

Teoría electromagnética en la exploración del subsuelo y un ejemplo de su aplicación en México

R. Fernández, M. Martínez y J.M. Romo

*Departamento de Geofísica de Exploración,
Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada,
Av. Espinoza No. 843, 22830 Ensenada, B.C.*

(recibido el 6 de abril de 1987; aceptado el 6 de abril de 1987)

Resumen. Las variaciones en los campos electromagnéticos originados en la ionosfera o magnetosfera son medidos en la superficie terrestre con el fin de inferir la impedancia característica en función de la profundidad. Conceptos simples de teoría electromagnética, análisis de series de tiempo y teoría de sistemas lineales se han coalesado para formar un método de exploración, denominado "método magnetotelúrico", mediante el cual es posible determinar la estructura geoelectrica de la Tierra a grandes profundidades. En este trabajo presentamos un análisis teórico del método magnetotelúrico, así como una descripción del equipo desarrollado en el CICESE, junto con un ejemplo de un estudio llevado a cabo en el Norte de Baja California, México.

Abstract. The electromagnetic field variations, originated in the ionosphere or magnetosphere are measured on the surface of the earth in order to estimate its characteristic impedance as a function of depth. Basic concepts from electromagnetic theory, time series analysis and liner systems coalesced into a practical geophysical tool denominated "magnetotelluric method", with which it is possible to determine the earth's geoelectric structure at great depths. In this work we present a theoretical analysis behind the magnetotelluric method, with a description of the equipment developed at CICESE together with an example of a magnetotelluric survey conducted in the Northern section of Baja California, México.

PACS: 91.25.Qi; 91.25.-r

1. Introducción

Los métodos electromagnéticos utilizados en geofísica de exploración tienen como objetivo principal el cuantificar las variaciones en conductividad eléctrica de la tierra en función de la profundidad. Avances recientes en la teoría así como en la instrumentación, han permitido utilizar estos métodos en la exploración de zonas geotérmicas, de hidrocarburos, mantos acuíferos y zonas de alta mineralización caracterizadas éstas por presentar cambios anómalos en la conductividad eléctrica.

El método magnetotelúrico conjunta conceptos básicos de teoría electromagnética, análisis de series de tiempo y teoría de sistemas lineales para formar una herramienta sumamente útil en geofísica de exploración [1-5]. Intuitivamente podríamos hacer una descripción del método como sigue: Un campo electromagnético proveniente de fuentes naturales en la ionosfera terrestre se verá profundamente afectado al llegar a la interfase aire-tierra. Los campos secundarios debidos a corrientes inducidas en la tierra (un conductor) tienden a oponerse a los campos primarios, atenuándolos al penetrar éstos. Frecuencias bajas penetran a grandes profundidades mientras que, frecuencias altas, digamos 1000 Hz, penetran únicamente a profundidades someras. Más aún, las corrientes secundarias inducidas en la tierra y por consecuencia el campo eléctrico medido en la superficie, dependen de la conductividad de la tierra. Es más, el campo eléctrico en la superficie depende de la conductividad promedio existente desde la superficie a la profundidad de penetración a la frecuencia de oscilación del campo en consideración. Es precisamente esta propiedad la que nos permite, mediante mediciones del campo eléctrico en función de la frecuencia (para un campo magnético o campo inductor conocido), obtener estimaciones de la conductividad eléctrica en función de la profundidad.

En la primera parte de este trabajo analizamos conceptos básicos de teoría electromagnética aplicados a un modelo de capas planas terrestre, lineal, homogéneo e isotrópico. En este medio, una onda electromagnética se propaga de manera tal que los vectores de campo

eléctrico y magnético son ortogonales de manera que la razón entre la intensidad de campo eléctrico y campo magnético resulta ser una medida de las propiedades electromagnéticas del medio, conocida generalmente por impedancia característica. Extendemos el análisis a regiones donde la tierra tiene estructuras más complejas y donde el acoplamiento entre campo eléctrico y magnético es más complicado. Por ejemplo, los campos eléctricos se ven fuertemente distorcionados en la vecindad de inhomogeneidades laterales, mientras que los campos magnéticos permanecen inalterables. En cada punto de la vecindad de la discontinuidad lateral cada componente del campo eléctrico se encuentra linealmente acoplada a ambas componentes del campo magnético, lo cual nos lleva a definir o caracterizar a la impedancia superficial como un tensor de segundo rango.

La interpretación de los datos magnetotelúricos generalmente se lleva a cabo en el dominio de la frecuencia y es por ello que el análisis espectral es importante en el procesamiento de estos datos. En este trabajo incluimos una revisión general de la instrumentación y procesamiento de datos del sistema magnetotelúrico desarrollado en el CICESE, conjuntamente con un ejemplo de la aplicación del método a una zona de interés geológico: La zona Norte de Baja California, México.

2. Teoría

La teoría que sustenta el método magnetotelúrico forma parte de un problema clásico de condiciones a la frontera aplicadas a la ecuación de onda electromagnética. Sabemos que existen campos electromagnéticos que se originan a distancias mayores de 100 Km sobre la superficie terrestre, en la ionosfera y/o en la magnetosfera y se propagan mediante una multitud de mecanismos hacia la superficie terrestre. Estos campos que inciden en la superficie pueden ser tratados como si fuesen ondas planas uniformes, como veremos posteriormente [6-9].

Consideremos un modelo de capas planas como se muestra en la Fig. 1 y por ahora supongamos una estructura bidimensional, esto es,

que no existen cambios en los parámetros de campo en la dirección y (rumbo) y supongamos adicionalmente que el campo eléctrico \mathbf{E} tiene componente y únicamente, y que las capas del modelo son isotrópicas. (El método de solución para el campo H_y es idéntico al seguido aquí para E_x .)

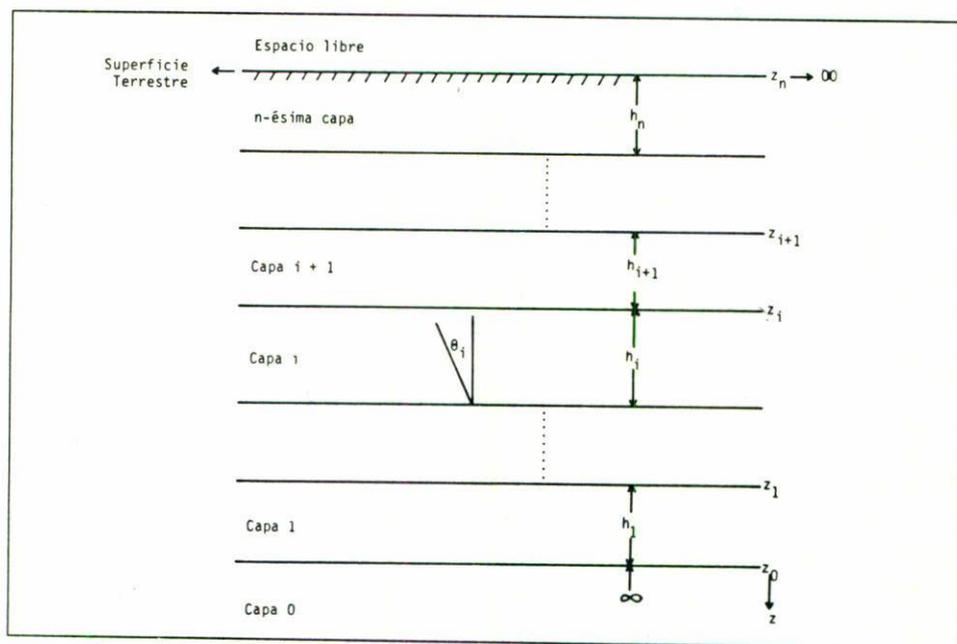


FIGURA 1. Modelo simple unidimensional de una tierra con capas horizontales.

Las ecuaciones de Maxwell nos dan una ecuación de onda vectorial para la i -ésima capa [11]:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \mu_i \epsilon_i \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t^2} - \sigma_i \mu_i \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = 0,$$

donde μ_i es la permeabilidad magnética, ϵ_i es la permitividad y σ_i la conductividad. (Usaremos el sistema MKS en este trabajo.)

Para soluciones estacionarias sinusoidales $e^{-j\omega t}$ y haciendo las componentes E_x y E_z igual a cero:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + \omega^2 \mu_i \epsilon_i E_y + j\omega \sigma_i \mu_i E_y = 0, \quad (1)$$

introduciendo la constante de propagación k_i , para la i -ésima capa:

$$k_i^2 = \omega^2 \mu_i \epsilon_i + j\omega \sigma_i \mu_i,$$

obtenemos la ecuación de Helmholtz:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + k_i^2 E_y = 0. \quad (2)$$

Resolviendo la Ec. 2 por el método de separación de variables, sabemos que la solución más general es la integral [10]

$$E_y = \int_{-\infty}^{\infty} f(\lambda) e^{juz} e^{j\lambda x} d\lambda, \quad (3)$$

donde u y λ son las constantes de separación y además $u^2 + \lambda^2 = k^2$. Ahora bien, una solución particular es una onda plana; por ejemplo, si hacemos $\partial^2/\partial x^2$ igual a cero, tenemos una propagación (solución) en una dimensión e^{jkz} . Generalizando, una onda plana que se propaga en una dirección arbitraria definida por un vector unitario \mathbf{n}_0 , se puede escribir como $e^{jk\mathbf{n}_0 \cdot \mathbf{r}}$ donde \mathbf{r} es un vector de posición en el plano XZ . Si \mathbf{n}_0 forma un ángulo θ_i con el eje z en la i -ésima capa (Fig. 1), podemos escribir

$$e^{jk_i \mathbf{n}_{j_0} \cdot \mathbf{r}} = e^{jk_i (x \sin \theta_i + z \cos \theta_i)},$$

donde podemos ver que

$$u_i = k_i \cos \theta_i \quad (4)$$

y

$$\lambda_i = \sqrt{k_i^2 - u_i^2} = k_i \sin \theta_i.$$

Una solución particular para una sola componente espectral de la ecuación integral (3) es

$$\left[a e^{j u_i z} + b e^{-j u_i z} \right] e^{j \lambda_i x}, \quad (5)$$

donde los dos términos entre paréntesis indican la presencia de ondas planas que se propagan en dos direcciones a lo largo del eje z , pero debido a la extensión infinita del modelo, existe únicamente una sola dirección de propagación en x . Cuando identificamos a u_i con su equivalente en el caso de ondas planas (Ec. 4), la solución representa una onda plana monocromática que incide oblicuamente en el medio estratificado de la Fig. 1.

A continuación procederemos a encontrar una solución particular de la forma de la Ec. 5 para el medio exterior al semi-espacio y en las capas mismas, pero dejaremos la solución en forma general, es decir, por ahora no identificaremos a u y λ con sus equivalentes para una onda plana. Las condiciones de frontera requieren que las componentes tangenciales de los campos a través de las interfases sean continuas. Si denotamos al medio exterior (espacio libre) por la letra e , entonces siguiendo la notación de la Fig. 1 escribimos la primera condición de frontera para la continuidad de E_y como

$$\begin{aligned} & \left[E_y^{+e} e^{j u_e z} + E_y^{-e} e^{-j u_e z} \right] e^{j \lambda_e x} \\ & = \left[E_y^{+n} e^{j u_n z} + E_y^{-n} e^{-j u_n z} \right] e^{j \lambda_n x}, \end{aligned}$$

donde los coeficientes E_y^{+i} (E_y^{-i}) indican la amplitud de la onda propagándose en la dirección positiva (negativa) en la i -ésima capa. Notamos que en $z = 0$ (la superficie terrestre)

$$\left[E_y^{+e} + E_y^{-e} \right] e^{j \lambda_e x} = \left[E_y^{+n} + E_y^{-n} \right] e^{j \lambda_n x},$$

y como $E_y^{\pm i}$ son constantes, la única manera de que esto sea cierto para toda x es que $\lambda_n = \lambda_e$. En el caso de ondas planas $\lambda = k \sin \theta$, y tenemos la ley de Snell.

La continuidad en el campo magnético \mathbf{H} , o sea H_x , la expresamos utilizando el hecho que $\nabla \times \mathbf{E} = -\partial B/\partial t$, tal que

$$-\frac{1}{j\omega\mu_e} \frac{\partial E_y^e}{\partial z} = -\frac{1}{j\omega\mu_n} \frac{\partial E_y^n}{\partial z},$$

o sea

$$\begin{aligned} -\frac{u_e}{\omega\mu_e} [E_y^{+e} e^{ju_e z} + E_y^{-e} e^{-ju_e z}] e^{j\lambda_e x} \\ = -\frac{u_n}{\omega\mu_n} [E_y^{+n} e^{ju_n z} + E_y^{-n} e^{-ju_n z}] e^{j\lambda_n x}. \end{aligned}$$

La razón $E_y^{+i}/H_x^{+i} = -\omega\mu_i/u_i$ define a la "impedancia característica" de la i -ésima capa y la razón E_y^i/H_x^i , que indica cantidades de campos totales medidos en la i -ésima interfase, se llama impedancia de superficie z_i . Notamos que si tuviésemos un medio homogéneo (sin capas), la impedancia de superficie sería igual a la impedancia característica del semi-espacio ya que $E_y^n = 0$. Más aún, si dejamos que la n -ésima capa sea infinitamente gruesa, la impedancia superficial del semi-espacio resultante se puede escribir como

$$\begin{aligned} \frac{E_y^{+n}}{H_x^{+n}} &= \frac{-\omega\mu_n}{u_n} = \frac{-\omega\mu_n}{\sqrt{k_n^2 - \lambda^2}} = \frac{-\omega\mu_n}{\sqrt{k_n^2 - k_e^2 S^2}} \\ &= \frac{-\omega\mu_n}{k_n} \left[1 - \frac{k_e^2}{k_n^2} S^2 \right]^{-1/2}, \end{aligned} \quad (6)$$

donde hemos substituido a λ por $k_e S$, siendo k_e la constante de propagación en el espacio libre y S es una cantidad real la cual, en el caso de ondas planas, la identificamos inmediatamente con el seno del ángulo de incidencia (Ec. 4). Ahora bien, $-\omega\mu_n/k_n$ es la impedancia para una onda plana con incidencia normal, ya que $\lambda (= k_e \text{ sen } \theta)$ será cero y por ende $u_n = k_n$. De manera que el término en paréntesis de la expresión (6) es el factor que mide cuánto difiere la impedancia, para λ en general, con respecto a la obtenida a partir de una onda plana incidiendo normalmente a la superficie de la tierra.

De estudios particulares [12] respecto a las propiedades eléctricas de las rocas terrestres notamos que ϵ , μ y σ tienen valores característicos que simplifican la formulación teórica presentada con anterioridad.

Si suponemos que la permitividad de los materiales de la corteza terrestre no exceden los valores obtenidos en forma individual para los minerales (por ejemplo, cuarzo tiene una ϵ de $\approx 5.0\epsilon_0$, donde ϵ_0 es la permitividad del espacio libre) o al menos no son mayores que la ϵ del agua pura ($\approx 81\epsilon_0$), podemos establecer un límite superior promedio de $81\epsilon_0$, o sea 7×10^{-9} farad/metro para la corteza. En lo que respecta a la permeabilidad magnética μ , ésta difiere muy poco de μ_0 , la permeabilidad del espacio libre, para la mayoría de las rocas. A gran escala, podemos suponer que $\mu_0 = \mu = 4 \times 10^{-7}$ Hen./m. Los valores más bajos de conductividad son del orden de 10^{-5} mohos/m. Si sustituimos estos valores extremos en la expresión para $k^2(\omega^2\mu\epsilon + j\sigma\omega\mu)$, y si ω es menor que 10 rad/sec, el término $\omega^2\mu\epsilon$ es despreciable en comparación con $j\sigma\omega\mu$. El descartar al término $\omega^2\mu\epsilon$ en el medio conductor implica escribir las ecuaciones de Maxwell sin el término $\partial\mathbf{D}/\partial t$ de corrientes de desplazamiento y por ende tendremos una ecuación de difusión, en lugar de una ecuación de onda. A esto se le conoce generalmente por aproximación cuasi-estática o de longitud de onda grande. Esto por supuesto no tiene efecto alguno en las soluciones particulares o generales discutidas con anterioridad. De manera que escribiremos a $k_e^2 = \omega^2\mu\epsilon$ y a k_i^2 para la i -ésima capa como $j\omega\sigma_i\mu_0$.

Con estas expresiones para k podemos reescribir la impedancia superficial de un semi-espacio con S arbitraria (Ec. 6) como

$$\frac{E_y^{+n}}{H_x^{+n}} = -\sqrt{\frac{\omega\mu_0}{j\sigma_n}} \left[1 + j\frac{\omega\epsilon}{\sigma_n} S^2 \right]^{-1/2}. \quad (7)$$

Para la corteza terrestre $\omega\epsilon/\sigma_n \ll 1$. Si ahora consideramos una solución particular para una onda plana con incidencia oblicua donde tendremos a $\lambda = k_e \sin \theta = k_e S$ y como $\sin \theta$ nunca es mayor que la unidad, entonces $\omega\epsilon S/\sigma_n \ll 1$. De manera que "para ondas

planas que inciden a cualquier ángulo en un semi-espacio conductor, la impedancia superficial será independiente del ángulo de incidencia e igual al obtenido para incidencia normal”.

Veamos otro aspecto de interés en la teoría de campos magnetoteléuricos. Reescribiremos nuevamente las condiciones de frontera para E_y y H_x en la superficie del semi-espacio, con la aproximación cuasi-estática y definiendo la amplitud del coeficiente de reflexión r como E_y^{-e}/E_y^{+e} encontramos que

$$r = \frac{k_e/k_n \sqrt{1 - S^2} - \sqrt{1 + (j\omega\epsilon/\sigma_n)S^2}}{k_e/k_n \sqrt{1 - S^2} + \sqrt{1 + (j\omega\epsilon/\sigma_n)S^2}}. \quad (8)$$

Si ahora consideramos el caso de ondas planas incidentes y recordando la desigualdad $k_e/k_n = \omega\epsilon/j\sigma_n \ll 1$ y S restringida en el rango cero a la unidad, obtenemos que $r \approx -1$. Este resultado fundamental nos indica una reflexión con cambio total de fase casi perfecta, esto es, nos acercamos a una cancelación completa del campo eléctrico incidente. Ahora bien,

$$\frac{E_y^{+e}}{H_x^{+e}} = \frac{\omega\mu}{u_e} = -\frac{E_y^{-e}}{H_x^{-e}}, \quad (9)$$

de manera que

$$H_x^{-e}/H_x^{+e} \approx +1.$$

indicando una reflexión en fase casi perfecta implicando “que el campo magnético tangencial en la superficie terrestre a bajas frecuencias resulta ser casi el doble de la amplitud del campo incidente, independientemente de la conductividad del subsuelo”.

Estos resultados son realmente interesantes y forman la estructura física en que se basa el método magnetoteléurico. El campo eléctrico neto en la superficie de la tierra, aunque prácticamente es nulo en comparación con la amplitud del campo eléctrico incidente, es una cantidad medible relacionada con la conductividad del terreno a través de la relación de la impedancia superficial $Z = E_y/H_x$, que derivamos anteriormente.

La polarización del campo magnético puede usarse, por ejemplo, para describir las propiedades de polarización mismas del campo incidente, ya que la geología tiene efectos nulos sobre éstos.

De la expresión general para la impedancia de una tierra con capas, podemos definir ahora una resistividad aparente ρ_a , que resulta ser el parámetro generalmente utilizado para caracterizar al subsuelo en estudios magnetotelúricos. Si suponemos que a una frecuencia angular ω en particular, la impedancia obtenida es la impedancia de un semi-espacio homogéneo para onda plana con incidencia normal, podemos utilizar la relación

$$Z = \frac{E_y}{H_x} = -\frac{\omega\mu}{k_n} = \sqrt{\frac{-\omega\mu_0}{j\sigma_a}}, \quad (10)$$

y escribir $\rho_a = 1/\sigma_a$, tal que

$$\rho_a = \frac{1}{\omega\mu_0} \left| \frac{E_y}{H_x} \right|^2. \quad (11)$$

La resistividad aparente ρ_a resulta ser la resistividad de un semi-espacio homogéneo que arrojaría el mismo valor de impedancia $Z = E_y/H_x$ que el del modelo real en consideración a una frecuencia ω particular.

Puesto que la impedancia es una cantidad compleja podemos escribir

$$Z = |Z|e^{i\phi} = \left| \frac{E_y}{H_x} \right| e^{i\phi_{yx}},$$

donde

$$\phi_{yx} = (\phi_{E_y} - \phi_{H_x}) = \tan^{-1} \left[\frac{\text{Im}Z}{\text{Re}Z} \right].$$

En el caso de un semi-espacio homogéneo, la fase tiene valor constante igual a $-\pi/4 + \pi$ (Ec. 10).

Para el caso unidimensional existe una relación de dispersión entre el logaritmo de la resistividad aparente y la fase de Z . La transformada de Hilbert entre los dos está dada por

$$\log \rho_a = \frac{4}{\pi} \int \phi d \log \omega + C.$$

La fase de Z en función del periodo es un parámetro importante para la interpretación de geologías complejas donde la curva de resistividad aparente está alterada por la presencia de inhomogeneidades superficiales.

3. Extensiones a dos y tres dimensiones

La tierra en raras ocasiones es unidimensional. Existen anisotropías, contactos laterales (fallas) y cuerpos tridimensionales donde la conductividad es función de x , y y z [13, 14]. Si nos avocamos al caso bidimensional, resulta útil descomponer los vectores del campo eléctrico \mathbf{E} y campo magnético \mathbf{H} y considerar dos ondas separadamente: una con \mathbf{E} en la dirección y y la otra con \mathbf{H} en la dirección y como se muestra en la Fig. 2. A la onda con \mathbf{E} contenido en el plano de incidencia XZ (\mathbf{H} en dirección y), se le llama modo TM (transversal magnético), \mathbf{E} perpendicular o polarización magnética, mientras que a la onda con \mathbf{H} contenido en el plano de incidencia XZ (\mathbf{E} en dirección y), se le conoce como modo TE (transversal eléctrico), o \mathbf{E} paralelo o polarización eléctrica. En la Fig. 3 se presentan las relaciones electromagnéticas fundamentales en el caso bidimensional. Notamos que si se modela con capas, como en la sección anterior, se obtienen dos impedancias (veáse Ec. 10), a saber

$$\frac{E_y}{H_x} = \frac{j\omega\mu_0}{k} = Z_{TE}, \quad \frac{E_x}{H_y} = -\frac{j\omega\mu_0}{k} = Z_{TM}, \quad (12)$$

esto es,

$$Z_{TE} = -Z_{TM},$$

de donde

$$\begin{aligned} \rho_{aTE} &= \frac{T}{2\pi\mu_0} |Z_{TE}|^2, \\ \rho_{aTM} &= \frac{T}{2\pi\mu_0} |Z_{TM}|^2, \\ \phi_{TM} &= \phi_{E_x} - \phi_{H_y} = \pi/4, \end{aligned}$$

y

$$\phi_{TE} = \phi_{E_y} - \phi_{H_x} = -\pi/4 + \pi,$$

que son las ecuaciones básicas de MT en el caso bidimensional.

Como lo demuestran las Ecs. (12), cuando se trata de situaciones en una dimensión E_x y E_y dependen exclusivamente de H_y y H_x , respectivamente: $E_x = Z_{xy}H_y$ y $E_y = Z_{yx}H_x$. Hemos sustituido Z_{TM} por Z_{xy} y Z_{TE} por Z_{yx} para ser más congruentes con la notación posterior. En forma matricial

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & Z_{xy} \\ Z_{yx} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \end{pmatrix}. \quad (13)$$

Generalizando, para cualquier tipo de situación geológica la Ec. 13 se convierte en

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \end{pmatrix}; \quad (14)$$

$$\mathbf{E} = \mathbf{ZH},$$

donde Z es el *tensor* de impedancia.

Si Z se expresa en un sistema coordenado alineado con el rumbo de la estructura geológica, los elementos de la diagonal siguen siendo cero, y $Z_{xy} \neq Z_{yx}$. En un sistema coordenado no alineado con el rumbo geológico, ningún elemento de Z será cero. La dirección del rumbo puede encontrarse rotando el tensor de impedancia con respecto al eje z y buscando el ángulo para el cual los elementos de la diagonal sean mínimos.

La dirección del rumbo determinado de esta manera, tendrá una ambigüedad de 90° , ya que una rotación de esta magnitud equivale a intercambiar los ejes x y y .

En el caso de situaciones complicadas en las que la conductividad varía en todas direcciones (tres dimensiones), el concepto de rumbo pierde significado. Sin embargo, la rotación del tensor (hasta minimizar su diagonal), lleva al sistema coordenado a la posición en la que la geología se aproxima lo más posible a una situación bidimensional.

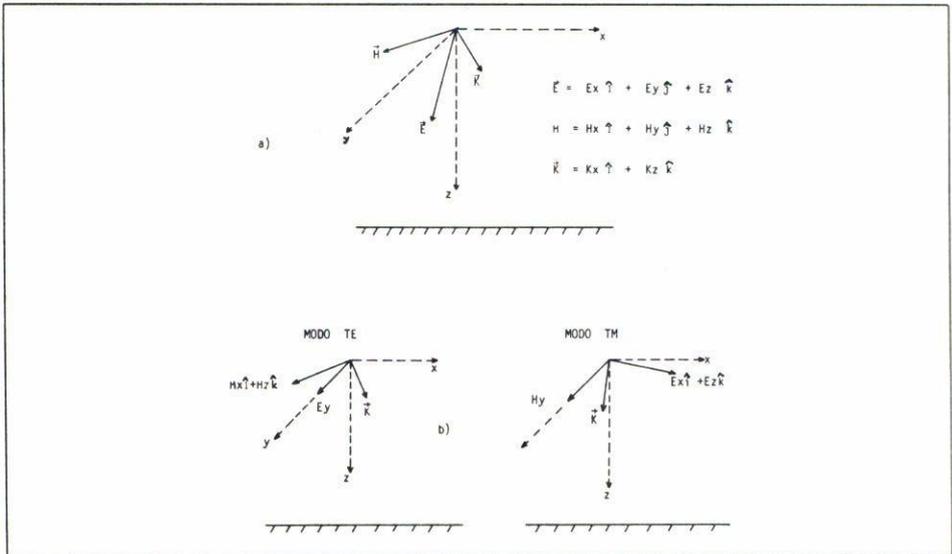


FIGURA 2. a) Onda electromagnética incidiendo en la superficie terrestre. b) Separación en modos TE y TM.

MODO TE	MODO TM
$\mathbf{E}(0, E_y, 0); \mathbf{H}(H_x, 0, H_z)$	$\mathbf{E}(E_x, 0, E_z); \mathbf{H}(0, H_y, 0)$
$\frac{\partial H_x}{\partial x} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = \sigma E_y$	$-\frac{\partial H_y}{\partial x} = \sigma E_x$
$-\frac{\partial E_y}{\partial x} = i\omega\mu_0 H_x$	$\frac{\partial H_y}{\partial x} = \sigma E_z$
$\frac{\partial E_y}{\partial x} = i\omega\mu_0 H_z$	$\frac{\partial E_x}{\partial x} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = i\omega\mu_0 H_y$
Ecuaciones de Helmholtz:	
$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} = K E_y$	$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} = K^2 H_y$
$K^2 = -i\omega\mu_0\sigma$	
$K = \sqrt{\omega\mu_0\sigma/2} (1 - i)$	

FIGURA 3. Relaciones fundamentales del método magnetotélico en el caso de dos dimensiones.

Un indicador de tridimensionalidad es la llamada "asimetría" (*skewness*) [15],

$$W = \frac{|Z_{xx} + Z_{yy}|}{|Z_{xy} + Z_{yx}|},$$

la cual es invariante bajo rotación. De la ecuación se observa que cuando la situación es estrictamente bidimensional, $W = 0$, por otro lado la experiencia ha demostrado que cuando $W > 0.3$, el problema es tridimensional.

Como se mencionó con anterioridad, el ángulo de rotación es ambiguo por 90° . Un parámetro que define tal ambigüedad y que es también un indicador de discontinuidades laterales es el llamado operador de inclinación *tipper* T , el cual está definido como la relación entre el campo magnético vertical y el horizontal [15], esto es

$$H_z = T_x H_x + T_y H_y$$

y

$$H_z = \mathbf{T} \cdot \mathbf{H}.$$

De las ecuaciones fundamentales de la Fig. 3 para el modo TE, el campo magnético vertical es proporcional a la variación horizontal del campo eléctrico, la cual es diferente de cero en presencia de discontinuidades laterales de conductividad. El tipper se rota de manera similar a z , hasta hacer mínima su componente T_x , tal dirección será perpendicular al rumbo de la estructura geológica.

4. Estimación del tensor de impedancia

El primer problema que se presenta cuando se pretende estimar Z , es que la Ec. 14 representa un sistema de dos ecuaciones con cuatro incógnitas. La manera convencional [16] de resolver esto es multiplicar (14) por

$$\mathbf{H}^\dagger = (\mathbf{H}^*)^T = (H_x^*, H_y^*),$$

donde † significa hermitiano, T transpuesto, y $*$ complejo conjugado, para obtener:

$$\begin{pmatrix} \overline{E_x H_x^*} & \overline{E_x H_y^*} \\ \overline{E_y H_x^*} & \overline{E_y H_y^*} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \overline{H_x H_x^*} & \overline{H_x H_y^*} \\ \overline{H_y H_x^*} & \overline{H_y H_y^*} \end{pmatrix}, \quad (15)$$

donde los términos de la forma $\overline{F_x F_y^*}$ son estimaciones de potencias cruzadas para una frecuencia ω y la barra indica promedio en ventanas angostas de frecuencia. Siguiendo la notación de Gamble *et al.* [17]:

$$[\mathbf{EH}] = \mathbf{Z}^H [\mathbf{HH}], \quad (16)$$

$$\mathbf{Z}^H = [\mathbf{EH}] [\mathbf{HH}]^{-1}, \quad (17)$$

el superíndice H indica que la estimación fue hecha usando \mathbf{H} como referencia.

Si los campos medidos estuvieran libres de ruido, la Ec. 17 sería una estimación imparcial de \mathbf{Z} . Sin embargo, debido a que frecuentemente existe ruido de carácter local, correlacionado en ambos casos, la estimación del tensor de impedancia se presenta sesgada ("biased"). Para solucionar este problema se propone el uso de una referencia remota.

Si en lugar de multiplicar (14) por \mathbf{H}^\dagger , se usa un campo \mathbf{R} (remoto) medido en un sitio alejado de la estación base, cuyo ruido no se correlacione con el ruido de la base, la Ec. 16 se convierte en

$$\mathbf{Z}^R = (\mathbf{ER})(\mathbf{HR})^{-1} \quad (18)$$

y el problema en las autopotencias desaparece, obteniéndose una estimación imparcial de \mathbf{Z} .

Puesto que la Ec. 18 contiene \mathbf{R} tanto en el numerador como en el denominador, la estimación de \mathbf{Z} es independiente de la respuesta en frecuencia de los instrumentos usados para medir \mathbf{R} . Los campos remotos \mathbf{R} pueden ser magnéticos ($H_x H_y$) o bien eléctricos ($E_x E_y$). En la práctica, se utilizan los primeros ya que, como vimos anteriormente, no se encuentran influenciados por la geología local.

5. Instrumentación y procesamiento de datos

La pequeña amplitud de las señales, del orden de 1γ (10^{-9} teslas) para el campo magnético y 4 mV/Km para el eléctrico, impone severas restricciones sobre la sensibilidad del equipo de medición y obliga a tener especial cuidado en la eliminación de ruido y en el tratamiento de las señales (amplificación, filtraje, etc.) [18].

La técnica de campo consiste en medir en un punto (estación) en la superficie de la tierra las componentes ortogonales del campo eléctrico y magnético de variación en una amplia gama de frecuencias, y con estas mediciones estimar el tensor de impedancia para varias frecuencias. Dado que la frecuencia guarda relación con la profundidad de penetración de la onda, estas mediciones constituyen lo que se llama un "sondeo magnetoteléurico".

En el pasado [19], los datos de campo se grababan en cinta magnética y se procesaban en un centro de cómputo al finalizar todo el trabajo de campo. La desventaja más seria de esto era que en muchos casos una gran cantidad de datos resultaban de baja calidad, debido a exceso de ruido local o a una actividad geomagnética muy baja o incluso a problemas instrumentales no detectados en el momento de la adquisición. Ante la imposibilidad de poder regresar al sitio de estudio, por razones de costo y tiempo, la efectividad del levantamiento se veía seriamente afectada.

Con el propósito de eliminar éstas dificultades y adoptar el uso de la referencia remota, señalada con anterioridad, en el CICESE se desarrolló un sistema con las características siguientes:

- a. Procesamiento en el campo en tiempo real, con un control visual de las señales.
- b. Obtención de los parámetros geofísicos de interés *in situ*.
- c. Instrumentación para dos estaciones magnetoteléuricas en donde se hacen mediciones simultáneas y donde una estación se utiliza como referencia de la otra.
- d. Capacidad de almacenamiento de datos sin procesar, para poder corroborar en el laboratorio los resultados obtenidos en campo.

Con este sistema se miden, en cada una de las estaciones, cinco señales (E_x , E_y , H_x , H_y , H_z). Todas las señales son preamplificadas, filtradas y postamplificadas y la información de la estación remota se envía a la estación base mediante un sistema de telemetría digital (12 bits, 72 dB de rango dinámico).

Las señales de los diez canales son digitizadas y procesadas en tiempo real, usando una microcomputadora DEC-LSI-11/23+. El instrumental electrónico está instalado en un vehículo acondicionado para este propósito y se alimenta con un generador de corriente alterna con una potencia de 4.5 Kw.

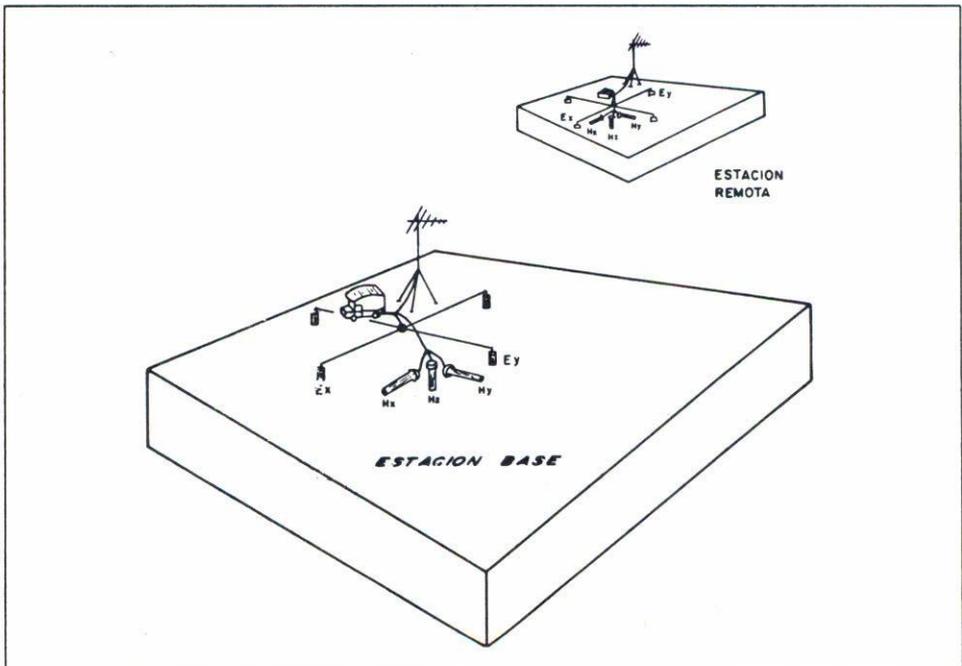


FIGURA 4. Esquema de la distribución del equipo en el campo.

En la Fig. 4 se presenta un esquema de la distribución del equipo en el campo y la Fig. 5 muestra un diagrama de bloques del sistema.

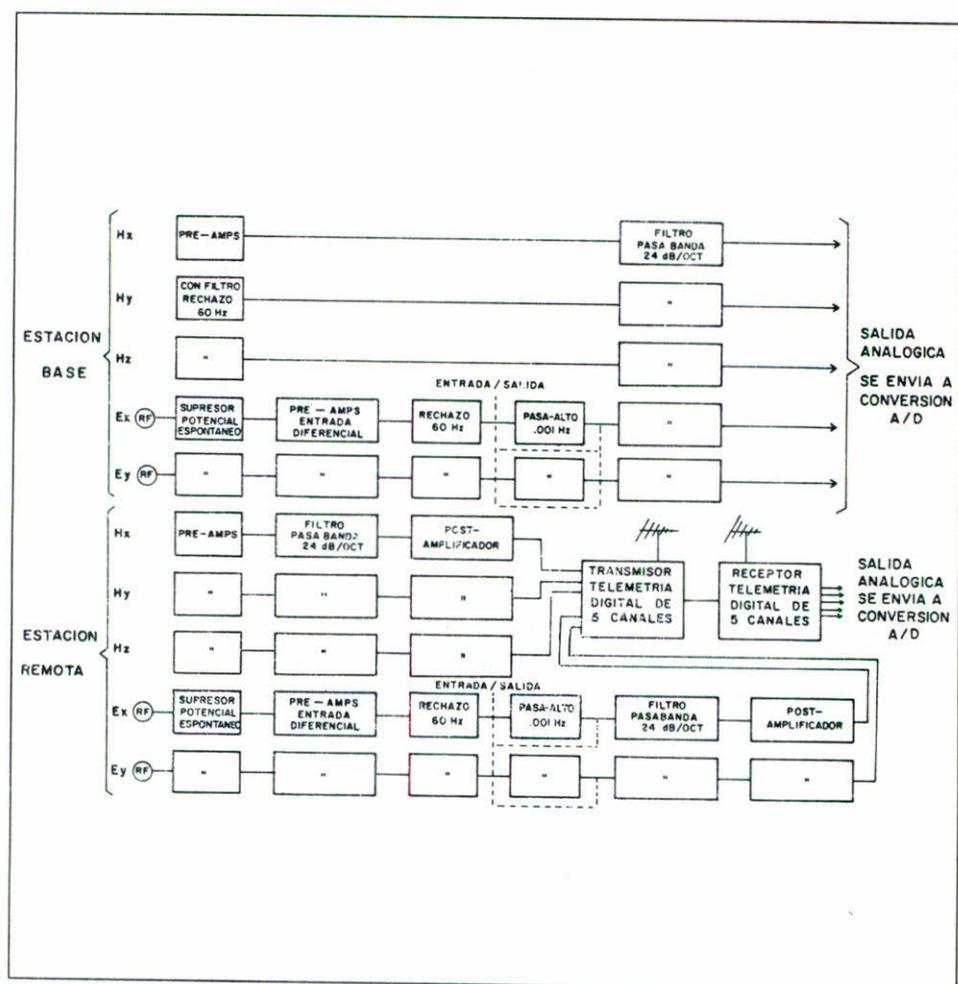


FIGURA 5. Diagrama de bloques del sistema Magnetotelúrico, sección analógica.

El espectro del campo electromagnético natural contiene una amplia gama de frecuencias. La banda de frecuencias comúnmente utilizada es de 10^{-3} a 10^2 Hz. En este sistema, y con el fin de optimizar tanto el alcance dinámico de los instrumentos como el periodo de muestreo, se registran cuatro bandas, a saber:

Banda 1	0.001–0.03 Hz	0.2 muestras/seg
Banda 2	0.01–0.04 Hz	2 muestras/seg
Banda 3	0.1–4 Hz	20 muestras/seg
Banda 4	1–40 Hz	200 muestras/seg

Los campos eléctricos (E_x , E_y) se miden usando electrodos nopolarizables de cobre-sulfato de cobre, colocados en las extremidades de un par de dipolos colocados en forma de cruz (Fig. 4), y conectados a una serie de preamplificadores.

Los campos magnéticos (H_x , H_y , H_z) se miden usando tres detectores colocados en forma ortogonal. Estos detectores consisten en una bobina de inducción aislada con poliuretano dentro de un cilindro de acero inoxidable. La sensibilidad de los detectores de campo magnético horizontal en la banda de 1 a 100 Hz es aproximadamente de $13.7\mu\text{V}/\gamma$ Hz, mientras que la del sensor del campo magnético vertical es de $4\mu\text{V}/\gamma$ Hz. Los detectores se conectan al preamplificador, por medio de un cable blindado de 200 m de longitud.

Después de pasar por el preamplificador, todas las señales entran a los filtros que seleccionan la banda de registro y postamplifican la señal. La función del procesador DEC-LSI-11/23+ es la de controlar la conversión analógica digital de los datos, mostrarlos a través de un convertidor digital/analógico en un osciloscopio de ocho canales, atender las interrupciones que detienen la recepción de éstos, y finalmente almacenar y procesar los datos, grabando los resultados en memoria (discos flexible y duro (20 Mb)), imprimiendo y mostrándolos en la terminal de video. La configuración de la microcomputadora y sus periféricos y el desarrollo de la programación del sistema fueron realizados a cabo en el CICESE.

El procesamiento en tiempo real de las señales se lleva a cabo en dos etapas. La primera de ellas consiste en la recepción de los datos transmitidos por el digitalizador y en la estimación de las potencias promedio de los diez canales. Esto ha sido implementado mediante un programa de adquisición de datos. La segunda etapa es realizada por un segundo programa, el cual calcula los parámetros geofísicos de interés en magnetotelúrico: resistividades, fases, asimetría, ángulos

de rotación, operador de inclinación ("tipper"), etcétera, con sus correspondientes límites de confianza.

a) *Adquisición de datos.*

Se toman 512 muestras de cada canal ($E_x(t), E_y(t), \dots, H_z(t)$) y se calculan sus transformadas de Fourier ($E_x(w), E_y(w), \dots, H_z(w)$), usando un algoritmo de transformada rápida de Fourier.

Una vez que las señales están en el dominio de la frecuencia, se calculan las potencias $|E_x|^2, E_x E_y^*, \dots, R_x R_y^*, |R_y|^2$, (10 autopotencias y 21 potencias cruzadas), para cada una de las dos estaciones. Estos espectros son suavizados haciendo un promedio ponderado en frecuencia, que consiste en tomar promedios entre armónicos, en ventanas angostas de frecuencia, cuyo ancho de banda crece con la frecuencia, manteniéndose constante el factor Q :

$$Q = \frac{\text{frecuencia central}}{\text{ancho de banda}}$$

Se toman 16 ventanas con $Q = 3$ a lo largo de cada espectro, con frecuencias centrales igualmente espaciadas en escala logarítmica. El resultado de esto son las potencias promedio $|\overline{E_x}|^2, \overline{E_x E_y^*}, \dots, \overline{R_x R_y^*}, |\overline{R_y}|^2$, las cuales se almacenan en una área especificada de memoria. Este proceso se efectúa repetidas veces para varios segmentos de 512 puntos por canal, obteniéndose cada vez un juego de potencias promedio que se suman a las anteriores. Cuando se tiene un número suficiente de segmentos (usualmente $N = 20$), se obtiene el promedio en el conjunto de realizaciones dado por

$$\langle \overline{F_i F_j^*} \rangle = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (\overline{F_i F_j^*})_n.$$

Debido al carácter aleatorio de la fuente del campo electromagnético natural, es muy frecuente que los campos medidos contengan ruido o sean afectados por fenómenos transitorios causados

por tormentas eléctricas. Asimismo, la alta sensibilidad de los detectores los hace vulnerables a saturación producida por la llegada repentina de señales de gran amplitud y ruido ambiental producido por objetos metálicos o personas en movimiento, etcétera. Este es uno de los problemas principales del método y una de las razones que justifican el procesamiento en campo.

b) Cálculo de parámetros geofísicos.

Cuando la adquisición de datos ha concluido, se está en condiciones de iniciar la segunda etapa del procesamiento. Esta se lleva a cabo mediante un programa que lee las potencias promedio resultantes de la adquisición de datos, corrige por las funciones de transferencia del sistema [20], calcula el tensor de impedancia y efectúa todo el proceso necesario para calcular parámetros geofísicos de interés y sus límites de confianza. El sistema de coordenadas que se usa en el programa es derecho, con el eje x apuntando al norte magnético, el eje y al oeste y el eje z hacia arriba.

Después de efectuar las correcciones antes mencionadas se calculan: 1) Relaciones de potencias de señal/ruido para cada canal, 2) Tensor de impedancia, 3) Asimetría y ángulo de rotación del tensor, 4) Resistividad aparente y fase de la impedancia, 5) Magnitud y fase del operador de inclinación y 6) Límites de confianza para todos los parámetros calculados.

Este programa, así como las subrutinas que emplea, está escrito en Fortran IV.

6. Resultados experimentales

a) Estudio magnetotelúrico en el norte de Baja California.

En 1983 iniciamos un levantamiento magnetotelúrico en las zonas de la cordillera Peninsular Batolítica, la Laguna Salada y el Valle de Mexicali del Norte del estado de Baja California [21]. Se ocuparon

un total de 18 estaciones (Fig. 6) cubriendo un rango de frecuencias de 0.001 Hz a 25 Hz, utilizando referencia remota. El total de las estaciones (irregularmente espaciadas) constituye un perfil de 100 Km que cubre una serie de provincias tectónicas bastante diferentes. Estas incluyen una zona de sutura mesozoica oceánica/continental, una de extensión activa y una zona de frontera tectónica de placa. Presentamos aquí los resultados del modelado en dos dimensiones para los datos, en forma de cortes geoelectrónicos para la zona.

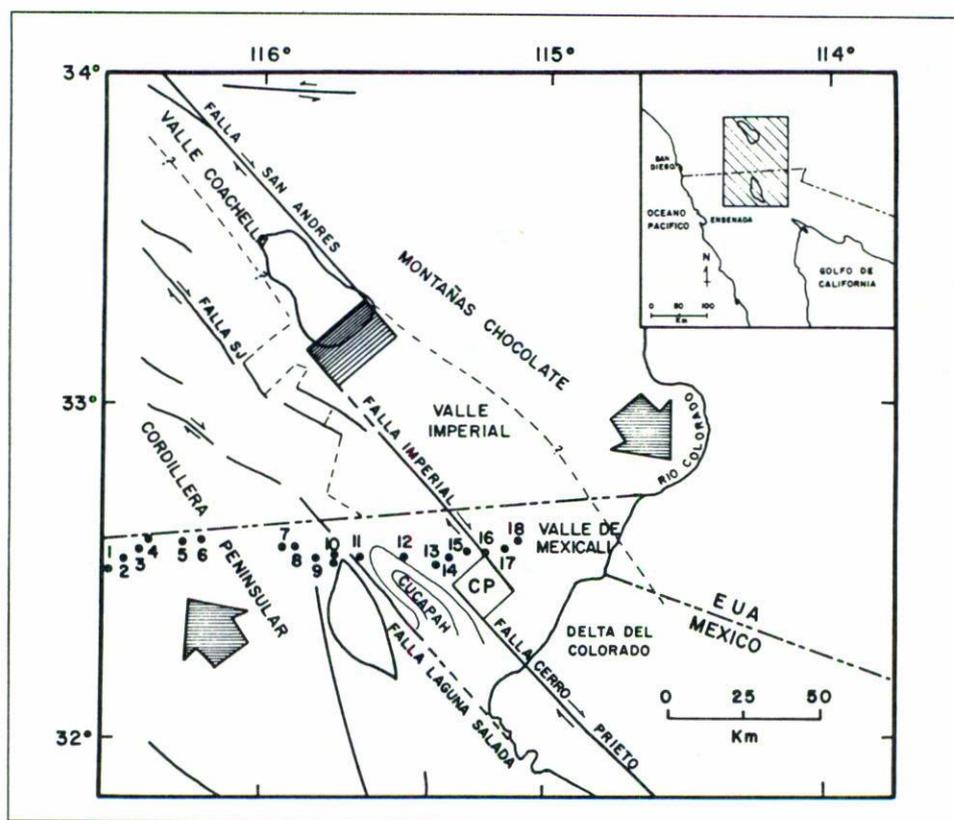


FIGURA 6. Localización de sondeos del Estudio Magnetotelúrico del Norte de Baja California.

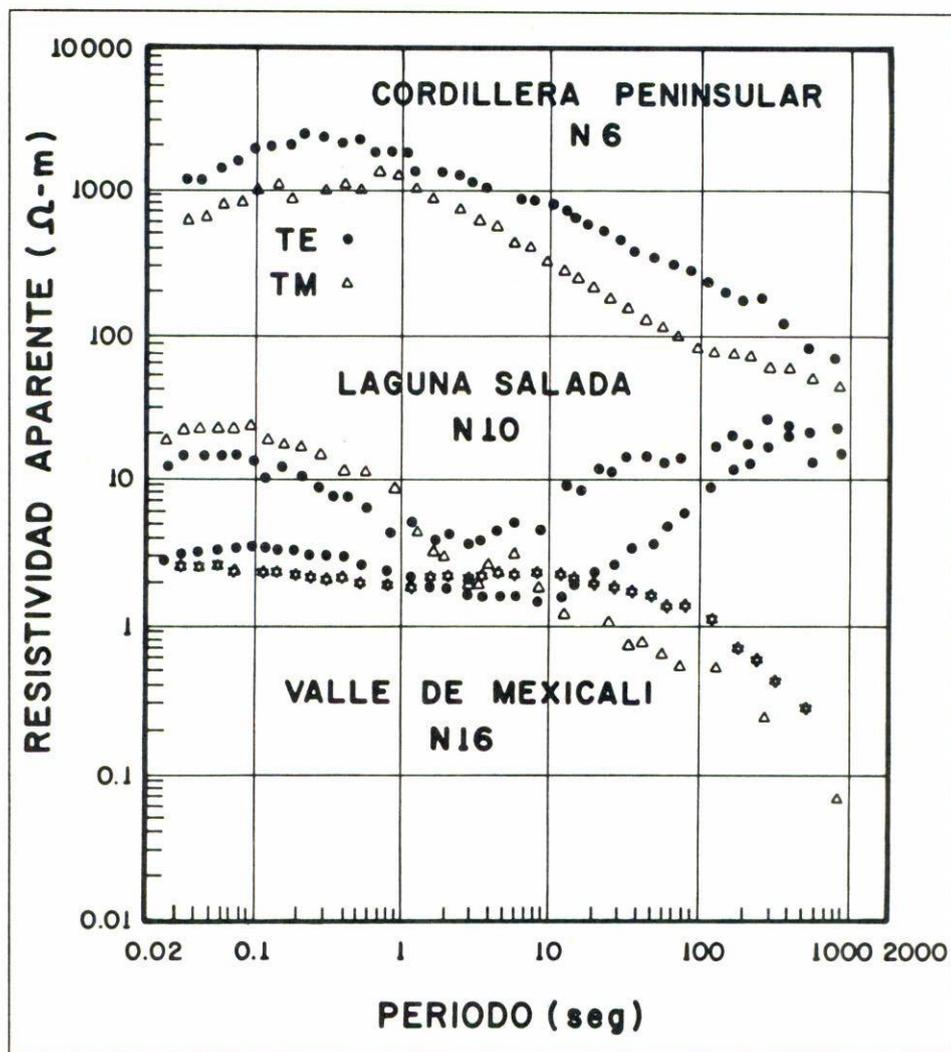


FIGURA 7. Curvas de resistividad aparente para tres sitios típicos en perfil Tecate-Mexicali.

Las curvas típicas para resistividad aparente en función del periodo para el Batolito, Laguna Salada y Valle de Mexicali, se muestran en la Fig. 7.

Un análisis preliminar demuestra la existencia de bajos resistivos (por lo menos en un orden de magnitud) a periodos largos para la cordillera Peninsular, postulando quizá la presencia de un buen conductor a profundidad. Entre 1 y 10 seg de periodo encontramos una zona de alta conductividad para casi todos los sondeos de la Laguna Salada y Valle de Mexicali. La separación entre modos TE y TM para estas estaciones confirman la existencia de inhomogeneidades laterales superficiales y la presencia de las Sierras Juárez y Cucapá, respectivamente.

Una interpretación unidimensional preliminar utilizando el modo TE nos ayudó a construir un modelo en dos dimensiones para todo el levantamiento. Los datos para 18 estaciones fueron modelados en forma directa mediante un algoritmo bidimensional [22]. Las soluciones se obtienen resolviendo un sistema de ecuaciones de línea de transmisión que son análogas a la aproximación por diferencias finitas de las ecuaciones de Maxwell. El modelo final se presenta en la Fig. 8. Ciertas cotas se han impuesto al modelo provenientes de la información geologica-geofísica existente en la zona [23-26]. La geología superficial se utilizó para restringir la extensión lateral de los bloques superficiales. Datos de sísmica fueron suficientes para reducir la profundidad de los bloques, especialmente en la cordillera Peninsular.

La zona al Oeste del corte geoelectrico (no está incluido en la Fig. 8) se terminó a 63 Km de la estación N1 mediante 6 capas que representan al Océano Pacífico (0.3 ohm-m, 0-1.5 Km de profundidad), sedimentos saturados y volcánicos (150 ohm-m, 1.5-3 Km), roca batolítica (2000 ohm-m, 3-6 Km), corteza oceánica (1000 ohm-m, 6-18 Km y 500 ohm-m de 18-24 Km) y material del manto (18 ohm-m, de 24 Km hacia abajo). En la zona Este, el modelo se terminó a 34 Km de la estación N18 con 5 capas que indican: sedimentos del Valle de Mexicali (50 ohm-m, 0-6 Km), sedimentos con facies de esquitos verdes (500 ohm-m, 6-12 Km), corteza oceánica (1000 ohm-m, 12-18 Km y 500 ohm-m, 18-024 Km) y material del manto (18 ohm-m, de 24 Km hacia abajo).

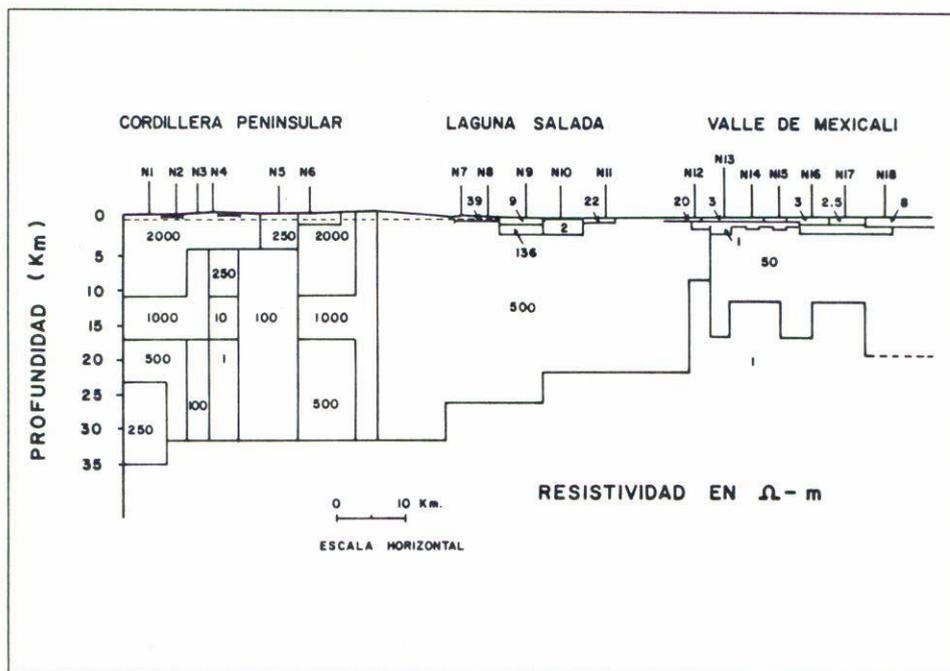


FIGURA 8. Modelo de bloques obtenido para la interpretación bidimensional de datos magnetotelúricos.

Valles rellenos de aluvión y cuencas sedimentarias someras son modeladas con capas delgadas conductoras (50–100 ohm-m) extendiéndose a profundidades hasta de 500 m por abajo de las estaciones N2 y N5. El cinturón de rocas mesozoicas metasedimentarias se ha modelado mediante una zona relativamente gruesa y conductora (100–250 ohm-m) extendiéndose a profundidad por abajo de la estación N5. Las rocas graníticas de la Cordillera Peninsular (batolito) se han modelado con capas altamente resistentes abajo de las estaciones N1, N2, N3 y N5. Se estimó que la resistividad en los primeros 32 Km decrece de 2000 ohm-m a 500 ohm-m en respuesta al incremento en temperatura con la profundidad del orden de 20 a 450°C. Material oceánico y máfico continental se ha modelado con capas resistentes

(250-500 ohm-m) por debajo de las rocas graníticas y extendiéndose a profundidades de entre 24 y 40 Km.

La anomalía significativa que aparece en el corte geoelectrico, corresponde a la zona conductora (a profundidad) abajo de las estaciones N3, N4 y N5. Esta zona se ve interrumpida lateralmente por el batolito resistivo por abajo de las estaciones N2 y N6. Tal como el modelo lo indica, la resistividad de esta zona anómala alcanza un valor mínimo de 2 ohm-m entre los 18 a 32 Km, con una extensión lateral (5 Km de ancho) centrada a 1 Km al Este de la estación N4.

Para las estaciones N7 a la N11 localizadas en la cuenca de la Laguna Salada, distinguimos únicamente tres rangos en resistividad aparente: de 1.0 a 20 ohm-m, de 20 ohm-m a 200 ohm-m y mayores que 200 ohm-m. La región de 1000 ohm-m corresponde al complejo granítico de la Sierra Juárez y al basamento. Existen pequeños conductores someros asociados a deposición reciente de arcillas saturadas. La estación N9 requirió de un bloque más resistivo en la superficie el cual puede estar relacionado con areniscas consolidadas y conglomerados presentes en el área.

El resto de las estaciones localizadas en el Valle de Mexicali (N12 a la N16) han arrojado un modelo local complejo, especialmente para las zonas a baja profundidad. El área ha sufrido una secuencia de deposición sedimentaria compleja reflejada en los valores en resistividad que varían de 1 ohm-m hasta los 20 ohm-m. Existe un incremento hasta 50 ohm-m con la profundidad formando un basamento "geoelectrico" muy uniforme.

b) Discusión.

La historia litológica y tectónica de las rocas prebatolíticas meta-sedimentarias pertenecientes a la cordillera Peninsular [23] explican, creemos nosotros, de manera simple la anomalía conductora en esta zona. El cinturón de rocas metasedimentarias expuestas en la superficie al límite Este de la zona conductora anómala, se ha postulado como una especie de "cuña" clásica que fue acumulada en época Triásica, en el piso oceánico entre el cratón y el arco volcánico del

Oeste. Tal acuñaamiento de sedimentos marinos, nos llevan inmediatamente a pensar que en un inicio contenían una cantidad enorme de fluidos salinos (en poros), los cuales siguen atrapados a profundidad. Es posible que una buena parte de estos fluidos se haya perdido durante el metamorfismo. Sin embargo, el proceso de deshidratación de minerales pudo haber reemplazado parte de éstos. Existe también la posibilidad de que ciertos compuestos volátiles (principalmente agua), hayan sido transportados a través de fracturas o zonas de mayor porosidad (a través de una zona de contacto más vieja) por encima de la corteza. Descubrimientos recientes en el pozo Kola [27] en la Unión Soviética y los resultados magnetotelúricos en la zona de desprendimiento del Río Grande (Bravo) en Nuevo México [28], revelan la presencia de dicha agua mineralizada, la cual se encuentra atrapada en materiales, a profundidades intermedias de la corteza, con rocas impermeables por arriba de éstos.

Desde un punto de vista estructural, el modelo para la cuenca de Laguna Salada es consistente con la serie de bloques caídos provenientes de la Sierra Juárez hacia el Este [29]. El levantamiento gradual del manto hacia esta zona confirma la existencia de un adelgazamiento de la corteza postulado mediante otras herramientas geofísicas.

En la Laguna Salada y el Valle de Mexicali los estratos conductores someros se encuentran asociados a material arcilloso salino y a pesar de que no descartamos la existencia de altas temperaturas con la profundidad, no podemos apoyar la existencia de un depósito geotérmino con base a nuestros resultados. No existe evidencia de una capa sello con alta resistividad o bien que sea sumamente delgada.

Nuestros resultados para el Valle de Mexicali confirman la presencia de una interfaz entre dos unidades con alto contraste en resistividad [30]. La existencia de sedimentos someros poco consolidados de carácter continental, con arenas conductoras, gravas y arcillas, contrastan con depósitos deltaicos terciarios formados por areniscas mucho más resistivas y más consolidadas. Finalmente, debería de existir un basamento granítico del Cretácico Superior, pero debido

a la falta de contraste y poder de resolución del método, no hemos podido diferenciarlo.

La interfaz entre los conductores superficiales y las unidades resistivas intermedias presentan una estructura en bloques (en escalón) que explican las anisotropías que aparecen sistemáticamente en los sondeos. Estas anisotropías están, creemos nosotros, íntimamente relacionadas con el patrón de sedimentación o deposición en el delta del río Colorado y a posibles intrusivos ígneos a profundidad.

Agradecimientos

Queremos agradecer en particular a R. Vega y R. Vázquez y a los demás miembros del Departamento de Geofísica de Exploración del CICESE por su colaboración en este proyecto.

Referencias

1. Prince, A.T., *Q.J. Mech. Appl. Math.* **3** (1950) 385.
2. Rikitake, T., *Bull. Earth Res. Inst. Tokyo Univ.* **24** (1946) 1.
3. Kato, Y. y Kikuchi, T., *Sci. Rep. Tohoku Univ. Ser. 5 Geophys.* **2** (1950) 139.
4. Tikhonov, A.N., *Dokl. Akad. Nauk. SSSR* **73** (1950) 295.
5. Cagniard, T., *Geophysics* **18** (1953) 33.
6. Wait, J.R., *Journ. Res. N.B.S.* **66D** (1962) 509.
7. Price, A.T., *J. Geophys. Res.* **67** (1962) 1907.
8. Cantwell, T., "Detection and Analysis of Low Frequency Electromagnetic Signals" (1960) Ph.D. Thesis, M.I.T.
9. Bostick, F.X. Jr., y Smith, H.W., *EERL Univ. of Texas* (1962).
10. Morse, P.M. y Feshbach, H., "Methods of Theoretical Physics" (1953) McGraw-Hill Book Co. Inc., New York.
11. Stratton, J.A., *Electromagnetic Theory* (1941), McGraw-Hill Book Co. Inc., New York.
12. Grant, F. y West, G., "Interpretation Theory in Applied Geophysics" (1965), McGraw-Hill Book Co., Inc., New York.
13. Srivastava, S.P., *J. Geophys. Res.* **68** (1963) 5857.

14. D'Ecerville, I. y Kunetz, G., *Geophysics* **27** (1962) 651.
15. Vozoff, K., *Geophysics* **37** (1972) 98.
16. Swift, C.M., "A Magnetotelluric Investigation of an Electrical Conductivity Anomaly in the Southwestern United States" (1967), Ph.D. Thesis M.I.T.
17. Gamble, T.D., Goubou, W.M. y Clarke, J., *Geophysics* **44** (1979) 53.
18. Romo, J.M., Martínez, M., Fabriol, H., Vega, R., Fernández, R. y Vázquez, R., *Geofísica Internacional* **21** (1982) 377.
19. Hermance, J.F., *Phys. of the Earth Plan. Int.* **7** (1973) 349.
20. Fabriol, H. y González, A., *Informe Técnico GEO81-01* (1981).
21. Martínez, M., Romo, J.M., Fernández, R., Herrera, C., Jiracek, G. y Weslow, V., *Phys. of the Earth Plan. Int.* (in press).
22. Madden, T., *EMCDC Computer Program* (1973) M.I.T.
23. Gastil, R.G., Phillips, R.P. y Allison, E.C., *Geol. Soc. of America, Memoir* **140** (1975) 170.
24. Silver, L.T., Stehle, F.G., y Allen, R., *Am. Ass. of Petroleum Geol. Bull.* **47** (1963) 2054.
25. Kanamori, H. y Hadley, D., *Pure and Applied Geophys.* **113** (1975) 257.
26. Hadley, D.M. y Kanamori, H., *Geol. Soc. of America Bull.* **88** (1977) 1469.
27. Kozivsky, V.A., *Scientific American* **251** (1984) 98.
28. Jiracek, G.R., Gustafsson, E.P. y Mitchell, P.S., *Tectonophysics* **94** (1983) 94.
29. Kelm, D.L. "A Gravity and Magnetic Study of the Laguna Salada Area, Baja California, México" (1971), M. Sc. Thesis, San Diego State University.
30. Puente, I. y De la Peña, A., *Geothermics* **8** (1979) 155.