada para discretizar el modelo. Puesto que esta malla depende de la geometria y resistividad de los bloques que constituyen el modelo, los nodos que corresponden a la superficie no están igualmente espaciados a lo largo de la sección.

Este conjunto de datos se interpola para obtener una serie de datos igualmente espaciados. La interpolación se realiza con un algoritmo de la libreria IMSL del sistema de computo PRIME el cual hace uso de polinomios de Hermite.

El espaciamiento de la interpolación es igual al minimo espaciamiento entre nodos calculados en el programa "PW2D".

La impedancia así obtenida es una función prácticamente continua. Para simular la medición del campo eléctrico con dipolos de longitud finita, esta función se "integra" aplicando la ec. (63) en forma discreta.

El resultado es un conjunto de impedancias igualmente espaciadas que simulan las obtenidas si se utilizara un arreglo EMAP.

V.3 Análisis de un modelo sin inhomogeneidades superficiales

El primer modelo que se utilizó para probar la programación realizada y la eficiencia del método EMAP, es el que se muestra en la figura 11, las impedancias superficiales se obtuvieron para las siguientes 15 frecuencias:40, 20, 10, 6.6, 4, 2, 1, .66, .4, .2, .1, .066, .04, .02, y .01 hz.

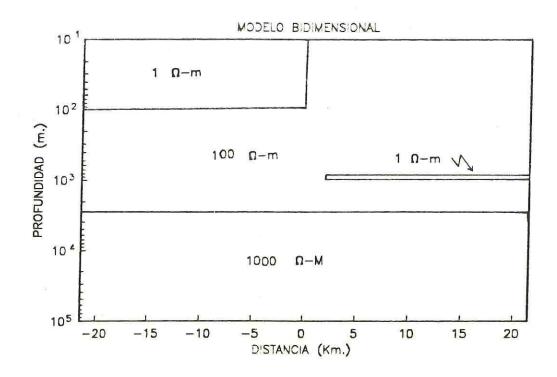


Figura 11:Modelo bidimensional correspondiente al modelo 1 (sin inhomogeneidades superficiales). Se obtuvo la respuesta para las siguientes frecuencias:40., 20., 10., 6.6, 4., 2., 1., .66, .4, .2, .1, .066, .04, .02 y .01 hz.

El modelo no contiene inhomogeneidades superficiales, pero si, un conductor superficial de 1 ohm-m y es el que causaria problemas en sondeos de MT convencional, tanto de penetración como de interpretación. Problemas de penetración porque como se conoce, a mayor conductividad mayor absorción de la energía de la señal por lo que se oscurece la información de estructuras más profundas.

El objetivo de este modelo es simular condiciones geológicas en la que se tiene un conductor superficial y un fuerte contraste de resistividad entre dos medios, uno de 1 ohm-m y otro de 100 ohm-m, lo cual produce una distorsión en la estimación de la profundidad al basamento (1000 ohm-m). Además debe observarse el comportamiento de otro conductor a profundidad (a la derecha del modelo), el cual se encuentra a 900 m de la superficie y tiene una potencia de 100 m.

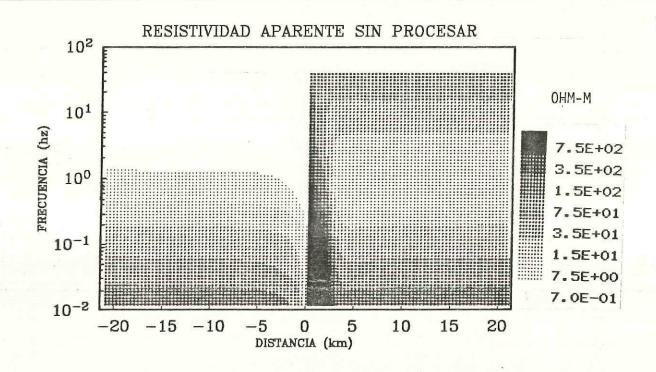
Antes de procesar los datos, primeramente se obtuvieron secciones de resistividad aparente, de fase y el pseudoinverso de Bostick, tal como se haria con datos magnetoteltricos convencionales, si se pretendiera hacer alguna interpretación con el modo TM. Esto con el fin de tener bases de comparación entre secciones antes y despues de procesar y de esta manera poder observar las diferencias en ambos casos.

En la figura 12, se muestran las secciones de resistividad aparente y fase antes de procesar. En la primera se observa que debido al fuerte contraste entre los medios conductor-resistivo, no se puede definir las interfaces entre las capas más profundas, es decir, entre la capa de 100 y 1000 ohm-m, notándose que este cambio brusco superficial se propaga en todas las frecuencias.

Por lo que respecta al conductor del lado derecho, se observa que se delimita bastante bien considerando la resolución del método, y teniendo en cuenta que es de tan solo 100 m de espesor. Hay que recordar que no existen inhomogeneidades en la superficie sobre este conductor.

Si a estos datos sin procesar les aplicamos el pseudoinverso de Bostick para obtener una sección de distancia vs profundidad, obtendriamos los resultados que se muestran en la figura 13. En la parte superior se incluye el modelo para facilitar la comparación entre ambos.

Los dos conductores se definen con bastante claridad pero la interface entre 100 y 1000 ohm-m està completamente distorsionada debido al contraste conductor-resistivo en la superficie.



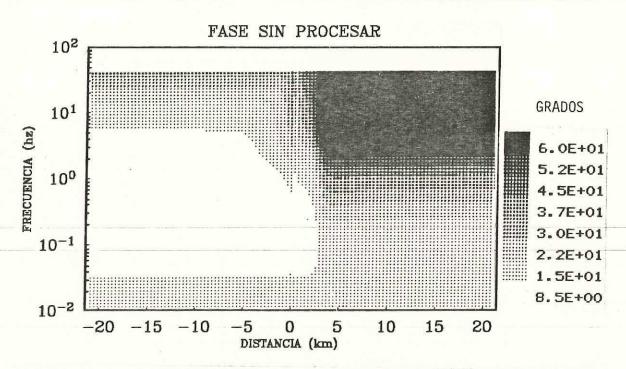
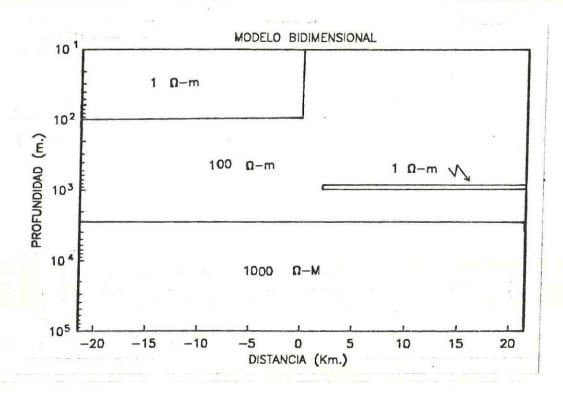


Figura 12:Pseudosecciones de resistividad aparente y fase sin procesar para el modo TM del modelo 1. Se utilizaron 15 frecuencias, la longitud entre dipolos es 4x=200 m.



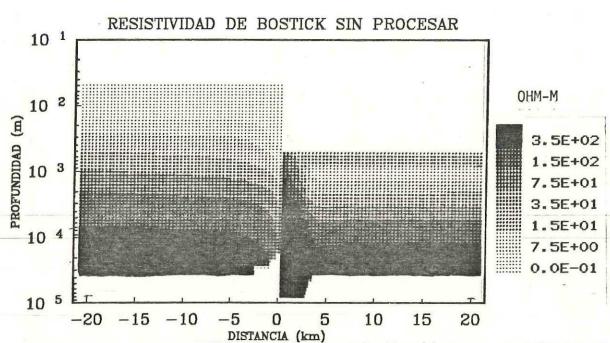


Figura 13:Modelo bidimensional y pseudosección de resistividad verdadera antes de procesar, obtenida con el pseudoinverso de Bostick para el modo TM del modelo 1. Se utilizaron 15 frecuencias. La longitud entre dipolos es Δx=200 m.

A continuación se explican los resultados obtenidos al procesar estos mismos datos.

Los parametros (longitud del transecto y de dipolos, etc.) usados para procesar este modelo, se fueron modificando hasta obtener el mejor resultado posible de acuerdo a las limitaciones que indica la teoria del método.

Se procesaron transectos de varias longitudes desde 20 km hasta 150 km, que fué la final. A medida que se aumentaba la longitud del transecto se tenía mayor información de frecuencias más bajas.

Con la frecuencia más baja (.01 hz) para poder obtener la impedancia promedio a lo largo de 43.2 km fue necesario un transecto de 150 km de longitud.

También se hicieron pruebas con diferentes longitudes de los dipolos (Ax), desde 50 m hasta 300 m, finalmente se eligio un Ax de 200 m, ya que longitudes menores daban resultados similares, esto significa que había redundancia en los datos y por lo tanto no aportaban información adicional. Por otro lado con dipolos mayores que 200 m se empezaba a perder detalle, sobre todo en la interface conductor-resistivo.

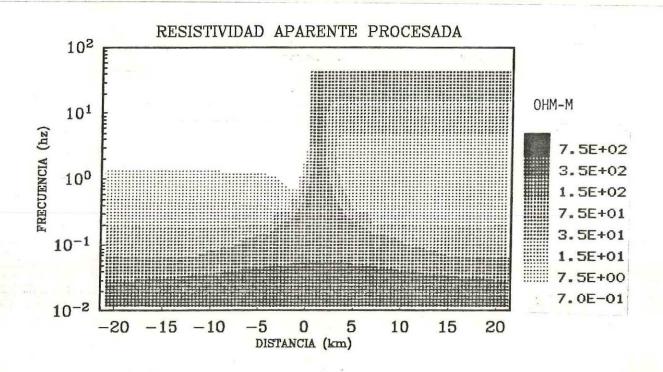
Por lo que respecta a la relación entre la longitud L de la ventana de Hanning y la profundidad de Bostick Z_{\bullet} , se probaron varias, en el intervalo de 2 a 2.78. El mejor resultado se obtuvo con 2.78

En la figura 14 se muestran las secciones de resistividad aparente y de fase después del proceso. Se observa que la interface conductor-resistivo se suavizó y las variaciones a profundidad aparecen más planas.

En el pseudoinverso de Bostick, figura 15, se puede observar que la capa de 1000 ohm-m ahora se define completamente y el efecto dañino causado por el contraste superficial, ahora se atenua. Los dos conductores también están claramente definidos. La interpretación directa de esta tiltima sección coincide con el modelo el cual se incluye en la parte superior de la figura.

Para este mismo modelo y a manera de ejemplo y comprobación de que solo el modo TM (para modelos en 2-D) tiene el término causante del efecto estático, se procesó el modo TE, el cual teóricamente no contiene el término estático.

Los parametros tales como longitud entre dipolos, etc. son los mismos que los usados para el modo TM.



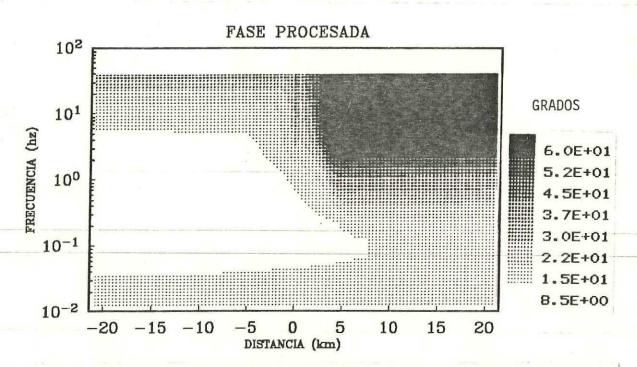
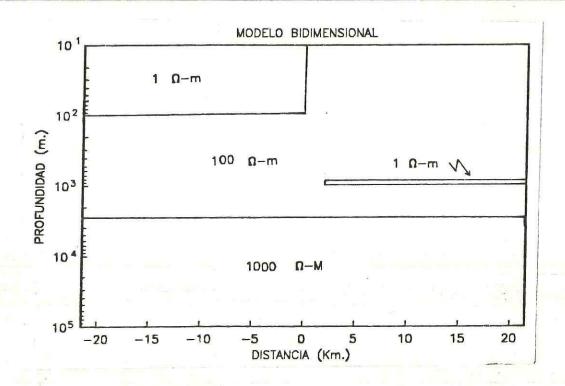


Figura 14:Pseudosecciones de resistividad aparente y fase procesadas para el modo TM del modelo 1. Se procesó una linea de 150 km. Se utilizaron 15 frecuencias, la longitud entre dipolos es 4x=200 m y el ancho de la ventana es 2.78 z. .



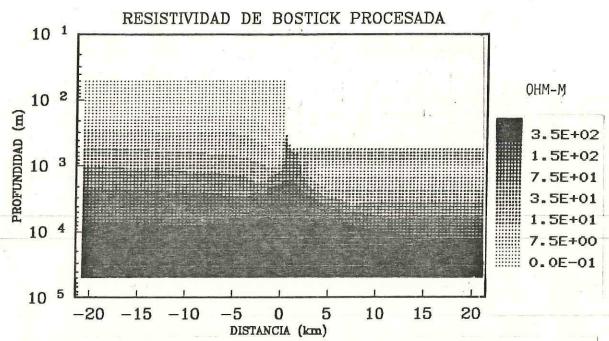


Figura 15:Modelo bidimensional y pseudosección de resistividad verdadera procesada, obtenida con el pseudoinverso de Bostick para el modo TM del modelo 1. Se procesó una linea de 150 km. Se utilizaron 15 frecuencias. La longitud entre dipolos es 4x = 200 m y el ancho de la ventana es 2.78 z.

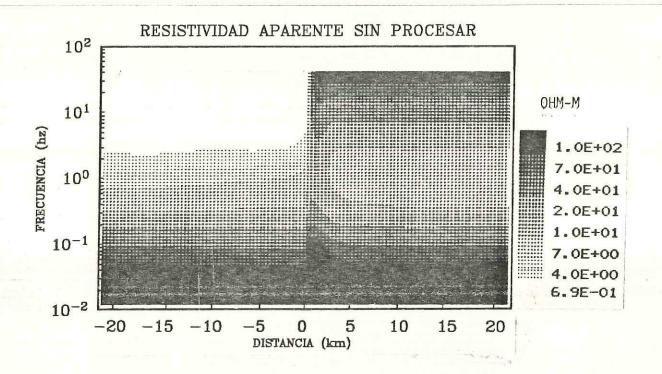
En la figura 16 se muestran las pseudosecciones de resistividad aparente y de fase para el modo TE antes de procesar. Se observa que casi no existe distorsión en la interface conductor-resistivo, por lo que la estimación de la profundidad no se ve afectada tan severamente como sucede con el modo TM.

Después de procesar el modo TE, se obtienen las pseudosecciones de resistividad aparente y de fase que se muestran en la figura 17 se nota que practicamente no existen cambios significativos entre las secciones antes y después de procesar.

Con este ejemplo se visualiza que, efectivamente sólo el modo TM (para 2-D) tiene el término causante del efecto estático.

V.4 <u>Análisis de un modelo con inhomogeneidades</u> superficiales

En esta etapa de experimentación se obtuvo la respuesta del modelo que se muestra en la figura 18, en el cual se simulan inhomogeneidades superficiales. La respuesta se obtuvo para las siguientes frecuencias: 100., 40., 20., 10., 4., 2., 1., .4, .2, .1, .04, .02, .01, .004 hz.



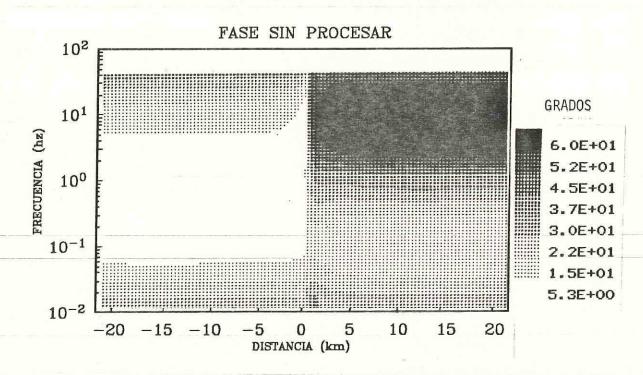
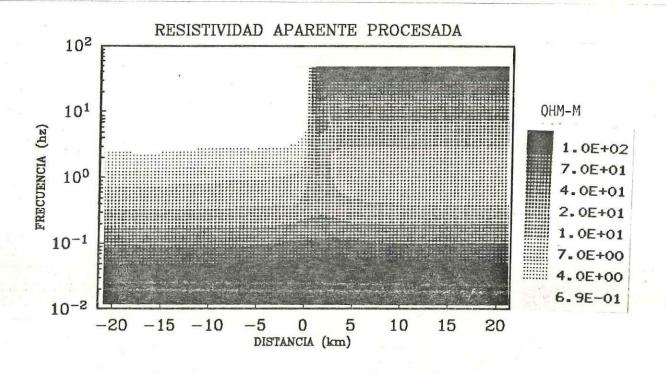


Figura 16:Pseudosecciones de resistividad aparente y fase sin procesar para el modo TE del modelo 1. Se utilizaron 15 frecuencias, la longitud entre dipolos es $\Delta x = 200$ m.



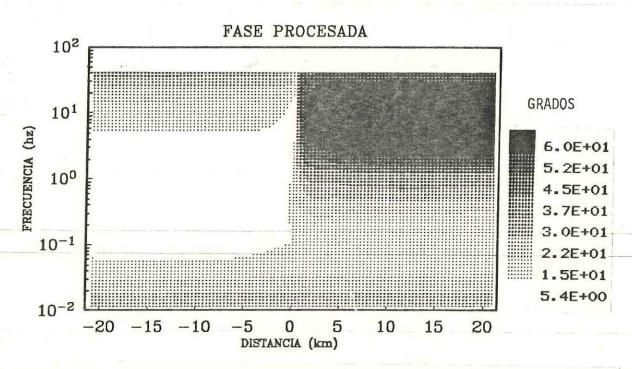


Figura 17:Pseudosecciones de resistividad aparente y fase procesadas para el modo TE del modelo 1. Se procesó una linea de 150 km. Se utilizaron 15 frecuencias, la longitud entre dipolos es 4x=200 m y el ancho de la ventana es 2.78 z, .

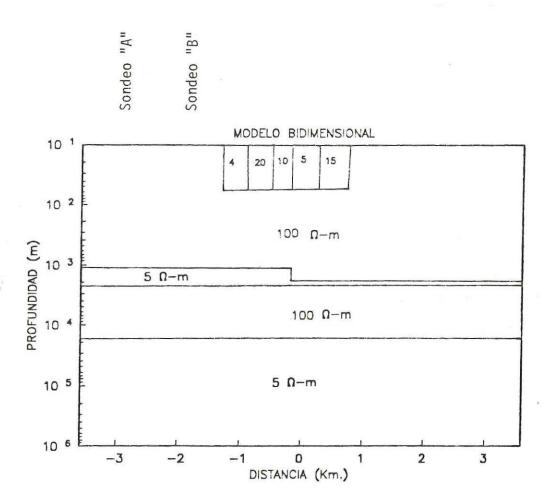
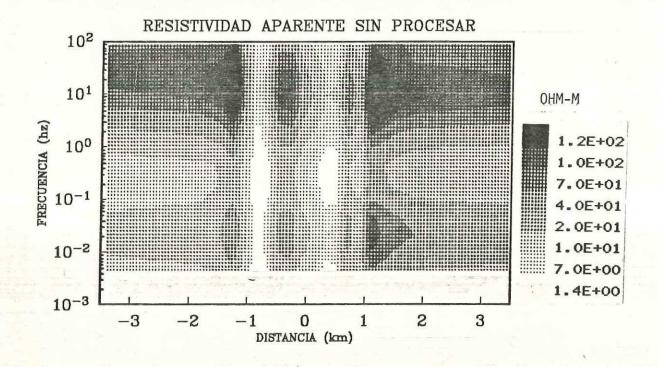


Figura 18: Modelo bidimensional correspondiente al modelo 2 (con inhomogeneidades superficiales). Se obtuvo la respuesta para las siguientes frecuencias: 100., 40., 20., 10., 4., 2., 1., .4, .2, .1, .04, .02, .01 y, .004 hz.

El modelo consiste en la siguiente secuencia: Una capa resistiva de 100 ohm-m y cuyo espesor aumenta de 1000 m en la parte izquierda a cerca de 2000 m en la parte derecha; una capa conductora de 5 ohm-m con un espesor de 1250 m en que se adelgaza hasta alcanzar 650 m en la parte derecha y un conductor profundo a 17 km de profundidad. En la primera capa resistiva, se encuentran 5 inhomogeneidades superficiales, todas con un espesor de 50 m y con diferentes longitudes haciendo un total de 2100 m sobre la superficie, y con diferentes resistividades, tal como se muestra en la figura 16.

Las secciones de resistividad aparente y de fase sin procesar, se muestran en la figura 19, y en la sección de resistividad aparente podemos observar que las inhomogeneidades superficiales dominan completamente la región en que se encuentran, para todas las frecuencias, por lo que obscurece totalmente la información que existe a profundidad. Esta es la manera más objetiva y clara de poder visualizar el efecto de estáticas.

Si de estos datos sin procesar, obtenemos el pseudoinverso de Bostick, el resultado es el que se muestra en la figura 20, en la que se sigue manifestando el efecto de estáticas y cualquier interpretación en estas condiciones es engañosa. En la parte superior de esta



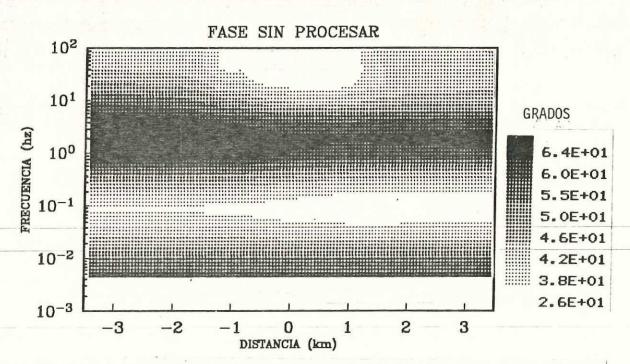
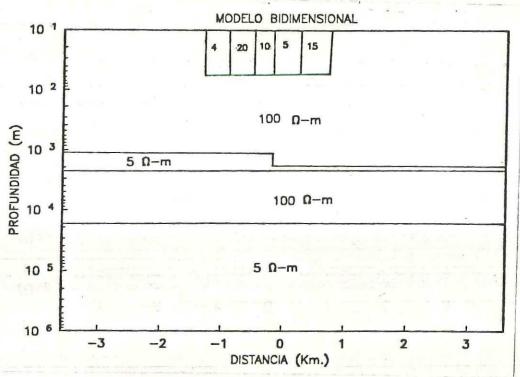


Figura 19:Pseudosecciones de resistividad aparente y fase sin procesar para el modo TM del modelo 2. Se utilizaron 14 frecuencias, la longitud entre dipolos es AX=200 m.



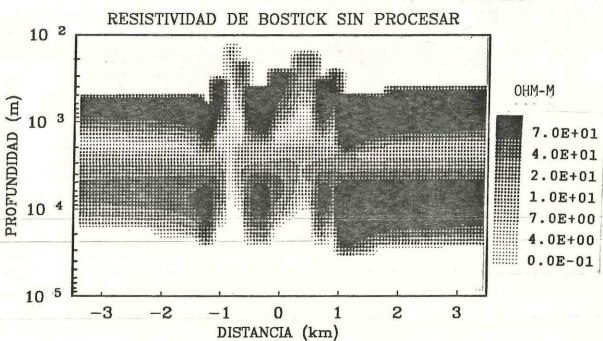


Figura 20:Modelo bidimensional y pseudosección de resistividad verdadera antes de procesar, obtenida con el pseudoinverso de Bostick para el modo TM del modelo 2. Se utilizaron 14 frecuencias. La longitud entre dipolos es 4x=200 m.

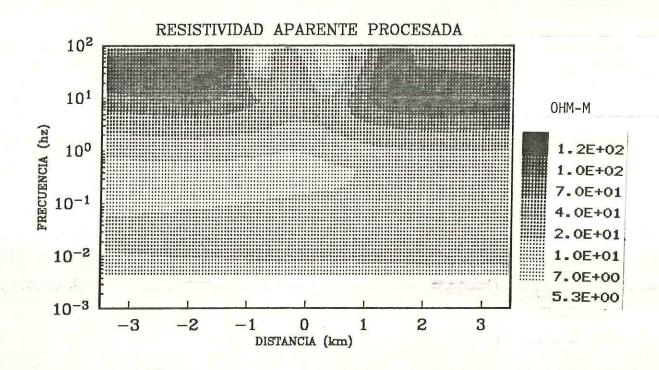
figura se muestra el modelo para efecto de comparación.

Las mismas secciones después de procesar se muestran en la figura 21.

Se hicieron pruebas con diferentes longitudes de dipolos (Δx), se usaron, por ejemplo Δx =100, 200 y 300 m, también se probaron diferentes longitudes del transecto desde 7 km hasta 60 km que fué la final. Por ejemplo con un transecto de 7 km con un Δx =200 m, solo tenemos información para las primeras 9 frecuencias (hasta 0.2 hz). Lo que significa que, si queremos tener información de frecuencias más bajas debemos tener un cubrimiento en superficie cada vez mayor.

Haciendo varias pruebas, se obtuvo finalmente que con un transecto de 60 km podemos tener información de .004 hz a lo largo de 23 km. Aunque sólo se grafican 7 km de sección con el fin de poder observar claramente el efecto causado por las inhomogeneidades superficiales.

La longitud de los dipolos se eligio finalmente de 200 m. Respecto a la relación entre L y z_a , también se probaron varias, desde c=2 hasta c=2.78, eligiéndose finalmente c=2.78, aunque es de mencionar que con un c=2.5 los resultados son muy semejantes.



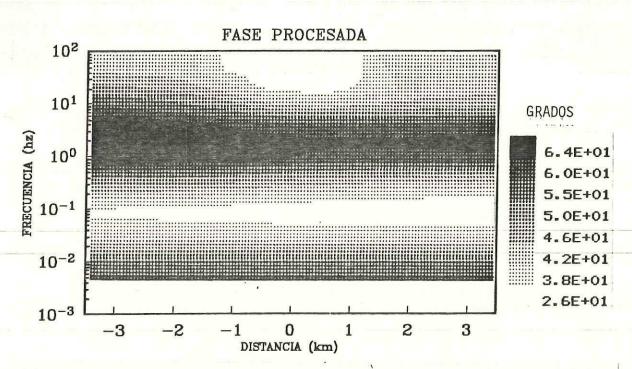


Figura 21:Pseudosecciones de resistividad aparente y fase procesadas para el modo TM del modelo 2. Se procesó una linea de 60 km. Se utilizaron 14 frecuencias, la longitud entre dipolos es 4x=200 m y el ancho de la ventana es 2.78 z. .

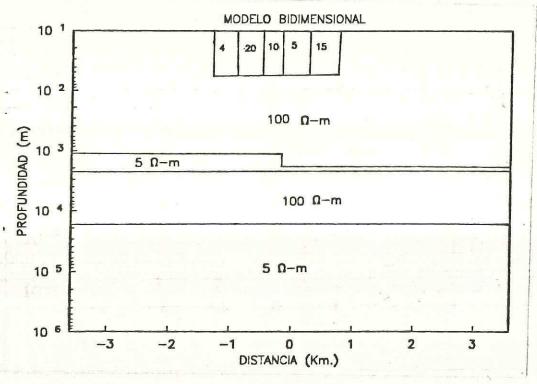
En la figura 21 se muestran las secciones de resistividad aparente y fase procesadas. El efecto de estáticas causado por las inhomogeneidades superficiales se atenuó bastante, persistiendo ligeramente para las altas frecuencias.

En la figura 22 se muestra la sección de resistividad de Bostick que resulta de la impedancia procesada, la cual podemos comparar con el modelo que se muestra en la parte superior. Se nota que el efecto de estáticas está realmente atenuado y se puede observar con claridad la similitud con el modelo real.

En esta sección es evidente otro fenómeno. La frecuencia más alta (100 hz) aporta información a partir de los 500 m de profundidad en el medio de 100 ohm-m, lo que está de acuerdo a la profundidad de penetración s.

Se realizó otro experimento con este mismo modelo, unicamente variando la longitud de los dipolos a $\Delta x=100\,$ m. Las secciones de resistividad aparente y fase antes y despues de procesar se muestran en las figuras 23 y 24 respectivamente.

Observese que los resultados son muy parecidos por no decir iguales a los obtenidos al usar un Δx =200 m. Sin embargo la resistividad antes de procesar se encuentra más



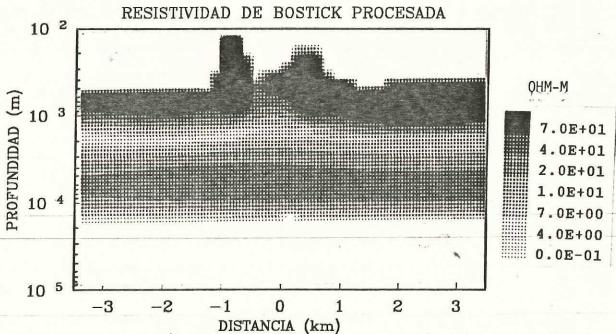
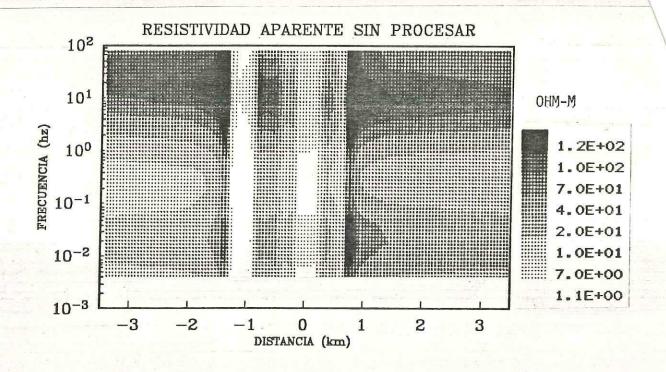


Figura 22:Modelo bidimensional y pseudosección de resistividad verdadera procesada, obtenida con el pseudoinverso de Bostick para el modo TM del modelo 2. Se procesó una linea de 60 km. Se utilizaron 14 frecuencias. La longitud entre dipolos es $\Delta X = 200$ m y el ancho de la ventana es 2.78 z, .



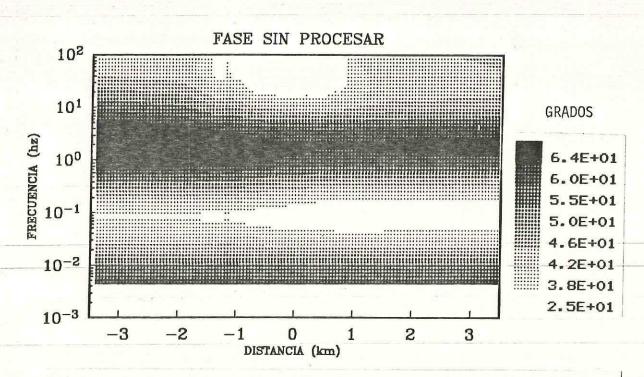
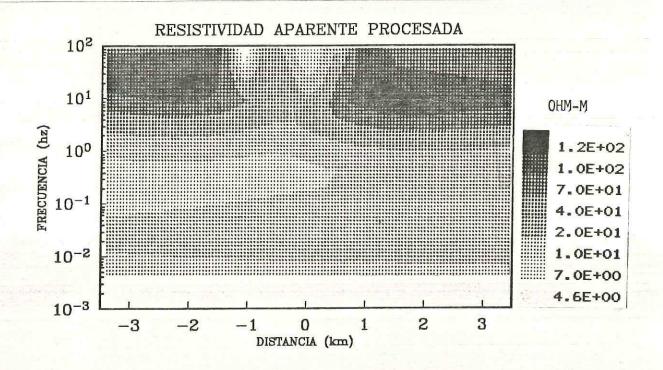


Figura 23:Pseudosecciones de resistividad aparente y fase sin procesar para el modo TM del modelo 2. Se utilizaron 14 frecuencias, la longitud entre dipolos es AX=100 m.



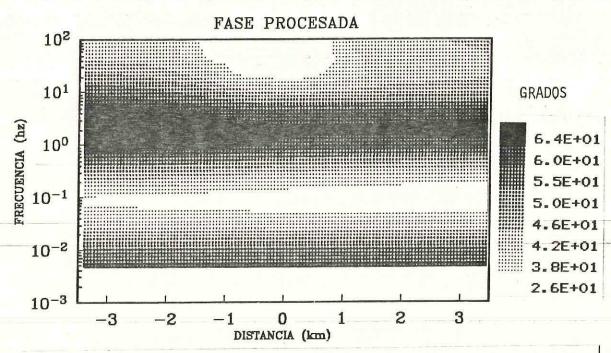


Figura 24:Pseudosecciones de resistividad aparente y fase procesadas para el modo TM del modelo 2. Se procesó una linea de 60 km. Se utilizaron 14 frecuencias, la longitud entre dipolos es 4x=100 m y el ancho de la ventana es 2.78 z.

afectada por las discontinuidades superficiales. Esto refleja el efecto de filtraje espacial debido exclusivamente a la longitud de los dipolos.

V.5 Analisis de un modelo con topografia

Como se conoce, tanto las inhomogeneidades superficiales como el relieve topográfico son los causantes del efecto estático. Entonces se considera conveniente analizar un modelo bidimensional que incluya topografía y observar los resultados del filtraje espacial en un caso como este.

Se hicieron dos experimentos, variando sólo la altura a la parte más alta de la topografía, es decir, se simuló un desnivel de: a) 200 m y b) 500 m, entre la parte más baja y la más alta de la topografía. Ambos tienen 2.5 km de longitud sobre la superficie y se presentan en la figura 25.

El modelo aqui tratado es el mismo que el tratado en V.4, solo que ahora en lugar de inhomogeneidades superficiales tiene el efecto topográfico.

Para ambos casos se obtuvo la respuesta en el siguiente intervalo de frecuencias: 100., 40., 20., 10., 4., 2., 1., .4, .2, .1, .04, .02, .01, .004, .002 hz.

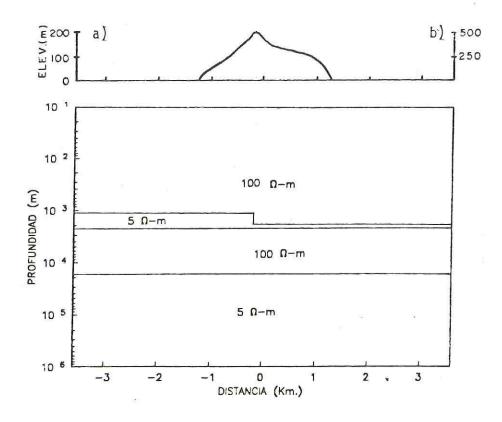


Figura 25:Modelo bidimensional correspondiente al modelo 3 (con topografia). Se obtuvo la respuesta para las siguientes frecuencias: 100., 40., 20., 10., 4., 2., 1., .4, .2, .1, .04, .02, .01, .004 y .002 hz. Caso a) desnivel de 200 m, caso b) desnivel de 500 m.

a) Para el caso de un desnivel de 200 m, las pseudosecciones de resistividad aparente y fase antes de procesar se muestran en la figura 26, en donde se observa que la región que comprende la topografía se distorsiona en todo el espectro de frecuencias, tal como ocurre cuando se tienen inhomogeneidades cerca de la superficie.

La pseudosección que muestra el pseudoinverso de Bostick antes de procesar se muestra en la figura 27 en ella se nota que la estimación de la segunda capa resistiva y el conductor subyacente no se delimitan bien, sobre todo en la región donde se localiza el relieve topográfico.

Los parametros utilizados para procesar este modelo son los siguientes:

Longitud del transecto :95.2 km.

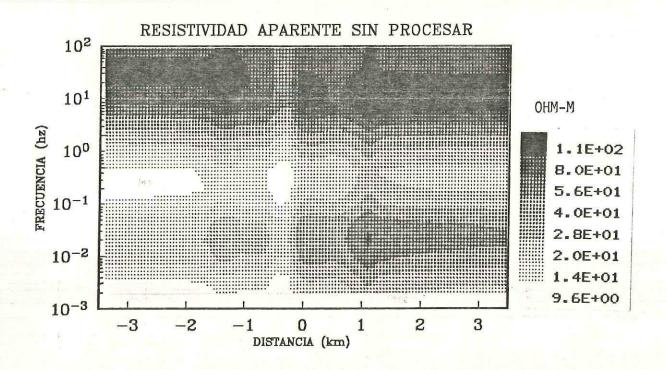
Se utilizaron 15 frecuencias entre 100 - .002 hz.

Longitud de dipolos (Ax): 200 m.

C = 2.78

Longitud de información para la frecuencia más baja: 15.6 km.

En la figura 28 se muestran las pseudosecciones de resistividad aparente y fase después de procesar. Se grafican sólo 7 km para observar claramente el efecto causado por la topografía. En esta figura se observa que el



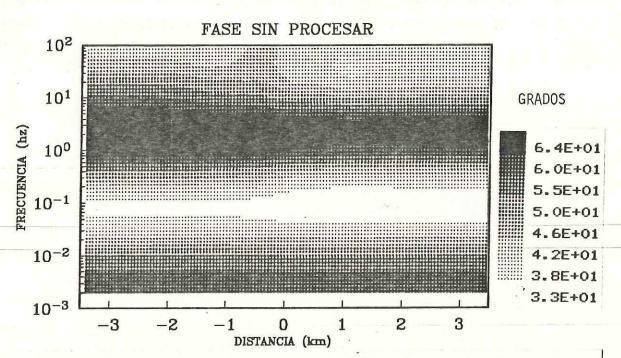
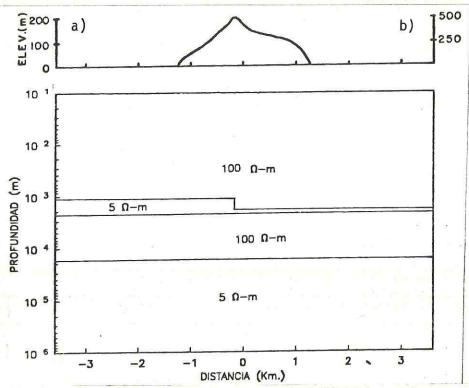


Figura 26:Pseudosecciones de resistividad aparente y fase sin procesar para el modo TM del modelo 3 (desnivel topográfico de 200 m). Se utilizaron 15 frecuencias, la longitud entre dipolos es 4X = 200 m.



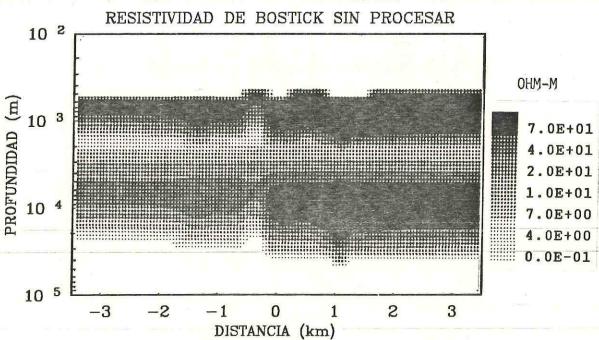
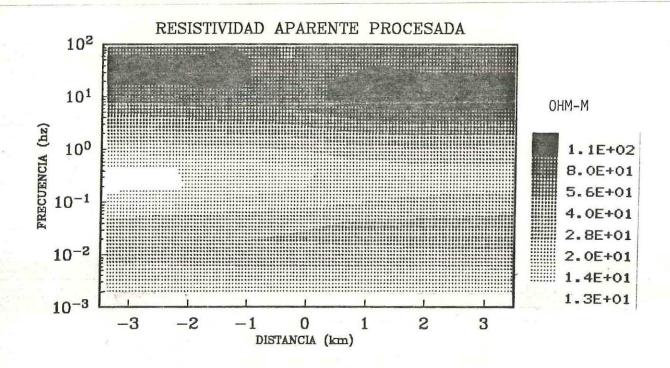


Figura 27:Modelo bidimensional y pseudosección de resistividad verdadera antes de procesar, obtenida con el pseudoinverso de Bostick para el modo TM del modelo 3 (desnivel topográfico de 200 m). Se utilizaron 15 frecuencias. La longitud entre dipolos es 4x=200 m.



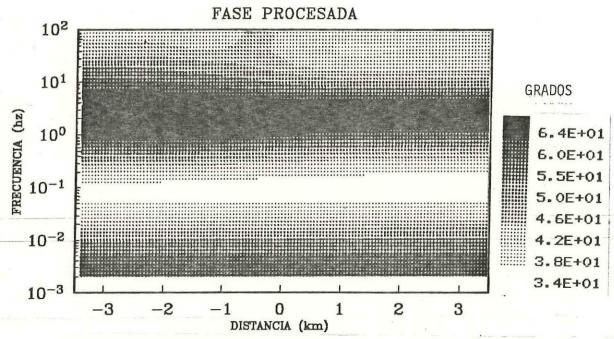


Figura 28:Pseudosecciones de resistividad aparente y fase procesadas para el modo TM del modelo 3 (desnivel topográfico de 200 m). Se procesó una linea de 95.2 km. Se utilizaron 15 frecuencias, la longitud entre dipolos es 4x=100 m y el ancho de la ventana es 2.78 z.

efecto causado por la topografía se atenta.

Nôtese que el conductor más somero que tiene mayor espesor hacia la parte izquierda del modelo se delimita muy bien.

En la figura 29 se muestra la pseudosección del pseudoinverso de Bostick, donde se observa que los efectos topográficos se eliminan casi por completo. El modelo geológico se define claramente.

b) Se muestran ahora los resultados del mismo modelo pero, con un desnivel de 500 m en la parte más alta del relieve topográfico, figura 25.

En la figura 30 se muestran las pseudosecciones de resistividad aparente y fase antes de procesar. Lo primero que se puede observar es que el efecto causado por la topografía es más severo y persiste sobre todas las frecuencias.

En la figura 31 se muestra el pseudoinverso de Bostick antes de procesar, observándose que las estructuras geológicas en la región donde se localiza la topografía están muy distorsionadas.

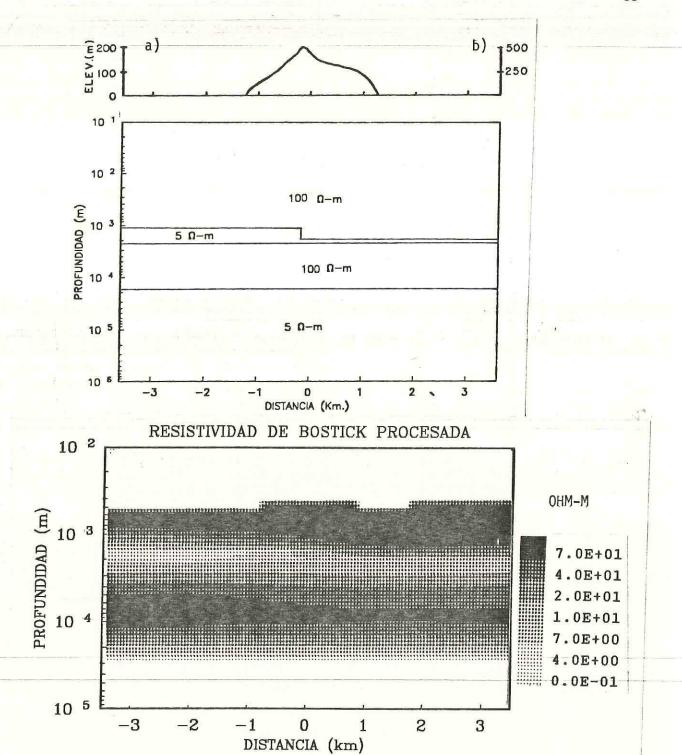
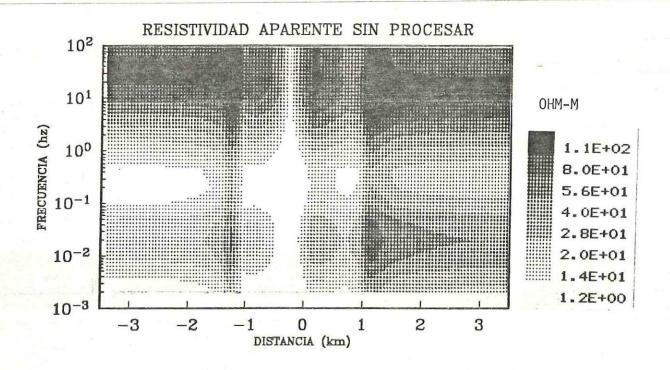


Figura 29:Modelo bidimensional y pseudosección de resistividad verdadera procesada, obtenida con el pseudoinverso de Bostick para el modo TM del modelo 3 (desnivel de 200 m). Se procesó una linea de 95.2 km. Se utilizaron 15 frecuencias. La longitud entre dipolos es AX = 200 m y el ancho de la ventana es 2.78 Z. .



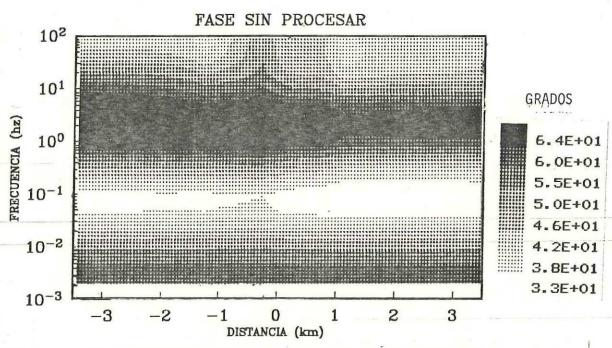
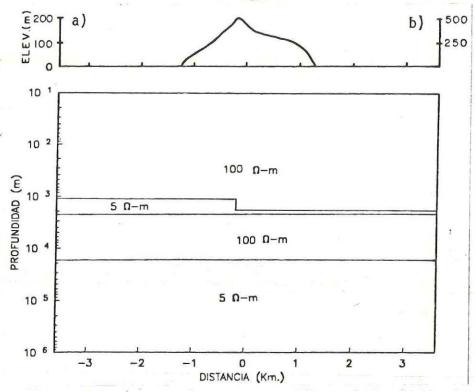


Figura 30:Pseudosecciones de resistividad aparente y fase sin procesar para el modo TM del modelo 3 (desnivel topográfico de 500 m). Se utilizaron 15 frecuencias, la longitud entre dipolos es 4X =200 m.



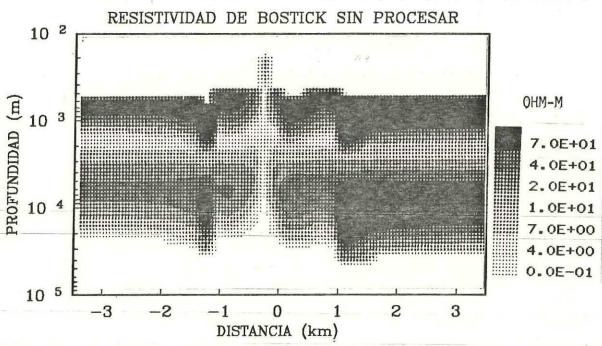


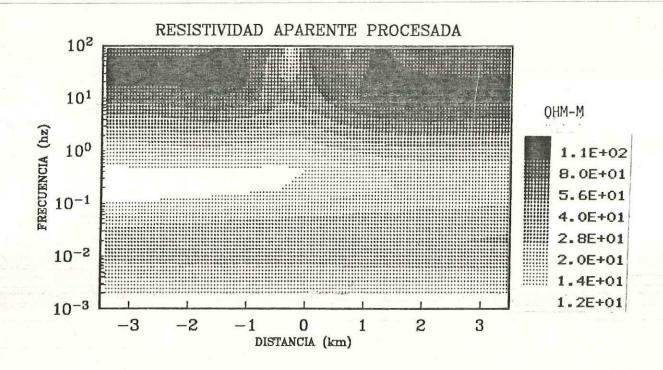
Figura 31:Modelo bidimensional y pseudosección de resistividad verdadera antes de procesar, obtenida con el pseudoinverso de Bostick para el modo TM del modelo 3 (desnivel topográfico de 500 m). Se utilizaron 15 frecuencias. La longitud entre dipolos es 4x=200 m.

Los parametros utilizados para procesar este modelo son los mismos que para el caso anterior. Sólo que para este caso, la longitud de información para la frecuencia más baja es de 9.6 km.

En la figura 32 se muestran las pseudosecciones de resistividad aparente y fase después de procesar. Se observa que el efecto causado por el relieve topográfico está fuertemente atenuado, persistiendo ligeramente a altas frecuencias. Al obtener el pseudoinverso de Bostick, figura 33, se aprecia que las estructuras geológicas se definen muy bien y los efectos de estática se eliminaron casi por completo.

En estos resultados se puede observar que a medida que el relieve topográfico aumenta, los efectos de estáticas también se incrementan.

Al comparar las secciones procesadas tanto del modelo con inhomogeneidades superficiles como con topografia se pudo observar que en ambos casos se delimitan las estructuras geológicas a profundidad, las cuales estaban enmascaradas por el efecto estático debido a los factores mencionados.



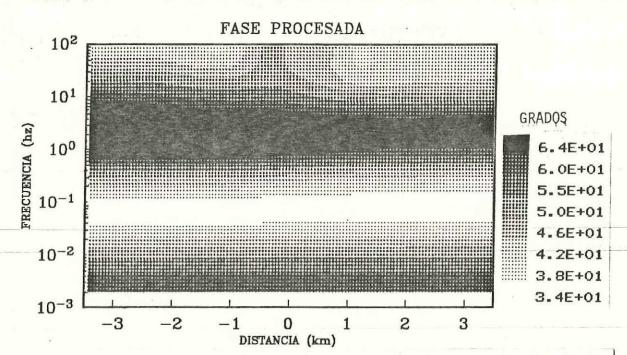


Figura 32:Pseudosecciones de resistividad aparente y fase procesadas para el modo TM del modelo 3 (desnivel topográfico de 500 m). Se procesó una linea de 95.2 km. Se utilizaron 15 frecuencias, la longitud entre dipolos es 4x=200 m y el ancho de la ventana es 2.78 z.

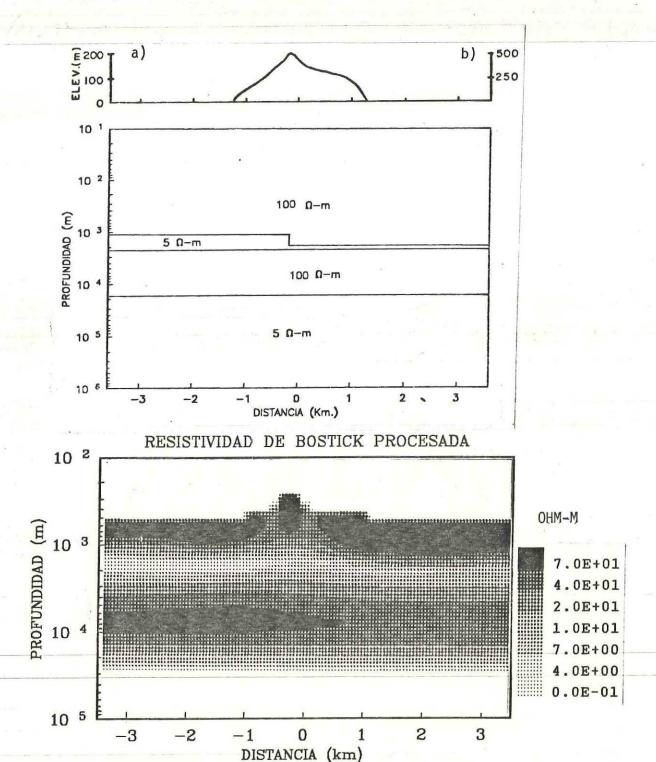


Figura 33:Modelo bidimensional y pseudosección de resistividad verdadera procesada, obtenida con el pseudoinverso de Bostick para el modo TM del modelo 3 (desnivel de 500 m). Se procesó una linea de 95.2 km. Se utilizaron 15 frecuencias. La longitud entre dipolos es 4x = 200 m y el ancho de la ventana es 2.78 Z. .

Los efectos causados por las inhomogeneidades cerca de la superficie son más severos que los causados por la topografía.

V.6 Análisis de un modelo del Valle de Mexicali B. C.

Finalmente se procesó un modelo bidimensional que simula algunas de las características geoeléctricas en el Valle de Mexicali B.C.

El objetivo de procesar este modelo es, representar la geologia de esta zona con la finalidad de conocer los parametros adecuados para que, si en un futuro se deseara hacer un estudio utilizando esta técnica, se tengan ciertas bases de donde partir para iniciar el reconocimiento.

En el modelo bidimensional, se incluyen inhomogeneidades superficiales las cuales comprenden 8675 m sobre la superficie y, todas tienen 100 m de espesor, tal como se muestra en la figura 34. La respuesta se obtuvo para las siguientes frecuencias: 100., 40., 20., 10., 4., 2., 1., .4, .2, .1, .04, .02, .01, .004, .002, .001, .0004, .0002 y 0.0001 hz.

En la figura 35 se muestran las pseudosecciones de resistividad aparente y fase antes de procesar. Se puede

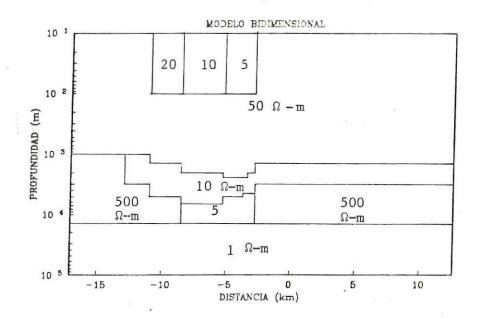
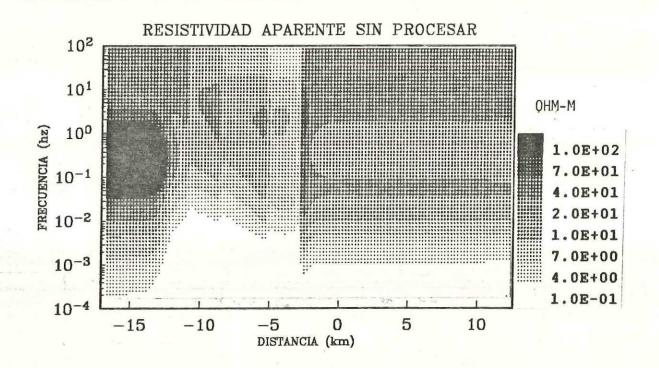


Figura 34:Modelo bidimensional correspondiente al modelo del Valle de Mexicali. Se obtuvo la respuesta para las siguientes frecuencias: 100., 40., 20., 10., 4., 2., 1., .4, .2, .1, .04, .02, .01, .004, .002, .001, .0004, .0002 y .0001 hz.



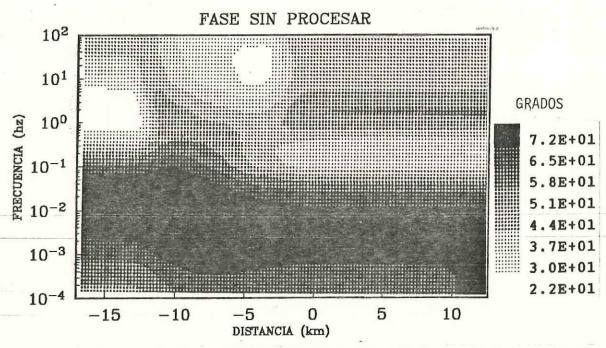


Figura 35:Pseudosecciones de resistividad aparente y fase sin procesar para el modo TM del modelo del Valle de Mexicali. Se utilizaron 19 frecuencias, la longitud entre dipolos es 4x=300 m.

observar que en la zona donde se localizan las inhomogeneidades superficiales, existe una distorción en todo el espectro de frecuencias.

El modelo bidimensional y la pseudosección de Bostick antes de procesar se puede ver en la figura 36, donde se observa que no se definen las estructuras debajo de éste efecto superficial y que la profundidad al conductor de 1 ohm-m no se estima correctamente.

Los parametros que dieron mejores resultados al procesar este modelo son los siguientes:

Longitud del transecto: 150 km.

Se utilizaron 19 frecuencias entre 100 - .0001 hz.

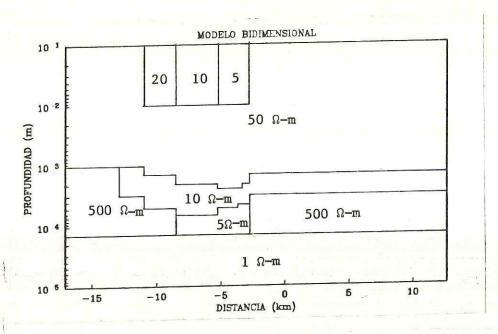
Longitud de dipolos (ax: 300 m.

c = 2.5

Longitud de información para la frecuencia más baja: 35.7 km.

Las pseudosecciones de resistividad aparente y fase después de procesar se muestran en la figura 37 en la cual se puede observar que el efecto de las inhomogeneidades se atenta, principalmente a bajas frecuencias.

En la figura 38 se muestra el modelo bidimensional y la pseudosección de Bostick procesada con la finaliad de hacer las comparaciones convenientes.



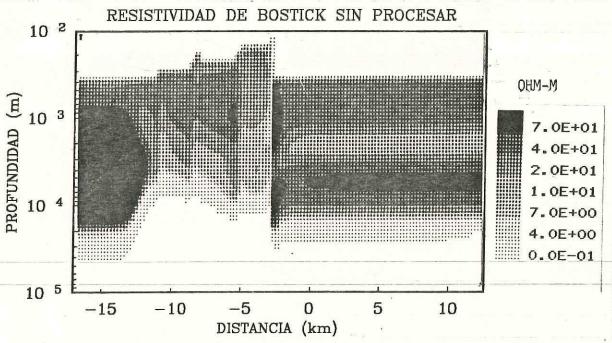
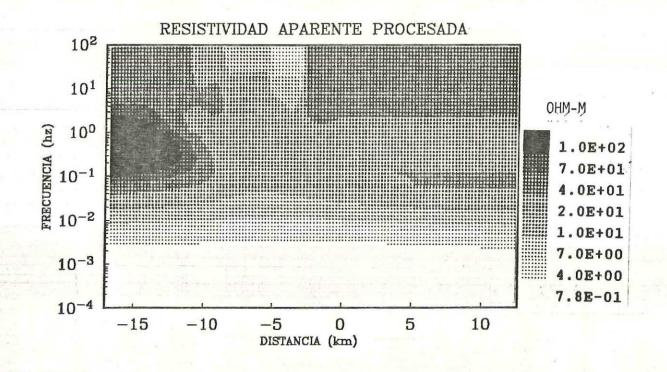


Figura 36:Modelo bidimensional y pseudosección de resistividad verdadera antes de procesar, obtenida con el pseudoinverso de Bostick para el modo TM del modelo del Valle de Mexicali. Se utilizaron 19 frecuencias. La longitud entre dipolos es $\Delta X = 300$ m.



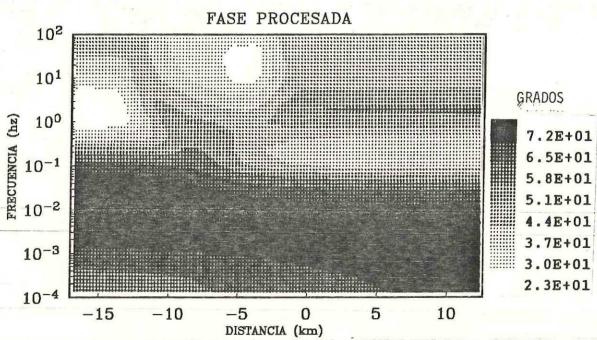
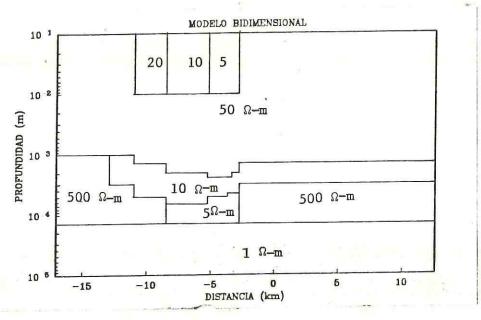


Figura 37:Pseudosecciones de resistividad aparente y fase procesadas para el modo TM del modelo del Valle de Mexicali. Se procesó una linea de 150.0 km. Se utilizaron 19 frecuencias, la longitud entre dipolos es 4X=300 m y el ancho de la ventana es 2.5 z. .



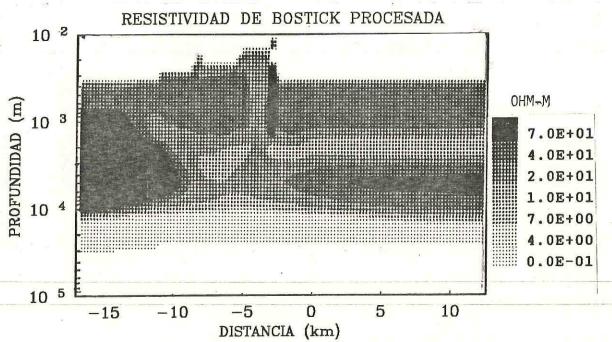


Figura 38:Modelo bidimensional y pseudosección de resistividad verdadera procesada, obtenida con el pseudoinverso de Bostick para el modo TM del modelo del Valle de Mexicali. Se procesó una linea de 150.0 km. Se utilizaron 19 frecuencias. La longitud entre dipolos es 4x = 300 m y el ancho de la ventana es 2.5 z. .

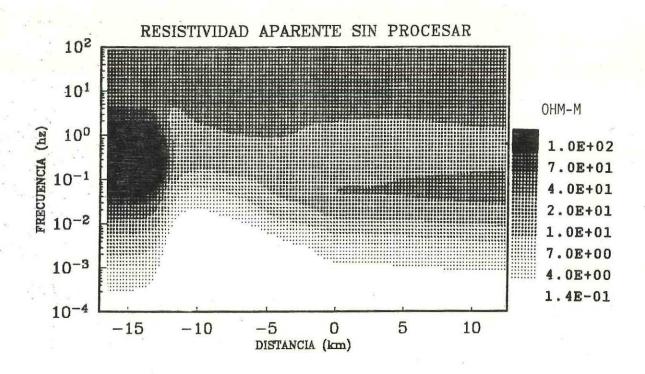
En esta última figura (38), se observa que la profundidad al conductor de l ohm-m ahora se estima bastante bien, incluso debajo de las inhomogeneidades superficiales y éstas se atenúan considerablemente permitiendo, de esta manera definir mejor las estructuras geológicas.

Se obtuvieron las pseudosecciones de resistividad aparente y fase para el mismo modelo pero sin inhomogeneidades superficiales, figura 39. Se puede observar que todos los rasgos estructurales se definen bien, pero el conductor de 1 ohm-m no se observa plano como debiera de ser.

El modelo bidimensional y la resistividad verdadera se muestra en la figura 40.

En la figura 41 se muestran las mismas secciones procesadas. Se utilizaron los mismos parametros (longitud del transecto, longitud de dipolos y constante c=2.5) que para el caso con inhomogeneidades superficiales. Se nota que el conductor de 5 ohm-m se define y el conductor de 1 ohm-m ahora se observa plano.

Finalmente en la figura 42 se presenta el modelo bidimensional y la resistividad verdadera obtenida con el pseudoinverso de Bostick, en donde se puede observar que a



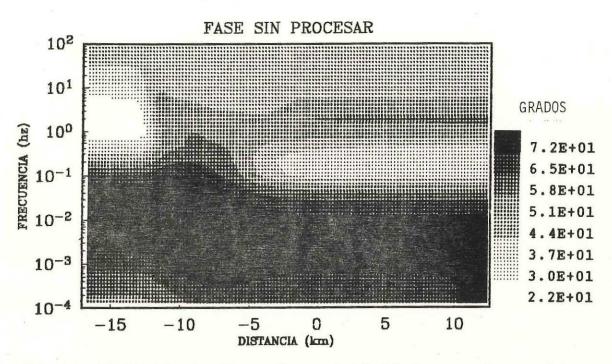
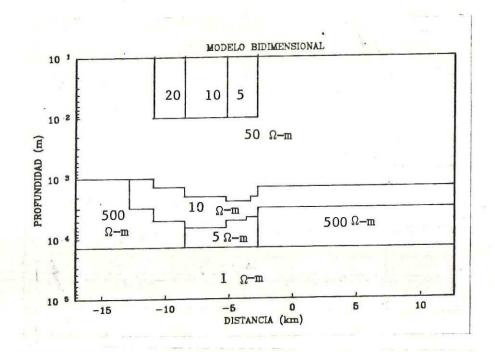


Figura 39:Pseudosecciones de resistividad aparente y fase sin procesar para el modo TM del modelo del Valle de Mexicali (sin inhomogeneidades superficiales). Se utilizaron 19 frecuencias, la longitud entre dipolos es 4x=300 m.



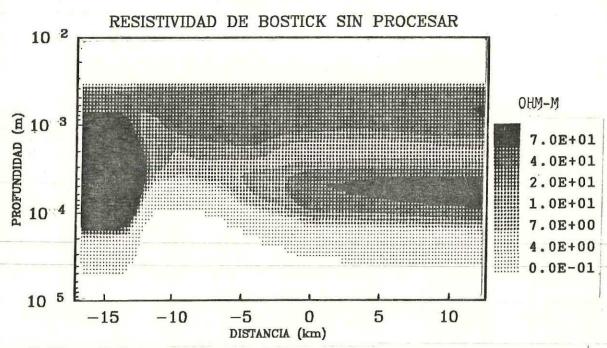
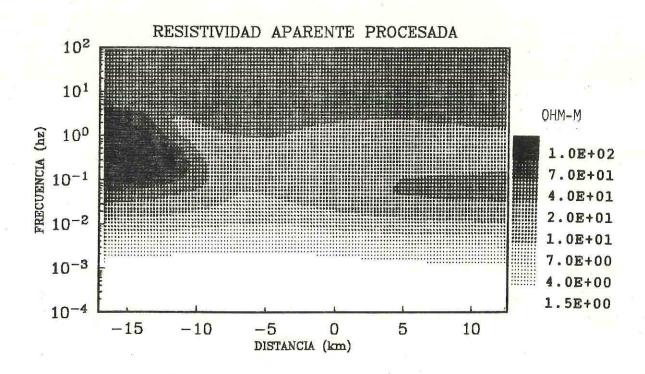


Figura 40:Modelo bidimensional y pseudosección de resistividad verdadera antes de procesar, obtenida con el pseudoinverso de Bostick para el modo TM del modelo del Valle de Mexicali (sin inhomogeneidades superficiales). Se utilizaron 19 frecuencias. La longitud entre dipolos es 4x = 300 m.



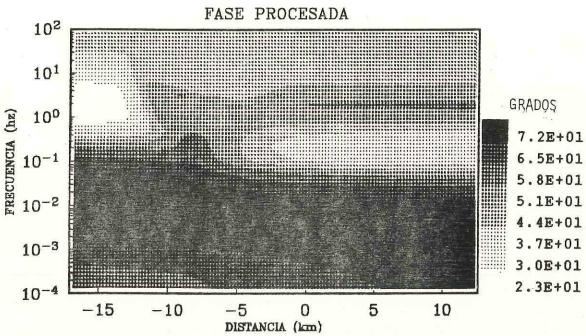
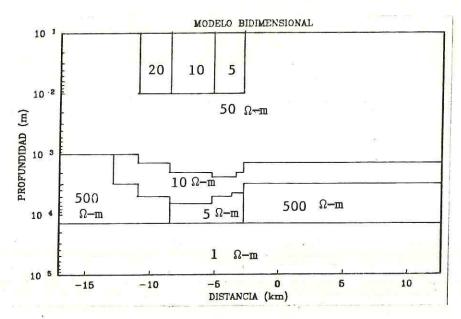


Figura 41:Pseudosecciones de resistividad aparente y fase procesadas para el modo TM del modelo del Valle de Mexicali (sin inhomogeneidades superficiales). Se procesó una linea de 150.0 km. Se utilizaron 19 frecuencias, la longitud entre dipolos es 4x=300 m y el ancho de la ventana es 2.5 z,



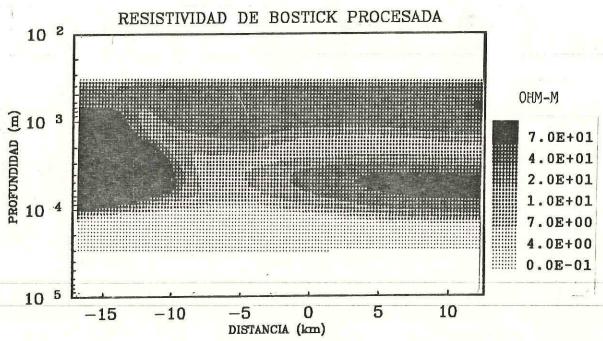


Figura 42:Modelo bidimensional y pseudosección de resistividad verdadera procesada, obtenida con el pseudoinverso de Bostick para el modo TM del modelo del Valle de Mexicali (sin inhomogeneidades superficiales). Se procesó una linea de 150.0 km. Se utilizaron 19 frecuencias. La longitud entre dipolos es 4x = 300 m y el ancho de la ventana es 2.5 Z.

diferencia de la pseudosección de resistividad verdadera sin procesar, ahora el conductor de 1 0hm-m se define bien y en general todos las estructuras geológicas.

Se presentan algunos resultados interesantes al procesar este modelo del Valle de Mexicali.

Los cubrimientos del subsuelo para las diferentes frecuencias utilizadas en este modelo (con y sin inhomogeneidades superficiales) y para una longitud del transecto de 150 km se muestran en la tabla I.

Considerando una longitud del transecto de 112 km los resultados para las diferentes frecuencias se muestran en la tabla II. Nótese que en este caso se tiene información hasta la frecuencia de 0.001 hz (1000 seg.), ya que para frecuencias menores se necesita más cubrimiento en superficie.

Finalmente se procesó el modelo con una longitud del transecto de 80 km donde también se obtuvo información hasta la frecuencia de 0.001 hz (vease tabla III.) sólo que ahora para esta tilima frecuencia se obtuvo un cubrimiento de 19.2 km en vez de 34.4 km como sucedió para el caso de 112 km.

Usando un transecto de 80 km se tiene información de la parte superior del conductor a profundidad que coresponde a la frecuencia de 0.001 hz figura (37).

A manera de ejemplo y para darse una idea de la manera en que influye la resistividad aparente y la frecuencia en la longitud del filtro, se muestran algunos calculos en la tabla IV. A mayor resistividad, mayor longitud del filtro y a menor frecuencia, mayor longitud del filtro.

Tabla I. Longitudes de los cubrimientos para las diferentes frecuencias, utilizadas en el modelo del Valle de Mexicali. Para un transecto de 150 km y una longitud entre dipolos de 300 m.

Frecuencia (hz)	Cubrimiento (km)
100.0	144.3
40.0	143.7
20.0	143.4
10.0	142.8
4.0	141.3
2.0	139.8
1.0	138.0
0.4	129.0
0.2	120.9
0.1	114.9
0.04	107.4
0.02	102.9
0.01	99.0
0.004	92.7
0.002	86.4
0.001	78.0
0.0004	65.1
0.0002	52.8
0.0001	35.7

Tabla II.Longitudes de los cubrimientos para las diferentes frecuencias, utilizadas en el modelo del Valle de Mexicali. Para un transecto de 112 km y una longitud entre dipolos de 300 m.

Frecuencia (hz)	Cubrimiento (km)
100.0	107.7
40.0	107.4
20.0	106.8
10.0	105.9
4.0	103.5
2.0	100.8
1.0	96.6
0.4	88.8
0.2	80.1
0.1	71.1
0.04	60.9
0.02	56.4
0.01	52.2
0.004	47.1
0.002	41.4
0.001	34.5

Tabla III.Longitudes de los cubrimientos para las diferentes frecuencias, utilizadas en el modelo del Valle de Mexicali. Para un transecto de 80 km y una longitud entre dipolos de 300 m.

Frecu	encia (hz)	Cubrimiento (km)
	100.0	76.8
	40.0	76.5
	20.0	76.2
y .	10.0	75.3
	4.0	73.8
	2.0	71.4
	1.0	68.4
	0.4	61.5
	0.2	54.6
	0.1	47.1
	0.04	39.3
	0.02	35.4
	0.01	32.1
	0.004	28.5
	0.002	24.6
	0.001	19.2

Tabla IV. Longitudes del filtro cosenoidal para diferentes valores de resistividad y frecuencia. A mayor resistividad y menor frecuencia, la longitud del filtro es mayor.

Resistividad (ohm-m) Frecuencia (hz) Long. del filtro (m)

100.0	100.0	281.3
100.0	1.0	2813.4
100.0	0.01	28134.8
10.0	100.0	89.9
10.0	1.0	889.7
10.0	0.01	8897.0
1.0	100.0	28.1
1.0	1.0	281.3
1.0	0.01	2813.0
1.0	0.001	8897.0
1.0	0.0001	28134.9

VI. CONCLUSIONES

Se mencionan de manera general los resultados más importantes obtenidos en este trabajo.

Siguiendo el trabajo de Torres V.C (1985) se analizó el "efecto estático" en los sondeos magnetoteláricos. Este efecto es causado por inhomogeneidades superficiales y por el relieve topográfico.

Las funciones de transferencia del campo eléctrico muestran el término causante de este efecto y hacen evidente que la manera de atenuarlo es filtrando espacialmente. El número de onda de corte de este filtro depende de la conductividad y de la frecuencia, por lo que el proceso en el dominio del espacio es una convolución adaptable.

La necesidad de un procedimiento de esta naturaleza requiere la adquisición de datos a lo largo de un perfil, lo que da origen al método EMAP (Electromagnetic Array Profiling) Bostick (1985).

Se diseñó el algoritmo para realizar este procesamiento y se probó utilizando datos generados en forma sintética por un programa de modelado bidimensional (Wannamaker et al, 1985).

Se procesaron 4 modelos con diferentes situaciones geológicas.

Del primer modelo (fig. 11) se concluye que el algoritmo funciona apropiadamente. Por otro lado prueba la capacidad del método para amortiguar el efecto estático y resolver estructuras profundas. como fué el basamento debajo de la interface conductor-resistivo.

Al analizar el modo TE para este mismo modelo, se pudo comprobar que efectivamente, no está influenciado por el efecto estático, por lo que al procesarlo no cambió significativamente.

Las impedancias rresultantes del modelo con inhomogeneidades superficiales (fig. 18) se procesaron con dos diferentes longitudes de dipolos (200 m y 100 m) obteniéndose mejores resultados al utilizar una longitud de dipolos de 200 m , por lo que efecto de filtrado es más severo al utilizar una longitud de dipolos mayor.

En este experimento se pudo comprobar que el método EMAP permite detectar estructuras geológicas en presencia de variaciones laterales de resistividad (inhomogeneidades superficiales).

Las pseudosecciones de fase antes y después de procesar, prácticamente no variáron para este modelo.

Por lo que respecta al modelo con topografía (fig. 25) se analizáron dos casos: uno con a) 200 m y b) 500 m a la parte más alta del relieve topográfico.

Los efectos causados por el relieve topográfico de 500 m son más severos que los causados para el caso de 200 m, ya que se tiene más pendiente.

Al procesar con EMAP este tipo de situaciones geológicas es posible atenuar los efectos de estáticas causados por la topográfia.

Las pseudosecciones de fase antes y después de procesar son diferentes y tienen cierta tendencia al relieve topográfico.

Del modelo del Valle de Mexicali con inhomogeneidades superficiales (fig. 35) se puede decir que si se desea realizar un reconocimiento usando el método EMAP se puede tener información hasta una frecuencia de 0.0001 hz (10000 seg.) con una longitud de transecto de 150 km y con una longitud dipolar de 300 m, teniendo un cubrimiento en el subsuelo para esta última frecuencia de 35.77 km.

Utilizando la misma longitud de dipolos, pero ahora un transecto de 112 km se puede tener información hasta una frecuencia de 0.001 hz y un cubrimiento del subsuelo de 34.5 km para esta frecuencia.

Con un transecto de 80 km se tiene información hasta una frecuencia de 0.001 hz, pero con un cubrimiento de solo 19.2 km para esta frecuencia (vease tablas I, II y III).

Para el mismo modelo (Valle de Mexicali) pero sin inhomogeneidades superficiales no se tienen distorsiones de la impedancia en la banda de frecuencias y utilizando las mismas longitudes de transectos y de dipolos, se tienen los mismos resultados para las diferentes frecuencias en cuanto a cubrimiento del subsuelo se refiere.

LITERATURA CITADA

- Alan G. Jones. 1983. On the Equivalence of the "Niblet" and "Bostick" transformations in the Magnetotelluric method.,

 J Geophys, vol. 53, p. 72-73.
- Andrieux, P. y Wightman, W. Ed. 1984. The so-called static corrections in Magnetotelluric measurements. Presentado en: the 54th Annual SEG Meeting, Atlanta, p. 43-44.
- Barry, N. Wainer, et al. 1983. Magnetotelluric Interpretation

 Based upon New Processing and Display Techniques.,

 Presentado en: the 53 th Annual SEG Meeting, Las Vegas,
 p. 151-154.
- Bostick, Francis X., Jr., 1986. Electromagnetic Array
 Profiling (EMAP). Presentado en: The 56th Annual SEG
 Meeting, Houston, p. 60-61.
- Bostick, Francis X., Jr., 1977. A simple, almost exact method of MT analysis: Workshop on Electrical Methods in Geeothermal Exploration, Snowbird, UT.
- Cagniard, Louis. 1953. Basic theory of the Magneto-Telluric method of Geophysical Prospecting., Geophysics, vol. 18, p. 605-635.

- Goldberg, S. y Rotstein, Y., 1982. A simple form of presentation of Magnetotelluric data using the Bostick transform., Geophysical Prospecting, vol. 30, p. 211-216.
- Grant, F.S., West, G.F., 1965. Interpretation theory in Applied Geophysics. Mc Graw-hill, Inc.
- Jiracek, G.R. 1986. Magnetotelluric Review. Notas preparadas para el curso de SAGE (Summer of Applied Geophysical Experience) 1986.
- Jiracek, G.R. 1984. The Magnnetotelluric method. Notas preparadas para el curso de SAGE (Summer of Applied Geophysical Experience) 1986.
- Park, Stephen K. et al., 1983. Effect of three-Dimensional Structure on Magnetotelluric sounding curves. Short note., Geophysics, vol. 48, No. 10, p. 1402-1405.
- Park, Stephen K. et al., 1985. Distortion of Magnetotelluric Sounding curves by three-dimensional structure., Geophysics, vol. 50, No. 5, p.785-797.
- Redding, R.P. y Jiracek, G.R., 1984. Topographic Modeling and correction in Magnetotelluric. Presentado en: The 54th Annual SEG Meeting, Atlanta, p. 44-47.

- Romo Jones, J.M., 1981. Desarrollo e implementación de programas para la captura y Procesamiento de datos Magnetotelúricos. Tesis de Maestria, CICESE.
- Romo J. M., Martinez M., Fabriol H., Vega ., Fernández R., y

 Vázquez R. 1982. Captura y procesamiento de datos

 magnetoteláricos. Geof. Int. Vol. 21, No. 4, p. 377-401.
- Shoemaker, C.L, et al. 1986. Interpretation of Natural Source
 Electromagnetic Array Data: Presentado en: The 56th
 Annual SEG Meeting, Houton, p. 63-65.
- Srivastava, S.P., 1965. Method of interpretation of Magnetoteluric data when source field is considered:

 Journal of Geophysical Research, Vol. 70, p. 945-954.
- Torres Verdin Carlos, 1985. Implications of the Born approximation for the Magnetotelluric problem in three-dimensional environments: Master's thesis, Univ. of Texas at Austin.
- Vozoff,K., 1972. The Magnetotelluric method in the exploration of sedimentary basins., Geophysics, vol. 37, No. 1, p. 98-141.

- Wannamaker, P.E. et al. 1985. PW2D-Finite element program for solution of Magnetotelluric responses of two-dimensional earth resistivity structure: User documentation:

 University of Utah Res. Inst. Rep. ESL-158.
- Wannamaker, P.E. et al, 1985. Two-dimensional topographic responses in Magnetotelluric modeled using finite elements:, Geophysicss, vol. 51, No. 11, p. 2131-2144.
- Word, D.R., et al. 1986. An EMAP Case Study: Presentado en: The 56th Annual SEG Meeting, Houston, p. 61-65.