

**Centro de Investigación Científica y de  
Educación Superior de Ensenada**



**INTERPRETACION BIDIMENSIONAL DE DATOS  
MAGNETOTELURICOS MEDIANTE  
INVARIANTES DE ROTACION**

**TESIS  
MAESTRIA EN CIENCIAS**

**ULISES RODRIGUEZ GONZALEZ**

**ENSENADA B.C. MEXICO MARZO DE 1996**



**CENTRO DE INVESTIGACION CIENTIFICA Y DE  
EDUCACION SUPERIOR DE ENSENADA**

**DIVISION DE CIENCIAS DE LA TIERRA  
DEPARTAMENTO DE GEOFISICA APLICADA**

**INTERPRETACION BIDIMENSIONAL DE DATOS MAGNETOTELURICOS  
MEDIANTE INVARIANTES DE ROTACION**

**TESIS**

**que para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para  
obtener el grado de MAESTRO EN CIENCIAS presenta**

**ULISES RODRIGUEZ GONZALEZ**

**Ensenada, Baja California, México. Marzo de 1996.**

Resumen de la tesis que presenta Ulises Rodríguez González como requisito parcial para obtener el grado de MAESTRO EN CIENCIAS en GEOFISICA APLICADA. Ensenada, Baja California, México, Marzo de 1996.

## INTERPRETACION BIDIMENSIONAL DE DATOS MAGNETOTELURICOS MEDIANTE INVARIANTES DE ROTACION

Dr. Francisco Javier Esparza Hernández  
Director de tesis

En este trabajo se emplea la aproximación a una ecuación integral exacta para problemas electromagnéticos inversos. En particular, esta aproximación es aplicada en la inversión de datos magnetotelúricos para generar imágenes de conductividad eléctrica en dos dimensiones. Esta metodología es una alternativa viable a los métodos clásicos de linealización y reduce significativamente el tiempo de cómputo puesto que los modelos se obtienen en una sola iteración.

Las imágenes de conductividad eléctrica en el subsuelo se obtienen mediante el método de regularización con acotaciones en los valores máximo y mínimo de la conductividad eléctrica. Además, la variación de la conductividad en la dirección horizontal y vertical es controlada mediante la norma de sus derivadas, por lo cual los modelos están sujetos a criterios de mínima estructura. El problema de optimización se resuelve con la ayuda de programación cuadrática. Los datos usados para la inversión se forman a partir de invariantes ante la rotación; por ejemplo, la resistividad aparente definida en términos del determinante del tensor de impedancia, y también se involucran los datos del tipper. Este último relaciona mediciones del campo magnético vertical y en general, no se había utilizado en la interpretación cuantitativa de datos magnetotelúricos.

Se hace una comparación entre la inversión del determinante y la inversión conjunta de determinante y tipper. Los modelos obtenidos con la inversión conjunta de determinante y tipper para experimentos numéricos son mejor resueltos en general que aquellos modelos obtenidos sólo con la inversión del determinante. La metodología es aplicada a datos de campo tomados en la zona geotérmica de Las Tres Vírgenes, B. C. S.

## **DEDICATORIA**

**A mis padres:**

**Juventino Rodríguez González**

**María Candelaria González Loera**

## AGRADECIMIENTOS

Al director de la tesis, Dr. Francisco J. Esparza H. por su valioso apoyo en la realización de este trabajo.

A los miembros del comité de tesis: Dr. Enrique Gómez Treviño, Dr. Carlos F. Flores Luna, Dr. Juan García Abdeslem, M. C. José M. Romo Jones, y M. C. Jose L. Briseño Cervantes.

Al CICESE por darme la oportunidad de estudiar.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología por su apoyo económico.

## CONTENIDO

|                                                                                      | <u>Página</u> |
|--------------------------------------------------------------------------------------|---------------|
| <b>I. INTRODUCCION</b>                                                               |               |
| <b>I.1 Generalidades</b>                                                             | <b>1</b>      |
| <b>I.2. La interpretación de datos mt y el problema inverso</b>                      | <b>3</b>      |
| <b>I.3 Objetivos</b>                                                                 | <b>4</b>      |
| <br>                                                                                 |               |
| <b>II. INVERSION DE DATOS MT EN DOS DIMENSIONES</b>                                  |               |
| <b>II.1 Introducción</b>                                                             | <b>5</b>      |
| <b>II.2 Principios básicos</b>                                                       | <b>5</b>      |
| <b>II.3 La conductividad aparente en la interpretación de datos magnetotelúricos</b> | <b>11</b>     |
| <b>II.4 La ecuación integral para la inversión de datos MT en 2D</b>                 | <b>16</b>     |
| <b>II.5 Funciones de sensibilidad para los modos TE y TM</b>                         | <b>17</b>     |
| <b>II.6 La conductividad aparente definida en términos del determinante de Z</b>     | <b>20</b>     |
| <b>II.7 El algoritmo de inversión</b>                                                | <b>22</b>     |
| <b>II.8 Conclusiones</b>                                                             | <b>26</b>     |
| <br>                                                                                 |               |
| <b>III. ANALISIS DEL TIPPER</b>                                                      |               |
| <b>III.1 Introducción</b>                                                            | <b>27</b>     |

## CONTENIDO (continuación)

|                                                             | <u>Página</u> |
|-------------------------------------------------------------|---------------|
| III.2 Generalidades                                         | 27            |
| III.3 La función de sensibilidad del tipper                 | 30            |
| III.4 Incorporación del tipper en el algoritmo de inversión | 36            |
| III.5 Conclusiones                                          | 39            |
| <br>                                                        |               |
| IV. PRUEBAS EN MODELOS SINTETICOS                           |               |
| IV.1 Introducción                                           | 40            |
| IV.2 Modelo de un contacto vertical                         | 40            |
| IV.3 Modelo de un prisma conductor en un semiespacio        | 44            |
| IV.4 Modelo de dos prismas en un semiespacio                | 47            |
| IV.5 Conclusiones                                           | 50            |
| <br>                                                        |               |
| V. APLICACION A DATOS DE CAMPO                              |               |
| V.1 Introducción                                            | 51            |
| V.2 Línea I-NE                                              | 53            |
| V.3 Línea IV-NE                                             | 58            |
| V.4 Línea VI-NE                                             | 63            |
| V.5 Conclusiones                                            | 69            |

## CONTENIDO (continuación)

|                   | <u>Página</u> |
|-------------------|---------------|
| VI. CONCLUSIONES  | 70            |
| LITERATURA CITADA | 72            |
| APENDICE 1        | 76            |

## LISTA DE FIGURAS

| <u>Figura</u> |                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                          | <u>Página</u> |
|---------------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|---------------|
| 1             | a) El sistema de coordenadas considerado en la metodología, así como un cuerpo en el que la resistividad $\rho(x,z)$ varía en dos dimensiones, se considera que la estructura no cambia en la dirección $y$ , b) la polarización para el modo TE y c) la polarización para el modo TM.                                                                   | 8             |
| 2             | Rejilla en la que se discretiza el medio bidimensional para obtener los modelos de conductividad eléctrica, se considera que en cada celda $\sigma$ es uniforme. Las marcas en la parte superior indican los sitios donde se realizan las mediciones.                                                                                                    | 23            |
| 3             | a) El modelo de contacto vertical, b) la pseudosección para la amplitud del tipper, c) la pseudosección para la fase del tipper, en grados.                                                                                                                                                                                                              | 28            |
| 4             | Función de sensibilidad para la amplitud del tipper dada por la ecuación (52). Se considera un medio de $\rho= 10$ ohms-m, $ T =0.30$ , $\phi=70^\circ$ y un periodo de 10 s. Las distancias en $x$ y $z$ están normalizadas por la profundidad de penetración. Las unidades de los contornos son $1/m^2$ .                                              | 35            |
| 5             | Resultados obtenidos con la inversión de $\sigma_a^{\text{det}}$ para el modelo de contacto vertical, las marcas en la parte superior son los sitios donde se simularon las respuestas. En a) se presenta el modelo y en (b), (c) y (d) los modelos correspondientes a $\beta= 10^6$ , $\beta= 9 \times 10^6$ y $\beta=2 \times 10^7$ , respectivamente. | 42            |
| 6             | Resultados obtenidos para la inversión conjunta de $\sigma_a^{\text{det}}$ y la amplitud del tipper para el modelo de contacto vertical. En a) se presenta el modelo y en (b), (c) y (d) los modelos correspondientes a $\beta= 7 \times 10^6$ , $\beta= 2.7 \times 10^7$ y $\beta=1.5 \times 10^8$ respectivamente.                                     | 43            |

## LISTA DE FIGURAS (continuación)

### Figura

### Página

- 7 Resultados obtenidos para la inversión de  $\sigma_a^{\text{det}}$ , el modelo es un prisma con lados de 2 km cada uno, se encuentra a una profundidad de 1 km. En (a) se presenta el modelo y en (b), (c) y (d) los modelos correspondientes a  $\beta=1.0 \times 10^4$ ,  $\beta=4.0 \times 10^4$  y  $\beta=7.0 \times 10^4$  respectivamente.
- 8 Resultados obtenidos para la inversión de  $\sigma_a^{\text{det}}$  y la amplitud del tipper, el modelo es un prisma con lados de 2 km cada uno, se encuentra a una profundidad de 1 km. En (a) se presenta el modelo y en (b), (c) y (d) los modelos correspondientes a  $\beta=1.0 \times 10^6$ ,  $\beta=5.0 \times 10^6$  y  $\beta=1.2 \times 10^7$  respectivamente.
- 9 Resultados obtenidos para la inversión de  $\sigma_a^{\text{det}}$ , el modelo consiste de dos prismas un conductor y un resistivo en un semiespacio de 100 ohm-m. En (a) se presenta el modelo y en (b), (c) y (d) los modelos correspondientes a  $\beta=7.0 \times 10^4$ ,  $\beta=9.0 \times 10^4$  y  $\beta=3.0 \times 10^5$ , respectivamente.
- 10 Resultados obtenidos para la inversión de  $\sigma_a^{\text{det}}$  y la amplitud del tipper, el modelo consiste de dos prismas un conductor y un resistivo en un semiespacio de 100 ohm-m. En (a) se presenta el modelo y en (b), (c) y (d) los modelos correspondientes a  $\beta=1.0 \times 10^6$ ,  $\beta=3.5 \times 10^6$  y  $\beta=6.0 \times 10^6$ , respectivamente.
- 11 Modelos obtenidos en la inversión de  $\sigma_a^{\text{det}}$ , para la línea I-NE de la zona geotérmica de Las Tres Vírgenes. Los datos constan de 8 sondeos y se usaron 14 frecuencias en cada uno. En (a), (b) y (c) se muestran los modelos para  $\beta=1.0 \times 10^3$ ,  $\beta=5.0 \times 10^3$  y  $\beta=1.0 \times 10^4$  respectivamente.

## LISTA DE FIGURAS (continuación)

### Figura

### Página

- 12 Modelos obtenidos en la inversión conjunta de  $\sigma_a^{\text{det}}$  y  $|T|$ , para la línea I-NE de la zona geotérmica de Las Tres Vírgenes. Los datos constan de 8 sondeos y se usaron 14 frecuencias en cada uno. En (a), (b) y (c) se muestran los modelos para  $\beta=1.0 \times 10^3$ ,  $\beta=5.0 \times 10^3$  y  $\beta=1.0 \times 10^4$  respectivamente. 56
- 13 Pseudosecciones de a) la amplitud del tipper medido y b) la amplitud del tipper calculado para la línea I-NE. 57
- 14 Modelos obtenidos en la inversión de  $\sigma_a^{\text{det}}$ , para la línea IV-NE de la zona geotérmica de Las Tres Vírgenes. Los datos constan de 8 sondeos y se usaron 14 frecuencias en cada uno. En (a), (b) y (c) se muestran los modelos para  $\beta=1.0 \times 10^3$ ,  $\beta=5.0 \times 10^3$  y  $\beta=1.0 \times 10^4$  respectivamente. 60
- 15 Modelos obtenidos en la inversión de  $\sigma_a^{\text{det}}$  y  $|T|$ , para la línea IV-NE de la zona geotérmica de Tres Vírgenes. Los datos constan de 10 sondeos y se usaron 14 frecuencias en cada uno. En (a), (b) y (c) se muestran los modelos para  $\beta=3.0 \times 10^2$ ,  $\beta=8.0 \times 10^2$  y  $\beta=4.0 \times 10^3$  respectivamente. 61
- 16 Pseudosecciones de a) la amplitud del tipper medido y b) la amplitud del tipper calculado para la línea IV-NE. 62
- 17 Modelos obtenidos en la inversión de  $\sigma_a^{\text{det}}$ , para la línea VI-NE de la zona geotérmica de Las Tres Vírgenes. Los datos constan de 10 sondeos y se usaron 14 frecuencias en cada uno. En (a), (b) y (c) se muestran los modelos para  $\beta=1.0 \times 10^2$ ,  $\beta=5.0 \times 10^2$  y  $\beta=1.0 \times 10^3$  respectivamente. 65

## LISTA DE FIGURAS (continuación)

### Figura

### Página

- 18 Modelos obtenidos en la inversión de  $\sigma_a^{\text{det}}$  y  $|T|$ , para la línea VI-NE de la zona geotérmica de Las Tres Vírgenes. Los datos constan de 10 sondeos y se usaron 14 frecuencias en cada uno. En (a), (b) y (c) se muestran los modelos para  $\beta=1.0 \times 10^2$ ,  $\beta=5.0 \times 10^2$  y  $\beta=1.0 \times 10^3$ , respectivamente. 66
- 19 Pseudosecciones de a) la amplitud del tipper medido y b) la amplitud del tipper calculado para la línea VI-NE. 67
- 20 Localización de las líneas I-NE, IV-NE y VI-NE en la zona geotérmica Las Tres Vírgenes, estas líneas fueron interpretadas utilizando la metodología presentada. 68
- 21 Modelos obtenidos en la inversión de los datos en el modo TE, para la línea IV-NE de la zona geotérmica de Las Tres Vírgenes. Los datos constan de 10 sondeos y se usaron 14 frecuencias en cada uno. En (a), (b) y (c) se muestran los modelos para  $\beta=1.0 \times 10^2$ ,  $\beta=7.0 \times 10^2$  y  $\beta=3.0 \times 10^3$ , respectivamente. 78
- 22 Modelos obtenidos en la inversión de los datos en el modo TM, para la línea IV-NE de la zona geotérmica de Las Tres Vírgenes. Los datos constan de 10 sondeos y se usaron 14 frecuencias en cada uno. En (a), (b) y (c) se muestran los modelos para  $\beta=1.0 \times 10^2$ ,  $\beta=7.0 \times 10^2$  y  $\beta=3.0 \times 10^3$ , respectivamente 79
- 23 Modelos obtenidos en la inversión de los datos en los modos TE y TM, para la línea IV-NE de la zona geotérmica de Las Tres Vírgenes. Los datos constan de 10 sondeos y se usaron 14 frecuencias en cada uno. En (a), (b) y (c) se muestran los modelos para  $\beta=1.0 \times 10^2$ ,  $\beta=7.0 \times 10^2$  y  $\beta=3.0 \times 10^3$ , respectivamente 80

# INTERPRETACION BIDIMENSIONAL DE DATOS MAGNETOTELURICOS MEDIANTE INVARIANTES DE ROTACION

## I. INTRODUCCION

### I.1 Generalidades

El método magnetotelúrico (MT) tiene como objetivo determinar la distribución de la conductividad eléctrica en el subsuelo a partir de mediciones del campo eléctrico **E** y del campo magnético **H** que se realizan en la superficie de la tierra. Las fuentes del método MT son ondas electromagnéticas variantes en el tiempo, las cuales inducen corrientes telúricas en el interior de la tierra. El origen de estos campos para una frecuencia mayor a 1 Hz son tormentas eléctricas de gran cobertura y para frecuencias menores a 1 Hz son flujos de corriente en las capas ionizadas de la atmósfera que son causados por la actividad solar. Debido a la gran altura a la que se generan las ondas electromagnéticas éstas se comportan como ondas planas cuando inciden en la superficie de la tierra. En esta interfase la mayor parte de la energía incidente se refleja, sin embargo, una pequeña cantidad de energía se propaga verticalmente hacia el interior de la tierra. La amplitud, la fase y la razón entre el campo magnético **H** y el campo eléctrico **E** medidos sobre la superficie dependen de la distribución de conductividad eléctrica en el subsuelo.

Los fundamentos del método MT fueron establecidos inicialmente por Kato y Kikuchi (1950), Rikitake (1950), Tikhonov (1950) y Cagniard (1953). Sin embargo, éste último propuso una teoría más completa e indicó la importancia del método como una técnica de exploración en geofísica, además de que presenta el cálculo de la resistividad

aparente y el uso de curvas maestras para la interpretación de datos, considerando una tierra horizontalmente estratificada.

Desde que el método MT fue descrito teóricamente hace cuatro décadas, se ha desarrollado notablemente y actualmente es uno de los métodos de prospección electromagnética más ampliamente utilizados. Se ha aplicado en la exploración de petróleo en combinación con reflexión sísmica y pozos de prueba para delinear estructuras y detectar cambios en la estratigrafía en cuencas sedimentarias, o en regiones donde la reflexión sísmica es muy cara o carece de efectividad. Una segunda aplicación del método MT en el intervalo de frecuencias de 8 Hz a 10 kHz, denominado Audiomagnetoteléxico, es en la exploración y mapeo de minerales conductores metálicos y de acuíferos subterráneos a profundidades que van de los 50-100 metros hasta varios kilómetros. Una tercera aplicación es en la exploración de zonas geotérmicas. Debido a que la temperatura, el contenido de fluidos, y el contenido de sales en esos fluidos afectan la conductividad eléctrica de las rocas, el método MT es efectivo en la exploración de yacimientos geotérmicos que normalmente se encuentran a pocos kilómetros de profundidad. También se ha utilizado en la detección de fuentes primarias de calor tales como cámaras magmáticas (Jones y Dumas, 1993). Asimismo, el método MT se ha utilizado en estudios de geología regional, por ejemplo en zonas de adelgazamiento de corteza y en sistemas de plegamiento a gran escala (Vozoff, 1972; Vozoff *et al.*, 1963; Kaufman y Keller 1981; Niblett y Sayn-Wittgenstein, 1960; Jiracek *et al.*, 1987; Berdichevsky *et al.*, 1980; Word *et al.*, 1971).

## I.2. La interpretación de datos mt y el problema inverso

En la interpretación de los datos MT se trata de inferir la distribución de la conductividad eléctrica del subsuelo con base en las mediciones del campo eléctrico  $E$  y el campo magnético  $H$ , para posteriormente hacer una asociación de dicha distribución de conductividad con la geología del subsuelo.

Para interpretar datos de campo comúnmente se utilizan dos metodologías: ensayo y error y mediante la solución del problema inverso. El primero consiste en proponer un modelo y comparar su respuesta con los datos, los parámetros del modelo inicial se modifican hasta que se logra un buen ajuste entre la respuesta de este modelo y los datos.

La segunda metodología es un problema más difícil, pues consiste en obtener los parámetros de un modelo en forma automática a partir de los datos. Las dificultades presentes en esta metodología son: la no unicidad, la cual se refiere a que una respuesta dada puede ser producida por un número infinito de modelos; la presencia de ruido en las mediciones; la inestabilidad del problema, es decir, pequeños cambios en los datos generan grandes cambios en los modelos; además agreguemos a esto el hecho de que el problema de inversión de datos MT es un problema no lineal (Oldenburg, 1979; Jupp y Vozoff, 1975).

A pesar de lo anterior y por las ventajas que ofrecen, principalmente la rapidez y el hecho de que son técnicas automáticas, los métodos de inversión juegan un papel importante en la interpretación de datos MT. De ahí la necesidad de desarrollar nuevas metodologías que mejoren dicha interpretación. Los métodos clásicos para resolver el problema inverso no lineal lo hacen mediante su linealización. Comúnmente se usa un proceso iterativo en el que

los modelos se obtienen a partir de perturbaciones de un modelo inicial. En cada iteración se **minimiza** la diferencia entre datos observados y calculados. Estos procedimientos requieren resolver el problema directo varias veces lo que provoca el uso de grandes recursos y tiempo de computación (Wu, 1968; Jupp y Vozoff, 1977; Sasaki, 1989; Smith y Booker, 1991).

En la interpretación de datos MT en una dimensión existe un método aproximado conceptualmente muy sencillo denominado transformada Niblett-Bostick (Niblett y Sayn-Wittgenstein, 1960; Bostick, 1977; Goldberg y Rotstein, 1982) el cual permite obtener una curva de resistividad eléctrica contra profundidad a partir de los datos de resistividad aparente y fase. Con la finalidad de desarrollar un método similar para interpretar datos MT en dos dimensiones, Esparza (1991) utilizó una aproximación a una ecuación integral no lineal desarrollada por Gómez-Treviño (1987). La metodología trata de manera diferente las mediciones de los modos de polarización TE (Transversal Eléctrico) y TM (Transversal Magnético) y tiene la ventaja de que los modelos se obtienen en una sola iteración, a diferencia de los métodos tradicionales de linealización, lo cual reduce significativamente el tiempo de computación.

### **I.3 Objetivos**

El presente trabajo está basado en la metodología desarrollada por Esparza (1991) modificada para introducir mediciones que sean invariantes de rotación, así como incorporar las mediciones del tipper en la interpretación cuantitativa de datos MT. El tipper está

definido como la relación del campo magnético vertical al campo magnético horizontal y es anómalo cuando existen cambios laterales de conductividad. No es común que las mediciones del tipper se utilicen en la interpretación cuantitativa pues en general sólo se han utilizado en una forma cualitativa para determinar el rumbo de la estructura, siendo también un indicador cualitativo para detectar zonas conductoras (Romo *et al.*, 1994). En este trabajo se pretende mejorar la inversión de datos MT en dos dimensiones incluyendo en la inversión la amplitud del tipper. La metodología desarrollada en este trabajo se prueba en modelos sintéticos y se aplica a datos de campo obtenidos en la zona geotérmica de Las Tres Vírgenes, Baja California Sur.

## II. INVERSION DE DATOS MT EN DOS DIMENSIONES

### II.1 Introducción

En este capítulo se presentan los principios fundamentales del método MT considerando una tierra bidimensional, es decir, una tierra en la cual la conductividad eléctrica varía en los ejes  $x$  y  $z$  y es constante a lo largo del eje  $y$ . Se introducen los conceptos importantes relacionados con la inversión para generar imágenes de conductividad a partir de las mediciones en los modos TE y TM, y del determinante del tensor de impedancias; así como el método de optimización para resolver el problema de inversión.

### II.2 Principios básicos

Las ecuaciones de Maxwell describen el comportamiento de los campos electromagnéticos al propagarse en un medio de conductividad finita  $\sigma$ . Para el método MT las ecuaciones que gobiernan dicho comportamiento son:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E} + \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mathbf{J}_o \quad (1)$$

y

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2)$$

Estas ecuaciones representan la ley de Ampere y la ley de Faraday, respectivamente.

Importantes son también las relaciones constitutivas definidas por:

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (3)$$

y

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (4)$$

donde  $\mathbf{J}$  (Amperes/m<sup>2</sup>) es la densidad de corriente eléctrica,  $\mathbf{B}$  (Weber/m<sup>2</sup>) es la densidad de flujo magnético,  $\sigma$  (Siemen/m) es la conductividad eléctrica,  $\epsilon$  (Faradios/m) es la permitividad eléctrica y  $\mu$  (Henrios/m) es la permeabilidad magnética del medio.  $\mathbf{J}_0$  es la densidad de corriente debida a la fuente.

Si despreciamos las corrientes de desplazamiento y suponemos que estamos alejados de la fuente, las ecuaciones (1) y (2) en el dominio de la frecuencia, suponiendo una dependencia temporal  $e^{i\omega t}$ , siendo  $\omega$  la frecuencia angular, se escriben como,

$$\nabla \times \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E} \quad (5)$$

y

$$\nabla \times \mathbf{E} = -i\omega\mu_0\mathbf{H} \quad (6)$$

Si consideramos que no existen materiales magnéticos en el interior de la tierra,  $\mu$  puede ser tomada igual a la permeabilidad magnética en el aire ( $\mu_0$ ).

Cuando se considera una tierra bidimensional donde la conductividad eléctrica se puede representar como  $\sigma = \sigma(x,z)$  y el eje  $y$  es la dirección del rumbo de la estructura, de tal forma que  $\partial/\partial y = 0$ , los campos electromagnéticos se dividen en dos modos independientes de propagación: la polarización E (o modo TE en el que el campo eléctrico está sólo en la dirección del rumbo) y la polarización H (o modo TM en el que el campo magnético está sólo en la dirección del rumbo). En la figura 1 se muestra la geometría para los modos TE y TM.

A continuación se deducen las ecuaciones diferenciales que gobiernan el comportamiento de los campos para los modos TE y TM. Considerando una tierra bidimensional como la ya mencionada y desarrollando la ecuación (6) para el modo TE, ésta se convierte en

$$H_x = \frac{1}{i\omega\mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial z} \quad (7)$$

y

$$H_z = -\frac{1}{i\omega\mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (8)$$

Similarmente, de la ecuación (5) obtenemos que

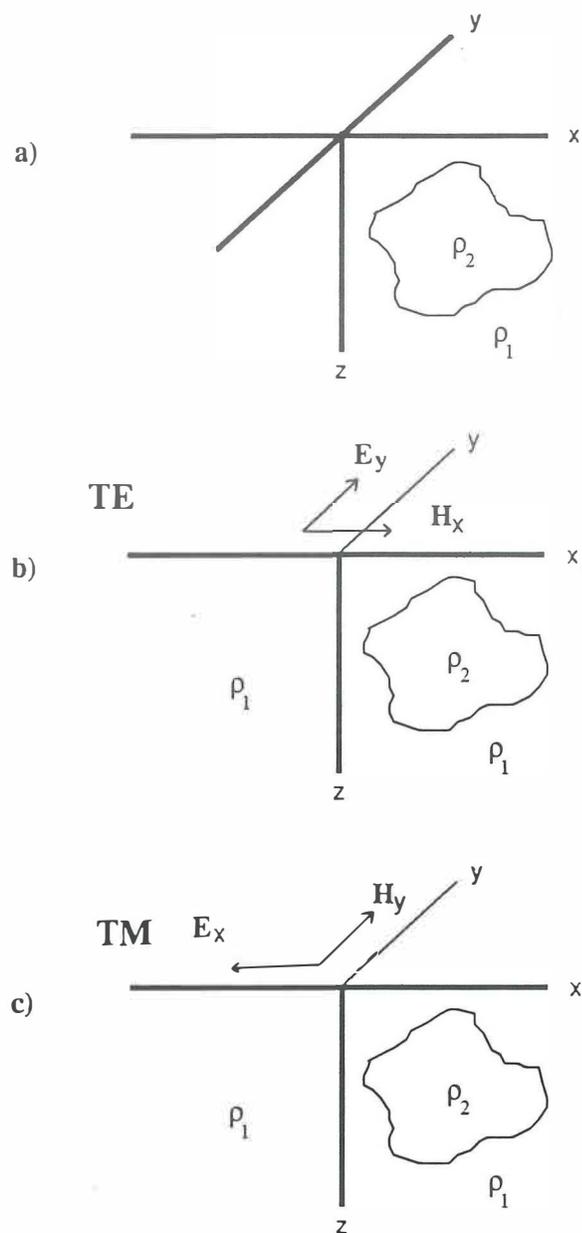


Figura 1. a) El sistema de coordenadas considerado en la metodología, así como un cuerpo en el que la resistividad  $\rho(x,z)$  varía en dos dimensiones, se considera que la estructura no cambia en la dirección  $y$ , b) la polarización para el modo TE y c) la polarización para el modo TM.

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

Combinando esta ecuación con las ecuaciones (7) y (8) obtenemos

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} - i\omega\mu_0\sigma E_y = 0 \quad (9)$$

Que es una ecuación escalar de Helmholtz y describe el comportamiento del campo eléctrico para el modo TE.

De una forma similar, para el modo TM se pueden escribir las componentes  $E_x$  y  $E_z$  como

$$E_x = -\rho \frac{\partial H_y}{\partial z} \quad (10)$$

y

$$E_z = \rho \frac{\partial H_y}{\partial x} \quad (11)$$

donde  $\rho=1/\sigma$  es la resistividad eléctrica (Ohms-m). Para este modo la ecuación (6) se convierte en

$$\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} = i\omega\mu_0 H_y \quad (12)$$

Y combinando las ecuaciones (10), (11) y (12) obtenemos la siguiente ecuación

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} - i\omega\mu_0\sigma H_y = -\frac{1}{\rho} \nabla H_y \cdot \nabla \rho \quad (13)$$

Que es la ecuación que gobierna el comportamiento del campo magnético para el modo TM. Se observa que en esta ecuación interviene el gradiente de la resistividad eléctrica.

Las ecuaciones (9) y (13) describen entonces el comportamiento del campo eléctrico  $E$  y del campo magnético  $H$  para los dos modos de propagación TE y TM, respectivamente.

### II.3 La conductividad aparente en la interpretación de datos magnetotelúricos

Un aspecto importante en la metodología para la interpretación de datos MT, que es el objetivo principal de este trabajo, es la definición de la conductividad aparente. Para una tierra horizontalmente estratificada en la cual la conductividad eléctrica  $\sigma(z)$  varía en una sola dimensión se puede usar la definición de la conductividad aparente dada por Cagniard (1953). Sin embargo, para la interpretación en la cual se basa este trabajo, considerando una tierra bidimensional, es necesario introducir el concepto y las características del tensor de

impedancias en el cual se basa la definición de la conductividad aparente en términos del determinante de este tensor.

Se sabe que los campos **E** y **H** sobre la superficie de la Tierra, además de depender de la orientación de los ejes de medición, dependen de la dirección de llegada del campo primario. Es decir, el efecto que los cambios laterales de conductividad tienen sobre **E** y **H** es una función de la posición de las fuentes en la ionósfera. En general, la localización de las fuentes varía con el tiempo o diversas fuentes pueden contribuir al campo electromagnético simultáneamente, por lo cual el campo electromagnético total observado a lo largo de las direcciones arbitrarias  $x$  y  $y$  siempre cambia con el tiempo a una frecuencia dada. Esta es la principal razón por la cual para medios bi- o tridimensionales no se pueden usar las conductividades aparentes definidas por Cagniard (1953), puesto que son calculadas de valores aparentes de dos impedancias  $Z_{xy}$  y  $Z_{yx}$  que no son independientes del tiempo ni de la orientación de los ejes de medición. Debido a los cambios en la dirección de arribo del campo primario se origina una polarización elíptica del campo total, por lo cual las impedancias dependen de esta polarización del campo (Kaufman y Keller, 1981). En resumen, las impedancias dependen de: i) las propiedades eléctricas del medio, ii) la orientación de los ejes de medición y iii) la polarización del campo primario.

A través del tensor de impedancias **Z**, Cantwell (1960), Swift (1967) y Berdichevsky (1968) formularon un método para expresar la impedancia que relaciona los campos eléctricos y los campos magnéticos, a partir del cual se puede establecer una definición de

conductividad aparente sin que ésta dependa de la polarización del campo primario, ni de la orientación de los ejes de medición.

La relación entre las componentes horizontales de los campos  $\mathbf{E}$  y  $\mathbf{H}$  y el tensor de impedancias está dada por

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \end{pmatrix}, \quad (14)$$

donde

$$\mathbf{Z} = \begin{pmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{pmatrix}$$

es el tensor complejo de impedancias. De acuerdo a la ecuación (14) el tensor  $\mathbf{Z}$  puede ser considerado como un operador lineal que transforma la componente horizontal del campo magnético  $\mathbf{H}$  a la componente horizontal del campo eléctrico  $\mathbf{E}$ . Algunas propiedades importantes del tensor de impedancias se pueden obtener aplicando el operador de rotación a las componentes horizontales de los campos  $\mathbf{E}$  y  $\mathbf{H}$ . Cuando los ejes de medición se rotan en el sentido de las manecillas del reloj  $\alpha$  grados, las componentes del campo transformado son

$$E' = RE \quad , \quad H' = RH \quad , \quad (15)$$

donde R es un operador de rotación dado por

$$R = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \text{sen } \alpha \\ -\text{sen } \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} .$$

A partir de las ecuaciones (15) las componentes de los campos para una rotación de  $\alpha$  grados, se pueden escribir como

$$E'_x = E_x \cos \alpha + E_y \text{sen } \alpha$$

$$E'_y = E_y \cos \alpha - E_x \text{sen } \alpha$$

$$H'_x = H_x \cos \alpha + H_y \text{sen } \alpha$$

$$H'_y = H_y \cos \alpha - H_x \text{sen } \alpha$$

En el sistema rotado la ecuación (14) se escribe como

$$\begin{pmatrix} E'_x \\ E'_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z'_{11} & Z'_{12} \\ Z'_{21} & Z'_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H'_x \\ H'_y \end{pmatrix}$$

con

$$Z' = RZR^T \quad ,$$

donde  $Z'_{11}$ ,  $Z'_{12}$ ,  $Z'_{21}$ , y  $Z'_{22}$  son los elementos del tensor de impedancia correspondientes a los nuevos ejes y están dados por

$$\begin{aligned}
 Z'_{11}(\alpha) &= Z_{11}\cos^2\alpha + Z_{22}\sin^2\alpha + (Z_{12} + Z_{21})\sin\alpha\cos\alpha \\
 Z'_{12}(\alpha) &= Z_{12}\cos^2\alpha - Z_{21}\sin^2\alpha + (-Z_{11} + Z_{22})\sin\alpha\cos\alpha \\
 Z'_{21}(\alpha) &= Z_{21}\cos^2\alpha - Z_{12}\sin^2\alpha + (-Z_{11} + Z_{22})\sin\alpha\cos\alpha \\
 Z'_{22}(\alpha) &= Z_{22}\cos^2\alpha + Z_{11}\sin^2\alpha + (-Z_{12} - Z_{21})\sin\alpha\cos\alpha
 \end{aligned} \tag{16}$$

La ecuación (16) indica que las componentes del tensor de impedancia cambian con la rotación de los ejes de medición. También de esta ecuación se pueden calcular los elementos del tensor de impedancias en cualquier dirección, si se conocen los valores de los elementos del tensor para un conjunto de ejes. De la ecuación (16) se puede demostrar que las funciones

$$\begin{aligned}
 I_1 &= Z'_{11}(\alpha)Z'_{22}(\alpha) - Z'_{12}(\alpha)Z'_{21}(\alpha) = Z_{11}Z_{22} - Z_{12}Z_{21} \\
 I_2 &= Z'_{11}(\alpha) + Z'_{22}(\alpha) = Z_{11} + Z_{22} \\
 I_3 &= Z'_{12}(\alpha) - Z'_{21}(\alpha) = Z_{12} - Z_{21}
 \end{aligned} \tag{17}$$

no dependen de la orientación de los ejes de medición, por lo cual se les llama invariantes rotacionales del tensor de impedancia (Eggers, 1982). La función invariante  $I_1$  es el determinante del tensor de impedancias, la función invariante  $I_2$  es la suma de los términos

de la diagonal conocida también como la traza del tensor, la función invariante  $I_3$  es la diferencia entre los términos de la antidiagonal. Para una tierra en dos dimensiones con los ejes de medición alineados con el rumbo de la estructura, se puede demostrar que los elementos del tensor de impedancias tienen las siguientes características

$$Z_{11} = Z_{22} = 0 \quad \text{y} \quad Z_{12} \neq -Z_{21}$$

Sustituyendo estos valores en la ecuación (17) encontramos que las funciones invariantes para una estructura bidimensional son

$$\begin{aligned} I_1 &= -Z_{12}Z_{21} \\ I_2 &= 0 \\ I_3 &= Z_{12} - Z_{21} \end{aligned} \quad (18)$$

#### II.4 La ecuación integral para la inversión de datos MT en 2D

La ecuación integral desarrollada por Gómez-Treviño (1987) es una ecuación no lineal de Fredholm de primera clase. En el caso de MT, considerando el modo TE para una tierra bidimensional, expresa que una medición hecha en la superficie se puede representar como

$$\sigma_a^{\text{TE}}(x_i, T_i) = \frac{1}{1 - m_i^{\text{TE}}} \int G_{\text{TE}}(x, x', z', \sigma, T_i) \sigma(x', z') dx' dz' \quad , \quad (19)$$

y una relación similar para el modo TM.  $\sigma_a^{TE}$  es la conductividad aparente para el modo TE medida en un sitio  $x$  a un periodo  $T_i$ ,  $G_{TE}$  es la derivada de Fréchet del campo eléctrico  $E$  con respecto a la función de conductividad eléctrica,  $m_i$  es la derivada logarítmica de  $\sigma_a^{TE}$  con respecto al periodo,  $\sigma$  es la conductividad del medio.  $G$  en esta ecuación tiene dos significados: el de una función de sensibilidad, es decir, cómo varían los datos (la conductividad aparente) cuando varían los parámetros buscados (la conductividad verdadera), y el de una función de peso, es decir, representa la forma en que  $\sigma$  es promediada para obtener la medición de  $\sigma_a^{TE}$ . La idea principal para la extensión de la transformada Niblett-Bostick (Niblett y Sayn-Wittgenstein, 1960; Bostick, 1977; Goldberg y Rotstein, 1982) a dos dimensiones es usar una aproximación para  $G_{TE}$  en la ecuación (19) y resolver la ecuación resultante.

Si consideramos un semiespacio homogéneo de conductividad  $\sigma_a^{TE}$  para  $G_{TE}$ ,  $m_i$  es igual a cero, por consiguiente la ecuación (19) se escribe como

$$\sigma_a^{TE}(x_i, T_i) = \int G_{TE}(x, x', z', \sigma_a, T_i) \sigma(x', z') dx' dz' \quad (20)$$

En donde  $G_{TE}$  es función de  $\sigma_a$  y no de  $\sigma$ . La inversión aproximada consistiría en resolver esta ecuación para la conductividad eléctrica  $\sigma(x', z')$ , agregando condiciones de continuidad.

## II.5 Funciones de sensibilidad para los modos TE y TM

La metodología a usar requiere de las expresiones de  $G_{TE}$  y  $G_{TM}$  que son las funciones de sensibilidad para los modos TE y TM. Dichas expresiones fueron desarrolladas por Esparza (1991). Como se mencionó, estas funciones de sensibilidad describen la forma en que varían los datos cuando varían los parámetros.

Consideremos las ecuaciones que relacionan los campos en la superficie con los elementos del tensor de impedancia dadas por

$$E_y(x, z = 0) = Z_{21}H_x(x, z = 0) \quad (21)$$

y

$$E_x(x, z = 0) = Z_{12}H_y(x, z = 0) \quad (22)$$

Estas relaciones son válidas si se considera un medio bidimensional  $\sigma(x,z)$  y que los ejes de medición  $x$  y  $y$  están alineados con el rumbo de la estructura. En esta situación, si los campos están linealmente polarizados y paralelos al eje de simetría o de rumbo de la estructura, las relaciones escalares de Cagniard se mantienen (Eggers, 1982). De tal forma que las funciones complejas  $Z_{21}$  y  $Z_{12}$  que contienen la información de la conductividad eléctrica del subsuelo, se pueden relacionar con las conductividades aparentes mediante

$$\sigma_a^{TE}(x, T) = \omega\mu_0 |Z_{21}|^{-2} \quad (23)$$

y

$$\sigma_a^{TM}(x, T) = \omega \mu_0 |Z_{12}|^{-2} \quad (24)$$

Las funciones de sensibilidad se pueden obtener a partir de perturbaciones aplicadas a las definiciones de la conductividad aparente y con el uso de la ecuación de dispersión. Esta ecuación de dispersión fue usada inicialmente en óptica para describir la forma en que se comporta un haz de luz al chocar con una superficie. En geofísica se ha usado para describir el comportamiento de los campos electromagnéticos cuando interactúan con una heterogeneidad (Hohmann, 1971; Weidelt, 1972). Las funciones de sensibilidad obtenidas por Esparza (1991) para los modos TE y TM están dadas por

$$G^{TE} = \text{Re} \left[ \frac{2}{\pi \delta^2} \int_0^{\infty} G_{\lambda}^{TE} \cos \lambda(x - x') d\lambda \right] \quad (25)$$

con

$$G_{\lambda}^{TE} = \frac{\lambda + i(2 + \lambda)}{\lambda + u} e^{-(u + \sqrt{2i})z'}$$

y por

$$G^{TM} = \text{Re} \left[ \frac{2}{\pi \delta^2} \int_0^{\infty} u e^{-(u+\sqrt{2i})z'} \cos \lambda(x-x') d\lambda \right] \quad (26)$$

donde

$$u^2 = \lambda^2 + 2i \quad ,$$

donde  $\lambda$  es una variable de integración muda.

En las ecuaciones (25) y (26) las distancias que intervienen ( $x$ ,  $x'$ , y  $z'$ ) están normalizadas por la profundidad de penetración  $\delta$  (llamada también penetración nominal o 'skin depth'). Dicha profundidad está dada por

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu_0 \sigma_a}} \quad (27)$$

De esta forma se han introducido las bases principales de la metodología usada para la inversión de datos en los modos TE y TM. A continuación se presentan los conceptos que permiten incluir en la metodología el uso de una definición de conductividad aparente en términos del determinante del tensor de impedancias.

## II.6 La conductividad aparente definida en términos del determinante de Z

La conductividad aparente puede ser definida en términos del determinante del tensor de impedancias mediante

$$\sigma_a^{\text{det}} = \omega\mu_0 |\det(Z)|^{-1} \quad (28)$$

Esta relación cumple con el requisito de que la conductividad aparente de un semiespacio homogéneo debe ser igual a su conductividad verdadera. Para un medio bidimensional, si los ejes de medición están alineados con los ejes de simetría del medio, la ecuación (28) se convierte en

$$\sigma_a^{\text{det}} = \omega\mu_0 |Z_{12}Z_{22}|^{-1} \quad (29)$$

Utilizando las ecuaciones (23) y (24), la ecuación (29) se convierte en

$$\sigma_a^{\text{det}} = \sqrt{\sigma_a^{TE} \sigma_a^{TM}} \quad (30)$$

Perturbando ambos miembros de la ecuación (29) encontramos

$$\delta\sigma_a^{\text{det}} = \frac{1}{2} (\delta\sigma_a^{TE} + \delta\sigma_a^{TM}) \quad (31)$$

Por lo tanto, la función de sensibilidad para  $\sigma_a^{\text{det}}$  está dada por

$$\mathbf{G}^{\text{det}} = \frac{1}{2}(\mathbf{G}^{\text{TE}} + \mathbf{G}^{\text{TM}}) \quad (32)$$

Quedando establecida la forma en que se puede expresar la función de sensibilidad, si se considera la definición de la conductividad aparente en términos del determinante del tensor de impedancias, se procede a describir cómo se llega a un sistema de ecuaciones lineales que se resuelve para encontrar los modelos de conductividad eléctrica.

## II.7 El algoritmo de inversión

Para obtener una solución numérica de la ecuación integral se discretiza dicha ecuación formando una malla como se muestra en la figura 2 y se considera que  $\sigma$  es uniforme en cada celda. Entonces la ecuación (20) en forma discretizada se puede expresar como

$$\sigma_a^{\text{TE}}(x_i, T_i) = \sum_{j=1}^N \left[ \int_{\Delta_j} G_{\text{TE}}(x, x', z', \sigma_a, T_i) dx' dz' \right] \sigma_j, \quad (33)$$

donde  $\Delta_j$  es la  $j$ -ésima celda y  $N$  es el número de celdas. En las ecuaciones siguientes se dan las expresiones para la integración de  $G$  en una celda típica para los modos TE y TM.

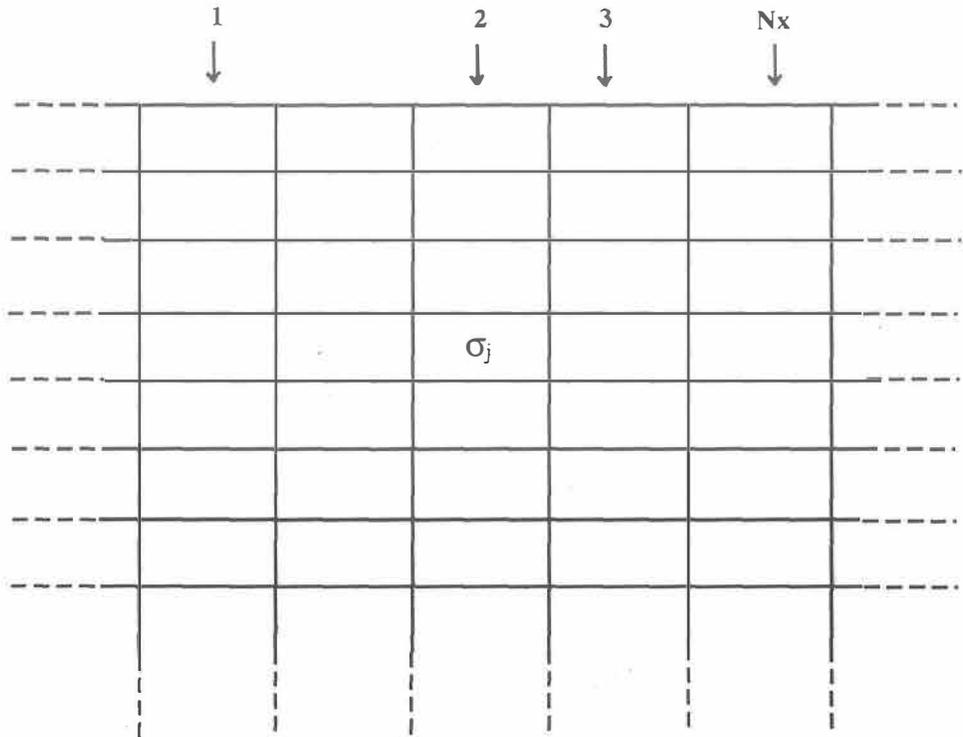


Figura 2. Rejilla en la que se discretiza el medio bidimensional para obtener los modelos de conductividad eléctrica, se considera que en cada celda  $\sigma$  es uniforme. Las marcas en la parte superior indican los sitios donde se realizan las mediciones.

$$\int_{\Delta_j} \mathbf{G}_{TE}(x, x', z', \sigma_a, T_i) dx' dz' = \frac{2}{\pi} \operatorname{Re} \int_0^{\infty} \frac{\lambda + i(2 + \lambda)}{\lambda(\lambda + u)(u + \sqrt{2i})} \left[ e^{-(u + \sqrt{2i})Z_{i+1}} - e^{-(u + \sqrt{2i})Z_j} \right] \cdot$$

$$[\operatorname{sen} \lambda(x - x_{i+1}) - \operatorname{sen} \lambda(x - x_i)] d\lambda$$
(34)

y

$$\int_{\Delta_j} \mathbf{G}_{TM}(x, x', z', \sigma_a, T_i) dx' dz' = \frac{2}{\pi} \operatorname{Re} \int_0^{\infty} \frac{u}{\lambda(\lambda + u\sqrt{2i})} \left[ e^{-(u + \sqrt{2i})Z_{i+1}} - e^{-(u + \sqrt{2i})Z_j} \right] \cdot$$

$$[\operatorname{sen} \lambda(x - x_{i+1}) - \operatorname{sen} \lambda(x - x_i)] d\lambda$$
(35)

Para obtener una expresión de  $G^{\text{det}}$ , se toma el promedio aritmético de la integral de los dos modos, de acuerdo con la ecuación (32). Estas integrales se resuelven numéricamente usando los filtros de Anderson (1975). La forma matricial de la ecuación (33) es

$$\sigma_a = A\sigma$$
(36)

Donde  $\sigma_a$  es el vector de observaciones constituido por los datos, A es la matriz de sensibilidad y  $\sigma$  es el vector incógnita, es decir, las conductividades de todas las celdas

usadas en la discretización. Para encontrar  $\sigma$  se usa el método de regularización (Tikhonov y Arsenin, 1977) y se imponen acotaciones en el valor máximo y mínimo de la conductividad del medio. El problema se resuelve con la ayuda de programación cuadrática. La aplicación de esta técnica a la interpretación de datos MT viene de su exitosa aplicación a diferentes problemas en geofísica. Pérez-Flores y Gómez-Treviño (1995) la aplicaron en la interpretación de datos de corriente directa en medios bidimensionales y Pérez-Flores (1995) la aplicó a datos electromagnéticos en el límite resistivo para medios bidimensionales.

La solución de la ecuación (36) se basa en la minimización de una función objetivo constituida por las normas cuadráticas de los residuales y las normas de las derivadas de la conductividad eléctrica en la dirección de los ejes  $x$  y  $z$ , dada por

$$\|\sigma_a - A\sigma\|^2 + \beta \left[ \|\partial_x \sigma\|^2 + \|\partial_z \sigma\|^2 \right] \quad , \quad (37)$$

sujeta a

$$\sigma_j^{\min} \leq \sigma_j \leq \sigma_j^{\max} \quad . \quad (38)$$

En la ecuación (37) los operadores  $\partial_x$  y  $\partial_z$  denotan las derivadas parciales de  $\sigma$  con respecto a  $x$  y a  $z$  respectivamente.  $\beta$  es un factor de suavizamiento, la importancia que le da el algoritmo de inversión al término de minimización de las derivadas de la conductividad

eléctrica aumenta conforme  $\beta$  es mayor. Si  $\beta$  es mayor se obtiene una solución más suave pero cuyos residuales no son pequeños, si  $\beta=0$  el proceso sólo minimiza los residuales de los datos calculado y observado, reduciéndose a la solución de mínimos cuadrados simple, y el modelo obtenido presentará contrastes fuertes en la conductividad y los datos se pueden ajustar demasiado. Minimizar la norma cuadrática de las derivadas de la conductividad con respecto a las direcciones  $x$  y  $z$  permite obtener modelos suaves, es decir, modelos a los que se les suprime las distribuciones abruptas de conductividad que no son requeridas por los datos (Smith y Booker, 1988; deGroot-Hedlin y Constable, 1990), de esta forma se sigue el principio de Occam: es preferible una solución simple a una solución que es innecesariamente compleja. Para encontrar un vector  $\sigma$  que minimize la ecuación (37) y que cumpla con (38) se utilizan técnicas de programación cuadrática desarrolladas por Gill *et al.* (1986).

## II.8 Conclusiones

En este capítulo se expusieron los principios básicos del método magnetotelúrico en ambientes bidimensionales. Asimismo, se identificaron los invariantes de rotación del tensor de impedancia. A partir de uno de ellos, el determinante del tensor de impedancia, se definió una conductividad aparente ( $\sigma_a^{\text{det}}$ ), la cual es rotacionalmente invariante (Berdichevski y Dmitriev, 1976). Se calculó la función de sensibilidad para  $\sigma_a^{\text{det}}$ , con lo que es posible interpretar datos de  $\sigma_a^{\text{det}}$  utilizando la metodología de inversión aproximada. Por último, se presentó el algoritmo de inversión que será utilizado en los siguientes capítulos.

### III. ANALISIS DEL TIPPER

#### III.1 Introducción

En este capítulo se presenta la definición del tipper para una tierra bidimensional y se calcula la función de sensibilidad del tipper, así como su integración en una celda típica. Finalmente, se muestran pseudosecciones de la amplitud y fase del tipper para un modelo bidimensional sencillo. Esto con la finalidad de incorporar las mediciones de tipper en el esquema de inversión descrito en el capítulo anterior.

#### III.2 Generalidades

En el caso de una Tierra bidimensional la conductividad, la corriente y los campos varían en  $x$  y  $z$ . Consideremos un modelo relativamente simple, constituido por un contacto vertical con rumbo en la dirección del eje  $y$  en  $x=0$ , que separa dos medios uniformes de conductividad  $\sigma_1$  y  $\sigma_2$ , con  $\sigma_1 > \sigma_2$ , como el mostrado en la figura 3a. Para el modo de propagación TE, o sea, cuando las corrientes fluyen en la dirección del rumbo, el campo eléctrico es continuo a través del contacto vertical. De esta manera la conductividad aparente a una cierta frecuencia, también será continua al pasar por el contacto, porque el campo magnético también es continuo.

De la ecuación (8) se observa que una componente en  $H_z$  se origina cuando existe un cambio horizontal de  $J_y$  por lo cual  $\partial J_y / \partial x$  es diferente de cero. Esta componente  $H_z$  disminuye conforme aumenta la distancia del contacto vertical. Cuando  $H_z$  es normalizada

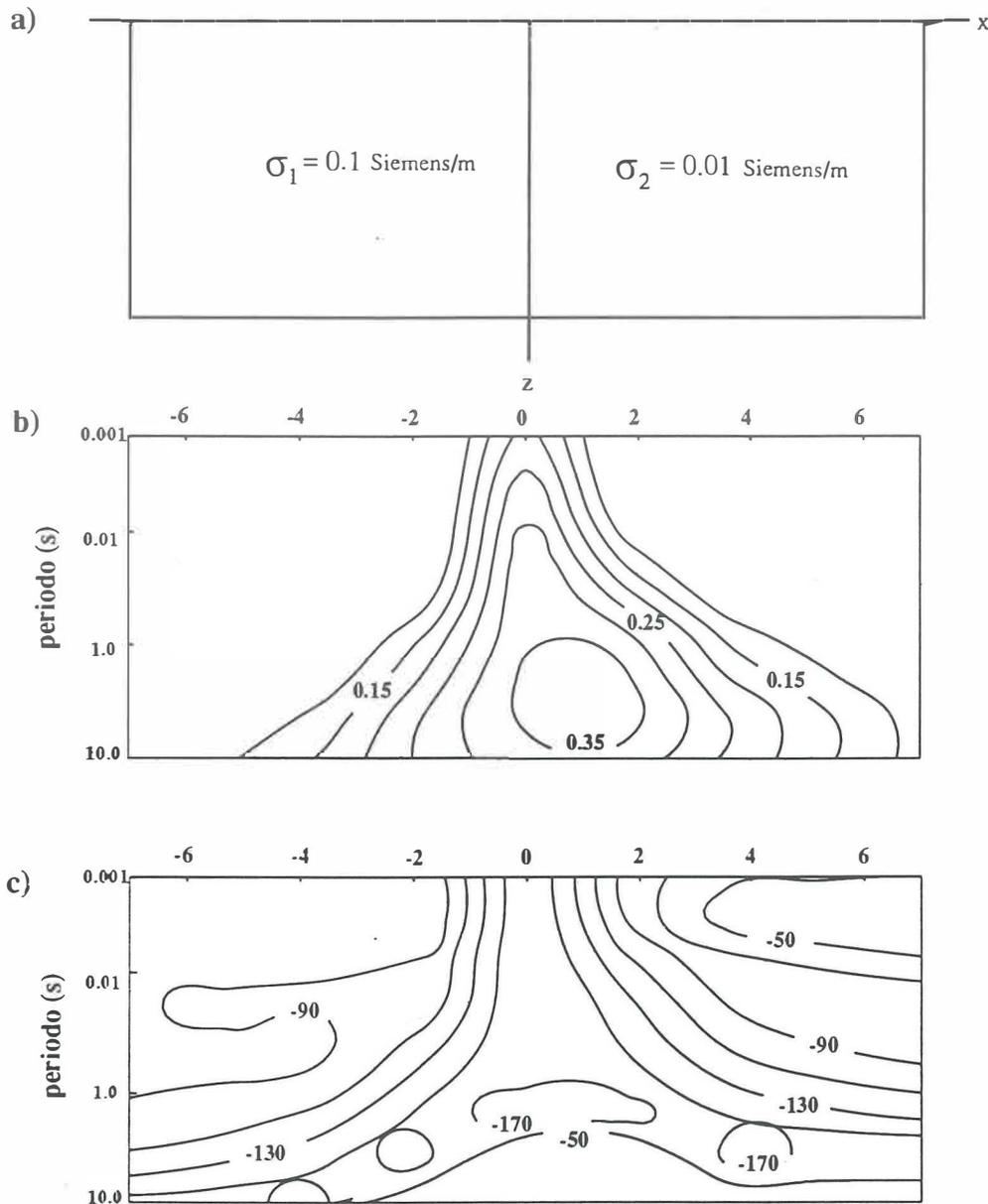


Figura 3. a) el modelo de contacto vertical, b) la pseudosección para la amplitud del tipper, c) la pseudosección para la fase del tipper, en grados.

con el campo magnético horizontal se le conoce como vector de inducción, tipper  $T$ , vector de Parkinson o vector de Weise (Vozoff, 1987). La magnitud y la fase del tipper para el contacto vertical se muestran como pseudosecciones en la figura 3b y 3c, éstas varían con la frecuencia y con la posición. Esta información se trata de utilizar en este trabajo para obtener imágenes de conductividad en el subsuelo, mediante su incorporación en la metodología presentada en el capítulo anterior.

Para el modo de propagación TM, es decir cuando las corrientes fluyen en las direcciones  $x$  y  $z$ , ocurre una acumulación de cargas a través del contacto. Estas cargas eléctricas producen su propio campo eléctrico, el que es necesario para hacer que la densidad de corriente normal al contacto sea continua en  $x=0$ . De esta manera el campo eléctrico horizontal en  $x=0^-$  es menor que el correspondiente a  $x=0^+$  y por consiguiente el campo eléctrico horizontal y la conductividad aparente son discontinuos en  $x=0$ .

La relación entre  $H_z$  y las componentes del campo magnético horizontal para una Tierra en tres dimensiones para cualquier frecuencia está dada por

$$H_z = T_x H_x + T_y H_y \quad , \quad (39)$$

donde los elementos  $T_x$  y  $T_y$  son complejos debido a que incluyen cambios de fase. Dada una estructura bidimensional con rumbo en la dirección  $y$ , la ecuación anterior se simplifica a la forma siguiente

$$H_z = T_x H_x \quad (40)$$

Comúnmente los valores de  $|T|$  están entre 0.1 y 0.5, de manera que  $H_z$  es varias veces más pequeño que la componente horizontal y por lo mismo más susceptible de contaminarse con ruido.

### III.3 La función de sensibilidad del tipper

Perturbando ambos miembros de la ecuación (40) y omitiendo el subíndice de  $T$ , llegamos a

$$\frac{\delta T}{T} = \frac{1}{T} \frac{\delta H_z}{H_x} - \frac{\delta H_x}{H_x} \quad (41)$$

La expresión para  $\delta H_z$  se puede encontrar utilizando la ecuación (8). Considerando que las distancias  $x$ ,  $x'$ ,  $z$  y  $z'$  están normalizadas por la profundidad de penetración  $\delta$ , el resultado es

$$\delta H_z = -\frac{1}{i\omega\mu_0\delta} \frac{\partial}{\partial x} \delta E_y \quad (42)$$

Para encontrar  $\delta E_y$  utilizamos la relación de dispersión (Weidelt, 1975), la cual viene dada por

$$\delta E_y(x, z) = \int G(x, z, x', z') E_y(x', z') \delta\sigma(x', z') dx' dz' \quad (43)$$

En esta ecuación  $G$  es la componente  $y$  del campo eléctrico en  $(x, z)$  producido por una línea de corriente alterna localizada en  $(x', z')$  y paralela al eje  $y$ . La expresión para  $G$  considerando un semiespacio homogéneo se puede encontrar en Wait (1962) y está dada por

$$G(x, z, x', z') = -\frac{i\omega\mu_0}{2\pi} \int_0^{\infty} \left[ \frac{u - \lambda}{u + \lambda} e^{-u(z+z')} + e^{-u|z-z'|} \right] \frac{\cos \lambda(x - x') d\lambda}{u} \quad (44)$$

Para unos pocos modelos sencillos  $E_y(x, z)$  en la ecuación (43) tiene expresión analítica, en general se tiene que resolver numéricamente la ecuación de dispersión para encontrarlo, o bien, resolver la ecuación diferencial (9) (Swift, 1971; Wannamaker *et al.*, 1986; Bailey *et al.*, 1995). Ya que deseamos encontrar la función de sensibilidad para un semiespacio homogéneo,  $E_y(x, z)$  viene dado como la solución a la ecuación diferencial (9). Dicha solución está dada por

$$E_y(x, z) = E(0)e^{-\sqrt{2i}z} \quad (45)$$

A partir de las ecuaciones (45) y (7) encontramos la componente  $x$  del campo magnético. El resultado es

$$H_x(x,0) = \frac{-\sqrt{2i}}{i\omega\mu_0\delta} E(0) \quad (46)$$

Utilizando las ecuaciones (42), (43), (44) y (46) encontramos  $\delta H_z/H_x$  como

$$\frac{\delta H_z(x, x', z')}{H_x(x,0)} = \frac{i\omega\mu_0}{\sqrt{2i\pi}} \int_0^\infty \frac{\lambda}{u + \lambda} e^{-(u+\sqrt{2i})z'} \text{sen}\lambda(x - x') d\lambda \quad (47)$$

Para encontrar  $\delta H_x(x, x', z')$  utilizamos la ecuación (7) y la ecuación (43) el resultado es

$$\delta H_x(x, x', z') = \frac{-1}{\pi\delta} \frac{\lambda E(0)}{u + \lambda} e^{-(u+\sqrt{2i})z'} \cos\lambda(x - x') \quad (48)$$

Así,  $\delta H_x(x, x', z')/H_x(x,0)$  viene dada por

$$\frac{\delta H_x}{H_x} = \frac{i\omega\mu_0}{\sqrt{2i\pi}} \int_0^\infty \frac{\lambda}{u + \lambda} e^{-(u+\sqrt{2i})z'} \cos\lambda(x - x') d\lambda \quad (49)$$

Sustituyendo las ecuaciones (47) y (49) en la ecuación (41) tenemos

$$\frac{\delta T}{T} = \frac{i\omega\mu_0}{T\sqrt{2i\pi}} \int_0^{\infty} \frac{\lambda}{u+\lambda} e^{-(u+\sqrt{2i})z'} \operatorname{sen}\lambda(x-x') d\lambda - \quad (50)$$

$$\frac{i\omega\mu_0}{\sqrt{2i\pi}} \int_0^{\infty} \frac{\lambda}{u+\lambda} e^{-(u+\sqrt{2i})z'} \cos\lambda(x-x') d\lambda$$

Ya que estamos interesados en la función de sensibilidad para la amplitud del tipper  $|T|$ , necesitamos encontrar una relación entre  $\delta T$  y  $\delta |T|$ . Con esta finalidad expresamos  $T$  en términos de su amplitud y fase  $\phi$  como

$$T = |T|e^{i\phi} \quad (51)$$

Utilizando esta ecuación llegamos a

$$\delta |T| = |T| \operatorname{Re} \left( \frac{\delta T}{T} \right) \quad (52)$$

Entonces la función de sensibilidad para la amplitud del tipper está dada por

$$G_{|T|}(x, x', z') = \operatorname{Re} \left[ + \frac{i\omega\mu_0 e^{-i\phi}}{\pi\sqrt{2i}} \int_0^{\infty} \frac{\lambda}{u+\lambda} e^{-(u+\sqrt{2i})z'} \operatorname{sen}\lambda(x-x') d\lambda \right] -$$

$$\operatorname{Re} \left[ + \frac{i\omega\mu_0 |T|}{\pi\sqrt{2i}} \int_0^{\infty} \frac{\lambda}{u+\lambda} e^{-(u+\sqrt{2i})z'} \cos\lambda(x-x') d\lambda \right]$$
(53)

En la figura 4 se muestra la gráfica de la función de sensibilidad para la amplitud del tipper, se considera un semiespacio de 10 ohms-m, una amplitud de tipper de 0.30 y una fase de  $70^\circ$ , para un periodo de 10 s, en la gráfica se puede observar la antisimetría de la función de sensibilidad, cuyo plano de antisimetría se encuentra localizado en  $x=0$ .

Para incorporar las mediciones de la amplitud del tipper en el esquema de inversión, necesitamos integrar la función de sensibilidad en una celda típica  $\Delta_j$ . Consideremos que dicha región es rectangular y que queda definida mediante

$$x_i \leq x' \leq x_{i+1} \quad \text{y} \quad z_j \leq z' \leq z_{j+1}$$

La integración se puede realizar en forma analítica, el resultado es

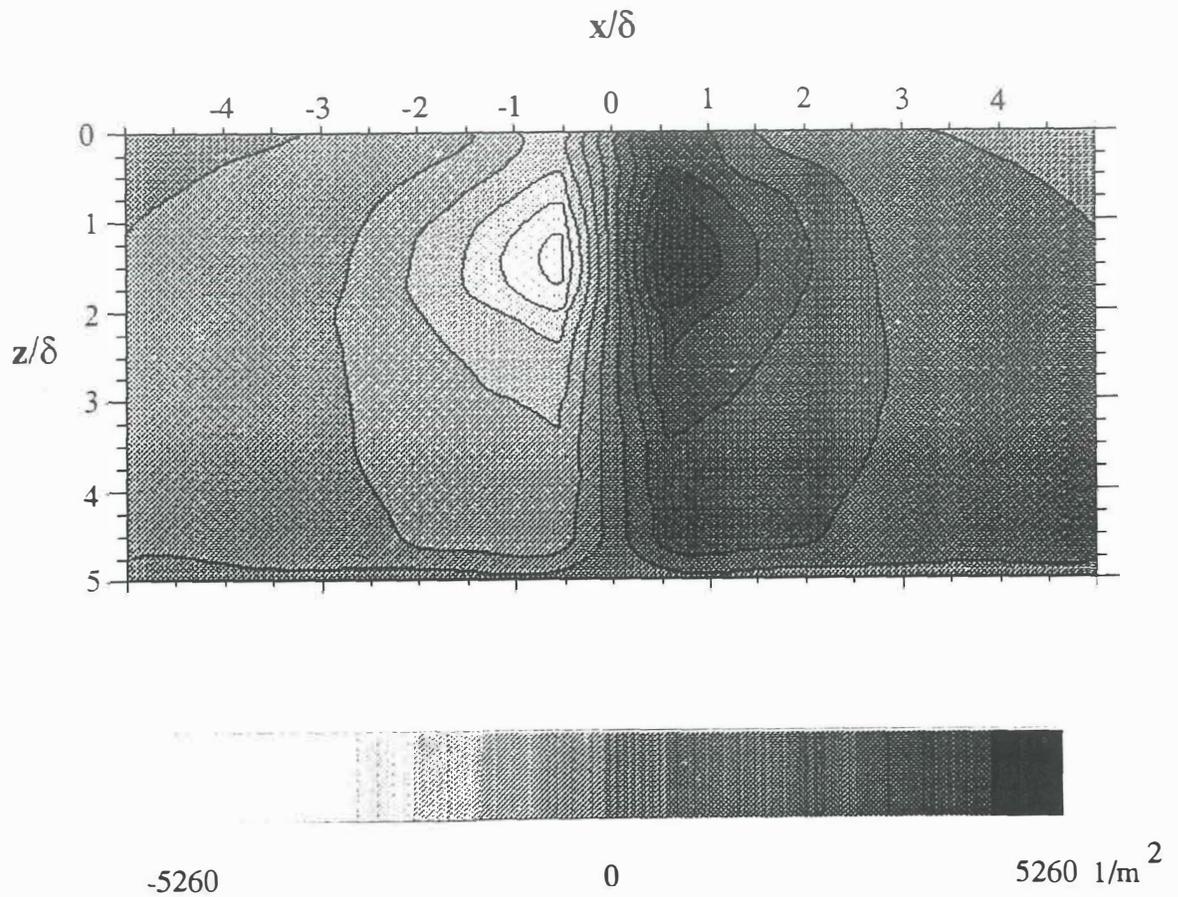


Figura 4. Función de sensibilidad para la amplitud del tipper dada por la ecuación (52). Se considera un medio de  $\rho = 10$  ohms-m,  $|T| = 0.30$ ,  $\phi = 70^\circ$  y un periodo de 10 s. Las distancias en  $x$  y  $z$  están normalizadas por la profundidad de penetración. Las unidades de los contornos son  $1/m^2$ .

$$\int_{\Delta_j} G_{|\tau|}(x, x', z') dx' dz' =$$

$$\operatorname{Re} \left[ -\frac{i\omega\mu_0\delta^2 e^{-i\varphi}}{\pi\sqrt{2i}} \int_0^\infty \frac{1}{(u+\lambda)(u+\sqrt{2i})} (e^{-(u+\sqrt{2i})z_{j+1}} - e^{-(u+\sqrt{2i})z_j}) (\cos\lambda(x-x_{i+1}) - \cos\lambda(x-x_i)) d\lambda \right] -$$

$$\operatorname{Re} \left[ \frac{i\omega\mu_0\delta^2 |\mathbf{T}|}{\pi\sqrt{2i}} \int_0^\infty \frac{1}{(u+\lambda)(u+\sqrt{2i})} (e^{-(u+\sqrt{2i})z_{j+1}} - e^{-(u+\sqrt{2i})z_j}) (\sin\lambda(x-x_{i+1}) - \sin\lambda(x-x_i)) d\lambda \right]$$

#### III.4 Incorporación del tipper en el algoritmo de inversión

En esta sección se encuentra una ecuación integral aproximada que relaciona la amplitud del tipper con la conductividad del subsuelo, así mismo se incorpora esta ecuación en el algoritmo de inversión. Para encontrar la ecuación integral se utilizan las ecuaciones no lineales desarrolladas por (Gómez-Treviño, 1987). Ya que el tipper se escala igual que el campo magnético, la ecuación integral no lineal para el tipper tiene la misma forma que la correspondiente al campo magnético desarrollada por Gómez-Treviño (1987). Por lo tanto

$$|\mathbf{T}|(x_i, T_j) = -\frac{1}{m} \int G_{|\tau|}(x, x', z', \sigma, T_j) \sigma(x', z') dx' dz' \quad (54)$$

Siendo  $|T|$  la magnitud del tipper,  $m$  la derivada logarítmica de  $|T|$  con respecto al periodo  $T_j$ . Si  $\sigma(x,z)$  es un semiespacio homogéneo, entonces  $m$  y  $|T|$  son cero. Por lo tanto de la ecuación (54) se tiene que

$$\int G_{|T|}(x, x', z', \sigma_0, T_j) dx' dz' = 0 \quad (55)$$

siendo  $\sigma_0$  la conductividad del semiespacio homogéneo.

Consideremos ahora la ecuación de linealización para  $|T|$ . Esta ecuación relaciona perturbaciones en  $|T|$  con perturbaciones en  $\sigma$  mediante

$$\delta|T| = \int G_{|T|}(x, x', z', \sigma, T_j) \delta\sigma dx' dz' \quad (56)$$

Llamemos  $\sigma(x,z)$  al modelo buscado. La ecuación (56) en términos de  $\sigma$  y  $\sigma_0$  es

$$|T| = \int G_{|T|}(x, x', z', \sigma_0, T_j) \sigma(x', z') dx' dz' - \sigma_0 \int G_{|T|}(x, x', z', \sigma_0, T_j) dx' dz' \quad (57)$$

Sin embargo, la segunda integral de la ecuación (57) es cero en virtud de la ecuación (55). Por lo tanto, la ecuación (57) se convierte en

$$|\mathbf{T}| = \int G_{|\mathbf{T}|}(x, x', z', \sigma_0, T_j) \sigma(x', z') dx' dz' \quad (58)$$

Para incorporar esta ecuación en el esquema de inversión se utiliza la misma metodología explicada en el capítulo II para el caso de la conductividad aparente. Por lo tanto la versión discreta de la ecuación (58) es

$$|\mathbf{T}|(x, T_i) = \sum_{j=1}^N \left[ \int_{\Delta_j} G_{|\mathbf{T}|}(x, x', z', |\mathbf{T}|, \phi, T_i) dx' dz' \right] \sigma_j \quad (59)$$

esta ecuación se puede expresar en términos de una ecuación matricial del tipo

$$|\mathbf{T}| = A_{\mathbf{T}} \sigma \quad (60)$$

Los elementos de la matriz  $A_{\mathbf{T}}$  están formados por integrales de la función de sensibilidad, las que ya fueron calculadas en la sección anterior. Ya que estamos interesados en interpretar conjuntamente tanto los datos de conductividad aparente, definida a través del determinante del tensor de impedancia como los de amplitud del tipper, podemos expresar los dos sistemas de ecuaciones en uno solo de la forma

$$\begin{bmatrix} \sigma_a^{\text{det}} \\ |\mathbf{T}| \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{\text{det}} \\ A_{\mathbf{T}} \end{bmatrix} [\sigma] \quad (61)$$

Para encontrar  $\sigma$  se utiliza el mismo procedimiento descrito en el capítulo II. Es decir, se busca un modelo que sea suave y que minimize la norma cuadrática de los residuales. El problema finalmente se resuelve mediante programación cuadrática. En el capítulo siguiente se aplicará la metodología descrita en este capítulo a algunos modelos sintéticos.

### III.5 Conclusiones

Se presentó la definición del tipper para medios bidimensionales. También se calculó la función de sensibilidad de la amplitud del tipper, considerando un semiespacio homogéneo. Esta función depende de las distancias horizontal y vertical, de la frecuencia y de la amplitud y fase del tipper. Además, tiene la peculiaridad que su integral en todo el semiplano es cero, razón por la que se pretende hacer inversión conjunta de  $\sigma_a^{\text{det}}$  y amplitud del tipper y no inversión de la amplitud del tipper solamente.

## IV. PRUEBAS EN MODELOS SINTETICOS

### IV.1 Introducción

En este capítulo se presentan las aplicaciones de la inversión conjunta de la conductividad aparente definida en términos del determinante del tensor de impedancia ( $\sigma_a^{\text{det}}$ ) y de la amplitud del tipper ( $|T|$ ) a modelos sintéticos. Se hace también una comparación entre la inversión de sólo  $\sigma_a^{\text{det}}$  y la inversión conjunta de  $\sigma_a^{\text{det}}$  y  $|T|$ . Los modelos considerados son ejemplos relativamente sencillos.

Para probar el método de inversión se generaron las respuestas magnetotelúricas de algunos modelos utilizando un programa de modelado desarrollado por Jupp y Vozoff (1975) escrito en Fortran 77. Las respuestas obtenidas fueron los datos de entrada al programa de inversión conjunta de  $\sigma_a^{\text{det}}$  y de  $|T|$ .

### IV.2 Modelo de un contacto vertical

Se consideró el modelo mostrado en la figura 5, un contacto vertical con resistividades  $\rho_1=10$  Ohm-m y  $\rho_2=100$  Ohm-m, se simularon respuestas en ocho sondeos con nueve frecuencias logarítmicamente equiespaciadas de 0.1 Hz a 0.001 Hz. Los resultados obtenidos con la inversión de  $\sigma_a^{\text{det}}$  se presentan en la figura 5, en la cual se muestran modelos para factores de suavizamiento ( $\beta$ ) diferentes. Se puede observar en los diferentes modelos la presencia de las dos zonas conductora y resistiva, sin embargo, el contacto vertical en ningún caso es bien definido.

Como se mencionó, la importancia que le da el algoritmo al término de minimización de las derivadas de la conductividad eléctrica aumenta conforme  $\beta$  es mayor. Por lo tanto, si  $\beta$  es mayor se obtienen modelos más suaves o simples pero sus residuales no son pequeños, conforme  $\beta$  disminuye los modelos presentan contrastes fuertes en la conductividad y los datos se pueden ajustar demasiado, haciendo que los residuales sean pequeños

Los resultados para la inversión conjunta de  $\sigma_a^{\text{det}}$  y amplitud del tipper para el mismo modelo se presentan en la Figura 6. También se muestran modelos para diferentes factores de suavizamiento y se puede observar que en el modelo con un  $\beta=1.5 \times 10^8$  el contacto vertical entre la zona conductora y la zona resistiva se define completamente.

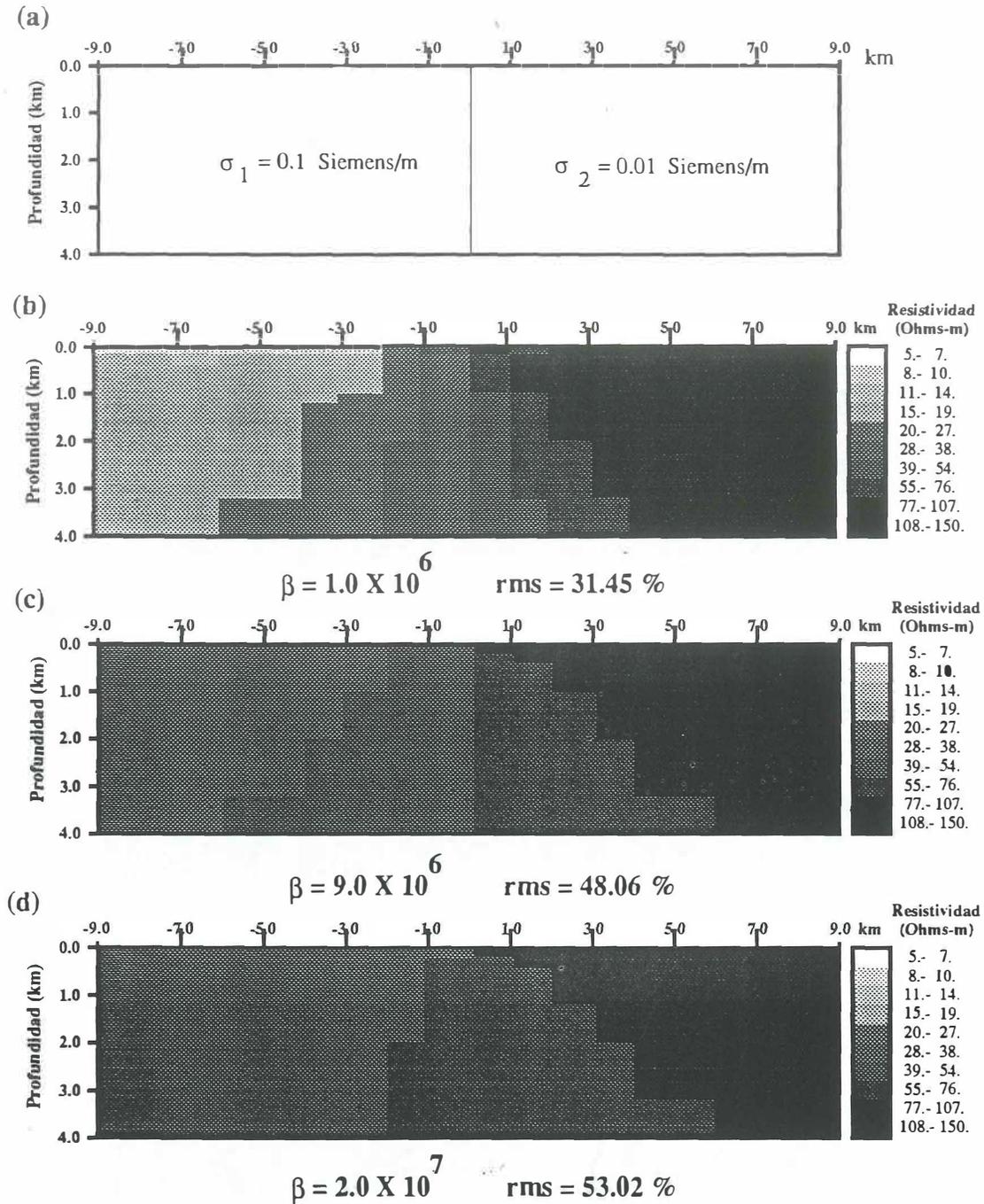


Figura 5. Resultados obtenidos con la inversión de  $\sigma_a^{det}$  para el modelo de contacto vertical, las marcas en la parte superior son los sitios donde se simularon las respuestas. En a) se presenta el modelo y en (b), (c) y (d) los modelos correspondientes a  $\beta = 10^6$ ,  $\beta = 9 \times 10^6$  y  $\beta = 2 \times 10^7$  respectivamente.

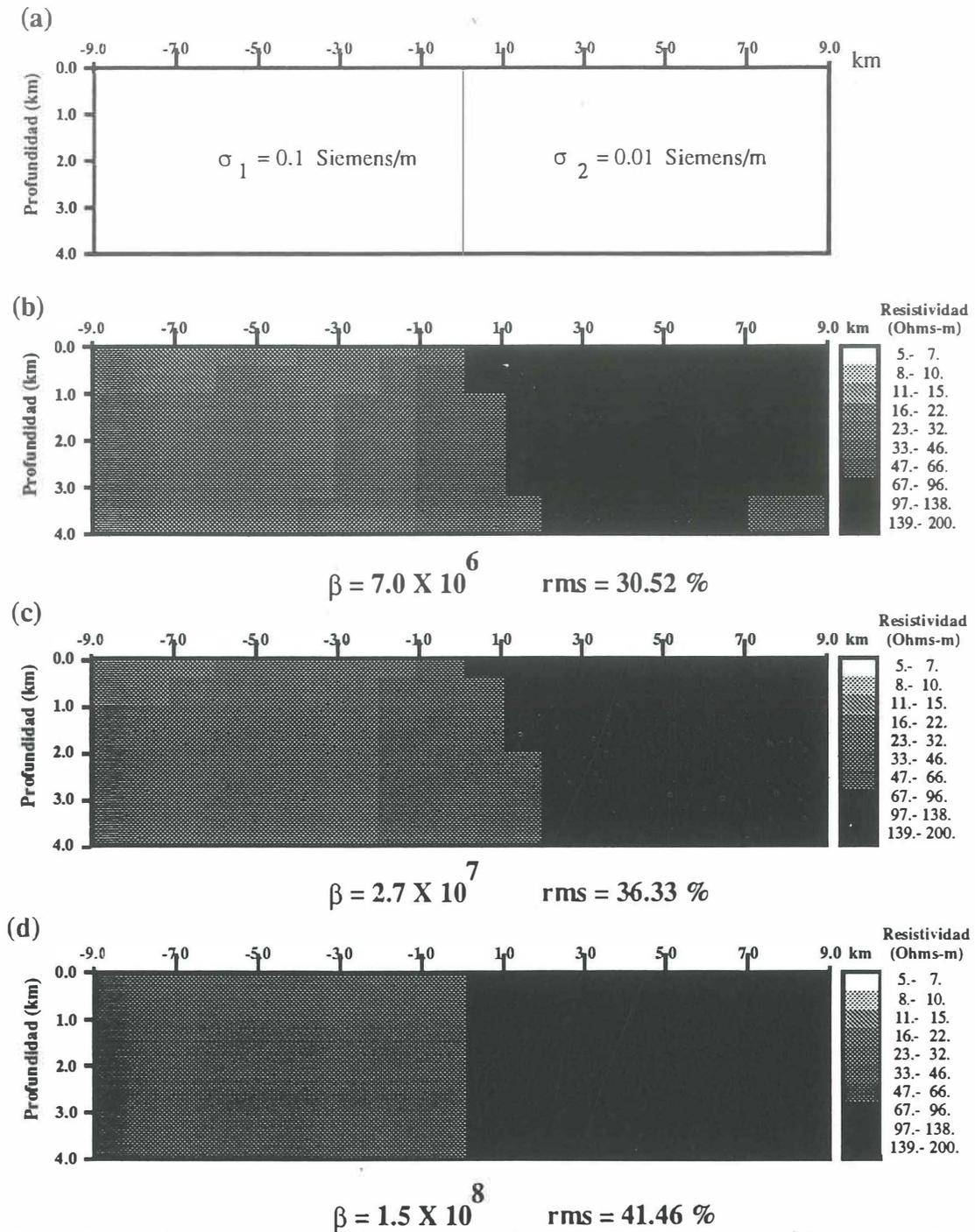


Figura 6.

Resultados obtenidos para la inversión conjunta de  $\sigma_a^{det}$  y la amplitud del tipper para el modelo de contacto vertical. En a) se presenta el modelo y en (b), (c) y (d) los modelos correspondientes a  $\beta = 7 \times 10^6$ ,  $\beta = 2.7 \times 10^7$  y  $\beta = 1.5 \times 10^8$  respectivamente.

### IV.3 Modelo de un prisma conductor en un semiespacio

El modelo consiste de un prisma conductor cuyos lados miden 2 km cada uno y se encuentra a una profundidad de 1 km. La resistividad de este prisma es de  $\rho_2=10$  Ohm-m dentro de un semiespacio con resistividad  $\rho_1=100$  Ohm-m. Se simularon respuestas en nueve sondeos con nueve frecuencias logarítmicamente equiespaciadas. Los resultados obtenidos para la inversión de  $\sigma_a^{\text{dct}}$  se presentan en la figura 7, en la figura se muestran modelos para diferentes  $\beta$ , en los cuales existe la presencia de una zona conductora, pero obviamente no se define claramente el prisma conductor original.

Los resultados obtenidos para la inversión de  $\sigma_a^{\text{dct}}$  y amplitud del tipper se muestran en la figura 8, en el modelo con un  $\beta=1.2 \times 10^7$  se observa que el prisma conductor es bien definido tanto en profundidad como en extensión longitudinal.

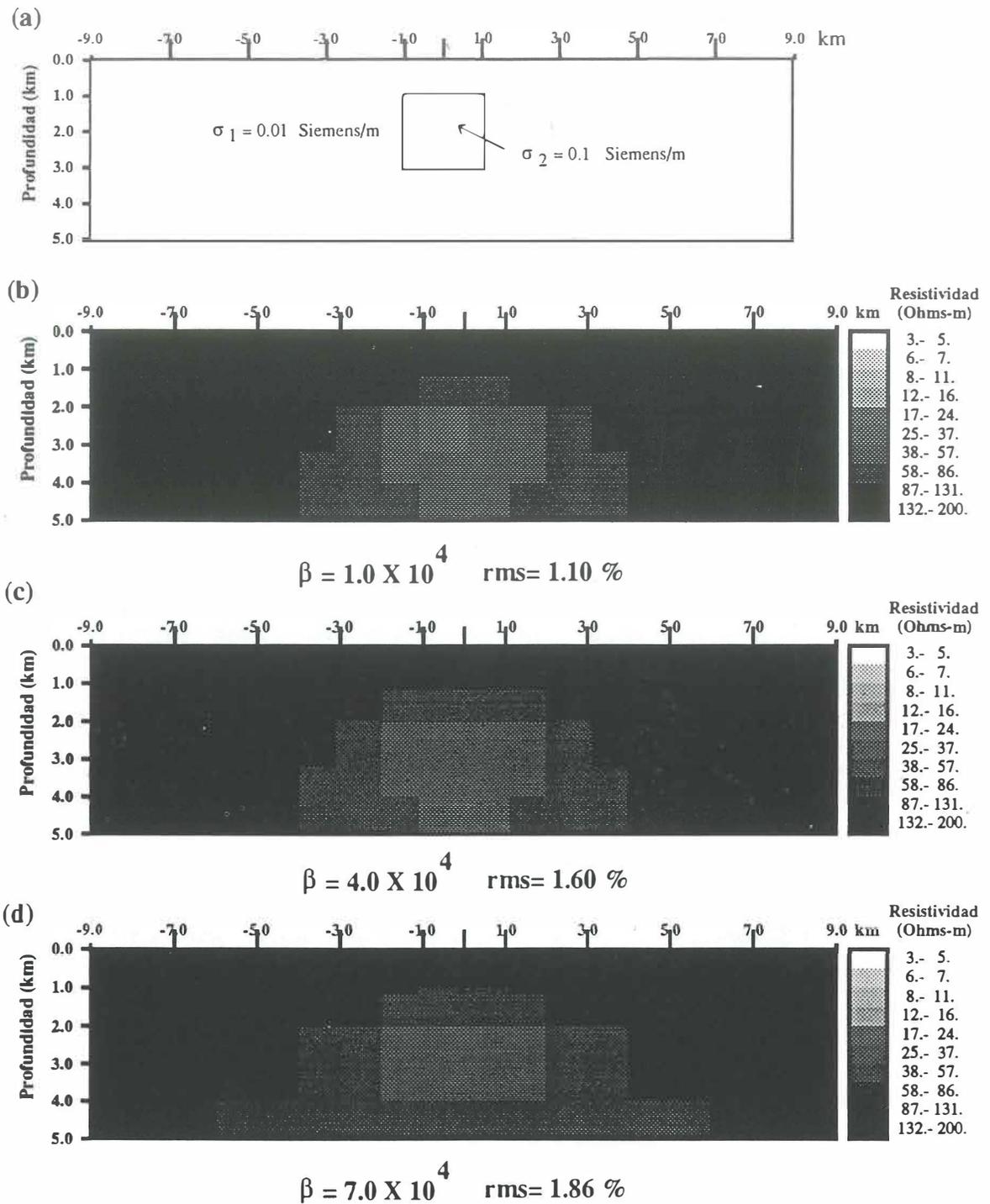


Figura 7. Resultados obtenidos para la inversión de  $\sigma_a^{det}$ , el modelo es un prisma con lados de 2 km cada uno, se encuentra a una profundidad de 1 km. En (a) se presenta el modelo y en (b), (c) y (d) los modelos correspondientes a  $\beta=1.0 \times 10^4$ ,  $\beta=4.0 \times 10^4$  y  $\beta=7.0 \times 10^4$  respectivamente.

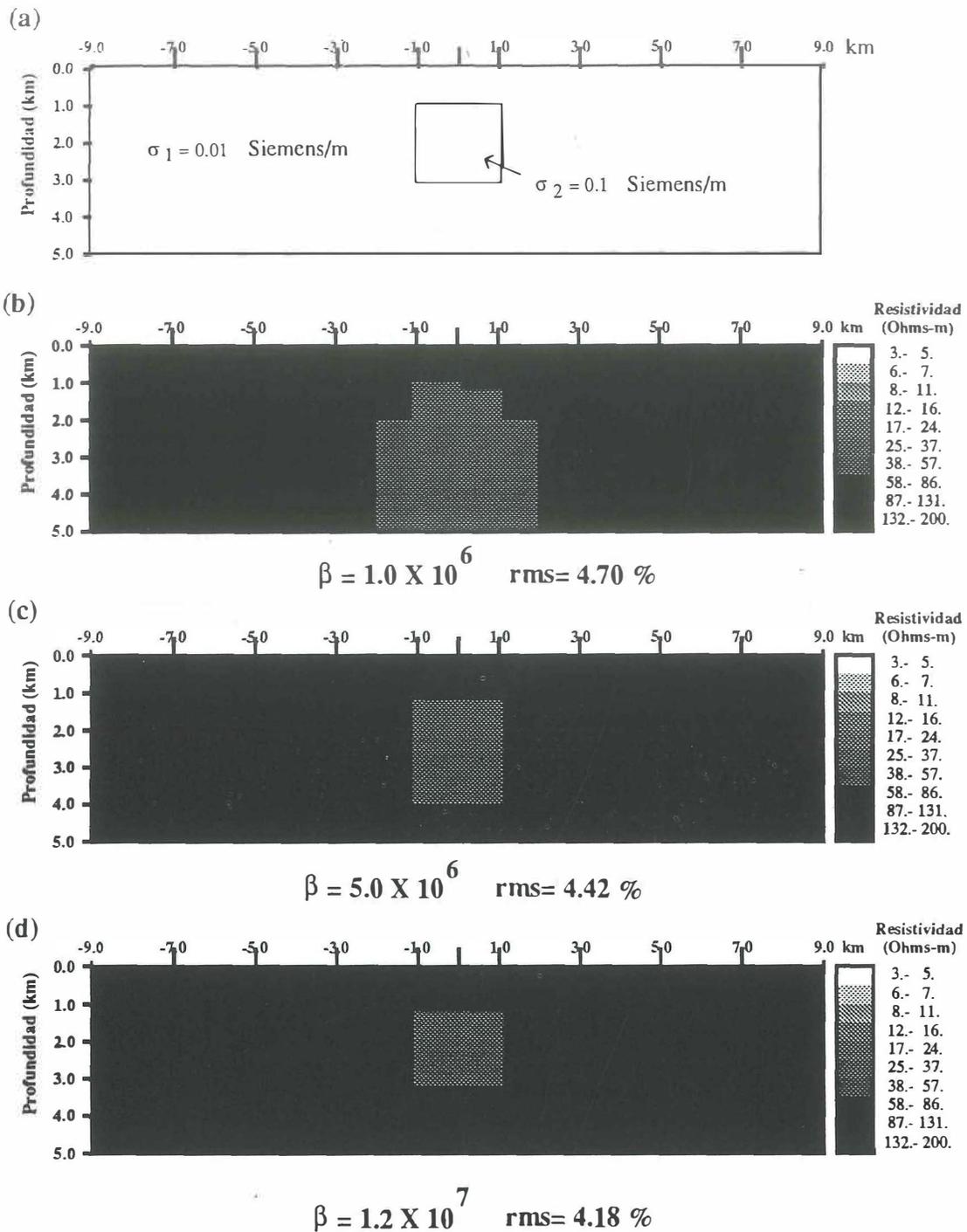


Figura 8. Resultados obtenidos para la inversión de  $\sigma_a^{det}$  y la amplitud del tipper, el modelo es un prisma con lados de 2 km cada uno, se encuentra a una profundidad de 1 km. En (a) se presenta el modelo y en (b), (c) y (d) los modelos correspondientes a  $\beta=1.0 \times 10^6$ ,  $\beta=5.0 \times 10^6$  y  $\beta=1.2 \times 10^7$  respectivamente.

#### IV.4 Modelo de dos prismas en un semiespacio

El modelo consiste de dos prismas: un prisma conductor con una resistividad de 5 Ohm-m y un prisma resistivo de 2000 Ohm-m, los dos prismas se encuentran dentro de un semiespacio resistivo con una resistividad de 100 Ohm-m. Se simularon respuestas en nueve sondeos con nueve frecuencias logarítmicamente equiespaciadas. Los resultados obtenidos para la inversión de  $\sigma_a^{\text{det}}$  se muestran en la figura 9, en la cual se presentan modelos para  $\beta$  diferentes. En general, el prisma resistivo es regularmente definido, mientras que el prisma conductor es pobremente definido.

Los resultados obtenidos para la inversión de  $\sigma_a^{\text{det}}$  y amplitud del tipper se muestran en la figura 10, en la cual se presentan modelos para diferentes  $\beta$ , en el modelo para un  $\beta=3.5 \times 10^{06}$  el prisma resistivo es bien definido, mientras que el prisma conductor es regularmente definido.

Cabe señalar que éste es el mismo modelo utilizado por deGroot-Hedlin y Constable (1990) para probar su algoritmo de inversión en dos dimensiones. El modelo final que ellos obtienen es similar al que se presenta en la figura 10d, sin embargo ellos necesitaron 14 iteraciones para obtener ese modelo.

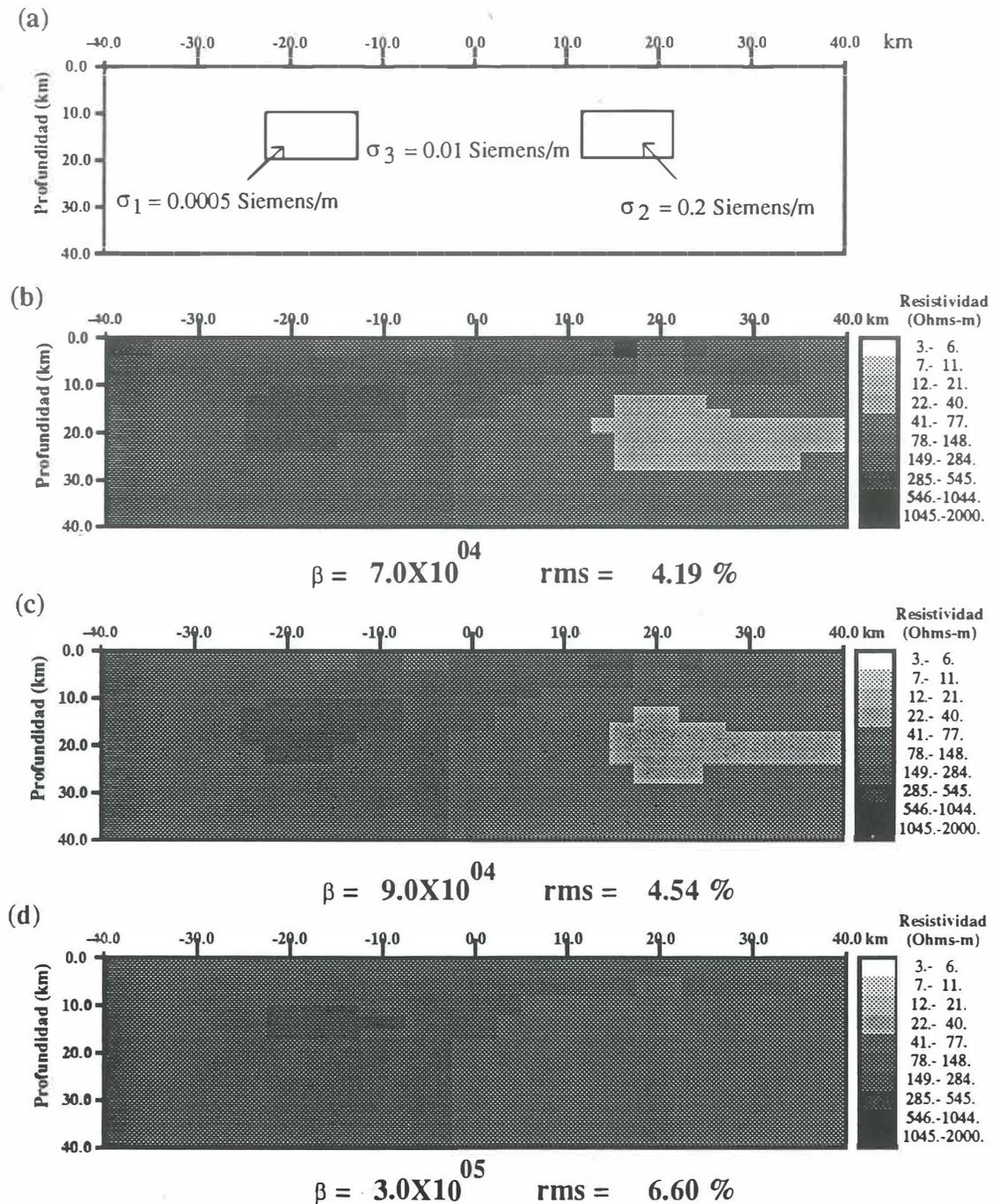


Figura 9. Resultados obtenidos para la inversión de  $\sigma_a^{\text{det}}$ , el modelo consiste de dos prismas un conductor y un resistivo en un semiespacio de 100 ohm-m. En (a) se presenta el modelo y en (b), (c) y (d) los modelos correspondientes a  $\beta=7.0 \times 10^4$  y  $\beta=9.0 \times 10^4$  y  $\beta=3.0 \times 10^5$  respectivamente.

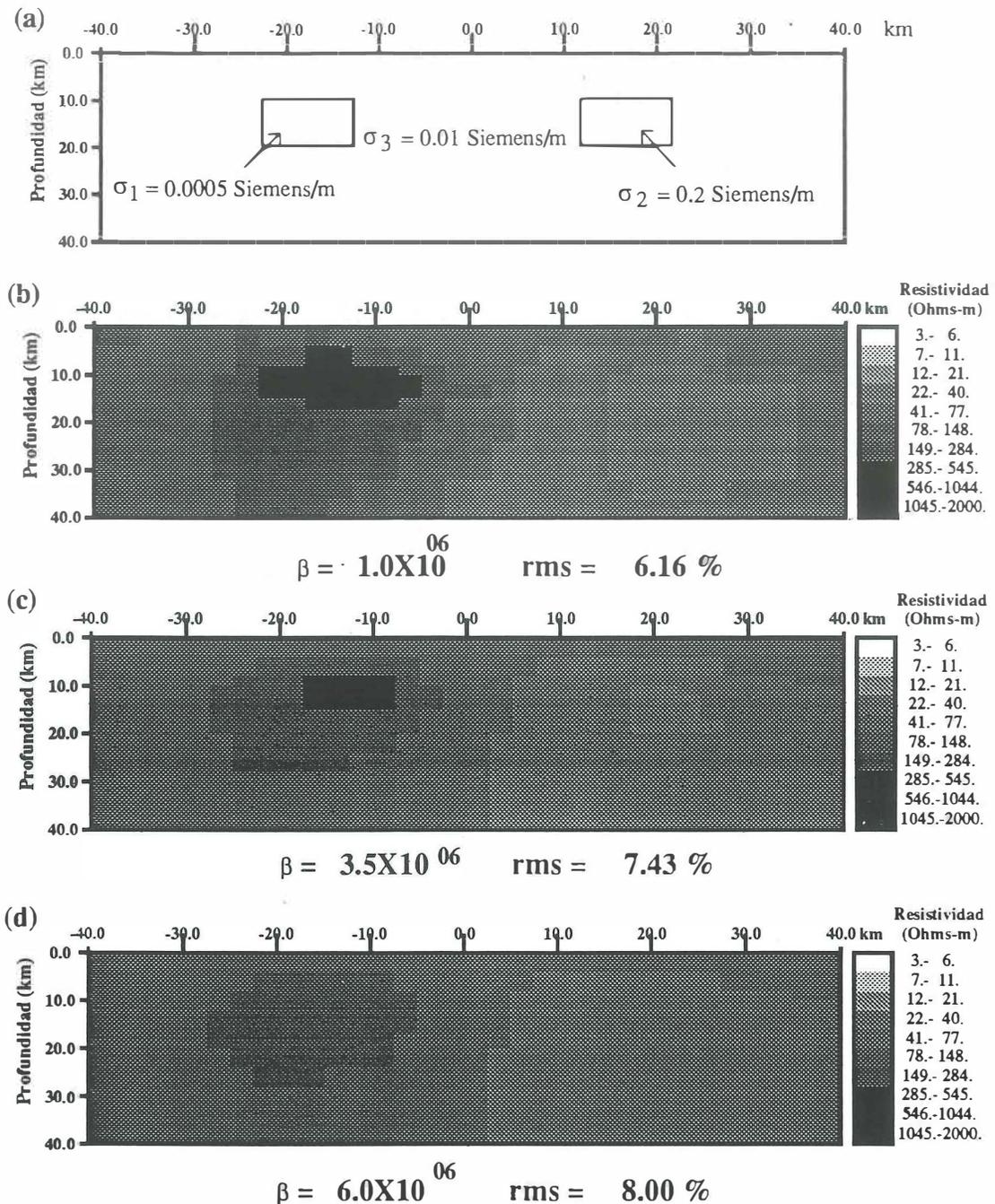


Figura 10. Resultados obtenidos para la inversión de  $\sigma_a^{\text{det}}$  y la amplitud del tipper, el modelo consiste de dos prismas un conductor y un resistivo en un semiespacio de 100 ohm-m. En (a) se presenta el modelo y en (b), (c) y (d) los modelos correspondientes a  $\beta=1.0 \times 10^6$ ,  $\beta=3.5 \times 10^6$  y  $\beta=6.0 \times 10^6$ , respectivamente.

#### IV.5 Conclusiones

Basados en los resultados obtenidos en el presente capítulo, se puede decir que la inversión conjunta de  $\sigma_a^{\text{det}}$  y  $|T|$  mejora la resolución de las fronteras verticales de conductividad y en general las resistividades calculadas se acercan más a las de los modelos originales. Sin embargo, el objetivo de los métodos geofísicos en general es obtener imágenes del subsuelo. Es en estos casos que la aproximación hecha para encontrar los modelos, es muy útil debido a que los modelos se encuentran en una sola iteración. Una vez probada la técnica, se procedió a aplicarla en datos de campo.

## V. APLICACION A DATOS DE CAMPO

### V.1 Introducción

La zona geotérmica de Las Tres Vírgenes se encuentra en el norte del Estado de Baja California Sur, a 35 km al noroeste del puerto de Santa Rosalía y se localiza entre las coordenadas geográficas de 27° 22' a 27° 43' de latitud Norte y de 112° 20' a 112° a 30' de longitud Oeste.

Esta zona ha sido objeto de diferentes estudios, entre los que destacan: geología (López *et al.*, 1994), geofísicos (Ballina y Herrera, 1984; Vázquez *et al.*, 1992) y sismicidad pasiva (Wong y Munguía, 1995). Los estudios geofísicos incluyen transitorios electromagnéticos y magnetotelúricos (Romo *et al.*, 1994). Estos últimos fueron realizados por el CICESE para la Comisión Federal de Electricidad y consisten de 90 sondeos MT, con frecuencias en el intervalo de 0.0032 Hz a 68.0 Hz.

En este capítulo se muestra la aplicación de la inversión conjunta de  $\sigma_a^{\text{det}}$  y  $|T|$  a los datos magnetotelúricos obtenidos en el trabajo de Romo *et al.* (1994). Se interpretaron las líneas I-NE, IV-NE, y VI-NE. En la figura 20 se muestra un mapa con la localización de estas líneas.

Para poder incorporar  $|T|$  en el esquema de inversión se necesita conocer la fase del tipper  $\phi$ , según se observa en la ecuación (53). Para el caso bidimensional estudiado en el capítulo anterior dicha fase es sencillamente la fase de  $H_z / H_x$ , sin embargo en el caso

general tanto  $H_x$  como  $H_y$  contribuyen a  $H_z$  según se observa en la ecuación (39). En este caso la amplitud del tipper se define (Vozoff, 1987) como

$$|T|^2 = |T_x|^2 + |T_y|^2 \quad (62)$$

Se puede demostrar que esta amplitud es un invariante de rotación. La fase del tipper se define como un promedio ponderado de las fases de  $T_x$  y  $T_y$ . Esto es,

$$\phi = \frac{|T_x|^2 \phi_{T_x} + |T_y|^2 \phi_{T_y}}{|T_x|^2 + |T_y|^2} \quad (63)$$

Se había considerado que esta fase es invariante de rotación. Sin embargo, Esparza y Gómez-Treviño (1995), mostraron que la fase del tipper dada por la ecuación (63) no es invariante de rotación. Además, propusieron una fórmula alternativa para la fase del tipper, dada por

$$\phi = \tan^{-1} \left[ \frac{\text{Im}^2(T_x) + \text{Im}^2(T_y)}{\text{Re}^2(T_x) + \text{Re}^2(T_y)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (64)$$

la que sí es invariante de rotación. Ya que en la presente tesis el interés consiste en usar invariantes de rotación para encontrar los modelos de resistividad eléctrica, en el esquema de inversión se utilizará la fase del tipper dada por la ecuación (64).

## V.2 Línea I-NE

La línea I-NE con una longitud de 10 km, está compuesta de 8 sondeos (señalados en las figuras 11 y 12 por tv12, tv11, tv04, tv10, tv09, tv29, tv30, tv31), en la inversión se utilizaron 14 frecuencias equiespaciadas logarítmicamente. La rejilla de discretización tiene 23X20 celdas en extensión longitudinal y en profundidad respectivamente. Los modelos encontrados mediante la inversión de  $\sigma_a^{det}$  se muestran en la figura 11, en estos modelos aparece una zona conductora bajo los sondeos tv12, tv11, y tv04 la cual no se define claramente en profundidad para los diferentes  $\beta$  usados. Existe también una zona relativamente resistiva bajo los sondeos tv10, tv09, tv29, tv30 y tv31.

En la figura 12 se encuentran los modelos estimados utilizando  $\sigma_a^{det}$  y  $|T|$ , existe al igual que en los modelos obtenidos con la inversión de  $\sigma_a^{det}$  una zona conductora bajo los sondeos tv12, tv11 y tv04 que se mantiene para los diferentes  $\beta$  usados. Esta zona conductora alcanza una profundidad máxima aproximada de 2 km bajo el sondeo tv11 y se hace más somera bajo los sondeos tv12 y tv04. A diferencia de los modelos encontrados con la inversión de  $\sigma_a^{det}$  existe una zona conductora bajo los sondeos tv29, tv30 y tv31 que se extiende a profundidad. Con el modelo encontrado para  $\beta = 5 \times 10^3$  se calculó la amplitud del

tipper calculada  $|\hat{T}|$  utilizando la ecuación aproximada (60), cabe señalar que la amplitud de tipper calculada no varía significativamente para los tres modelos mostrados. En la figura 13 se compara la amplitud del tipper observada y  $|\hat{T}|$ .

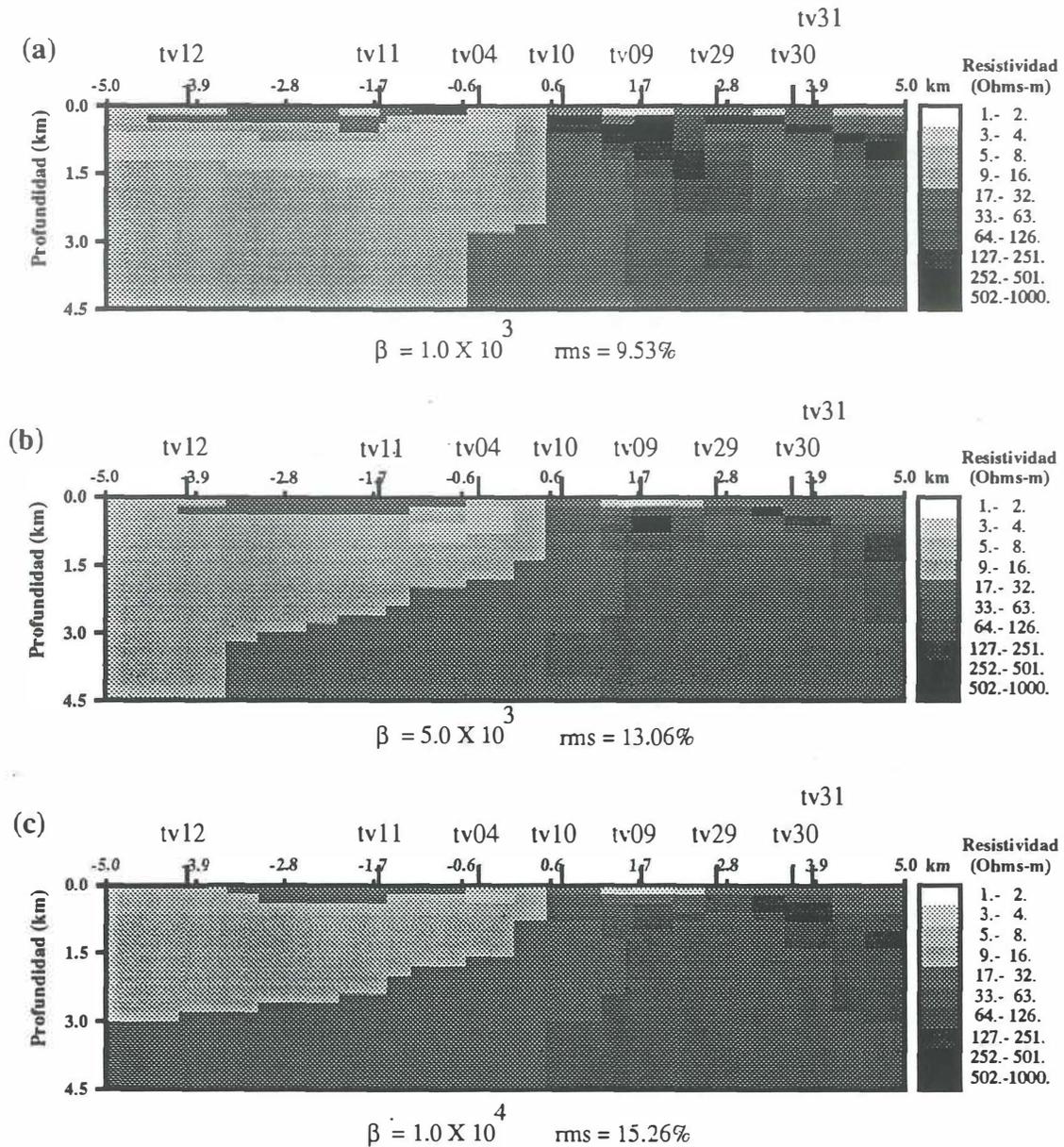


Figura 11. Modelos obtenidos en la inversión de  $\sigma_a^{dct}$ , para la línea I-NE de la zona geotérmica de Las Tres Vírgenes. Los datos constan de 8 sondeos y se usaron 14 frecuencias en cada uno. En (a), (b) y (c) se muestran los modelos para  $\beta=1.0 \times 10^3$ ,  $\beta=5.0 \times 10^3$  y  $\beta=1.0 \times 10^4$  respectivamente.

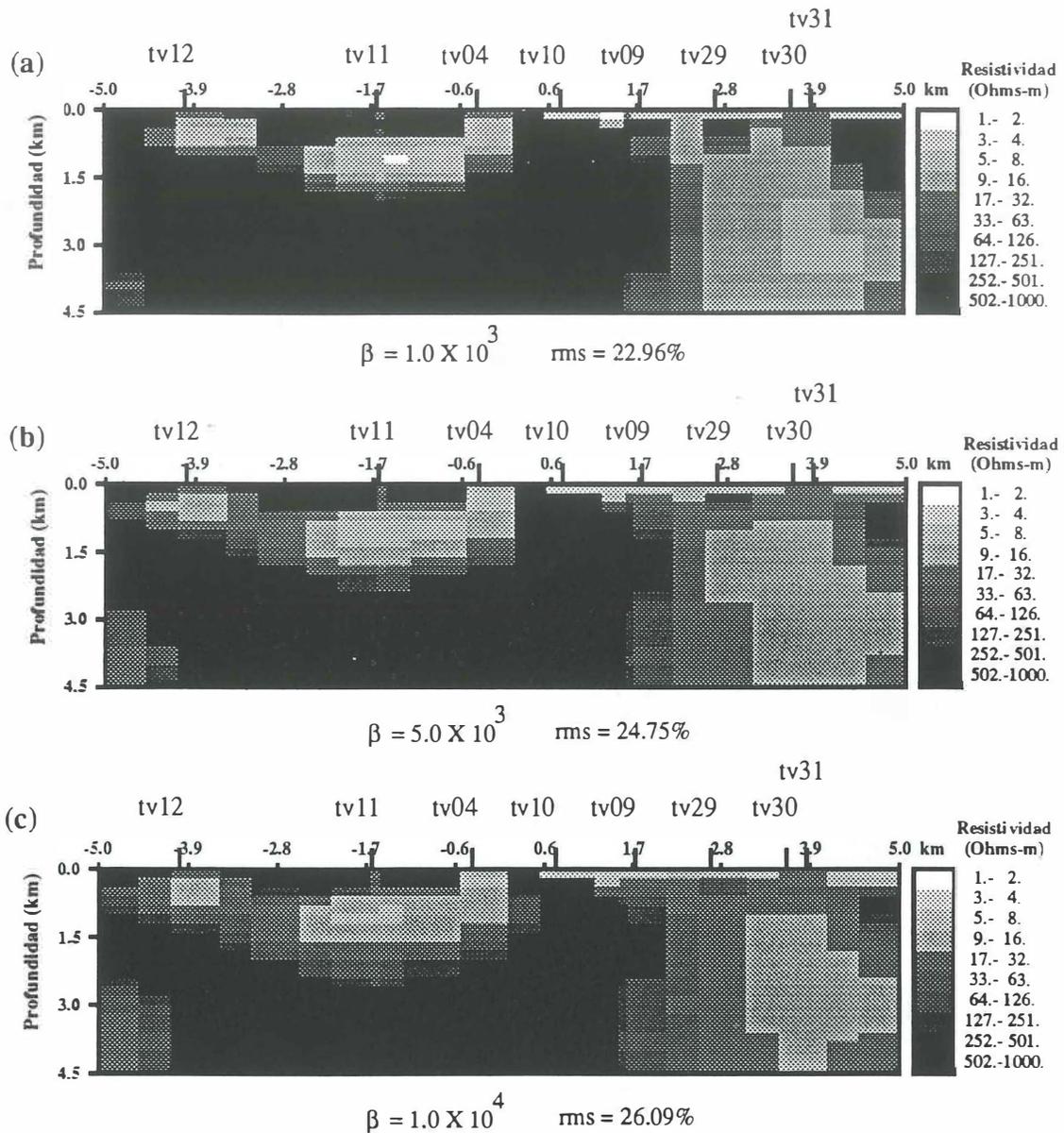


Figura 12. Modelos obtenidos en la inversión conjunta de  $\sigma_a^{\text{det}}$  y  $|T|$ , para la línea I-NE de la zona geotérmica de Las Tres Vírgenes. Los datos constan de 8 sondeos y se usaron 14 frecuencias en cada uno. En (a), (b) y (c) se muestran los modelos para  $\beta=1.0 \times 10^3$ ,  $\beta=5.0 \times 10^3$  y  $\beta=1.0 \times 10^4$  respectivamente.

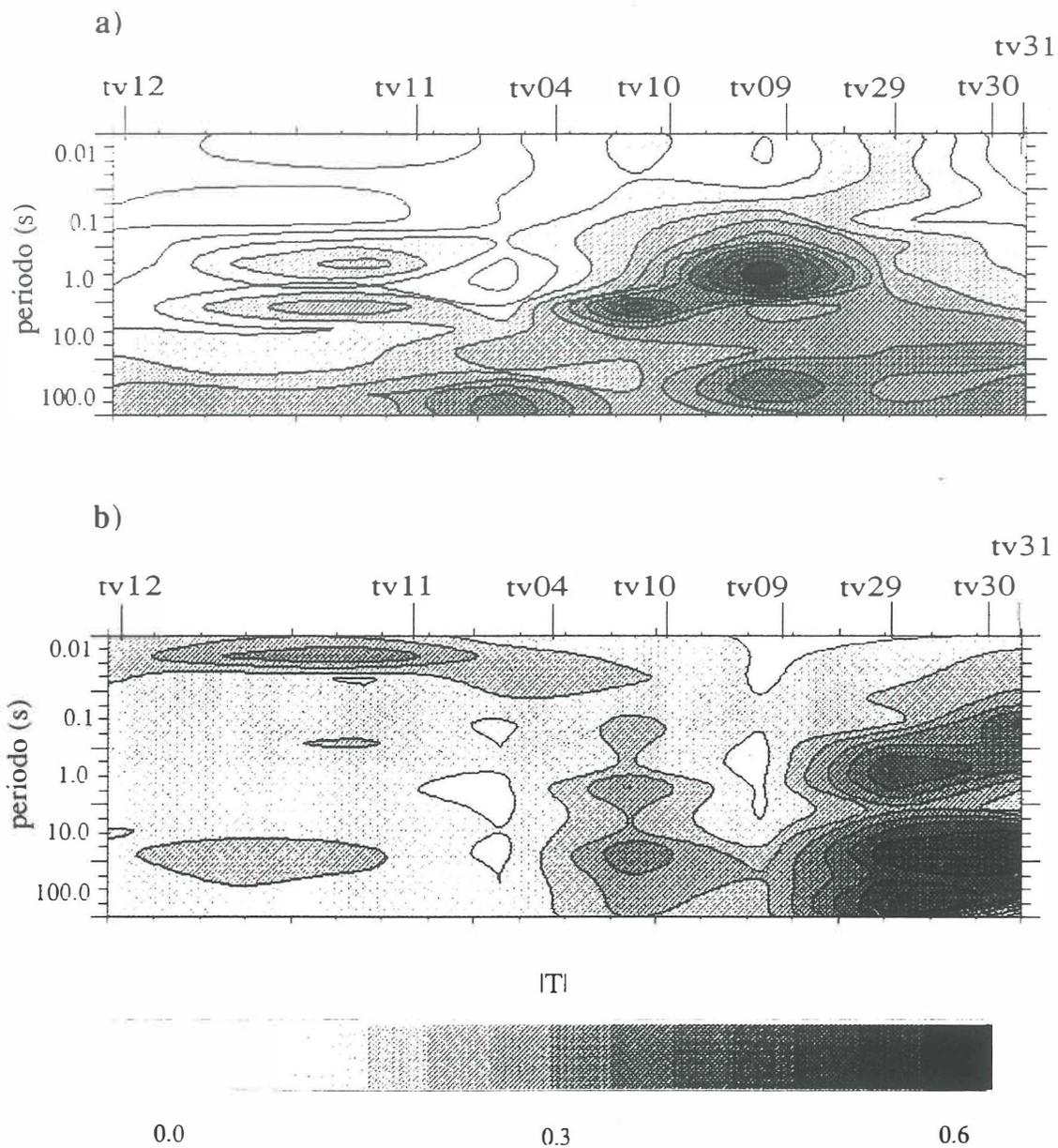


Figura 13. Pseudosecciones de a) la amplitud del tipper medido y b) la amplitud del tipper calculado para la línea I-NE.

### V.3 Línea IV-NE

La línea IV-NE con una longitud de 12 km, consta de 10 sondeos (señalados en las figuras 14 y 15 por tv12, tv13, tv35, tv06, tv34, tv36, tv37, tv90, tv64, tv65), en la inversión se utilizaron 14 frecuencias equiespaciadas logarítmicamente. La rejilla de discretización tiene 27X20 celdas en extensión longitudinal y en profundidad, respectivamente. Los modelos encontrados mediante la inversión de  $\sigma_a^{\text{det}}$  se muestran en la figura 14. Estos modelos en general, presentan una zona conductora bajo los sondeos tv12, tv13, tv35, tv06, tv34, tv35, tv37 y tv90 que alcanza una profundidad aproximada de 0.5 a 1.5 km, esta misma zona se extiende a mayores profundidades bajo los sondeos tv64 y tv65. Existe también una zona resistiva a una profundidad mayor de 1.5 km bajo la mayoría de los sondeos, excepto los sondeos tv64 y tv65.

En la figura 15 se encuentran los modelos estimados utilizando  $\sigma_a^{\text{det}}$  y  $|T|$ . Los tres modelos presentan una zona conductora a lo largo de la línea que alcanza una profundidad de 1.5 km bajo la mayoría de los sondeos, excepto bajo los sondeos tv37 y tv90 donde se extiende a una profundidad mayor de 4.5 km. Dicho conductor no está presente en la inversión de solo  $\sigma_a^{\text{det}}$ . Sin embargo, Romo *et al.* (1994) interpretó esta línea mediante prueba y error y en su modelo final también aparece dicho conductor. Por lo tanto esto nos da la confianza de que el método de inversión está trabajando apropiadamente y al parecer, la aproximación hecha en el presente trabajo es apropiada. Con el modelo encontrado para

$\beta = 3.0 \times 10^2$  se calculó  $|\hat{T}|$ , en estos modelos  $|\hat{T}|$  no varía significativamente para las diferentes  $\beta$ , en la figura 16 se compara la amplitud del tipper observada y  $|\hat{T}|$ .

Interesados en la semejanza entre los modelos obtenidos en este trabajo y los obtenidos por Romo *et al.* (1994) para esta línea, se generaron modelos con la inversión de los datos de conductividad aparente obtenidos en los modos TE y TM, y con la inversión conjunta de TE y TM; con la finalidad de compararlos con los resultados de la inversión de solo  $\sigma_a^{\text{det}}$  y con la inversión conjunta de  $\sigma_a^{\text{det}}$  y  $|T|$ . Dichos resultados se muestran en el apéndice 1.

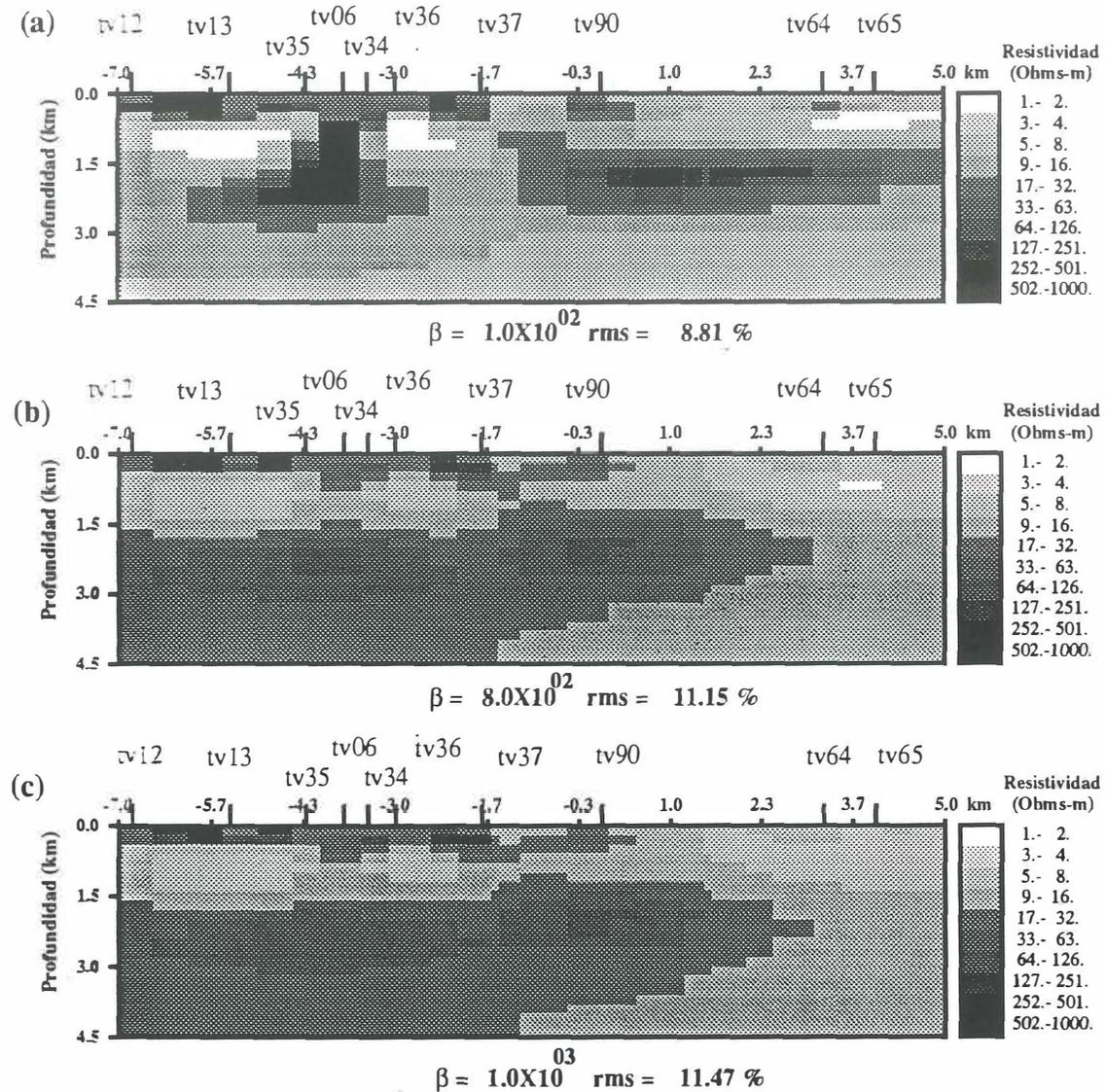


Figura 14. Modelos obtenidos en la inversión de  $\sigma_a^{\text{det}}$ , para la línea IV-NE de la zona geotérmica de Las Tres Vírgenes. Los datos constan de 8 sondeos y se usaron 14 frecuencias en cada uno. En (a), (b) y (c) se muestran los modelos para  $\beta=1.0 \times 10^3$ ,  $\beta=5.0 \times 10^3$  y  $\beta=1.0 \times 10^4$  respectivamente.

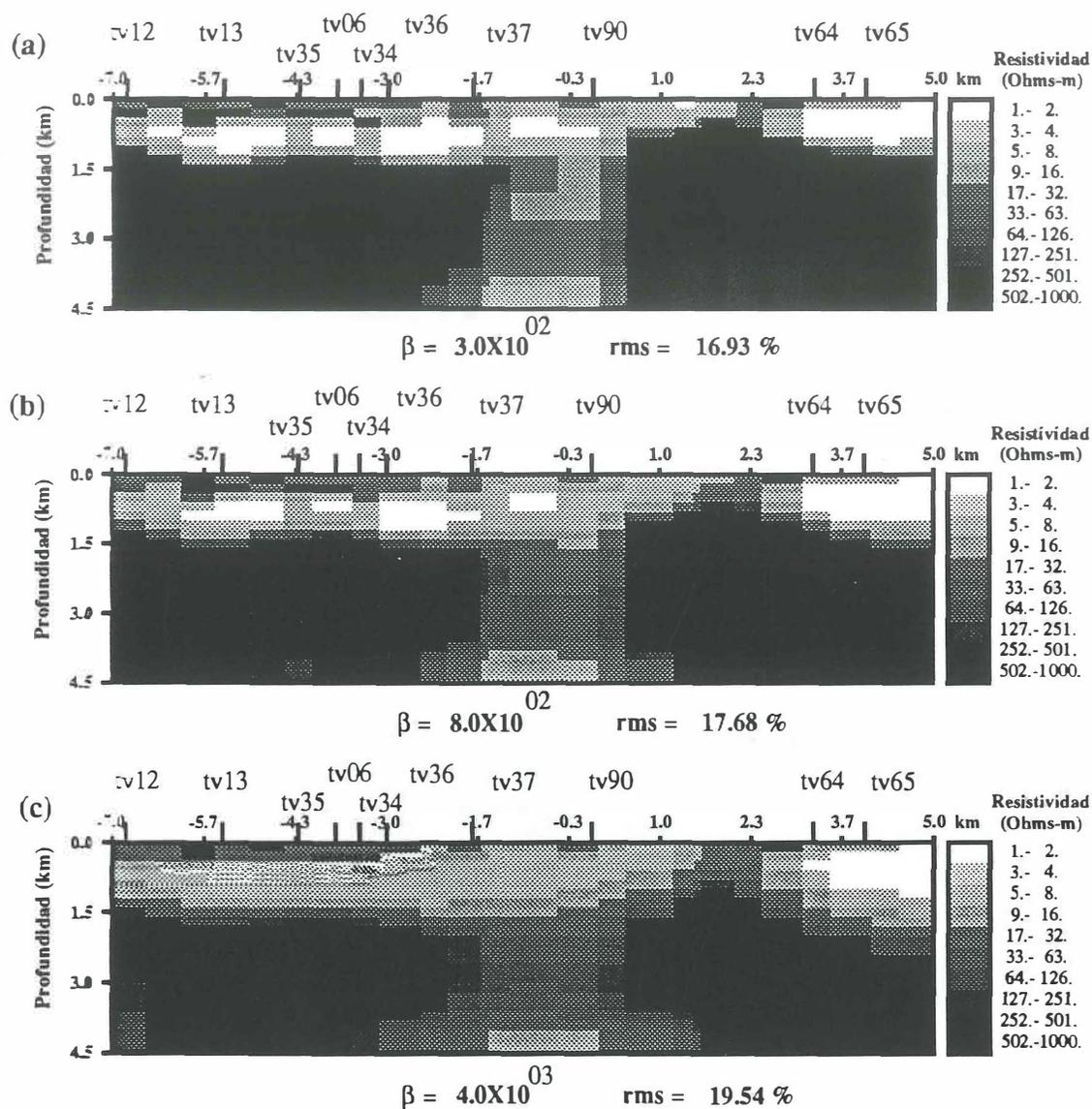


Figura 15. Modelos obtenidos en la inversión de  $\sigma_a^{dct}$  y  $|T|$ , para la línea IV-NE de la zona geotérmica de Tres Vírgenes. Los datos constan de 10 sondeos y se usaron 14 frecuencias en cada uno. En (a), (b) y (c) se muestran los modelos para  $\beta=3.0 \times 10^2$ ,  $\beta=8.0 \times 10^2$  y  $\beta=4.0 \times 10^3$ , respectivamente.

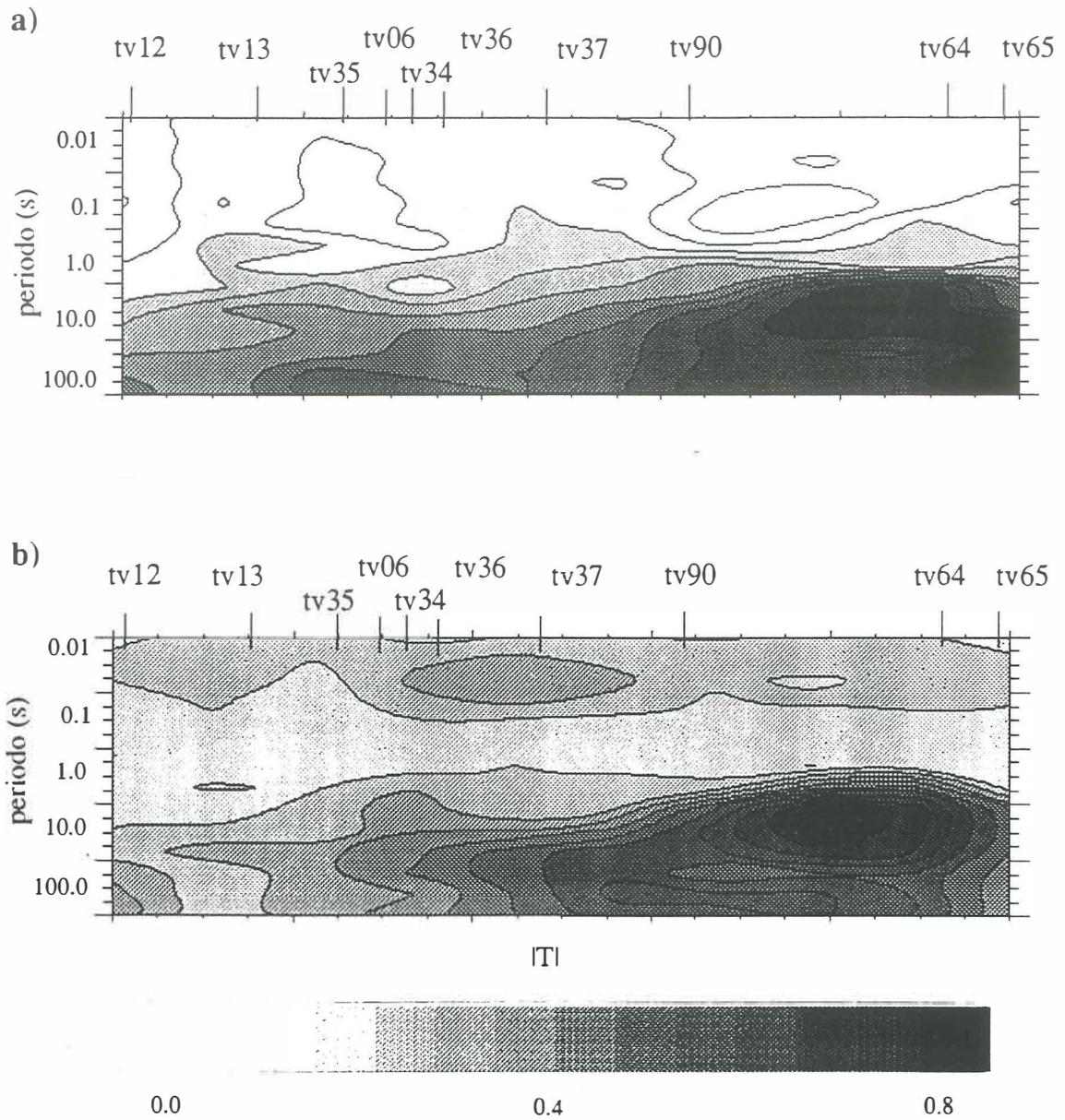


Figura 16. Pseudosecciones de a) la amplitud del tipper medido y b) la amplitud del tipper calculado para la línea IV-NE..

#### V.4 Línea VI-NE.

La línea VI-NE con una longitud de 12.7 km, consta de 10 sondeos (señalados en las figuras 17 y 18 por tv54, tv53, tv51, tv56, tv50, tv49, tv41, tv43, tv42, tv57), en la inversión se utilizaron 14 frecuencias equiespaciadas logarítmicamente. La rejilla de discretización tiene 28X20 celdas en extensión longitudinal y en profundidad respectivamente. Los modelos encontrados mediante la inversión de  $\sigma_a^{\text{det}}$  se muestran en la figura 17, estos modelos presentan una zona conductora bajo los sondeos tv54, tv52, tv51, tv56 y tv50 que se extiende hasta una profundidad aproximada de 1.5 km. Existen también dos zonas resistivas, una bajo los sondeos tv54, tv52, tv51, tv56, tv50, y tv49 que alcanza una profundidad aproximada de 2 a 3.5 km, haciéndose más somera bajo los sondeos tv50 y tv49, y la otra se encuentra bajo los sondeos tv43 y tv42 a una profundidad de 1 hasta 2.5 km.

En la figura 18 se encuentran los modelos estimados utilizando  $\sigma_a^{\text{det}}$  y  $|T|$ . Los modelos presentan en general, tres zonas conductoras; una bajo los sondeos tv54, tv52, tv51 y tv56 que alcanza una profundidad de hasta 1.5 km; la otra zona se encuentra entre los sondeos tv51, tv56 y tv50 a una profundidad de 3.5 km; la tercera se encuentra bajo los sondeos tv41, tv43, tv42 y tv57 haciéndose más somera en los sondeos tv41 y tv57. Con el modelo encontrado para  $\beta = 1.0 \times 10^3$  se calculó  $|\hat{T}|$ , en la figura 19 se compara la amplitud del tipper observada y  $|\hat{T}|$ .

De los modelos encontrados utilizando la inversión conjunta se observa que en todos ellos aparece un conductor. Para la línea I-NE aparece bajo los sondeos tv29, tv30 y tv31; para la línea IV-NE entre los sondeos tv37 y tv90; para la línea VI-NE aparece bajo los sondeos tv41, tv43 y tv42. Según se observa en el mapa de localización de los sondeos (figura 20) existe cierta semejanza entre el conductor de cada línea, por lo tanto podría tratarse de un solo cuerpo conductor.

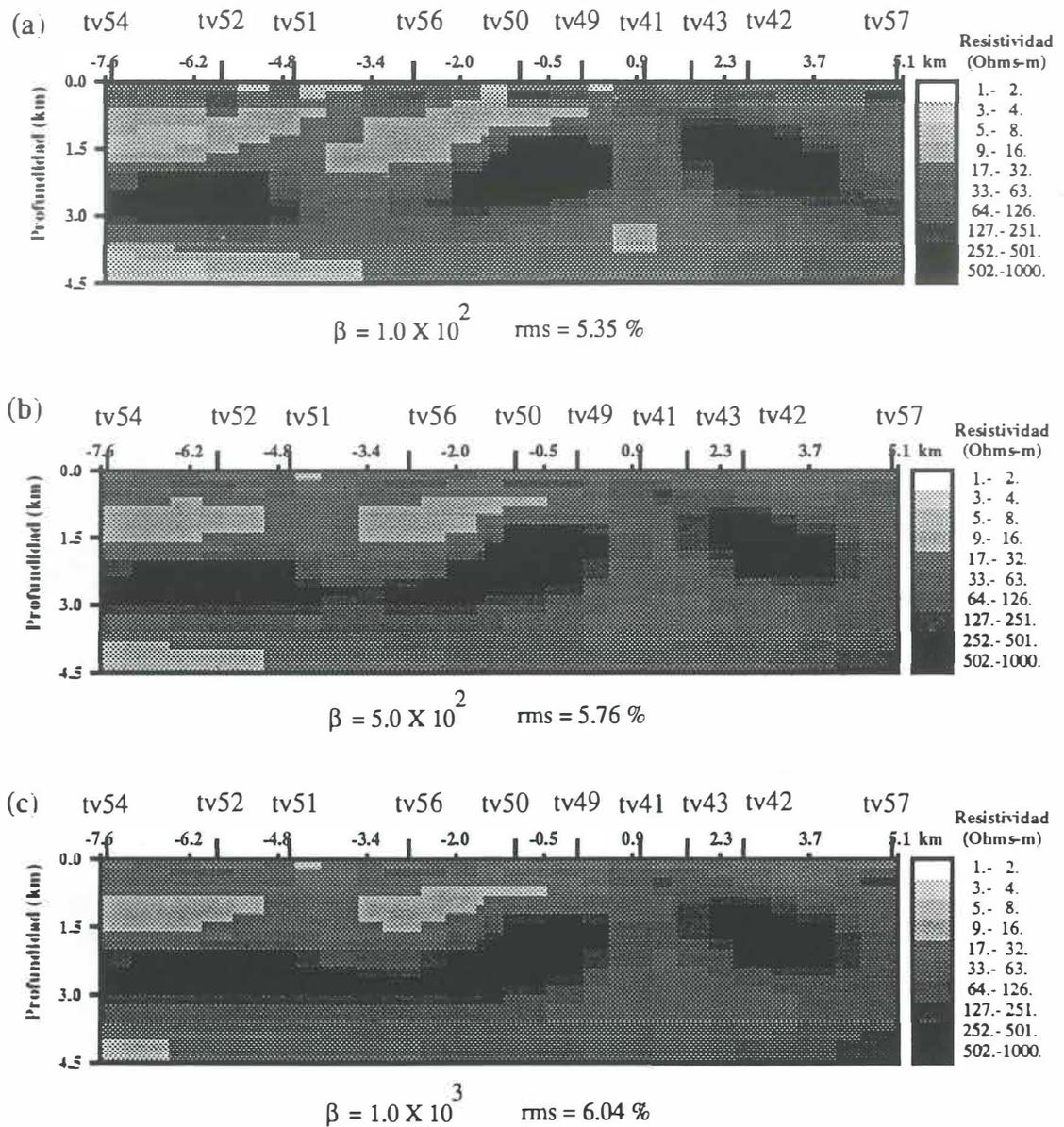


Figura 17. Modelos obtenidos en la inversión de  $\sigma_a^{\text{det}}$ , para la línea VI-NE de la zona geotérmica de Las Tres Vírgenes. Los datos constan de 10 sondeos y se usaron 14 frecuencias en cada uno. En (a), (b) y (c) se muestran los modelos para  $\beta=1.0 \times 10^2$ ,  $\beta=5.0 \times 10^2$  y  $\beta=1.0 \times 10^3$  respectivamente.

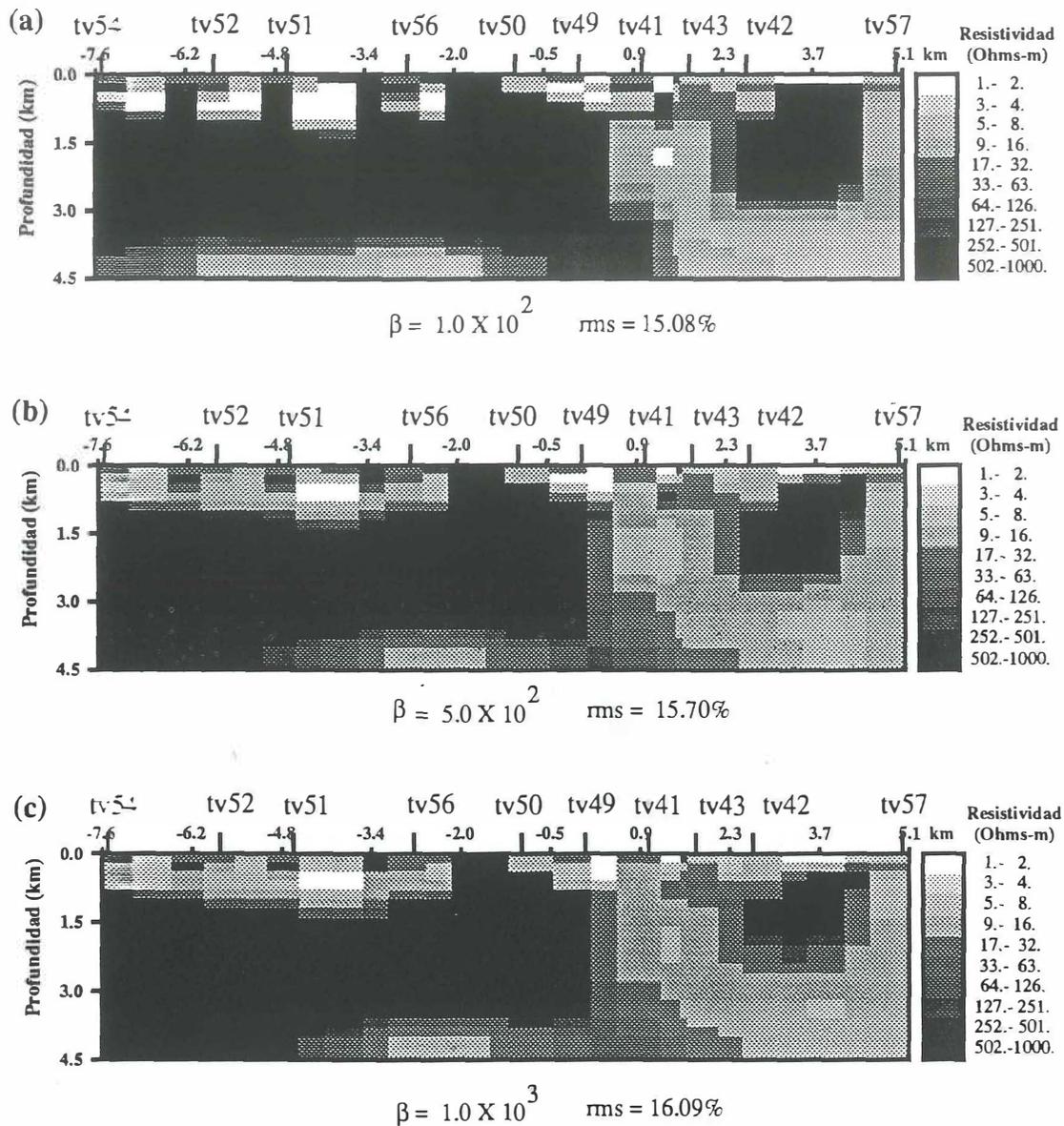


Figura 18. Modelos obtenidos en la inversión de  $\sigma_a^{det}$  y  $|T|$ , para la línea VI-NE de la zona geotérmica de Las Tres Vírgenes. Los datos constan de 10 sondeos y se usaron 14 frecuencias en cada uno. En (a), (b) y (c) se muestran los modelos para  $\beta=1.0 \times 10^2$ ,  $\beta=5.0 \times 10^2$  y  $\beta=1.0 \times 10^3$ , respectivamente.

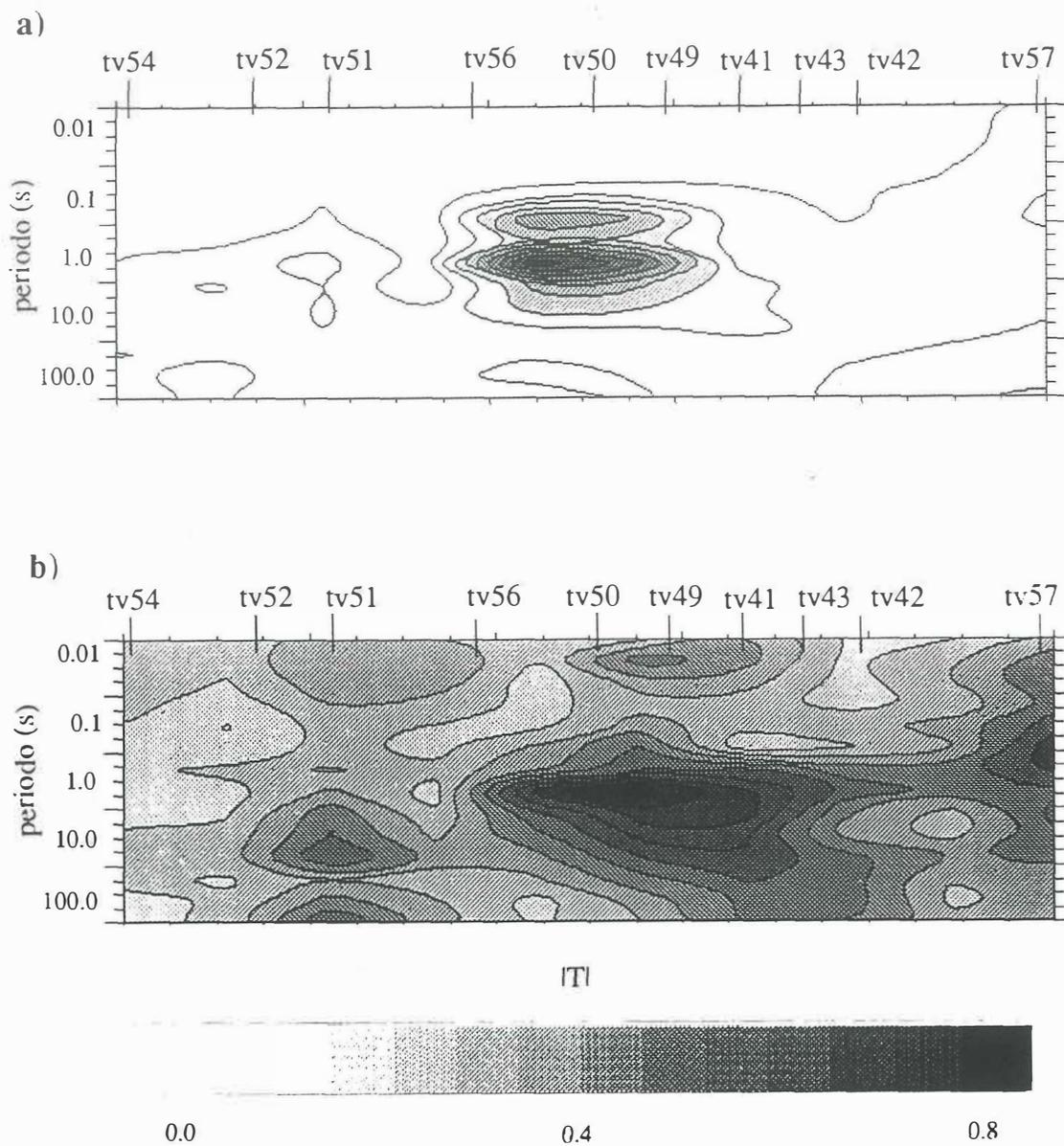


Figura 19. Pseudosecciones de a) la amplitud del tipper medido y b) la amplitud del tipper calculado para la línea VI-NE.



## V.5 Conclusiones

En este capítulo se hizo la inversión conjunta de  $\sigma_a^{det}$  y  $|T|$  para los datos de la zona geotérmica de Las Tres Vírgenes. Para utilizar una fase del tipper que fuera invariante ante la rotación se empleó la definición dada en Esparza y Gómez-Treviño (1995), ya que una definición anterior resultó no ser invariante. Los modelos encontrados con la inversión conjunta muestran conductores los que no se encuentran en la inversión de  $\sigma_a^{det}$ . En cuanto al ajuste obtenido al calcular la amplitud del tipper con la ecuación (59), si observamos las pseudosecciones para las líneas I-NE, IV-NE y VI-NE en las figuras 13, 16 y 19, respectivamente, se puede decir que en general es razonablemente bueno.

## VI. CONCLUSIONES

En este trabajo se analizaron los invariantes de rotación del tensor de impedancia magnetotelúrico, con la finalidad de incorporar algunos de ellos en la interpretación cuantitativa bidimensional. Se eligió el determinante para definir una conductividad aparente invariante ( $\sigma_a^{\text{det}}$ ) tal como fue propuesto por Berdichesvky y Dimitriev (1976). Enseguida se desarrollaron las funciones de sensibilidad para  $\sigma_a^{\text{det}}$ , las que resultan ser el promedio aritmético de las funciones de sensibilidad para el modo TE y para el modo TM. En general uno se pregunta: qué es mejor interpretar, TE y TM o sólo  $\sigma_a^{\text{det}}$ ? Podemos decir que en general existe más ambigüedad si se interpreta con  $\sigma_a^{\text{det}}$  solamente. Sin embargo, en la situación general tridimensional no existe TE y TM, y utilizar un invariante como  $\sigma_a^{\text{det}}$  tiene más sentido que usar TE y TM. Por lo tanto considerando el estado actual del arte es mejor interpretar con  $\sigma_a^{\text{det}}$ .

Con la idea de incorporar las mediciones de la amplitud del tipper en el esquema de inversión se calculó la función de sensibilidad  $G_{|T|}$ . Para poder involucrar estas mediciones se recurrió a las ecuaciones desarrolladas por Gómez-Treviño (1987) y a las ecuaciones de linealización. De esta manera fue posible interpretar conjuntamente  $\sigma_a^{\text{det}}$  y  $|T|$ . Para validar la metodología propuesta se realizaron varios experimentos numéricos en los que se interpretó solamente  $\sigma_a^{\text{det}}$  y conjuntamente  $\sigma_a^{\text{det}}$  y  $|T|$ . Basados en los resultados obtenidos en los experimentos numéricos, se puede decir que la inversión conjunta de  $\sigma_a^{\text{det}}$  y  $|T|$  mejora la resolución de las fronteras verticales de conductividad y en general las

resistividades calculadas se acercan más a las de los modelos originales. Aún cuando las resistividades obtenidas no son exactamente las originales, debemos recordar que el objetivo de los métodos geofísicos en general, es obtener imágenes del subsuelo.

Además se aplicó la metodología desarrollada a los datos de tres líneas de la zona geotérmica de Las Tres Vírgenes localizada en el Estado de Baja California Sur. Para la fase del tipper se utilizó la definición propuesta por Esparza y Gómez-Treviño (1995), ya que la definición existente dada por la ecuación (63) resultó no ser invariante. De esta manera se utilizaron 3 invariantes en la interpretación de los datos de esta zona:  $\sigma_a^{\text{det}}$ ,  $|T|$  y la fase del tipper.

Los modelos de conductividad eléctrica estimados con la inversión conjunta para las líneas I-NE, IV-NE y VI-NE, muestran conductores que no se encuentran con la inversión de  $\sigma_a^{\text{det}}$ . El modelo de conductividad eléctrica calculado para la línea IV-NE, es muy similar al obtenido por Romo *et al.* (1994); lo cual nos da la confianza para decir que la técnica de inversión utilizada está trabajando apropiadamente. En cuanto al ajuste obtenido al calcular la amplitud del tipper con la ecuación (59), si observamos las pseudosecciones para las líneas I-NE, IV-NE y VI-NE, se puede decir que en general es razonablemente bueno.

Por último, podemos decir que la técnica aplicada es más rápida que las técnicas clásicas usadas en la inversión de problemas no lineales, puesto que las imágenes de conductividad eléctrica son generadas en una sola iteración, lo anterior permite manejar en la interpretación cuantitativa una gran cantidad de datos sin necesitar mucho tiempo para calcular modelos de conductividad.

## LITERATURA CITADA

- Anderson, W. L. 1975. "Improved digital filters for evaluating Fourier and Hankel transforms integrals". U. S. G. S. Rep. USGS-GD-75-012, 223 pp.
- Bailey, R. C., Chesman, S., Esparza, F. J. y West, G. 1995. "Multigrid techniques for 3D resistivity and 2D MT". International Symposium on Three Dimensional Electromagnetics. Ridgefield, Connecticut, USA.
- Ballina, L. H. R. y Herrera, B., F. 1984. "Estudios geofísicos en la zona geotérmica de Tres Vírgenes, B. C. S." Reporte Interno 20/84 CFE, Gerencia de Proyectos Geotermoeléctricos.
- Berdichevsky, M. N., 1968. "Electrical prospecting by the method of magnetotelluric profiling". Nedra, Moscu, 255 pp.
- Berdichevsky, M. N., y Dmitriev, V. I. 1976. "Basic principles of interpretation of magnetotelluric curves". En: Adam, A. Geoelectric and geothermal studies. Ed. Akademini Kiado, 165-221 p.
- Berdichevsky, M. N., Vanyan, L. L., Kuznetov, V. A., Levadny, V. T., Mandelbaum, M. M., Nechaeva, G. P., Okulesky, B. A., Shilovsky, P. P., y Shpak, I. P. 1980. "Geoelectrical model of the Baikal region". En : Keeva Vozoff. Magnetotelluric methods. Geophysisc Reprint Series No. 5, Tulsa, Oklahoma, 709-719 p.
- Bostick, F. X. 1977. "A simple and almost exact method of MT analysis". Workshop on electrical methods in geothermal exploration. U. S. Geological Survey.
- Cagniard, L. 1953. "Basic theory of the magnetotelluric method of geophysical prospecting". Geophysics. 18: 605-635 p.
- Cantwell, T. 1960. "Detection and analysis of low frequency magnetotelluric signals". PhD thesis. Mass. Ins. of Tech.
- deGroot-Hedlin, C. y Constable, S. 1990. "Occam's inversion to generate smooth, two-dimensional models from magnetotelluric data". Geophysics. 55: 1613-1624 p.
- Eggers, D. E. 1982. "An eigenstate formulation of the magnetotelluric impedance tensor". Geophysics. 47: 1204-1214 p.
- Esparza, F. J. 1991. "Suficiencia de las ecuaciones de Maxwell en relación con los problemas electromagnéticos inversos". Tesis Doctoral. Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada. Ensenada, Baja California, México.

- Esparza, F. J. y Gómez-Treviño, E. 1995. "Sobre la invarianza del tipper en mediciones magnetotelúricas". *Geos* 15(2): 31 p.
- Gill, P., Hammarling, S., Murray, W., Saunders, M., y Wright, M. 1986. "User's guide for LSSOL a fortran package for constrained linear least-square and convex quadratic programming". Stanford University technical report SOL-886-1. CA, USA.
- Goldberg, S. y Rotstein, Y. 1982. "A simple form of presentation of magnetotelluric data using the Bostick transform". *Geophysical Prospecting*. 30: 211-216 p.
- Gómez-Treviño, E. 1987. "Nonlinear integral equations for electromagnetic inverse problems". *Geophysics*. 52(9): 1297-1302 p.
- Hohmann, G. W. 1971. "Electromagnetic scattering by conductors in the earth near a line source of current". *Geophysics*. 36(1): 101-131 p.
- Jiracek, G. R. , Rodi, W. L. y Vanyan, L. L. 1987. "Implications of magnetotelluric modeling of the deep crustal environment in the Rio Grande rift". *Physics of the Earth and Planetary Interiors*. 45: 179-192 p.
- Jones, A. G. y Dumas, I. 1993. "Electromagnetic images of a volcanic zone". *Physics of the Earth and Planetary Interiors*. 81: 289-314 p .
- Jupp, D. L. P. y Vozoff, K. 1975. "Stable iterative methods for the inversion of geophysical data". *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* 42: 957-976 p.
- Jupp, D. L. P. y Vozoff, K. 1977. "Two-dimensional magnetotelluric inversion". *Geophys. J. Roy. Soc.* 50: 333-352 p.
- Kaufman, A. A. y Keller, G. V. 1981. "The magnetotelluric sounding method". Elsevier Scientific Publishing Company. Amsterdam. 595 pp.
- Kato, Y. y Kikuchi, T. 1950. "On the phase difference of earth current induced by the changes of the earth's magnetic field". *Science Reports Tohoku Univ. Serv.* V. *Geophys.* 2: 139-145 p.
- López, H. A., García, E. G. y Arellano, G. F. 1994. "Geological and geophysical studies at Las Tres Vírgenes, B. C. S., México, geothermal zone". *Geoth. Res. Council Transactions*. 8: 275-280 p.
- Niblett, E. R. y Sayn-Wittgenstein, C. 1960. "Variation of electrical conductivity with depth by the magnetotelluric method". *Geophysics*. 25(5): 998-1008 p.

- Oldenburg, D. W. 1979. "One-dimensional inversion of natural source magnetotelluric observations". *Geophysics*. 44: 1218-1244 p.
- Pérez-Flores, M. A. 1995. "Inversión rápida en 2-D de datos de resistividad, magnetotelúricos y electromagnéticos de fuente controlada a bajos números de inducción". Tesis Doctoral. Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada. Ensenada, Baja California, México.
- Pérez-Flores, M. A. y Gómez-Treviño, E. 1995. "Dipole-Dipole resistivity imaging of the Ahuachapán-Chipilapa geothermal field, El Salvador". *Geothermics* (aceptado)
- Rikitake, T. 1950. "Electromagnetic induction within the earth and its relation to the electrical state of the earth's interior". *Bull. Earthq. Res. Inst. Tokyo*. 28: 45.
- Romo, J. M., Vázquez, R., Vega, R., Flores, C. y López, A. 1994. "Estudio magnetotelúrico en el área geotérmica "Tres Vírgenes-Aguajito", B. C. S." Informe de datos. Informe Técnico para CFE. Depto. de Geofísica Aplicada, CICESE, 509 pp.
- Sasaki, Y. 1989. "Two dimensional joint inversion of magnetotelluric data and dipole-dipole resistivity data". *Geophysics*. 54(2): 254-262 p.
- Smith, J. T. y Booker, J. R. 1988. "Magnetotelluric inversion for minimum structure". *Geophysics*. 53(12): 1565-1576 p.
- Smith, J. T. y Booker, J. R. 1991. "Rapid inversion of two- and three-dimensional magnetotelluric data". *J. Geophys. Res.* 96(B3): 3905-3922 p.
- Swift, C. M. 1967. "A magnetotelluric investigation of an electrical conductivity anomaly in the southwestern United States". En: Keeva Vozoff. *Magnetotelluric methods*. *Geophysics Reprint series*, Tulsa, Oklahoma, 156-166 p.
- Swift, C. M. 1971. "Theoretical magnetotelluric and turam response from two dimensional inhomogeneities". *Geophysics*. 36: 38-52 p.
- Tikhonov, A. N. 1950. "On determining electrical characteristics of the deep layers of the earth's crust". *Dokl. Akad. Nauk S.S.S.R.* 73(2): 295-297 p.
- Tikhonov, A. N., y Arsenin, V. Y. 1977. "Solution of ill-posed problems". V. H. Winston and Sons.

- Vázquez, R., Vega, R., Herrera, F. y López, A. 1992. "Evaluación con métodos electromagnéticos del campo geotérmico de Tres Vírgenes, B. C. S.: primera etapa". Informe Técnico para CFE. Depto. de Geofísica Aplicada, CICESE, 175 pp.
- Vozoff, K. 1972. "The magnetotelluric method in the exploration of sedimentary basins". *Geophysics* 37 (1): 98-141 p.
- Vozoff, K., Hasegawa, H., y Ellis, R. M. 1963. "Results and limitations of magnetotelluric surveys in simple geological situations". *Geophysics* 28 : 778-792 p.
- Vozoff, K. 1987. "The magnetotelluric method". En: Misac E. Nabighian. "Electromagnetic methods in applied geophysics" Vol. 2, Parte B. Society of Exploration Geophysics. 641-711 p.
- Wait, J. R. 1962. "Electromagnetic waves in stratified media". New York. MacMillan.
- Wannamaker, P. E., Stodt, J. A. y Rijo, L. 1986. "Two-dimensional topographic responses in magnetotellurics modelled using finite elements". *Geophysics*. 51: 1517-1533 p.
- Weidelt, P. 1972. "The inverse problem of geomagnetic induction". *Z. Geophys.* 38: 257-289 p.
- Weidelt, P. 1975. "Inversion of two-dimensional conductivity structures". *Physics of the Earth and Planetary Interiors*. 10: 282-291 p.
- Wong, V. y Munguía, L. 1995. "Actividad sísmica registrada en el área volcánica de Tres Vírgenes, Baja California Sur". *Geos* 15(2): 99 p.
- Word, D. R., Smith, H. W. y Bostick, F. X. Jr. 1971. "Crustal investigations by the magnetotelluric tensor impedance method". En: Keeva Vozoff. *Magnetotelluric methods*. Geophysisc Reprint Series, No. 5, Tulsa, Oklahoma, 626-648 p.
- Wu, F. T. 1968. "The inverse problem of magnetotelluric sounding". *Geophysics*. 33(6): 972-979 p.

## APENDICE 1

### COMPARACION DE LA INVERSION DE LOS MODOS TE, TM Y TE -TM USANDO LOS DATOS MAGNETOTELURICOS DE LA LINEA IV-NE DE LA ZONA GEOTERMICA LAS TRES VIRGENES, B. C. S.

En este apéndice se hace una comparación de los resultados de la inversión de los modos TE, TM y de la inversión conjunta TE-TM con los resultados obtenidos en la inversión de  $\sigma_a^{det}$ , la inversión conjunta de  $\sigma_a^{det}$  y la amplitud del tipper, usando los datos magnetotelúricos de la línea IV-NE de la zona geotérmica de Las Tres Vírgenes, B. C. S.

En la figura 21 se muestran los resultados obtenidos para la inversión usando los datos del modo TE. Se usaron los datos de 10 sondeos (marcados en las figuras 21, 22 y 23 como tv12, tv13, tv35, tv06, tv34, tv36, tv37, tv90, tv64, tv65) y 14 periodos logarítmicamente equiespaciados en el rango de 0.0147 a 312.5 segundos. En la figura 22 se muestran los resultados obtenidos para la inversión usando los datos del modo TM. Se usaron los datos de 10 sondeos (los mismos que para la inversión de datos del modo TE) y 14 periodos logarítmicamente equiespaciados en el rango de 0.0147 a 312.5 segundos. Por último, en la figura 23 se muestran los resultados para la inversión conjunta de los datos TE y TM, se usaron los datos de 10 sondeos (los mismos que para la inversión de datos del modo TE) y 14 periodos logarítmicamente equiespaciados en el rango de 0.0147 a 312.5 segundos.

Los resultados para las tres inversiones anteriormente mencionadas (figuras 21, 22 y 23) muestran en común zonas conductoras que se concentran hasta una profundidad aproximada de 1.5 km, bajo los sondeos tv12, tv13, tv35, tv06 y otra zona conductora bajo los sondeos tv64 y tv65.

Los modelos estimados para el modo TE en general muestran la presencia de una zona resistiva que se extiende desde una profundidad aproximada de 1.5 km hasta 3.5-4.0 km. Los modelos estimados para el modo TM muestran dos zonas conductoras a una profundidad aproximada de 2 km, una bajo los sondeos tv13 y tv35 y otra bajo el sondeo tv90 siendo esta última más somera y más grande. Los modelos estimados con la inversión conjunta de los dos modos TE y TM, muestran una zona conductora que se encuentra a una profundidad aproximada de 1.5-2.0 km entre los sondeos tv90 y tv64. Estos modelos obtenidos con la inversión conjunta de los modos TE y TM tienen una mayor semejanza con los modelos obtenidos con la inversión conjunta de  $\sigma_a^{det}$  y la amplitud el tipper (figura 15), pues éstos también presentan una zona conductora a una profundidad de 1.5 km aunque es más estrecha y se localiza entre los sondeos tv37 y tv90.

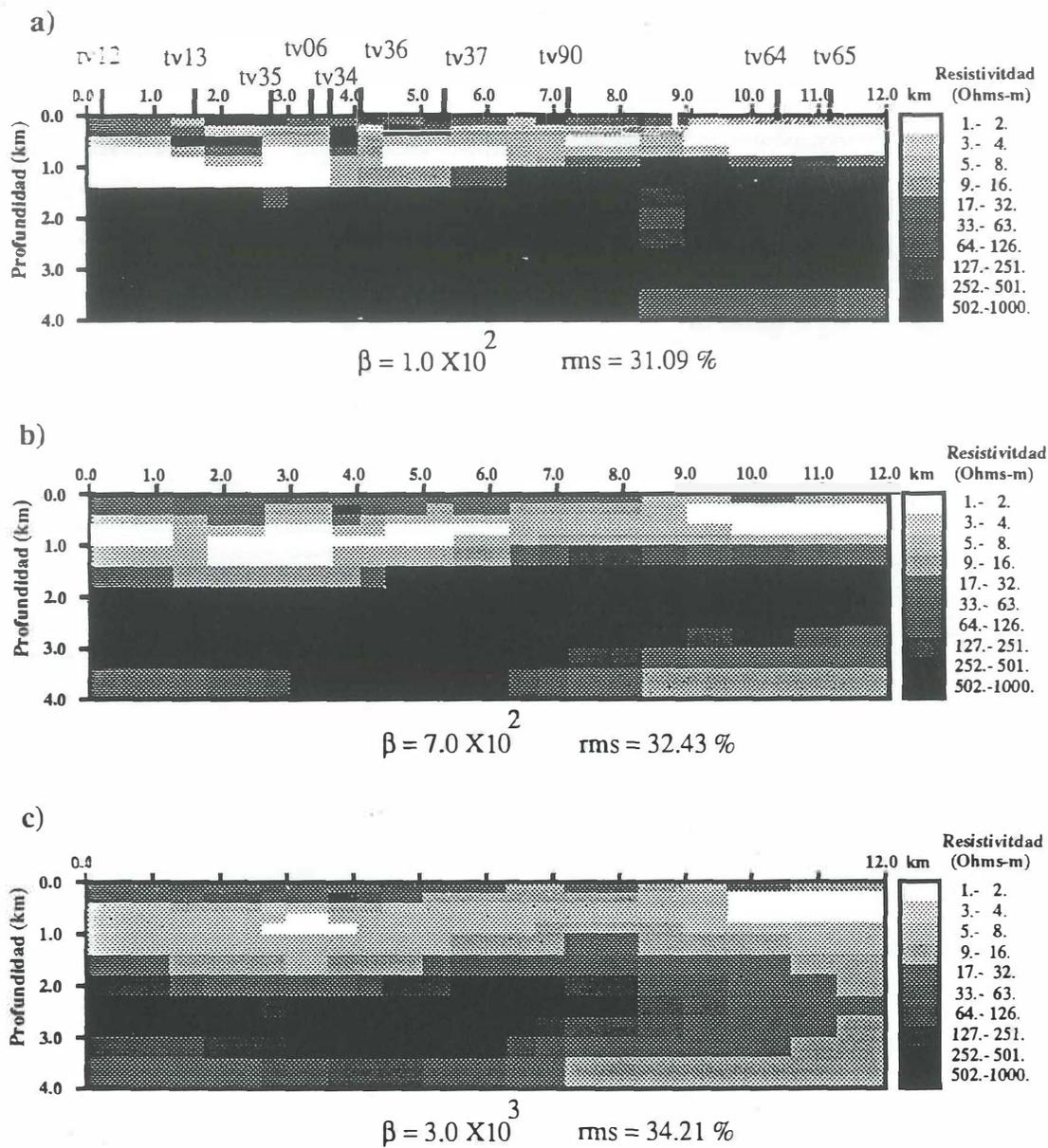


Figura 21. Modelos obtenidos en la inversión de los datos en el modo TE, para la línea IV-NE de la zona geotérmica de Las Tres Vírgenes. Los datos constan de 10 sondeos y se usaron 14 frecuencias en cada uno. En (a), (b) y (c) se muestran los modelos para  $\beta=1.0 \times 10^2$ ,  $\beta=7.0 \times 10^2$  y  $\beta=3.0 \times 10^3$ , respectivamente.

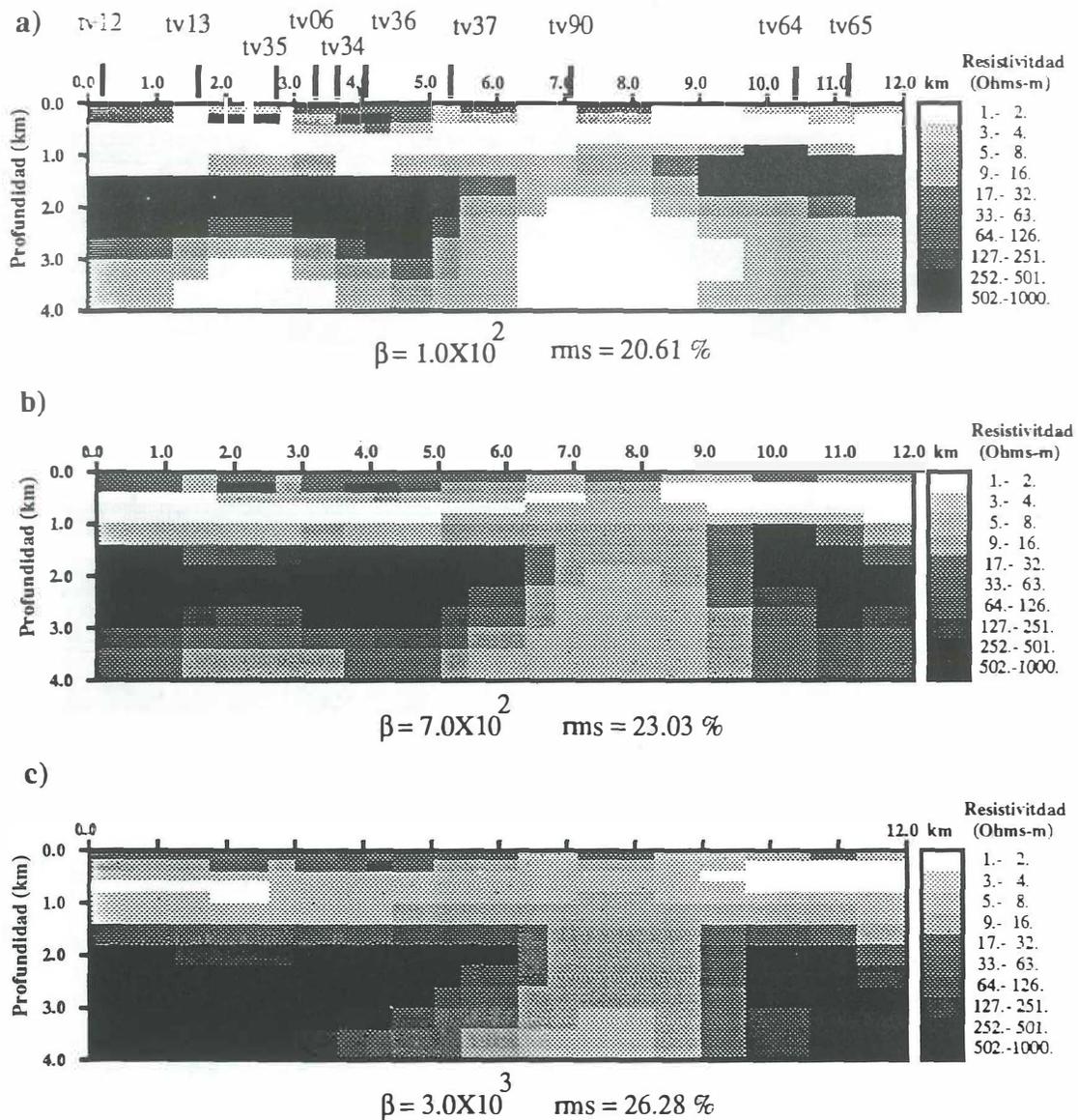


Figura 22. Modelos obtenidos en la inversión de los datos en el modo TM, para la línea IV-NE de la zona geotérmica de Las Tres Vírgenes. Los datos constan de 10 sondeos y se usaron 14 frecuencias en cada uno. En (a), (b) y (c) se muestran los modelos para  $\beta=1.0 \times 10^2$ ,  $\beta=7.0 \times 10^2$  y  $\beta=3.0 \times 10^3$ , respectivamente

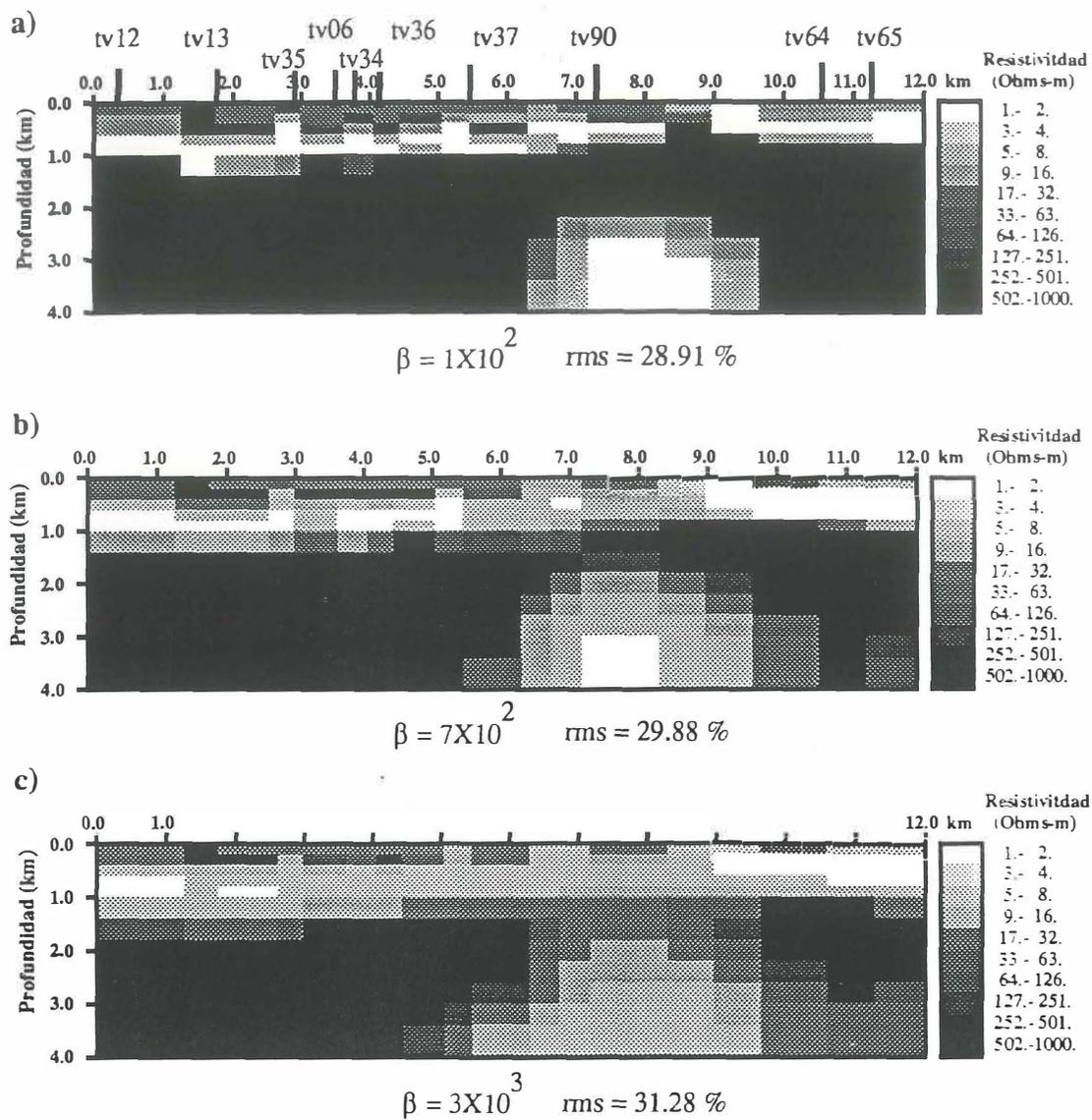


Figura 23. Modelos obtenidos en la inversión de los datos en los modos TE y TM, para la línea IV-NE de la zona geotérmica de Las Tres Vírgenes. Los datos constan de 10 sondeos y se usaron 14 frecuencias en cada uno. En (a), (b) y (c) se muestran los modelos para  $\beta=1.0 \times 10^2$ ,  $\beta=7.0 \times 10^2$  y  $\beta=3.0 \times 10^3$ , respectivamente