

MONITOREO ELECTROMAGNÉTICO DE VOLCANES

**SANDRA MILENA RAMOS ARTEAGA
LUIS BAYARDO SALAZAR PORTILLA**

**FACULTAD DE CIENCIAS NATURALES Y MATEMATICAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA
UNIVERSIDAD DE NARIÑO
2002**

MONITOREO ELECTROMAGNETICO DE VOLCANES

Trabajo de pregrado para optar el título de Físico

Sandra Milena Ramos Arteaga

Luis Bayardo Salazar Portilla

Director

Alvaro Rugeles Pérez

Doctor en Ciencias Físicas

FACULTAD DE CIENCIAS NATURALES Y MATEMATICAS

DEPARTAMENTO DE FÍSICA

UNIVERSIDAD DE NARIÑO

2002

CONTENIDO

	Página
AGRADECIMIENTOS	
LISTA DE TABLAS	
LISTA DE FIGURAS	
GLOSARIO	
RESUMEN	
ABSTRACT	
INTRODUCCIÓN	1
OBJETIVOS	3
1. DISTRIBUCIÓN DE LA RESISTIVIDAD ELÉCTRICA DEL ANFITEATRO DEL VOLCÁN GALERAS.	4
1.1 TEORÍA ELECTROMAGNÉTICA	5
1.1.1 Métodos electromagnéticos transitorios	6
1.1.2 Respuesta armónica	8
1.1.3 Determinación de A_p y F_p .	12
1.1.4 Respuesta transitoria	17
1.1.5 Inversión de datos electromagnéticos	19
1.1.6 Ajuste de Modelos por Optimización No-lineal	19
1.2 PROCEDIMIENTO DE CAMPO	22
1.3 RESULTADOS	28
2. MONITOREO ELECTROMAGNÉTICO DE VOLCANES Y TERREMOTOS	42
2.1 SEÑALES ELECTROMAGNÉTICAS ASOCIADAS CON LA ACTIVIDAD VOLCÁNICA Y SÍSMICA	42
2.1.1 Monitoreo electromagnético del Monte Santa Helena	42

2.1.2	Monitoreo electromagnético del volcán Merapi	49
2.1.3	Monitoreo electromagnético de terremotos	52
2.1.3.1	Terremoto de San Juan Bautista (California)	52
2.1.3.2	Terremoto de Izmit (Turquía)	55
2.2	POSIBLES MECANISMOS DE GENERACIÓN DE SEÑALES ELECTROMAGNÉTICAS	58
2.2.1	Mecanismo electrocinético de generación de señales electromagnéticas	58
2.2.2	Mecanismo piezoeléctrico de generación de señales electromagnéticas.	73
	CONCLUSIONES	87
	BIBLIOGRAFÍA	89

AGRADECIMIENTOS

Los autores expresan sus agradecimientos a:

Siegfried Greinwald, Geofísico investigador del Instituto Federal para las Geociencias y los Recursos Naturales (BGR- Alemania), por hacernos partícipes en el estudio de la resistividad de la zona del anfiteatro del volcán Galeras y por sus valiosas orientaciones en el tema.

Personal del Instituto de Investigaciones en Geociencias, Minería y Química (INGEOMINAS-Pasto), por prestarnos su colaboración en la toma de datos en el anfiteatro del volcán Galeras y por la atención prestada en nuestras inquietudes sobre el tema.

Alvaro Rugeles, Doctor en Ciencias Físicas y Director de este trabajo, por la asesoría prestada en la solución y entendimiento de los problemas teórico-prácticos y por el tiempo compartido en la enseñanza y formación de nuestras aspiraciones profesionales.

LISTA DE TABLAS

	Página
Tabla 1. Medidas de Voltaje inducido en la bobina receptora durante las ventanas de tiempo, para el punto P11.	24
Tabla 2. Datos de Resistividad Aparente en Función del tiempo para el punto P11.	25
Tabla 3. Coordenadas de los puntos de medición determinadas con ayuda de un aparato de medición GPS (Sistema de Posicionamiento Global).	32
Tabla 4. Resultados de resistividad y espesor a lo largo del Perfil 1.	34
Tabla 5. Resultados de resistividad y espesor a lo largo del Perfil 2.	35
Tabla 6. Resultados de resistividad y espesor a lo largo del Perfil 3.	38

LISTA DE FIGURAS

	Página
Figura 1. Espira sobre la superficie de la tierra	6
Figura 2. Representación gráfica de la corriente I en función del tiempo.	7
Figura 3. Modelo de tierra plana de N capas [3].	7
Figura 4. Soluciones para las transformadas de Fourier $\tilde{A}(k_x, k_y, z)$ y $\tilde{F}(k_x, k_y, z)$ de los potenciales MT y ET en una tierra plana de N capas [3].	11
Figura 5. Aproximación de la espira cuadrada a espira circular.	14
Figura 6. Vista aérea de la cima del volcán Galeras.(Cortesía INGEOMINAS).	23
Figura 7. Voltaje inducido en la bobina receptora en función del tiempo, se utiliza escala logarítmica.	24
Figura 8. Gráfica de resistividad aparente en función del tiempo, correspondiente a la gráfica de voltaje de la Figura 7.	26
Figura 9. Representación de las cuatro iteraciones del proceso de inversión para el modelo inicial de dos capas, para el punto P11.	30
Figura 10 . Representación gráfica de los resultados de resistividad y espesor para los modelos de 2, 3, y 3 capas hasta una profundidad de 150m.	31
Figura 11. Puntos de medición sobre el anfiteatro del volcán del volcán Galeras formando tres perfiles de exploración.	32

Figura 12. Distribución de la resistividad en función de la profundidad a lo largo del perfil 1.	33
Figura 13. Distribución de la resistividad en función de la profundidad a lo largo del perfil 2.	36
Figura 14. Distribución de la resistividad en función de la profundidad a lo largo del perfil 3.	37
Figura 15. Variación de la resistividad a lo largo de la primera capa.	37
Figura 16. Variación de la resistividad a lo largo de la segunda capa.	39
Figura 17. Variación de la resistividad a lo largo de la tercera capa.	39
Figura 18 . Variación de la resistividad a lo largo de la cuarta capa.	40
Figura 19. Zonas de Resistividad Promedio.	41
Figura 20. Erupción del Monte Santa Helena del día 18 de Mayo de 1980 [25].	43
Figura 21. Magnétómetros instalados en el Monte Santa Helena [7].	44
Figura 22. Localización de las estaciones magnetométricas en Canadá, Washington, Oregón y California.	44
Figura 23. Diferencias entre los registros de las estaciones VIC menos SHW y BLM menos GDH durante las erupciones del 18, 25 de Mayo y 12 de Junio [7].	46
Figura 24. Diferencia del campo magnético entre las estaciones SHW menos PTM gravadas a intervalos de 10 minutos desde antes de la erupción del 18 de Mayo [7].	47

Figura 25. Diferencia del campo magnético entre los registros de las estaciones VIC menos SHW, dos días antes de la erupción del 25 de Mayo [7].	47
Figura 26. Diferencia de campo magnético entre las estaciones SHW menos VIC, dos días alrededor de la erupción del 12 de Junio [7].	48
Figura 27 Intensidad del campo registrado en las estaciones SHW, VIC y BLM [7].	48
Figura 28. Erupción del Volcán Merapi Indonesia (Foto internet sin fecha).	50
Figura 29. Mapa esquemático del volcán Merapi. Localización de las estaciones Magnéticas [9].	51
Figura 30. Diferencias de campo magnético entre los registros de las estaciones MER, CEM, IJO menos LEM [9].	51
Figura 31. Mapa que muestra las estaciones de registro de señales ULF. El recuadro muestra la localización del terremoto de San Juan Bautista con respecto a la estación SAO [10].	53
Figura 32. Componentes del campo eléctrico y magnético en la banda de frecuencia ULF, registradas en la estación SAO [10].	54
Figura 33. Actividad del campo magnético desde septiembre de 1989 hasta abril de 1990, medidos en la estación COR, California. Terremoto de Loma Prieta ocurrido el 17 de octubre de 1989 [10].	54
Figura 34. SES registrada el 3 de agosto de 1999 [11].	55
Figura 35. SES registrada el 14 de agosto de 1999 [11].	55

Figura 36. SES registrada a partir del 17 de Diciembre de 1999 [11].	56
Figura 37. Señal de muy bajo periodo(VLP) registrada desde el 1 de julio hasta el 31 de agosto de 1999 [11].	57
Figura 38 Señal de periodo de oscilación de 24 horas [11].	57
Figura 39. Capa doble de Helmholtz [14]	59
Figura 40. Capa difusa de Gouy [14]	60
Figura 41. Capa de Gouy cargada positivamente [14]	60
Figura 42. Electro – ósmosis [14]	61
Figura 43. Medidas de potencial de flujo cuando $\Delta P = 0.05$ MPa y el fluido tiene una resistividad de $1030\Omega m$ [6]	65
Figura 44. Medidas de potencial de flujo cuando $\Delta P = 0.05$ MPa, $\Delta P = 0.1$ MPa, y $\Delta P = 0.15$ MPa con un fluido de resistividad $1030 \Omega m$ [6].	66
Figura 45. Medidas del potencial de flujo para una diferencia de presión de 0.05 MPa y fluido de resistividad de $720 \Omega m$ [6].	66
Figura 46. Medidas de potencial de flujo con diferentes presiones del fluido de resistividad de $720\Omega m$ [6].	67
Figura 47. Medidas del potencial de flujo para una diferencia de presión de 0.05 MPa y fluido de resistividad de $490 \Omega m$ [6].	67
Figura 48. Medidas de potencial de flujo con diferentes presiones para el fluido de resistividad de $490\Omega m$ [6].	68
Figura 49. Medidas del potencial de flujo para un fluido de resistividad $103\Omega m$ [6].	68
Figura 50. Medidas de potencial de flujo a diferentes presiones del fluido de resistividad de $103 \Omega m$ [6].	69

Figura 51. Potencial de flujo medido cuando $\Delta P=0.1\text{MPa}$ y resistividad del fluido $94 \pm 1 \Omega\text{m}$ [6].	70
Figura 52. Potencial de flujo medido cuando $\Delta P =0.05\text{MPa}$ y resistividad del fluido $100 \pm 5 \Omega\text{m}$ [6].	70
Figura 53. Potencial de flujo medido cuando $\Delta P =0.1\text{MPa}$ $\Delta P =0.15\text{MPa}$ $\Delta P =0.2\text{MPa}$ y resistividad del fluido $58\Omega\text{m}$ [6].	71
Figura 54. Potencial de flujo medido cuando $\Delta P =0.1\text{MPa}$ $\Delta P =0.15\text{MPa}$ y resistividad del fluido $51\Omega\text{m}$ [6].	71
Figura 55. Modelo de cristal de cuarzo, a lo largo del eje Z no se produce polarización [20].	73
Figura 56. Cristal de cuarzo no deformado [20].	74
Figura 57. Cristal de cuarzo bajo compresión [20].	75
Figura 58. Cristal de cuarzo bajo estiramiento [20].	75
Figura 59. Modelo empleado en la generación de señales eléctricas debidas al efecto piezoeléctrico [4].	79
Figura 60. Grabaciones de los cambios de potencial eléctrico asociados con el deslizamiento repentino del bloque de granito [4].	80
Figura 61. Cambios de potencial eléctrico asociados con caídas de tensión de cizalla sin deslizamiento [4].	82
Figura 62 Diagrama esquemático que muestra un modelo de fuente de señales eléctrica basadas en el efecto piezoeléctrico [4].	83
Figura 63. Cambios de potencial eléctrico debidos a carga de cizalla oscilante [4].	84
Figura 64. Comparación de la respuesta del potencial eléctrico teórico y experimental en el dominio de las frecuencias [4].	85

GLOSARIO

Geofísica: Rama de la ciencia que aplica los principios físicos al estudio de la tierra.

Efecto piezoeléctrico: Fenómeno físico por el cual aparece una diferencia de potencial eléctrico entre las caras de un cristal cuando este se somete a una presión mecánica. El efecto se presenta también a la inversa: cuando se aplica un campo eléctrico a ciertas caras de una formación cristalina, esta experimenta distorsiones mecánicas.

Electroforesis: Movimiento de partículas eléctricamente cargadas a través de un gas o un líquido como resultado de un campo eléctrico formado entre unos electrodos sumergidos en el medio.

Método de electromagnetismo transitorio: Método de inducción de campos electromagnéticos a partir de corrientes transitorias.

Respuesta Transitoria: Respuesta de un sistema debido a fuentes de excitación que varían sinusoidalmente con el tiempo.

RESUMEN

El trabajo de pregrado del Programa de Física de la Universidad de Nariño titulado “Monitoreo Electromagnético de Volcanes” consta de dos partes.

En la primera, se implementa teórica y operacionalmente un método de electromagnetismo transitorio con el fin de estudiar la distribución de la resistividad eléctrica en la región del anfiteatro del volcán Galeras. Se desarrollan las relaciones electromagnéticas teóricas necesarias para la interpretación de las mediciones electromagnéticas realizadas en la zona de interés. Esto conduce al establecimiento de un mapa de la resistividad eléctrica en la región del anfiteatro del volcán Galeras como uno de los resultados del presente trabajo. Este método se aplica por primera vez en un volcán de Colombia.

En la segunda, se presenta una revisión bibliográfica sobre el Monitoreo Electromagnético de Volcanes a nivel mundial. Se hace énfasis en algunos tipos de señales registradas antes, durante y después de eventos (erupciones y terremotos). Se describen los posibles mecanismos físico-químicos que generan estas señales, tales como el efecto electrocinético, piezoeléctrico y de electrificación por microfracturación. A nivel teórico se exponen los fundamentos físicos para el estudio de estos mecanismos.

ABSTRACT

The study named “ Electromagnetic monitoring of volcanos” of physics program degree of Nariño University consists on two parts: The first one, a method of transitory electromagnetism with the objective to study the electric resistance distribution in Galeras volcano amphitheater zone is implemented theoretical and operationally. This conducts to the establishment of a electric resistance map like one of the results of the present study in the Galeras volcano amphitheater region. This is the first time that is applied this method in a Colombian volcano. In the second part, it presents a review of literature about electromagnetic monitoring of volcanos at world level. The emphasis is about some types of registered signals before, during and after (eruptions and earthquakes) events. It describe the possible physicochemist mechanisms that generate these signals such as electrokinetic effect, piezoelectric effect. The physics foundations are explained at theoretical level in order to study these mechanisms.

INTRODUCCIÓN

Los volcanes son sistemas dinámicos que generan señales de naturaleza físico-química que evidencian su actividad. De acuerdo con la naturaleza de las señales volcánicas se han desarrollado áreas de estudio entre las cuales podemos citar: sísmica, química, térmica, gravimétrica y electromagnética. Como parte de estas áreas se implementa el monitoreo cuyo fin es detectar, registrar y analizar información físico-química de manera continuada proveniente de los volcanes. Del estudio de la información de naturaleza electromagnética se ocupa el monitoreo electromagnético, el cual comprende dos métodos: Uno basado en la generación artificial de señales electromagnéticas con el fin de analizar la respuesta de la tierra a este tipo de señales y el otro basado en la detección, registro y análisis de las variaciones naturales del campo electromagnético. En el Volcán Galeras (Colombia), estos dos métodos de monitoreo se están implementando desde 1997 dentro del Proyecto “LA ESTACION MULTIPARÁMETRO DEL VOLCAN GALERAS” llevado a cabo por el Instituto de Investigación e Información Geocientífica, Minero ambiental y Nuclear (*INGEOMINAS-Colombia*) y el Instituto Federal para las Geociencias y los Recursos Naturales (BGR-Alemania)^[1]. Gracias a la colaboración de estas instituciones, ha sido posible la realización del presente trabajo de pregrado titulado “Monitoreo Electromagnético de Volcanes”, perteneciente al Programa de Física de la Universidad de Nariño.

El trabajo esta dividido en dos capítulos. En el primero se desarrolla un estudio sobre la resistividad eléctrica de una región del anfiteatro del volcán Galeras, basado en un método de electromagnetismo transitorio. En

Colombia este método se aplica por primera vez en volcanes. En el segundo se presenta una revisión bibliográfica relacionada con el segundo método de monitoreo electromagnético haciendo énfasis en algunos tópicos sobre señales electromagnéticas registradas antes, durante y después de eventos (erupciones y terremotos), ocurridos en lugares diferentes al volcán Galeras. Además, se exponen algunas teorías sobre los posibles mecanismos de generación de estas señales.

OBJETIVOS

OBJETIVO GENERAL

Comprender los fenómenos electromagnéticos relacionados con la actividad volcánica y sísmica.

OBJETIVOS ESPECIFICOS

1. Realizar un estudio sobre la resistividad eléctrica de una región del anfiteatro del volcán Galeras.
2. Realizar una revisión bibliográfica sobre el monitoreo electromagnético de volcanes a nivel mundial haciendo énfasis en algunos tópicos de señales electromagnéticas asociadas con la actividad volcánica y sísmica y sus posibles mecanismos de generación.

1

DISTRIBUCION DE LA RESISTIVIDAD ELECTRICA DEL ANFITEATRO DEL VOLCAN GALERAS

En el área de monitoreo electromagnético del Proyecto “La Estación Multiparámetro del Volcán Galeras”, se plantea la medición de la resistividad eléctrica del anfiteatro del volcán y el seguimiento de sus cambios en el tiempo ^[1]. En el presente trabajo se recoge un estudio teórico-experimental sobre la distribución de la resistividad eléctrica en la región del anfiteatro, realizado en el marco del mencionado proyecto. Como método de monitoreo este trabajo permite establecer una línea base de datos para el reconocimiento de posibles cambios futuros de la resistividad debido a la actividad del volcán. Las mediciones de campo para este trabajo se realizaron durante Julio del 2001 utilizando un método de electromagnetismo transitorio. La aplicación de este método se fundamenta en los estudios geológicos ya realizados en la región del anfiteatro del volcán Galeras. La elaboración de la distribución de resistividad contempla tres partes: La primera explica la teoría que fundamenta los métodos de electromagnetismo transitorio. La segunda indica el procedimiento experimental que conlleva a la obtención de los datos de campo. Y la tercera combina la teoría y los datos de campo con el fin de establecer un modelo de distribución de la resistividad eléctrica de la región estudiada.

1.1 TEORÍA ELECTROMAGNÉTICA

El marco teórico para la elaboración de la distribución de la resistividad del anfiteatro del volcán Galeras se elabora teniendo en cuenta el montaje utilizado en las mediciones de campo el cual se muestra en la Figura 1. Se utiliza una espira conductora cuadrada de 50m de lado (espira transmisora), extendida horizontalmente sobre la superficie de la región en cuestión, por la cual circula una corriente continua $I_0 = 3A$ que se interrumpe de manera abrupta en $t = 0$ s. El objetivo principal es detectar la respuesta de la tierra a la interrupción de la corriente. En efecto, esta interrupción da origen a una corriente transitoria que cae de 3A a 0A en un tiempo corto de aproximadamente $3\mu s$. Esta corriente transitoria produce un campo electromagnético primario que induce un sistema de corrientes de conducción en la tierra, las cuales a su vez generan un campo electromagnético secundario. La evolución del campo secundario depende de las características de resistividad de la tierra. Para obtener información sobre el campo secundario se mide el voltaje inducido por el mismo en una bobina de 1m de diámetro (bobina receptora, Figura 1), ubicada en el centro de la espira transmisora. La bobina receptora esta dotada de un sistema que permite medir voltajes inducidos del orden de nanovoltios en un intervalo de tiempo que abarca aproximadamente desde $7\mu s$ después de la interrupción de la corriente hasta $3ms$. El conocimiento de la metodología e instrumentos empleados en el presente trabajo fue facilitado por INGEOMINAS de Colombia y el BGR de Alemania.

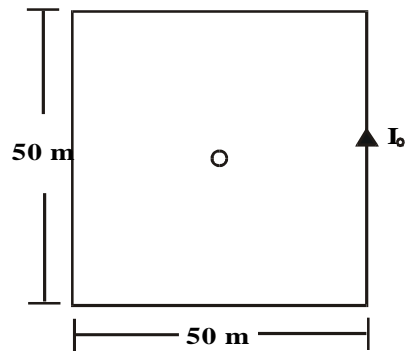


Figura 1. Espira sobre la superficie de la tierra

1.1.1 Métodos electromagnéticos transitorios. Los métodos de inducción de campos electromagnéticos a partir de corrientes transitorias se conocen como métodos de electromagnetismo transitorio [2],[3]. En el método transitorio se mide el campo secundario (respuesta transitoria), el cual contiene información acerca de la resistividad de la tierra.

La distribución de la resistividad en el anfiteatro del volcán Galeras se obtiene por medio de un procedimiento de ajuste de la respuesta transitoria teórica, calculada a partir de las ecuaciones de Maxwell, con la respuesta transitoria medida. El procedimiento utilizado se denomina ajuste de modelos por optimización no lineal [3].

En los cálculos teóricos se hacen algunas aproximaciones y suposiciones razonables. Dado el tamaño de la espira transmisora y teniendo en cuenta que las mediciones se realizan en el centro de la misma, dicha espira se aproxima a una espira circular de área igual, es decir, de radio $a = 28.2\text{m}$. La fuente del campo electromagnético, representada por la interrupción abrupta de la corriente continua en la espira transmisora, se expresa analíticamente como:

$$I(t) = I_0(1 - u(t)); \quad t \geq 0 . \quad (1)$$

donde $u(t)$ es la función de paso. La grafica de (1) se muestra en la Figura 2. Igualmente se asume un modelo de tierra plana de N capas (Figura 3). Cada capa de espesor uniforme h_i representa una región homogénea de permitividad ε_i , permeabilidad μ_i y resistividad ρ_i , donde $i=1,2,\dots,N$. La respuesta transitoria se determina a partir de la respuesta armónica de la tierra plana de N capas: la respuesta transitoria debida a la fuente de excitación dada por (1) se expresa como la transformada de Laplace de la

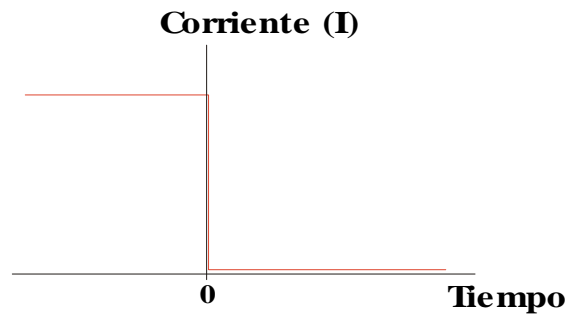


Figura 2. Representación de la corriente I en función del tiempo

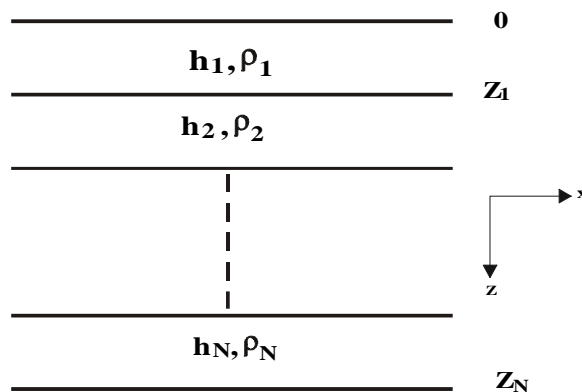


Figura 3. Modelo de tierra plana de N capas [3].

la respuesta armónica [19]. A continuación se centra la atención en la respuesta armónica.

1.1.2 Respuesta armónica Se denomina armónica la respuesta de un sistema debida a fuentes de excitación que varían sinusoidalmente en el tiempo. Para el cálculo de ésta, se parte de las ecuaciones de Maxwell en el dominio de las frecuencias para un medio homogéneo[21]:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} + \hat{z}\vec{H} = -\vec{J}_m^f, \quad \vec{\nabla} \times \vec{H} - \hat{y}\vec{E} = \vec{J}_e^f. \quad (2)$$

donde $\hat{z} = i\mu\omega$, $\hat{y} = \sigma - i\varepsilon\omega$, μ, σ, ε son la permeabilidad, la conductividad, la permitividad y \vec{J}_e^f, \vec{J}_m^f son las amplitudes de las fuentes armónicas eléctrica y magnética.

Las soluciones para las amplitudes del campo electromagnético \vec{E} y \vec{H} en las ecuaciones (2), se pueden encontrar con ayuda de los potenciales de Schelkunoff \vec{A} y \vec{F} [3]:

$$\vec{E} = -\hat{z}\vec{A} + \frac{1}{\hat{y}}\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) - \vec{\nabla} \times \vec{F}, \quad (3)$$

$$\vec{H} = -\hat{y}\vec{F} + \frac{1}{\hat{z}}\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{F}) + \vec{\nabla} \times \vec{A}. \quad (4)$$

Los potenciales \vec{A} y \vec{F} satisfacen las ecuaciones de Helmholtz no - homogéneas :

$$\nabla^2 \vec{F} + k^2 \vec{F} = -\vec{J}_m^f, \quad (5)$$

$$\nabla^2 \vec{A} + k^2 \vec{A} = -\vec{J}_e^f. \quad (6)$$

donde $k^2 = -\hat{z}\hat{y}$. Las ecuaciones (5) y (6) se solucionan en cada capa teniendo en cuenta las condiciones de frontera correspondientes. Las condiciones de

frontera para \vec{A} y \vec{F} se obtienen a partir de las condiciones de frontera para \vec{E} y \vec{H} .

La solución para el campo electromagnético debido a una fuente armónica de tamaño finito, en presencia de una tierra plana de N capas, se puede representar como una superposición de soluciones de onda plana con ángulos de incidencia complejos y variables. El problema se simplifica si la solución se construye a partir de modos eléctricos transversales (ET) y modos magnéticos transversales (MT), donde transversal significa que \vec{E} ó \vec{H} son perpendiculares a la dirección vertical z (Figura 3). Además, la solución del problema de frontera planteado es la suma de una solución particular de la ecuación no-homogénea (ecuaciones (5) y (6)) y la solución general de la ecuación homogénea asociada.

Para la solución general los modos ET y MT se definen como^[3]:

$$\vec{A} = A\vec{u}_z \quad (\text{modos MT}), \quad (7)$$

$$\vec{F} = F\vec{u}_z \quad (\text{modos ET}), \quad (8)$$

donde \vec{u}_z es un vector unitario, A y F son funciones de la posición que satisfacen las ecuaciones homogéneas asociadas con (5) y (6). Utilizando el par de transformadas dobles de Fourier :

$$\tilde{f}(k_x, k_y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y, z) e^{-i(k_x x + k_y y)} dx dy, \quad (9)$$

$$f(x, y, z) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(k_x, k_y, z) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y, \quad (10)$$

se obtiene para las transformadas de Fourier $\tilde{A}(k_x, k_y, z)$ y $\tilde{F}(k_x, k_y, z)$ de los potenciales MT y ET las siguientes ecuaciones:

$$\frac{d^2 \tilde{A}}{dz^2} - u^2 \tilde{A} = 0, \quad (11)$$

$$\frac{d^2 \tilde{F}}{dz^2} - u^2 \tilde{F} = 0, \quad (12)$$

con $u^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$.

Las soluciones de (11) y (12) son:

$$\tilde{A}(k_x, k_y, z) = A^+(k_x, k_y) e^{-uz} + A^-(k_x, k_y) e^{uz}, \quad (13)$$

$$\tilde{F}(k_x, k_y, z) = F^+(k_x, k_y) e^{-uz} + F^-(k_x, k_y) e^{uz}. \quad (14)$$

Los superíndices “+” y “-” se refieren a las soluciones que decaen hacia abajo y hacia arriba respectivamente.

Para una tierra plana de N capas, teniendo en cuenta (13) y (14), para cada capa se escriben las soluciones, como se muestra en la Figura 4, donde

$u_n = \left(k_x^2 + k_y^2 + k_n^2 \right)^{1/2}$, $k_n^2 = -\hat{z}_n \hat{y}_n = \omega^2 \mu_n \epsilon_n - i\omega \mu_n \sigma_n$ y $n=1,2,\dots,N$. En el aire ($z < 0$) pueden existir únicamente soluciones que decaen en la dirección z negativa, mientras que en la capa N ($z > z_{N-1}$) existen únicamente soluciones que decaen en la dirección z positiva.

Las soluciones particulares para los modos MT y ET se requieren solo en la región que contiene la fuente (aire, $z < 0$). Considerando una fuente puntual sobre la tierra y descomponiendo la misma en modos MT y ET, las soluciones particulares en el aire se expresan como:

$$A_p(k_x, k_y) e^{-u_0|z|} \quad (\text{modos MT}), \quad (15)$$

$$F_p(k_x, k_y) e^{-u_0|z|} \quad (\text{modos ET}), \quad (16)$$

donde A_p y F_p son las amplitudes del campo incidente sobre la primera capa y dependen de la escogencia de la fuente puntual^[3]. La solución general A_0^- y F_0^- para $z < 0$ (ver Figura 4) esta dada por las amplitudes del campo reflejado:

$$A_0^- = r_{MT} A_p, \quad (17)$$

$$F_0^- = r_{ET} F_p \quad . \quad (18)$$

$$\begin{array}{c}
\begin{array}{c}
\{ \begin{array}{c} A_0^+ \\ F_0^+ \end{array} \} e^{U_0 Z} \quad \text{superficie de la tierra} \\
\hline
Z=0 \quad \left\{ \begin{array}{l} d_1 \quad \{ \begin{array}{c} A_1^+ \\ F_1^+ \end{array} \} e^{-U_1 Z} \quad + \quad \{ \begin{array}{c} A_1^- \\ F_1^- \end{array} \} e^{U_1 Z} \quad \text{capa 1} \\
Z_1 \quad \left\{ \begin{array}{l} d_2 \quad \{ \begin{array}{c} A_2^+ \\ F_2^+ \end{array} \} e^{-U_2 Z} \quad + \quad \{ \begin{array}{c} A_2^- \\ F_2^- \end{array} \} e^{U_2 Z} \quad \text{capa 2} \\
Z_2 \quad \hline \\
\hline \\
\hline \\
Z_{n-1} \quad \left\{ \begin{array}{l} d_n \quad \{ \begin{array}{c} A_n^+ \\ F_n^+ \end{array} \} e^{-U_n Z} \quad + \quad \{ \begin{array}{c} A_n^- \\ F_n^- \end{array} \} e^{U_n Z} \quad \text{capa n} \\
\hline \\
\hline \\
Z_{N-1} \quad \left\{ \begin{array}{c} A_n^- \\ F_n^- \end{array} \right\} e^{U_n Z} \quad \text{capa N}
\end{array}
\end{array}$$

Figura 4. Soluciones para las transformadas de Fourier $\tilde{A}(k_x, k_y, z)$ y $\tilde{F}(k_x, k_y, z)$ de los potenciales MT y ET en una tierra plana de N capas [3].

En (17) y (18) r_{ET} y r_{MT} son los coeficientes de reflexión:

$$r_{ET} = \frac{Y_0 - \hat{Y}_1}{Y_0 + \hat{Y}_1} \quad , \quad (19)$$

$$r_{MT} = \frac{Z_0 - \hat{Z}_1}{Z_0 + \hat{Z}_1} \quad , \quad (20)$$

donde $Y_0 = \frac{u_0}{\hat{z}_0}$ y $Z_0 = \frac{u_0}{\hat{y}_0}$ son la admitancia y la impedancia intrínsecas del espacio libre, respectivamente; $\hat{z}_0 = i\omega\mu_0$, μ_0 es la permeabilidad del espacio libre, $\hat{y}_0 = -i\omega\varepsilon_0$, ε_0 es la permitividad del espacio libre. Para el modelo de N capas de la Figura 4, las cantidades \hat{Y}_1 y \hat{Z}_1 , denominadas admitancia e

impedancia superficiales en $z = 0$, se obtienen de las siguientes fórmulas de recurrencia:

$$\hat{Y}_n = Y_n \frac{\hat{Y}_{n+1} + Y_n \tanh(u_n h_n)}{Y_n + \hat{Y}_{n+1} \tanh(u_n h_n)}, \quad n = 1, \dots, N-1, \quad \hat{Y}_N = Y_N,$$

$$\hat{Z}_n = Z_n \frac{\hat{Z}_{n+1} + Z_n \tanh(u_n h_n)}{Z_n + \hat{Z}_{n+1} \tanh(u_n h_n)}, \quad n = 1, \dots, N-1, \quad \hat{Z}_N = Z_N, \quad (21)$$

$$Y_n = \frac{u_n}{\hat{z}_n}, \quad Z_n = \frac{u_n}{\hat{y}_n}.$$

Ahora sumando las soluciones general (17) y (18) y particular (15) y (16) se obtiene la solución en la región $z < 0$ para las transformadas de Fourier $\tilde{A}(k_x, k_y, z)$ y $\tilde{F}(k_x, k_y, z)$ de los potenciales MT y ET:

$$\tilde{A} = A_p \left(e^{-u_0 z} + r_{MT} e^{u_0 z} \right), \quad (22)$$

$$\tilde{F} = F_p \left(e^{-u_0 z} + r_{ET} e^{u_0 z} \right) \quad (23)$$

Finalmente los potenciales de Schelkunoff en función de x y y se obtienen por medio de las transformadas inversas de Fourier de (22) y (23):

$$A = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A_p \left(e^{-u_0 z} + r_{MT} e^{u_0 z} \right) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y, \quad (24)$$

$$F = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F_p \left(e^{-u_0 z} + r_{ET} e^{u_0 z} \right) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y. \quad (25)$$

Esta solución representa una superposición de ondas planas con ángulos de incidencia complejos variando continuamente y puede ser aplicada a cualquier fuente [3].

1.1.3 Determinación de A_p y F_p . En el presente trabajo interesa considerar una espira por donde circula una corriente armónica localizada sobre la superficie de la tierra, orientada en el plano xy (Figura 5.a). La cual puede ser representada por un dipolo magnético infinitesimal con momento $m=I_0S$ donde S es el área de la espira.

Inicialmente se calcula las cantidades A_p y F_p en las ecuaciones (24) y (25), en el caso de un dipolo magnético vertical infinitesimal:

$$\vec{M} = -m\vec{u}_z\delta(x)\delta(y)\delta(z)\hat{z}_0, \quad (26)$$

ubicado en el origen de un sistema de coordenadas cartesianas; \vec{u}_z es un vector unitario en la dirección del eje z. Teniendo en cuenta que la corriente solo fluye en el plano horizontal x-y, la componente vertical del campo eléctrico no existe y por lo tanto el campo electromagnético debido a un dipolo magnético vertical es un campo eléctrico transversal (ET). Resolviendo la ecuación para los modos ET:

$$\nabla^2 F + k_0^2 F = -\hat{z}_0 m \delta(x)\delta(y)\delta(z), \quad (27)$$

se obtiene:

$$F_p = \frac{\hat{z}_0 m}{2u_0}. \quad (28)$$

Reemplazando (28) en (24) se encuentra la expresión para el potencial de Schelkunoff :

$$F(x, y, z) = \frac{\hat{z}_0 m}{8\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left[e^{-u_0(z)} + r_{ET} e^{u_0(z)} \right] \frac{1}{u_0} e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (29)$$

Con ayuda de una transformada de Hankel la ecuación (29) se escribe así:

$$F(\rho, z) = \frac{\hat{z}_0 m}{4\pi} \int_0^{\infty} \left[e^{-u_0(z)} + r_{ET} e^{u_0(z)} \right] \frac{\lambda}{u_0} J_0(\lambda\rho) d\lambda, \quad (30)$$

donde $u_n = (\lambda^2 - k_n^2)^{1/2}$, $\rho = (x^2 + y^2)^{1/2}$ y J_0 es una función de Bessel de orden cero.

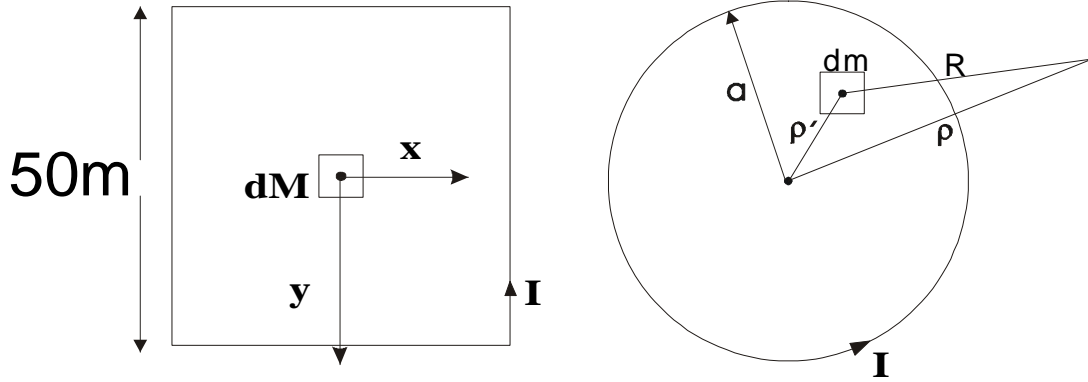


Figura 5. Aproximación de la espira cuadrada a espira circular

Debido a la simetría del problema es conveniente utilizar un sistema de coordenadas cilíndricas. En este caso el campo eléctrico posee solo la componente ϕ , la cual se calcula a partir de (3) y de las relaciones

$$E_\phi = -\frac{y}{\rho} E_x + \frac{x}{\rho} E_y \quad \text{y} \quad \frac{\partial J_0(\lambda\rho)}{\partial x} = -\lambda \frac{x}{\rho} J_1(\lambda\rho). \quad (31)$$

El resultado es:

$$E_\phi = -\frac{\hat{z}_o dM}{4\pi} \int_0^\infty \left[e^{-u_o(z)} + r_{TE} e^{u_o(z)} \right] \frac{\lambda^2}{u_o} J_1(\lambda\rho) d\lambda \quad (32)$$

Usando (4) y las relaciones $H_\rho = \frac{x}{\rho} H_x + \frac{y}{\rho} H_y$ y $\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_0^2 = u_0^2 + k_0^2 = \lambda^2$, las componentes del campo magnético están dadas por:

$$H_\rho = -\frac{m}{4\pi} \int_0^\infty \left[e^{-u_o(z)} + r_{TE} e^{u_o(z)} \right] \lambda^2 J_1(\lambda\rho) d\lambda, \quad (33)$$

$$H_z = \frac{m}{4\pi} \int_0^\infty \left[e^{-u_o(z)} + r_{TE} e^{u_o(z)} \right] \frac{\lambda^3}{u_o} J_0(\lambda\rho) d\lambda \quad . \quad (34)$$

Las ecuaciones (32), (33) y (34) representan la contribución del dipolo magnético infinitesimal dado en (26) al campo electromagnético.

El coeficiente de reflexión r_{ET} se simplifica si se considera que la permeabilidad magnética de las N capas que conforman el modelo de tierra plana es igual a la del espacio libre ($\mu_n = \mu_0$); en este caso:

$$r_{ET} = \frac{\lambda - \hat{u}_1}{\lambda + \hat{u}_1}, \quad (35)$$

$$\text{con } \hat{u}_1 = u_1 + \frac{\hat{u}_2 + u_1 \tanh(u_1 h_1)}{u_1 + \hat{u}_2 \tanh(u_1 h_1)}, \quad \hat{u}_n = u_n + \frac{\hat{u}_{n+1} + u_n \tanh(u_n h_n)}{u_n + \hat{u}_{n+1} \tanh(u_n h_n)}, \quad \hat{u}_N = u_N.$$

En particular, las ecuaciones (32) a (35) se aplican a una tierra plana homogénea ($N=1$). Para el caso cuasi-estático ($k_0 \approx 0$), válido en el intervalo de bajas frecuencias utilizadas en Geofísica, los vectores del campo electromagnético sobre la superficie de la tierra ($z=0$) están dados por:

$$E_\phi = \frac{-m}{2\pi\sigma\rho^4} \left[3 - \left(3 + 3ik\rho - k^2\rho^2 \right) e^{-ik\rho} \right], \quad (36)$$

$$H_z = \frac{m}{2\pi k^2 \rho^5} \left[9 - \left(9 + 9ik\rho - 4k^2\rho^2 - ik^3\rho^3 \right) e^{-ik\rho} \right], \quad (37)$$

$$H_\rho = \frac{-mk^2}{4\pi\rho} \left[I_1\left(\frac{ik\rho}{2}\right) K_1\left(\frac{ik\rho}{2}\right) - I_2\left(\frac{ik\rho}{2}\right) K_2\left(\frac{ik\rho}{2}\right) \right], \quad (38)$$

donde $I_1\left(\frac{ik\rho}{2}\right)$, $K_1\left(\frac{ik\rho}{2}\right)$, $I_2\left(\frac{ik\rho}{2}\right)$ y $K_2\left(\frac{ik\rho}{2}\right)$ son funciones de Bessel.

Partiendo de la contribución al campo electromagnético debida a un dipolo magnético infinitesimal, se encuentra los vectores del campo electromagnético producido por la corriente armónica en la espira transmisora (Figura 5.a). Para fines teóricos la espira cuadrada se aproxima a una espira circular de área equivalente (Figura 5.b), lo cual permite obtener las expresiones para los vectores del campo electromagnético analíticamente. Utilizando coordenadas polares (Figura 5), el potencial para los modos ET se obtiene sustituyendo $dM = I\rho'd\phi d\rho'$ en (30):

$$F(\rho, z) = \frac{\hat{z}_0 I a}{2} \int_0^\infty \hat{F}(\lambda, z) J_1(\lambda a) J_0(\lambda \rho) d\lambda , \quad (39)$$

donde $\hat{F}(\lambda, z) = \frac{1}{u_0} [e^{-u_0 z} + r_{ET} e^{u_0 z}]$ y $J_1(\lambda a)$ es una función de Bessel de primer orden.

Debido a la simetría del problema, el campo eléctrico posee solo la componente E_ϕ . A partir de (3), teniendo en cuenta las relaciones

$$E_\phi = -\frac{y}{\rho} E_x + \frac{x}{\rho} E_y \text{ y } \frac{\partial J_0(\lambda \rho)}{\partial x} = -\lambda \frac{x}{\rho} J_1(\lambda \rho), \text{ se obtiene:}$$

$$E_\phi = -\frac{\hat{z}_0 I a}{2} \int_0^\infty [e^{-u_0 z} + r_{TE} e^{u_0 z}] \frac{\lambda}{u_0} J_1(\lambda a) J_1(\lambda \rho) d\lambda . \quad (40)$$

El campo magnético horizontal es radial y se puede escribir como

$$H_\rho = \frac{x}{\rho} H_x + \frac{y}{\rho} H_y . \text{ Teniendo en cuenta (4) se tiene:}$$

$$H_\rho = \frac{I_0 a}{2} \int_0^\infty [e^{-u_0 z} + r_{TE} e^{u_0 z}] \lambda J_1(\lambda a) J_1(\lambda \rho) d\lambda . \quad (41)$$

La componente vertical del campo magnético se encuentra a partir de (4) y la

$$\text{relación } \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_0^2 = u_0^2 + k_0^2 = \lambda^2 :$$

$$H_z = \frac{I_0 a}{2} \int_0^\infty [e^{-u_0 z} + r_{TE} e^{u_0 z}] \frac{\lambda^2}{u_0} J_1(\lambda a) J_1(\lambda \rho) d\lambda . \quad (42)$$

Las ecuaciones (40), (41) y (42) representan la respuesta armónica de la tierra plana de N capas a una corriente armónica que circula por una espira circular extendida horizontalmente sobre la superficie de la tierra.

En el caso de una tierra plana homogénea, para el caso cuasi-estático ($k_0 \approx 0$), de las ecuaciones (40), (41) y (42) se obtiene las componentes del campo eléctrico y magnético sobre la superficie de la tierra ($z = 0$):

$$E_\phi = -\hat{z}_0 I a \int_0^\infty \frac{\lambda}{\lambda + u} J_1(\lambda a) J_1(\lambda \rho) d\lambda , \quad (43)$$

$$H_{\rho} = Ia \int_0^{\infty} \frac{\lambda u}{\lambda + u} J_1(\lambda a) J_1(\lambda \rho) d\lambda, \quad (44)$$

$$H_z = Ia \int_0^{\infty} \frac{\lambda^2}{\lambda + u} J_1(\lambda a) J_0(\lambda \rho) d\lambda. \quad (45)$$

En el presente trabajo se mide solo la componente vertical del campo magnético en el centro de la espira transmisora. En este caso, sustituyendo $\rho = 0$ en la ecuación (45) y evaluando la integral se tiene:

$$H_z = -\frac{I}{k^2 a^3} \left[3 - (3 + 3ika - k^2 a^2) \exp(-ika) \right]. \quad (46)$$

1.1.4 Respuesta transitoria Las técnicas del análisis de Fourier permiten calcular la respuesta transitoria de un sistema lineal conociendo las componentes del campo electromagnético (40), (41) y (42) para la respuesta armónica. En el presente trabajo se mide únicamente la componente vertical del campo magnético $h_z(t)$ en el dominio del tiempo (respuesta transitoria) debido a la interrupción de una corriente continua I_0 en la espira transmisora (fuente de excitación transitoria dada por la ecuación (1)). Con ayuda de las técnicas del análisis de Fourier se calcula la respuesta transitoria para un modelo de tierra plana de N capas. Teniendo en cuenta que el sistema es lineal y causal^[19]:

$$h_z(t) = I_0 \int_0^{\infty} [1 - u(t - \tau)] g(\tau) d\tau; t \geq 0, \quad (47)$$

donde $g(t)$ es la respuesta a un impulso unitario. Reemplazando los valores de la función de paso en (47) se tiene:

$$h_z(t) = p(\infty) - p(t); t \geq 0, \quad (48)$$

donde

$$p(t) = \int_0^t g(t) dt \quad (49)$$

es la respuesta a la función de paso $u(t)$.

Corresponde determinar $g(t)$ la cual esta dada por la transformada inversa de Laplace:

$$g(t) = \mathfrak{L}^{-1} \left[\frac{H_z(s)}{s} \right] \quad (50)$$

donde $H_z(s) = H_z(\omega) \Big|_{\omega=-is}$ siendo $H_z(\omega)$ la componente vertical armónica del campo magnético dada en (42). Teniendo en cuenta (42), (49) y (50) se tiene:

$$h_z(t) = \frac{I_0 a}{2} \int_0^t \mathfrak{L}^{-1} \left[\frac{\left(\int_0^\infty \left[e^{-u_0 z} + r_{TE} e^{u_0 z} \right] \frac{\lambda^2}{u_0} J_1(\lambda a) J_1(\lambda \rho) d\lambda \right) \Big|_{\omega=is}}{s} \right] dt \quad (51)$$

Calculado $p(t)$, su reemplazo en (48) da la respuesta transitoria $h_z(t)$. En general este cálculo para una tierra de N capas no se puede realizar analíticamente por lo cual se utilizan métodos numéricos. Sin embargo cuando la espira transmisora se encuentra sobre una tierra plana homogénea, $h_z(t)$ dada en (51) se puede calcular analíticamente en el centro de la espira transmisora. En este caso, la función $H_z(s)$ que aparece en la ecuación (50) se obtiene a partir de la ecuación (45):

$$H_z(s) = -\frac{I}{\mu_0 \sigma a^3 s} \left[3 - \left(3 + 3\alpha \sqrt{\mu_0 \sigma s} + \mu_0 \sigma s a^2 \right) e^{-\sqrt{\mu_0 \sigma s} a} \right] . \quad (52)$$

Reemplazando (52) en (50), tomando las transformadas de Laplace correspondientes^[22], se encuentra $g(t)$, lo que permite calcular la respuesta a la función de paso $p(t)$ según (49):

$$p(t) = \frac{I_0}{2a} \left[1 - \left(1 - \frac{3}{2\theta^2 a^2} \right) \operatorname{erf}(\theta a) - \frac{3}{\sqrt{\pi} \theta a} \exp(-\theta^2 a^2) \right] \quad (53)$$

donde $\theta = \sqrt{\frac{\mu_0 \sigma}{4t}}$ y $\operatorname{erf}(\theta a) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\theta a} \exp(-v^2) dv$ es la función de error. De (48)

y (53) se obtiene la componente vertical del campo magnético en el centro de la espira en presencia de una tierra plana homogénea :

$$h_z(t) = \frac{I_0}{2a} \left[\frac{3}{\sqrt{\pi} \theta a} e^{-\theta^2 a^2} + \left(1 - \frac{3}{2\theta^2 a^2} \right) \operatorname{erf}(\theta a) \right] \quad (54)$$

1.1.5 Inversión de datos electromagnéticos. En electromagnetismo frecuentemente se resuelven dos tipos de problemas. El primero consiste en calcular teóricamente los vectores del campo electromagnético conociendo sus fuentes y las propiedades eléctricas y magnéticas del medio; este cálculo se denomina problema directo. El segundo consiste en obtener información sobre las propiedades eléctricas y magnéticas del medio a partir de un conjunto de valores conocidos de los vectores del campo electromagnético; este procedimiento se conoce como inversión de datos electromagnéticos. En el presente trabajo se trata de conocer la resistividad eléctrica en una región del anfiteatro del volcán Galeras a partir de un conjunto de valores medidos, relacionados con la componente vertical del campo electromagnético producido por una fuente sobre la superficie de la tierra. Por lo tanto el problema planteado pertenece a una inversión de datos electromagnéticos. Esta última se realiza utilizando un método conocido como Ajuste de Modelos por Optimización No-lineal^[3].

1.1.6 Ajuste de Modelos por Optimización No-lineal El modelo de tierra plana de N capas (Figura 3) esta determinado por los parámetros $\rho_1, \rho_2, \dots, \rho_N, h_1, h_2, \dots, h_{N-1}$ que son las resistividades y los espesores de las N

capas. El espesor de la última capa N se considera infinito. En total se tienen $2N-1$ parámetros los cuales se designan como: $p_1, p_2, \dots, p_{2N-1}$.

El objetivo central del presente trabajo consiste en determinar estos parámetros a partir de un conjunto de mediciones relacionadas con la componente vertical del campo magnético. Este objetivo se logra aplicando el método de ajuste de modelos por optimización no lineal, que se describe a continuación.

Sea V la magnitud relacionada con la componente vertical del campo magnético. Se supone que con base en un modelo teórico, por ejemplo el modelo de tierra plana de N capas, se cuenta con una expresión teórica para V dada por:

$$V = f(p_1, p_2, \dots, p_{2N-1}, t). \quad (55)$$

De otra parte se dispone de M valores medidos de V : V'_1, V'_2, \dots, V'_M ; estos valores se obtuvieron en los tiempos t_1, t_2, \dots, t_M . El método consiste en aproximar los valores teóricos dados por (55) que se designan como V_1, V_2, \dots, V_M a los valores medidos. Esta aproximación se logra ajustando los valores de los parámetros $p_1, p_2, \dots, p_{2N-1}$ que aparecen en (55). Para encontrar un primer conjunto de valores teóricos, es necesario escoger un conjunto inicial de valores de los parámetros $p_1, p_2, \dots, p_{2N-1}$ que junto con los tiempos t_1, t_2, \dots, t_M se reemplazan en la expresión (55). Como medio de ajuste se desarrolla un procedimiento matemático que busca minimizar la diferencia entre los datos medidos V'_m y los datos teóricos V_m . Esta diferencia se mide mediante la cantidad E dada por:

$$E = \left[\sum_{m=1}^M (V'_m - V_m)^2 \right]^{1/2}. \quad (56)$$

Durante la minimización los datos medidos y los tiempos de las mediciones permanecen fijos. Los datos teóricos y los valores de los parámetros van cambiando de la siguiente manera.

Suponiendo que la expresión teórica (55) corresponde fielmente a la realidad, deben existir un conjunto de valores de los parámetros $p_1, p_2, \dots, p_{2N-1}$ tales que para cada tiempo de medición t_m la evaluación de (55) proporciona exactamente el valor medido:

$$V'_m = f(p_1, p_2, \dots, p_{2N-1}, t_m), \quad m = 1, 2, \dots, M \quad (57)$$

Tomando los parámetros $p_1, p_2, \dots, p_{2N-1}$ como variables, a cada una de las funciones dadas en (57) se aplica un desarrollo en serie de Taylor alrededor del conjunto inicial de valores de los parámetros:

$$\begin{aligned} V'_m = V_m + \frac{\partial f_m}{\partial p_1} \delta p_1 + \frac{\partial f_m}{\partial p_2} \delta p_2 + \dots + \frac{\partial f_m}{\partial p_N} \delta p_N + \frac{\partial f_m}{\partial h_1} \delta d_1 + \frac{\partial f_m}{\partial h_2} \delta d_2 + \dots \\ \dots + \frac{\partial f_m}{\partial h_{N-1}} \delta d_{N-1} \end{aligned} \quad (58)$$

donde $V_m = f(p_1, p_2, \dots, p_{2N-1}, t)$ representa los datos teóricos.

Introduciendo la notación

$$J_{mk} = \frac{\partial f_m}{\partial p_k} = \frac{\partial f(p_1, \dots, p_{2N-1})}{\partial p_k}, \quad (59)$$

el sistema de M ecuaciones dado en (58) se escribe en forma matricial:

$$\mathbf{V}' - \mathbf{V} = \mathbf{J} \delta \mathbf{p}, \quad (60)$$

donde $\mathbf{V}' = (V'_1, V'_2, \dots, V'_M)$, $\mathbf{V} = (V_1, V_2, \dots, V_M)$ y $\mathbf{p} = (p_1, p_2, \dots, p_{2N-1})$.

Despejando en (60) el vector de corrección de parámetros $\delta \mathbf{p}$, se tiene:

$$\delta \mathbf{p} = \mathbf{J}^+ \boldsymbol{\varepsilon}, \quad (61)$$

donde \mathbf{J}^+ es la matriz pseudoinversa de \mathbf{J} y $\boldsymbol{\varepsilon} = \mathbf{V}' - \mathbf{V}$.

Por lo tanto el nuevo conjunto de valores corregidos de los parámetros es:

$$\mathbf{p}^{nuevo} = \mathbf{p}^{viejo} + \delta \mathbf{p}. \quad (62)$$

Con este nuevo conjunto de parámetros se repite el proceso anterior para obtener un nuevo vector de corrección de parámetros $\delta\mathbf{p}$. Las iteraciones continúan hasta que suceda uno de los tres casos siguientes:

1. La estimación del error estándar

$$\hat{\sigma} = \left[\frac{1}{M - (2N - 1)} \sum_{m=1}^M \varepsilon_m^2 \right]^{1/2}$$

esta dentro del nivel de ruido de las mediciones.

2. Las iteraciones subsiguientes no conducen a un decrecimiento significativo del error.
3. El numero de iteraciones alcanza un valor prefijado.

1.2 PROCEDIMIENTO DE CAMPO

El Volcán Galeras esta localizado al Sur Occidente (SW) de Colombia, en el denominado nudo de los Pastos con unas coordenadas de $1^{\circ} 13.73'$ de latitud norte y $77^{\circ} 21.55'$ de longitud occidental del meridiano de Greenwich. La ciudad de San Juan de Pasto se encuentra ubicada al oriente del edificio volcánico. La cima del volcán Galeras se halla a una altura de 4270m sobre el nivel del mar. El cono volcánico tiene unos 100m de altura y unos 500m de diámetro en su base y se halla rodeado de un anfiteatro semicircular de aproximadamente 1Km de diámetro, abierta hacia el occidente [INGEOMINAS-Pasto] (Figura 6).

El montaje para la medición del voltaje inducido, descrito en el aparte de Teoría Electromagnética, se instaló en una región de la superficie del anfiteatro del volcán Galeras, designada en la Figura 6 como zona de medición. A continuación se describe el procedimiento seguido.

Se escoge un punto geográfico como centro de la espira transmisora, designado como P11. Por la espira transmisora se hace circular una corriente



Figura 6. Vista aérea de la cima del volcán Galeras.(Cortesía INGEOMINAS).

constante de $3A$, la cual se interrumpe en el tiempo $t=0$. Esto da origen a una corriente variable que decae de $3A$ a $0A$ en un tiempo de aproximadamente $3\mu s$. A su vez esta corriente variable genera un campo electromagnético que es detectado en forma de voltaje inducido por la bobina receptora ubicada en el centro de la espira transmisora. Durante una primera ventana de tiempo que va desde $7\mu s$, contados a partir de la interrupción de la corriente continua, hasta $707\mu s$, se hicieron 20 medidas de voltaje inducido. Los tiempos de las medidas se determinan según la relación $t = e^{0.244\eta + 1.688}$ siendo $\eta = 1, 2, \dots, 20$ el número de orden de la medida. Otras 20 medidas se hicieron durante una segunda ventana de tiempo desde

50 μ s hasta 3000 μ s, para las cuales los tiempos de las medidas se determinan según la relación

Tabla 1.

Medidas de Voltaje inducido en la bobina receptora durante las ventanas de tiempo, para el punto P11.

tiempo Microsegundos	Voltaje NV	tiempo Microsegundos	Voltaje nV
9	11366,666	175	87,873
12,1	7415	219	57,88
16	4857,833	280	35,445
20,2	3149,333	354	21,443
26,3	2000,833	441	13,177
33,8	1345,167	580	7,849
42,5	911,683	730	5,028
54,7	608,317	900	3,079
69,3	429,15	1140	1,794
86	310,017	1440	1,009
107	212,1	1790	0,643
138	136,483	2260	0,389

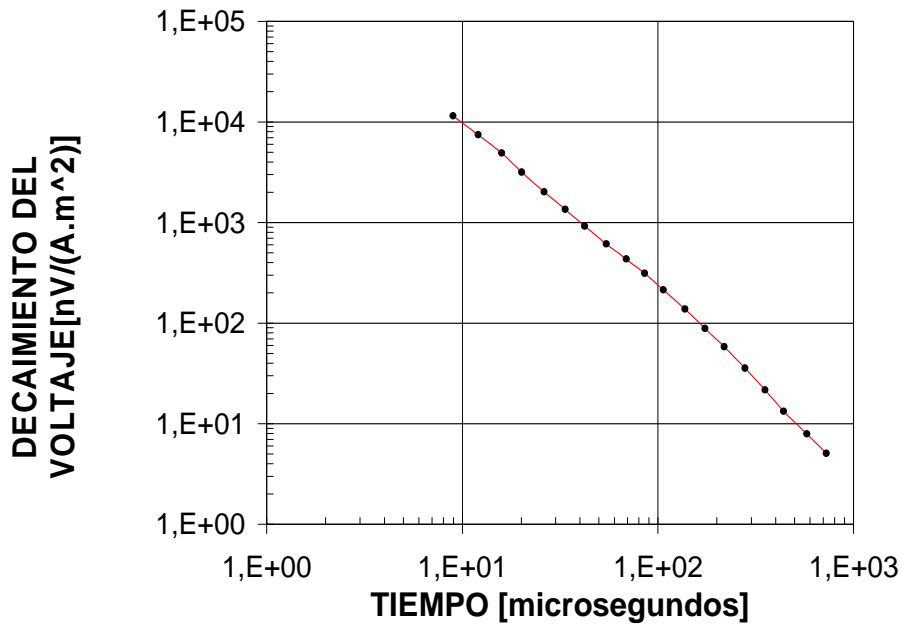


Figura 7. Voltaje inducido en la bobina receptora en función del tiempo, se utiliza escala logarítmica.

$t = e^{0,2167\eta+3.563}$ donde $\eta = 1,2,\dots,20$. En la tabla 1 se presentan las medidas de voltaje para el punto P11. Con estos datos se construye la gráfica de voltaje con respecto al tiempo mostrada en la Figura 7.

Los voltajes de la tabla 1, se pueden presentar en términos de resistividad aparente, la cual se define de la siguiente manera.

Utilizando la expresión (54) de la componente vertical del campo magnético en el punto P11, obtenida con base en un modelo de tierra plana homogénea, el voltaje inducido V esta dado por la derivada temporal de esta expresión:

$$V = \frac{\partial h_z}{\partial t} = -\frac{I_0}{\mu_0 \sigma a^3} \left[3 \operatorname{erf} \left(\frac{1}{2\sqrt{\tau}} - \frac{1}{\sqrt{\pi\tau}} \left(3 + \frac{1}{2\tau} \right) \right) e^{-\frac{1}{4\tau}} \right] \quad (63)$$

Reemplazando en esta ecuación $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ V/A.m}$, $a = 28.2 \text{ m}$, $I_0 = 3\text{A}$ y los tiempos consignados en la tabla 1, se establece una relación biunívoca entre V y σ , de tal manera que a cada valor de voltaje medido le

TABLA 2

Datos de Resistividad Aparente en Función del tiempo, para el punto P11.

tiempo	Resistividad	tiempo	Resistividad
Microsegundos	Ohm.m	Microsegundos	Ohm.m
12,1	472,061	219	97,318
16	393,551	280	89,63
20,2	357,052	354	84,817
26,3	311,717	441	81,359
33,8	267,709	580	72,822
42,5	237,092	730	66,801
54,7	204,072	900	65,356
69,3	173,683	1140	63,188
86	150,621	1440	62,835
107	134,871	1790	69,035
138	118,475	2260	56,116
175	107,021		

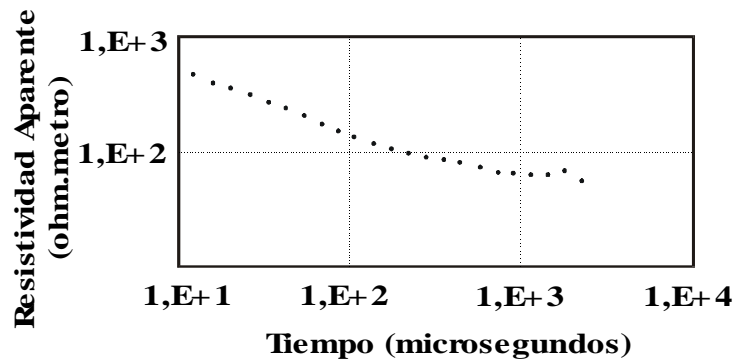


Figura 8. Gráfica de resistividad aparente en función del tiempo, correspondiente a la gráfica de voltaje de la Figura 7.

corresponde un valor único de conductividad. El inverso de σ es la resistividad y los valores obtenidos se denominan resistividad aparente. En la tabla 2 se presentan los valores de resistividad aparente asociados con los voltajes de la tabla 1, y en la Figura 8 se muestra la gráfica de resistividad aparente en función del tiempo.

La siguiente etapa del trabajo consiste en hacer una estimación del valor de la resistividad eléctrica bajo el punto P11, hasta una profundidad que de acuerdo con el equipo empleado alcanza aproximadamente 150m. Para este fin se cuenta con tres componentes:

1. El componente experimental representado por los valores de voltaje medidos (Tabla 1).
2. El componente teórico permite encontrar la componente vertical del campo electromagnético transitorio generado por la interrupción de la corriente continua. Utilizando un modelo de tierra plana de N capas esta componente esta dada por la expresión (51) y el voltaje inducido en la bobina receptora teóricamente es la derivada temporal de esta componente:

$$V(t) = \frac{Ia}{2} \frac{d}{dt} \int_0^t \mathfrak{F}^{-1} \left[\frac{\left(\int_0^\infty \left[e^{-u_0 z} + r_{TE} e^{u_0 z} \right] \frac{\lambda^2}{u_0} J_1(\lambda a) J_1(\lambda \rho) d\lambda \right) \Big|_{\omega=is}}{s} \right] dt \quad (64)$$

3. Por último se cuenta con los métodos de inversión de datos electromagnéticos. En el presente trabajo se utiliza el método de Ajuste de Modelos por Optimización No-lineal, descrito en el aparte de Teoría Electromagnética.

Con base en los voltajes medidos designados como V' y la expresión (64), se calculan las resistividades $\rho_1, \rho_2, \dots, \rho_N$ y espesores h_1, h_2, \dots, h_{N-1} del modelo de tierra plana de N capas (Figura 3). Escogiendo unos valores iniciales para las resistividades y espesores se determinan según (64) un conjunto de valores de voltaje teóricos. Entre los datos medidos y los datos teóricos generalmente existe una diferencia, la cual se busca minimizar con ayuda del procedimiento matemático descrito en el aparte de Teoría Electromagnética que abarca las ecuaciones (58) a (62). Para un modelo de N capas ($N > 1$) este procedimiento se desarrolla utilizando métodos numéricos. Para tal efecto se utilizó un programa para computador elaborado por el BGR de Alemania [23] cuyo diagrama de flujo implementa el método de Ajuste de un Modelo de Tierra Plana de N Capas por Optimización No-lineal. Los datos de entrada del programa son: N el número de capas, los voltajes medidos y los tiempos de medición, un conjunto inicial de valores de resistividad y espesor de las N capas. En la salida el programa proporciona los valores corregidos de resistividad y espesor de las N capas, tales que la diferencia entre los datos medidos y los datos teóricos de voltaje ha sido minimizada; además proporciona el error del modelo teórico con respecto a los datos medidos. De esta manera es posible probar modelos de varias capas ($N=1,2,\dots,4$) con el fin de escoger el modelo que presenta el mínimo error. Los valores corregidos de resistividad y espesor del modelo de N capas representan la distribución de la

resistividad de la tierra bajo el punto de medición hasta una profundidad igual a la suma de los espesores de las primeras N-1 capas; la última capa se toma de espesor infinito.

1.3 RESULTADOS

Para el punto de medición P11 se ajustaron modelos de tierra plana con N=2,3 y 4 capas. Para N=2, con base en los datos medidos (Tabla 1) se toman como valores iniciales de resistividad y espesor: $\rho_1 = 472\Omega m$ y $h_1 = 30m$ para la primera capa, y $\rho_2 = 56\Omega m$ y $h_2 = \infty$ para la segunda capa. La gráfica de resistividad aparente (Figura 8) sirve de guía para la escogencia de las resistividades iniciales: $472\Omega m$ y $56\Omega m$ corresponden a los valores máximo y mínimo de la resistividad en esta gráfica; los espesores iniciales se han establecido como resultado de pruebas múltiples.

Los resultados de resistividad y espesor bajo el punto de medición P11 utilizando un modelo de 2 capas se muestran en el cuadro 1, en el cual se registran cuatro iteraciones con sus respectivos errores. Se observa una disminución del error con cada nueva iteración. En este caso los valores corregidos de resistividad y espesor son: $426\Omega m$ y $62.8m$ para la primera capa, y $41.8\Omega m$ para la segunda capa de espesor infinito. En la Figura 9 se presentan estos resultados gráficamente.

No es suficiente realizar la inversión electromagnética para un modelo de dos capas; conviene hacerlo también para mas capas (3,4,...), con el fin de adoptar el modelo que presente el menor error. Los resultados para modelos de tres y cuatro capas se indican en el cuadro 2. En la Figura 10 se presentan gráficamente los resultados para los modelos de dos, tres y cuatro

Cuadro 1

Resultados de resistividad y espesor para el modelo de dos capas

Primera iteración		Error de la iteración : 0.2261
Primera capa	0.0 m – 48.9m	Resistividad 485 Ωm
Segunda capa	48.9 m - indefinido	Resistividad 55.7Ωm
Segunda iteración		Error de la iteración : 0.0515
Primera capa	0.0 m – 61.1m	Resistividad 444Ωm
Segunda capa	61.1 m - indefinido	Resistividad 44.6Ωm
Tercera iteración		Error de la iteración : 0.0341
Primera capa	0.0 m – 62.6m	Resistividad 430 Ωm
Segunda capa	62.6 m - indefinido	Resistividad 41.8Ωm
Cuarta iteración		Error de la iteración : 0.0341
Primera capa	0.0 m – 62.8m	Resistividad 426 Ωm
Segunda capa	62.8 m - indefinido	Resistividad 41.8Ωm

capas. De estos tres modelos se escoge el de cuatro capas ya que da el menor error (0.0169) comparado con los errores de los modelos de 2 y 3 capas, 0.0341 y 0.0287 respectivamente.

Este procedimiento se realizó para otros 27 puntos de medición, los cuales forman tres perfiles de exploración (Figura 11). Cada perfil tiene una longitud aproximada de 450m y esta separado del perfil contiguo por una distancia de 50m, cubriendo un área de exploración aproximada de 500m x 150m. Las coordenadas de los puntos de medición se indican en la Tabla 3.

En la tabla 4 se resumen los resultados de resistividad y espesor a lo largo del perfil 1 (línea verde en la Figura 11), obtenidos utilizando un modelo de 4 capas. La representación gráfica de estos resultados se muestra en la Figura 12, la cual representa un mapa bidimensional de la distribución de la resistividad de la tierra en función de la profundidad a lo largo del perfil 1. Se

Cuadro 2

Resultados de resistividad y espesor para los modelos de 3 y 4 capas

Modelo de 3 Capas		
Error en la última iteración : 0.0287		
Primera capa	0.0 m – 44m	Resistividad 1110 Ωm
Segunda capa	44 m - 74 m	Resistividad 88 Ωm
Tercera capa	74m – indefinido	Resistividad 40 Ωm
Modelo de 4 Capas		
Error en la última iteración : 0.0155		
Primera capa	0.0 m – 45.4m	Resistividad 1300Ωm
Segunda capa	45.4 m – 88.6m	Resistividad 73.7Ωm
Tercera capa	88.6 m –101.6m	Resistividad 26.6 Ωm
Cuarta capa	101.6m – indefinido	Resistividad 43.8Ωm

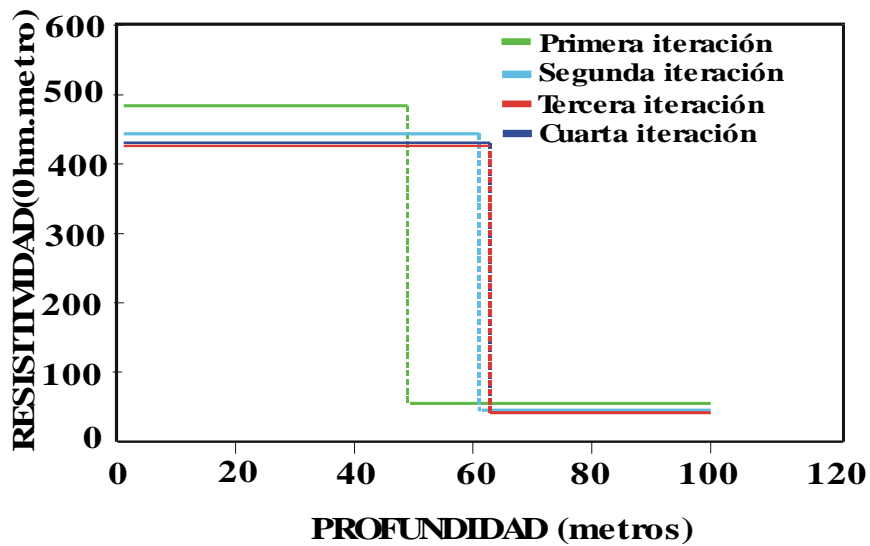


Figura 9. Representación de las cuatro iteraciones del proceso de inversión para el modelo inicial de dos capas, para el punto P11.

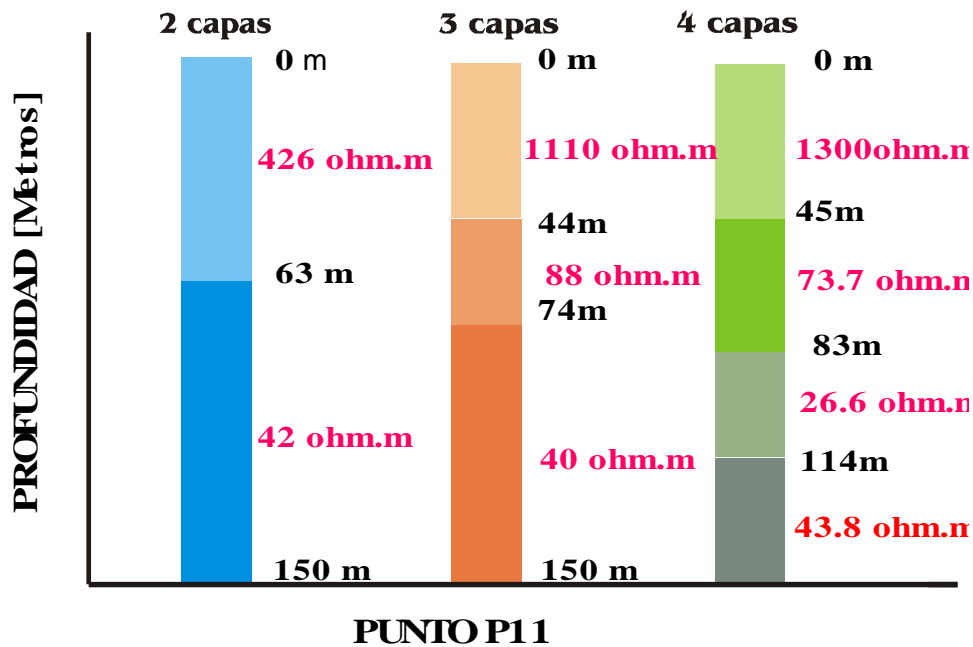


Figura 10 . Representación gráfica de los resultados de resistividad y espesor para los modelos de 2, 3, y 4 capas hasta una profundidad de 150m.

observa que el modelo inicial de capas planas de espesor uniforme conduce a una distribución de resistividad por capas de espesor variable. Para la primera capa el espesor varía entre 22m y 56m y la resistividad entre 316Ωm y 1490 Ωm. El espesor y la resistividad de la segunda capa varían entre 36m y 50m y 65 Ωm y 533 Ωm. Para la tercera, el espesor varía entre 21m y 102m y la resistividad entre 19Ωm y 53Ωm. La última capa de espesor infinito tiene una resistividad que varía entre 3Ωm y 2400Ωm.

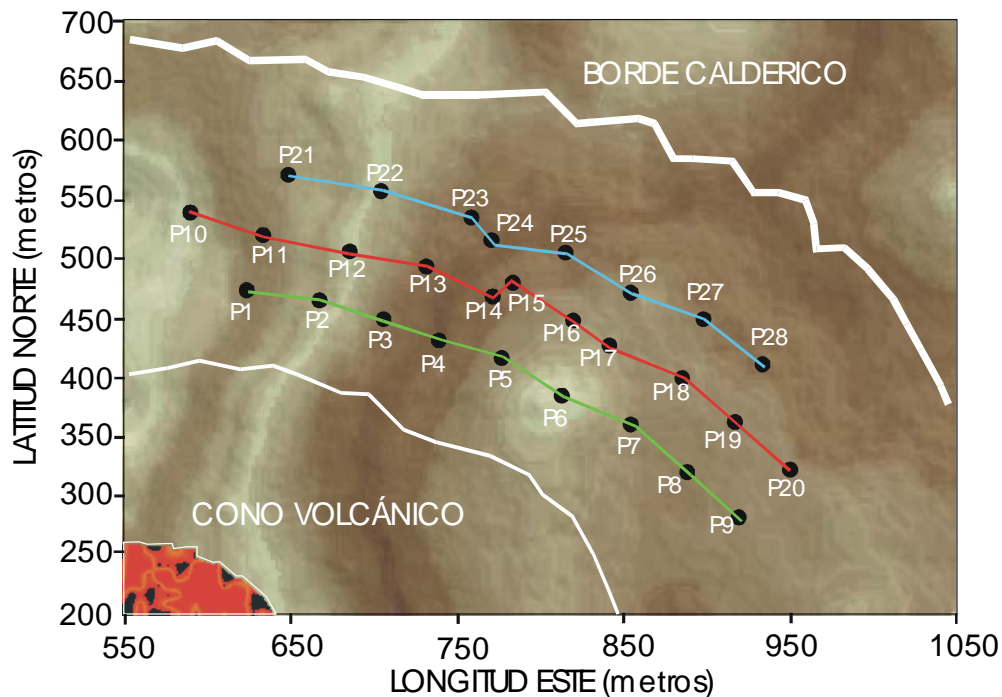


Figura 11. Puntos de medición sobre el anfiteatro del volcán Galeras formando tres perfiles de exploración

Tabla 3.

Coordenadas de los puntos de medición determinadas con ayuda de un aparato de medición GPS (Sistema de Posicionamiento Global).

PUNTO	LATITUD NORTE (m)	LONGITUD ESTE (m)	PUNTO	LATITUD NORTE (m)	LONGITUD ESTE (m)
P1	O135473	18N0237624	P15	O135481	18N0237783
P2	O135507	18N0237685	P16	O135448	18N0237819
P3	O135449	18N0237706	P17	O135427	18N0237841
P4	O135431	18N0237738	P18	O135400	18N0237885
P5	O135417	18N0237777	P19	O135363	18N0237918
P6	O135385	18N0237813	P20	O135323	18N0237950
P7	O135360	18N0237855	P21	O135571	18N0237648
P8	O135322	18N0237888	P22	O135558	18N0237705
P9	O135282	18N0237220	P23	O135535	18N0237759
P10	O135540	18N0237590	P24	O135515	18N0237771
P11	O135520	18N0237633	P25	O135505	18N0237815
P12	O135506	18N0237685	P26	O135471	18N0237854
P13	O135493	18N0237731	P27	O135449	18N0237899
P14	O135468	18N0237770	P28	O135412	18N0237934

La tabla 5 recoge los resultados para el perfil 2 (línea roja en la Figura 11), los cuales forman el mapa bidimensional de distribución de la resistividad eléctrica de la Figura 13. Para la primera capa el espesor varía entre 32m y 60m y la resistividad entre $470\Omega\text{m}$ y $1740\Omega\text{m}$. El espesor de la segunda varía entre 33m y 71m y su resistividad entre $39\Omega\text{m}$ y $552\Omega\text{m}$. Para la tercera el espesor varía entre 13m y 108m y la resistividad entre $14\Omega\text{m}$ y $46\Omega\text{m}$. La cuarta capa de espesor infinito presenta resistividades entre $1\Omega\text{m}$ y $578\Omega\text{m}$.

Los resultados del perfil 3 (línea azul en la Figura 11) se presentan en la tabla 6. En la Figura 14 se muestra el mapa de distribución de la resistividad correspondiente. Para la primera capa el espesor varía entre 32m y 50m y la resistividad entre $730\Omega\text{m}$ y $3140\Omega\text{m}$. El espesor de la segunda varía entre 6m y 48m y su resistividad entre $52\Omega\text{m}$ y $279\Omega\text{m}$. Para la tercera el espesor

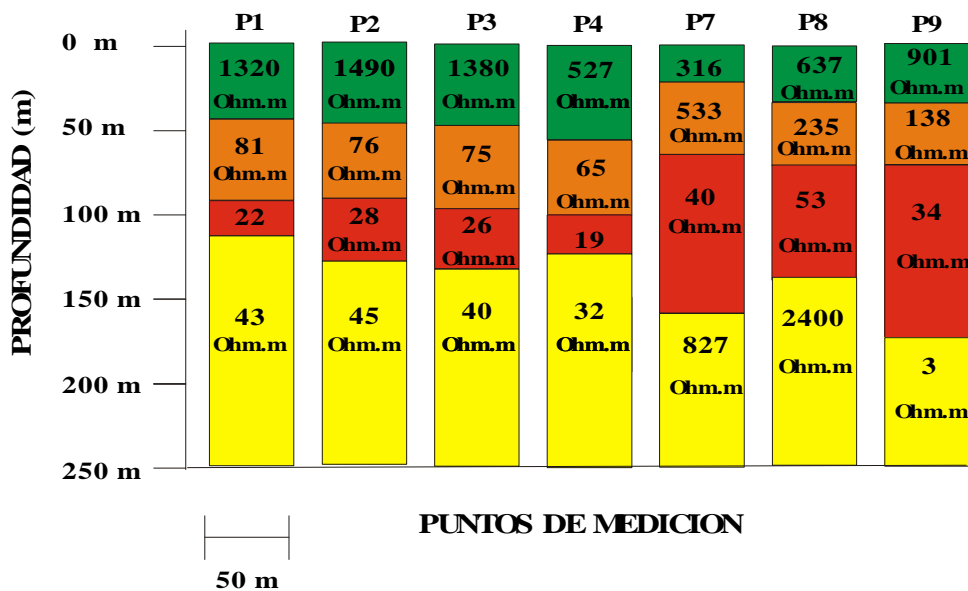


Figura 12. Distribución de la resistividad en función de la profundidad a lo largo del perfil 1.

Tabla 4
Resultados de resistividad y espesor a lo largo del Perfil 1.

PUNTO	Resistividad inicial (ohm.m)	Espesor inicial (m)	RESIST. (ohm.m)				ESPESORES (m)				ERROR
			CAPA 1	CAPA 2	CAPA 3	CAPA 4	CAPA 1	CAPA 2	CAPA 3	CAPA 4	
P1	600,230,150,60	30,,60,,90,	1320	81,1	22,2	43,4	0 - 44,9	44,9 - 92,9	92,9 - 114	114 - indefinida	0,0153
P2	660,200,90,50	30,,60,,90,	1490	76,2	27,9	45,3	0 - 48	48 - 92,6	92,6 - 129,8	129,8 - indefinida	0,0171
P3	635,250,70,50	30,,60,,90,	1380	74,3	25,8	40,1	0 - 48,4	48,4 - 97,8	97,8 - 133,3	133,3 - indefinida	0,0153
P4	550,250,60,45	30,,60,,90,	527	64,3	18,7	31,4	0 - 55,8	55,8 - 100,2	100,2 - 123,4	123,4 - indefinida	0,0136
P7	420,310,115,80	30,,60,,90,	316	533	40	827	0 - 22,2	22,2 - 64,9	64,9 - 158,8	158,8 - indefinida	0,0217
P8	500,330,140,120	40,,50,,90,	637	235	52,9	2400	0 - 33	33 - 70,2	70,2 - 138,5	138,5 - indefinida	0,0367
P9	530,300,130,44	30,,60,,90,	901	138	33,7	2,8	0 - 35,3	35,3 - 71,8	71,8 - 174	174 - indefinida	0,0369

Tabla 5
Resultados de resistividad y espesor a lo largo del Perfil 2.

PUNTO	Resistividad inicial (ohm.m)	Espesor inicial (m)	RESIST. (Ohm.m)				ESPESORES ESPESORES (m)				ERROR
			CAPA 1	CAPA 2	CAPA 3	CAPA 4	CAPA 1	CAPA 2	CAPA 3	CAPA 4	
P10	600,200,90,50	30,60,90	1380	51,7	55,3	438	0 - 50,1	50,1 - 68,3	68,3 - 140,5	140,5 - indefinida	0,0251
P11	600,200,100,55	30,60,90	1300	73,7	22,6	43,8	0 - 45,4	45,4 - 88,6	88,6 - 101,3	101,3 - indefinida	0,0155
P12	750,200,90,50	30,60,90	1600	68,7	37	23,6	0 - 50,5	50,5 - 88,6	88,6 - 196,9	196,9 - indefinida	0,0268
P13	650,200,60,50	30,60,90	1740	62,9	25,3	44,4	0 - 48,3	48,3 - 93,5	93,5 - 118,9	118,9 - indefinida	0,0213
P14	550,250,70,30	30,60,90	1210	69,5	14,5	4,48	0 - 46,9	46,9 - 82,8	82,8 - 127,8	127,8 - indefinida	0,0273
P15	500,350,80,70	30,60,90	488	252	34,6	578	0 - 33,8	33,8 - 69,8	69,8 - 165,1	165,1 - indefinida	0,0323
P16	500,200,60,40	30,60,90	886	87,4	20,4	61,6	0 - 40,4	40,4 - 73,4	73,4 - 110,8	110,8 - indefinida	0,0211
P17	400,200,150,30	30,60,90	470	229	46	7,6	0 - 31,8	31,8 - 76,6	76,6 - 150,5	150,5 - indefinida	0,0247
P18	700,100,60,30	40,50,90	532	38,8	17,8	1,99	0 - 60,5	60,5 - 115,2	115,2 - 203,9	203,9 - indefinida	0,0289
P19	700,200,90,40	30,60,90	835	50,5	31,1	5,97	0 - 55,9	55,9 - 111,1	111,1 - 214,4	214,4 - indefinida	0,0351
P20	750,200,130,30	40,50,90	731	51,1	15	1,11	0 - 60,5	60,5 - 131,2	131,2 - 190,1	190,1 - indefinida	0,0429

varía entre 51m y 96m y la resistividad entre 35Ωm y 55Ωm. La cuarta capa de espesor infinito presenta valores de resistividad entre 60Ωm y 438Ωm. Las distribuciones bidimensionales de la resistividad a lo largo de los tres perfiles estudiados conforman un mapa tridimensional de la resistividad de la tierra bajo el área de exploración (Figura 11).

Esta distribución presenta una estructura de cuatro capas de espesor variable y conviene señalar que se puede utilizar para fines prácticos hasta una profundidad de aproximadamente 200m.

En la Figura 15 se indican los valores de resistividad de la primera capa bajo los 28 puntos de medición. Se observa un amplio rango de variación de la resistividad eléctrica entre 316Ωm y 3140Ωm.

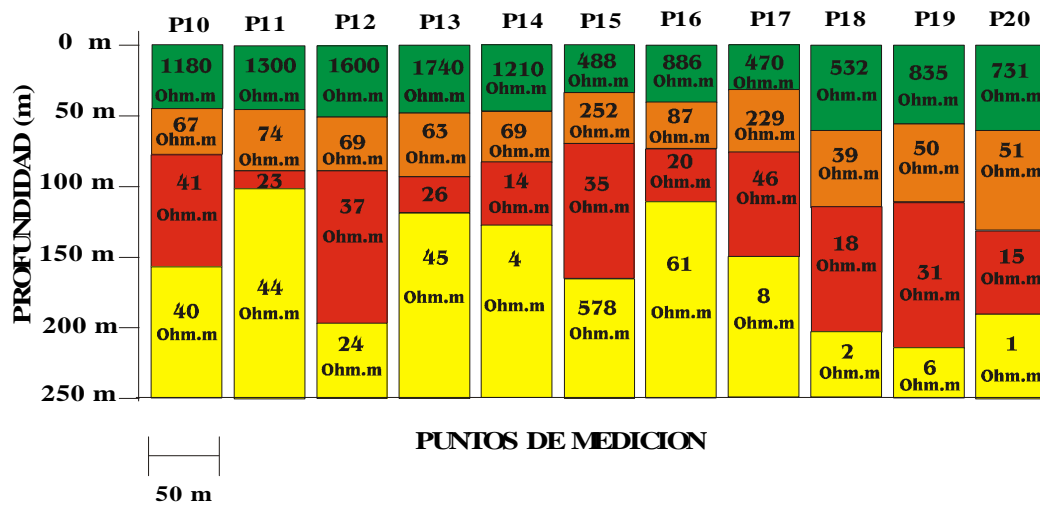


Figura 13. Distribución de la resistividad en función de la profundidad a lo largo del perfil 2.

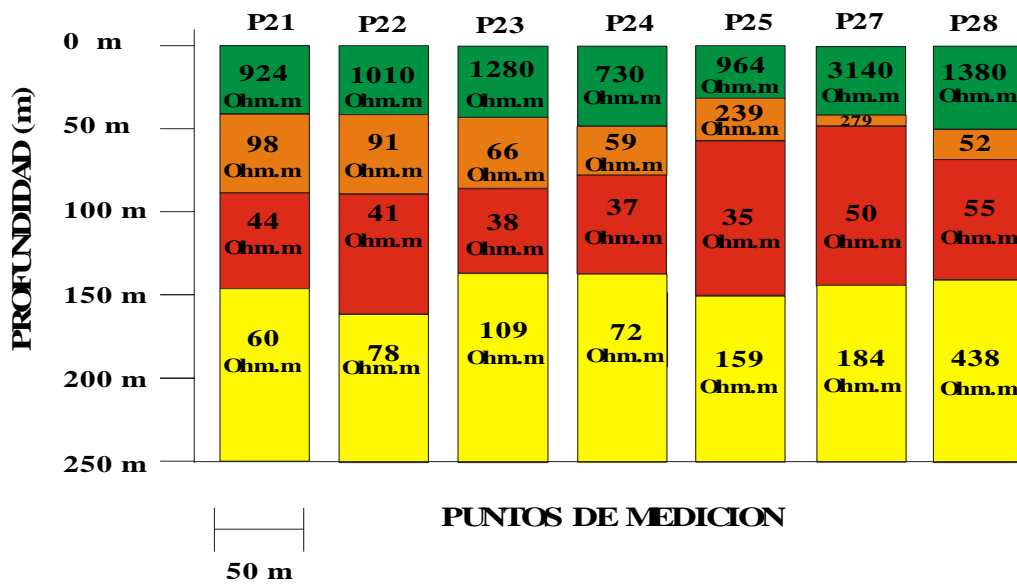


Figura 14. Distribución de la resistividad en función de la profundidad a lo largo del perfil 3.

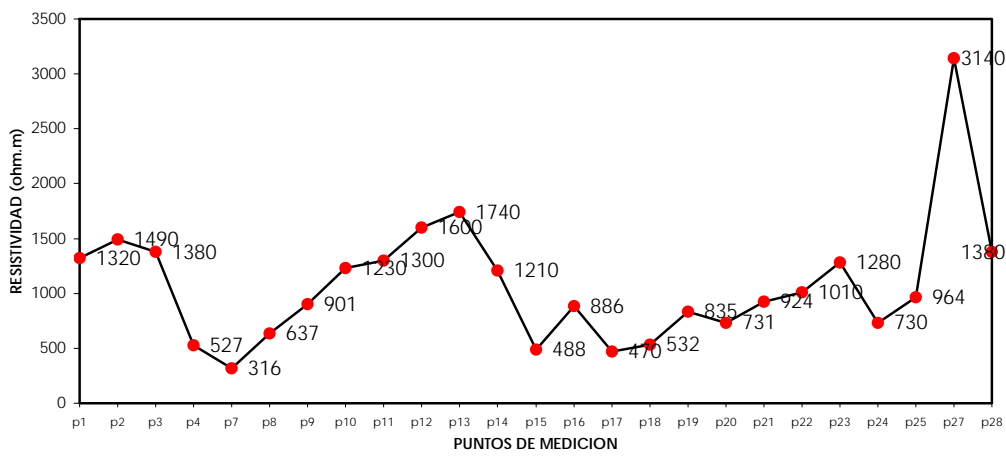


Figura 15. Variación de la resistividad a lo largo de la primera capa.

Tabla 6

PUNTO	Resistividad inicial (ohm.m)	Espesor inicial (m)	RESIST. (ohm.m)				ESPESORES ESPESORES (m)				ERROR
			CAPA 1	CAPA 2	CAPA 3	CAPA 4	CAPA 1	CAPA 2	CAPA 3	CAPA 4	
P21	500,200,100,60	30,.60,,90,	924	98,4	44,1	60,1	0 - 40,9	40,9 - 88,2	88,2 - 146,2	146,2 - indefinida	0,0196
P22	550,200,80,65	30,.60,,90,	1010	91,4	41,3	78,4	0 - 41,3	41,3 - 88,9	88,9 - 160,9	160,9 - indefinida	0,0138
P23	530,150,80,70	30,.60,,90,	1280	66	37,6	109	0 - 42,9	42,9 - 85,4	85,4 - 136,2	136,2 - indefinida	0,0146
P24	500,80,70,60	30,.60,,90,	730	58,7	36,9	72	0 - 48	48 - 77,5	77,5 - 136,8	136,8 - indefinida	0,0264
P25	580,228,85,75	30,.60,,90,	964	239	34,6	159	0 - 31,8	31,8 - 57,2	57,2 - 150,1	150,1 - indefinida	0,0354
P27	750,200,100,80	40,.50,,90,	3140	279	50,3	184	0 - 41,2	41,2 - 47,5	47,5 - 143,9	143,9 - indefinida	0,0192
P28	700,200,150,100	30,.60,,90,	1380	51,7	55,3	438	0 - 50,1	50,1 - 68,3	68,3 - 140,5	140,5 - indefinida	0,0182

En la Figura 16 se muestra la variación de la resistividad eléctrica en la segunda capa que va de $39\Omega\text{m}$ hasta $533\Omega\text{m}$.

En la Figura 17 se muestra la variación de la resistividad eléctrica de la tercera capa que va de $15\Omega\text{m}$ hasta $95\Omega\text{m}$.

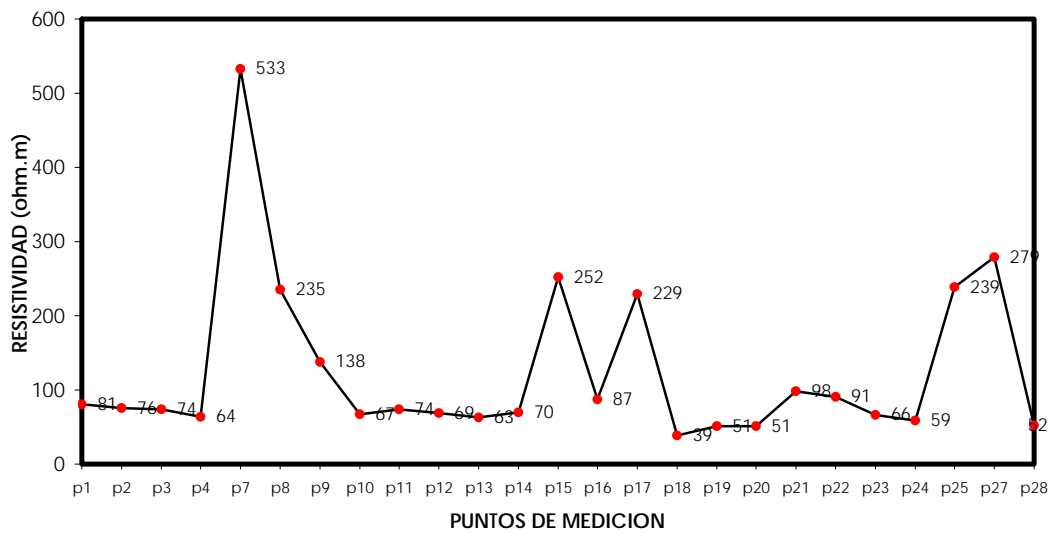


Figura 16. Variación de la resistividad a lo largo de la segunda capa.

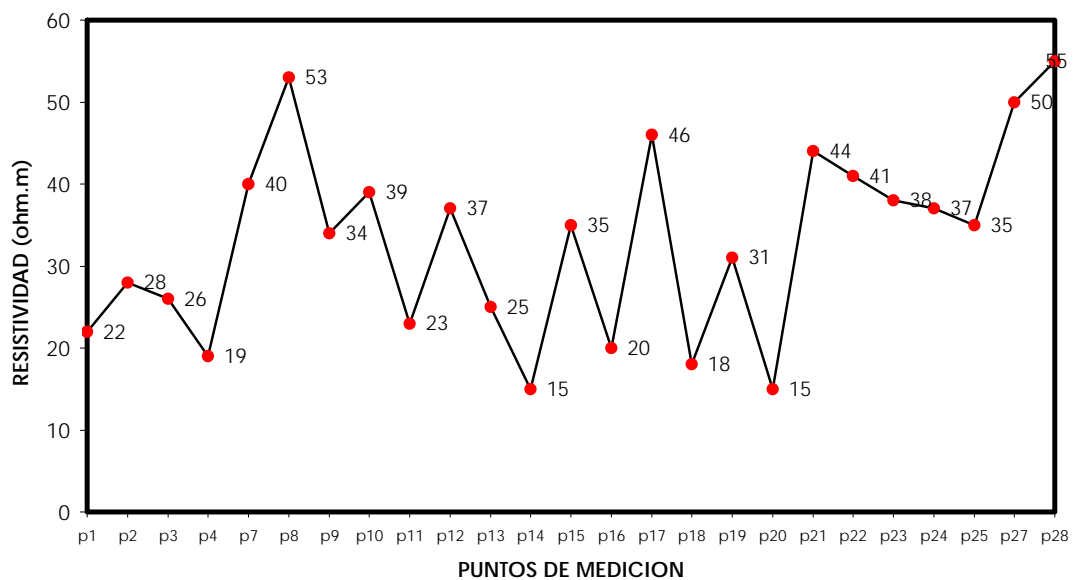


Figura 17. Variación de la resistividad a lo largo de la tercera capa.

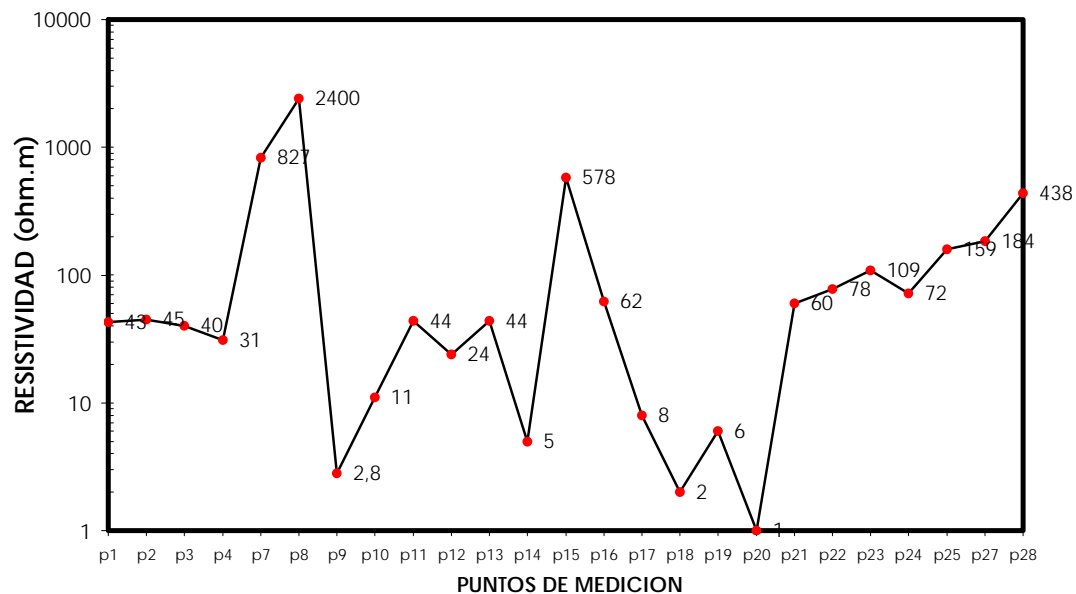








Figura 18 . Variación de la resistividad a lo largo de la cuarta capa.

La Figura 18 muestra para la cuarta capa una variación de la resistividad entre $1\Omega\text{m}$ y $2400\Omega\text{m}$.

Por último se presenta otra representación de los resultados obtenidos. Debido a que la resistividad en la zona de medición varía entre $1\Omega\text{m}$ y $3140\Omega\text{m}$, es conveniente considerar los siguientes intervalos de resistividad,

a los cuales se les asigna un color: de $1\Omega\text{m}$ a $60\Omega\text{m}$ () , de $60\Omega\text{m}$ a $200\Omega\text{m}$ () , de $200\Omega\text{m}$ a $500\Omega\text{m}$ () , de $500\Omega\text{m}$ a $1000\Omega\text{m}$ () , de $1000\Omega\text{m}$ a $3140\Omega\text{m}$ () .

En la Figura 19 se muestra la distribución de estos intervalos de resistividad en función de la profundidad bajo los 28 puntos de medición. Esto permite señalar que los materiales mas conductivos () son mas abundantes y se encuentran a profundidades mayores a 100m.

Es importante indicar la necesidad de correlacionar los resultados de resistividad eléctrica obtenidos con la información geológica existente sobre el volcán Galeras. Esta tarea, que no se contempla en el presente estudio, podría ser desarrollada en trabajos posteriores.

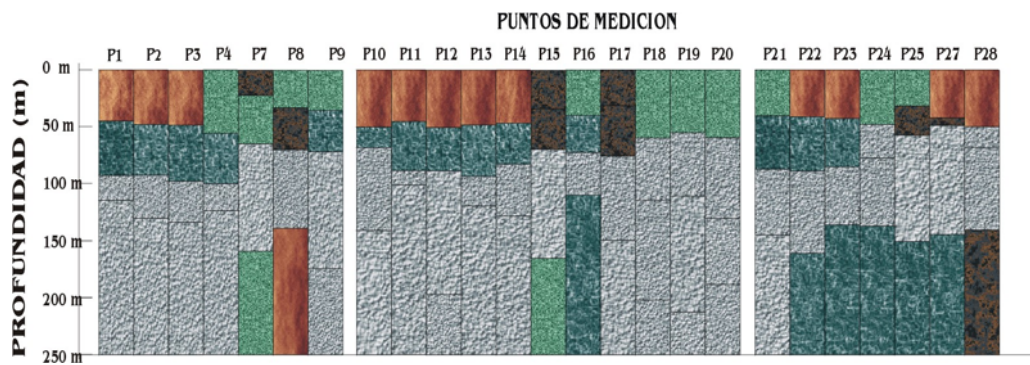


Figura 19. Zonas de Resistividad Promedio.

2

MONITOREO ELECTROMAGNÉTICO DE VOLCANES Y TERREMOTOS

Esta parte del trabajo presenta una revisión bibliográfica relacionada con el monitoreo electromagnético de volcanes y terremotos, haciendo énfasis en algunos tópicos sobre señales electromagnéticas naturales registradas antes, durante y después de eventos (erupciones y terremotos), ocurridos en lugares diferentes al volcán Galeras. Además, se exponen algunas teorías sobre los posibles mecanismos de generación de estas señales.

SEÑALES ELECTROMAGNÉTICAS ASOCIADAS CON LA ACTIVIDAD VOLCÁNICA Y SÍSMICA

La importancia del estudio de las señales electromagnéticas radica en el hecho de que estas pueden aparecer desde varios meses hasta unos pocos días antes de erupciones o terremotos. Este hecho es de fundamental importancia en el estudio de amenaza y prevención de desastres. Las señales electromagnéticas naturales se han registrado en un ancho rango de frecuencia desde las ultra bajas ULF (<5Hz), extremadamente bajas ELF (entre 5Hz y 3kHz) y frecuencias muy bajas VLF (de 3 – 30kHz) y a distancias del orden de las decenas de kilómetros desde la fuente^{[4],[5],[6]}.

2.1.1 Monitoreo electromagnético del Monte Santa Helena. El incremento en la actividad volcánica y sísmica en el monte Santa Helena,

Washington, de Marzo a Agosto de 1980 (Figura 20), ofrece la primera oportunidad en los Estados Unidos para una determinación de los cambios de la componente magnética del campo electromagnético asociados con actividad volcánica [7]. El monitoreo magnético del monte Santa Helena se realizó con tres magnetómetros [8], cada uno con una sensibilidad de 0.25nT, los cuales fueron instalados en el monte Santa Helena en las estaciones de registro SHN, SHE y SHW (Figura 21). Los magnetómetros de las estaciones SHN y SHE se perdieron en la erupción del 18 de mayo de 1980, ambos sitios fueron cubiertos por ceniza y flujos de lodo. Los efectos magnéticos de origen volcánico durante el 18 de mayo y subsecuentemente durante las grandes erupciones del 25 de mayo y del 12 de junio fueron parcialmente registrados por el magnetómetro de la estación SHW. Fue posible obtener algunos resultados con base en registros de las estaciones: VIC (Observatorio Geomagnético Victoria) instalada cerca al Monte Santa Helena, BLM y MTH lejos del monte al norte de San Francisco y GDH en California (Figura 22)[7].



Figura 20. Erupción del Monte Santa Helena del día 18 de Mayo de 1980 [25]

La sensibilidad en las medidas entre los registros de las estaciones VIC menos SHW fue de aproximadamente 5nT y entre los registros de las estaciones BLM menos SHW fue de aproximadamente 8nT. Por una notable coincidencia, un magnetómetro de la estación PTM en el aeropuerto de Pórtland registró señales electromagnéticas anómalas unas pocas horas antes de la erupción del 18 de mayo. Puesto que el aeropuerto esta a 80 kilómetros del volcán la sensibilidad en las medidas registradas fueron de aproximadamente 2nT.

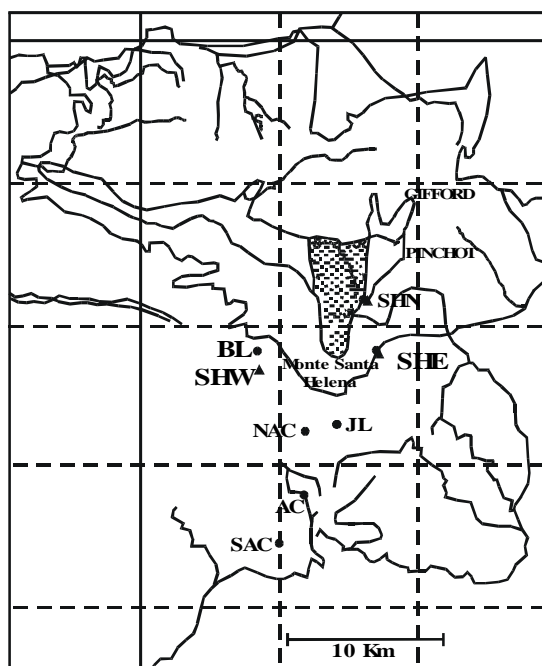


Figura 21 Magnetómetros instalados en el Monte Santa Helena [7]

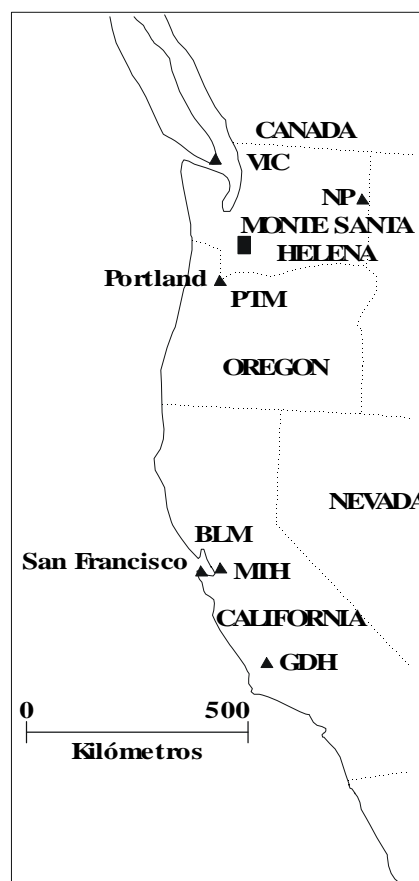


Figura 22 Localización de las estaciones magnetométricas en Canadá, Washington, Oregón y California

En la Figura 23 se muestra la diferencia de los registros de las estaciones VIC menos SHW y la diferencia de los registros de BLM menos GDH. La diferencia entre los registros de la estación SHW en el Monte Santa Helena y los registros de la estación del observatorio VIC muestra señales significativas relacionadas con algún efecto volcano-magnético generado durante las erupciones del Monte Santa Helena. Por otra parte, la diferencia de los registros de las estaciones BLM menos GDH no evidencia ninguna señal, debido a que ambas estaciones están alejadas del volcán^[7]. En la Figura 23 se indican con flechas las tres erupciones mas grandes: 18 de mayo, 25 de mayo y 12 de junio; se observa que las señales magnéticas anómalas se presentaron alrededor de estos tres eventos. Las señales observadas poseen las siguientes características:

1. La amplitud en los registros VIC menos SHW presenta incremento mayor, particularmente en las fechas de las erupciones del 25 de mayo y del 12 de junio.
2. La amplitud de la señal decrece aproximadamente desde 8 días antes de la erupción del 18 de mayo.
3. Las variaciones transitorias asociadas con las erupciones del 25 de mayo y del 12 de junio exceden los 50nT.

En la Figura 24 se muestra cada 10 minutos la diferencia de los registros de las estaciones SHW menos PTM. Hasta dos minutos antes de la erupción esta diferencia permanece constante, lo cual denota la ausencia de señales de la erupción. Con el inicio de la erupción (Figura 24) la diferencia de los campos magnéticos comienza a variar significativamente de manera cíclica con una amplitud de aproximadamente 5nT.

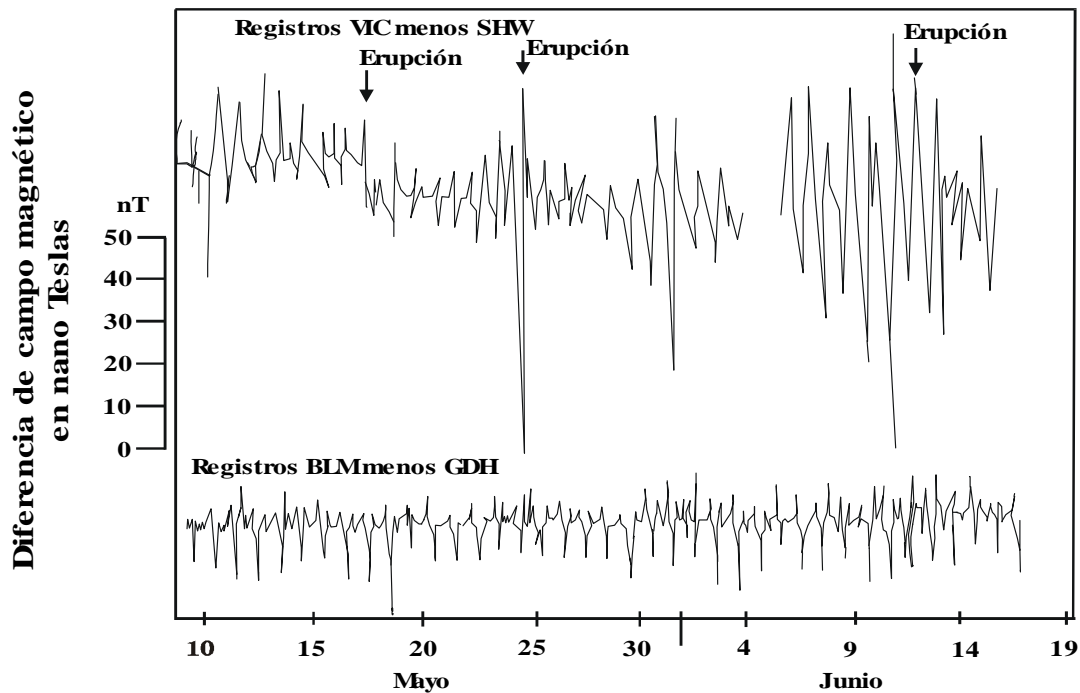


Figura 23 Diferencias entre los registros de las estaciones VIC menos SHW y BLM menos GDH durante las erupciones del 18, 25 de Mayo y 12 de Junio [7].

La Figura 25 muestra cada 10 minutos la diferencia de los registros de VIC menos SHW desde dos días antes de la erupción del 25 de mayo. Algunas horas antes de la erupción se presentan anomalías en el campo magnético. Una característica dominante del registro es el cambio de la amplitud del campo magnético ocurrido después de la erupción, la cual alcanza un valor máximo de aproximadamente 50nT.

En la Figura 26 se muestra el registro magnético alrededor de la erupción del 12 de junio. Durante la erupción las perturbaciones son despreciables, sin embargo, perturbaciones precursoras mayores ($> 50\text{nT}$) ocurrieron unos pocos días antes de la erupción (Figura 23).

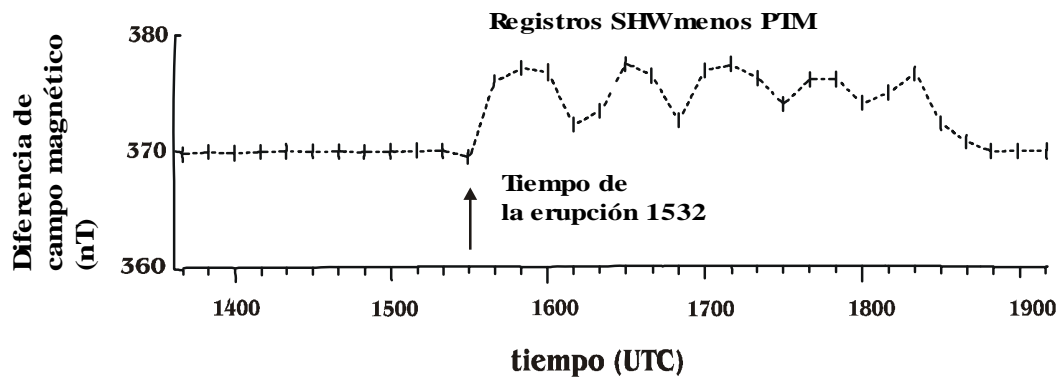


Figura 24 Diferencia del campo magnético entre las estaciones SHW menos PTM gravadas a intervalos de 10 minutos desde antes de la erupción del 18 de Mayo [7].

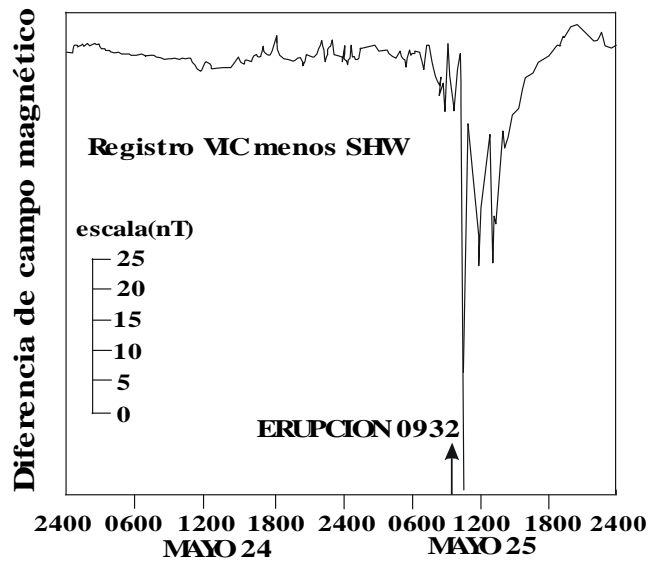


Figura 25 Diferencia del campo magnético entre los registros de las estaciones VIC menos SHW, dos días antes de la erupción del 25 de Mayo [7].

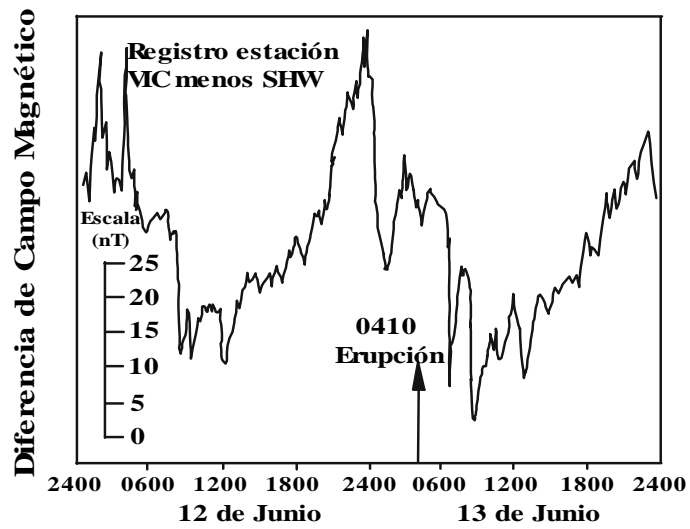


Figura 26 Diferencia de campo magnético entre las estaciones SHW menos VIC, dos días alrededor de la erupción del 12 de Junio [7].

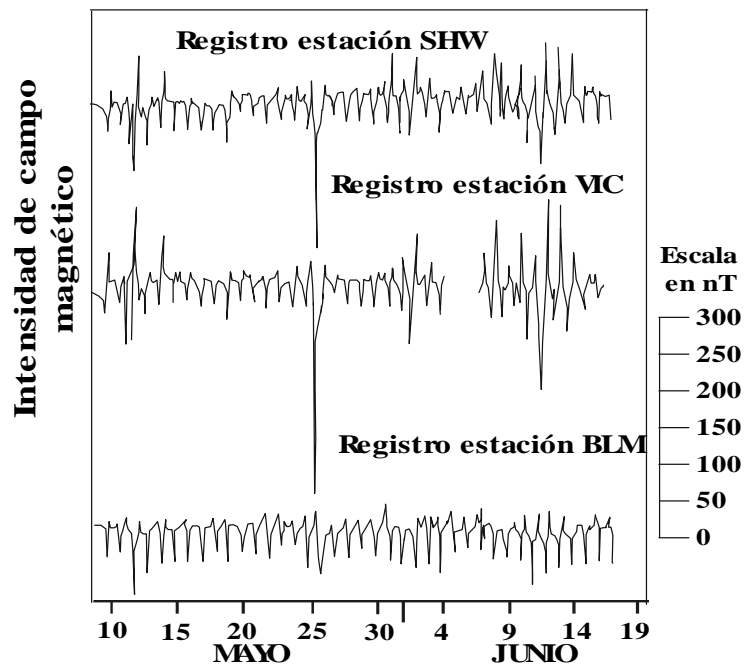


Figura 27 Intensidad del campo registrado en las estaciones SHW, VIC y BLM [7].

En función de la distancia (ver Figura 22), el registro del campo magnético en la estación BLM alejada del volcán (Figura 27), muestra perturbaciones muy pequeñas en comparación con los registros de las estaciones mas cercanas SHW y VIC.

En resumen, durante las tres erupciones mas grandes del Monte Santa Helena ocurrieron señales magnéticas transitorias. Antes de estos eventos hubo algunas señales precursoras. Sin embargo, un registro de sólo 10 días antes de la erupción puede resultar demasiado corto para identificar patrones que pudieron advertir la actividad del volcán [7].

2.1.2 Monitoreo Electromagnético del Volcán Merapi. Otro de los volcanes en el cual se ha desarrollado monitoreo electromagnético es el volcán Merapi en la Isla de Java en Indonesia ubicado 30Km al norte de Yogyakarta, (Figura 29) [9]. El monitoreo se llevo a cabo de 1990 a 1995 y durante este periodo se presentó una emisión de ceniza el 26 de agosto de 1990, dos erupciones el 20 de junio de 1992 y el 22 de noviembre de 1994 y se formaron dos domos. Se instalaron cuatro estaciones de registro continuo del campo magnético con una sensibilidad de 0.01nT. Dos estaciones cercanas CEM e IJO se ubicaron junto al volcán con el fin de obtener información directa sobre las señales electromagnéticas originadas.

Una estación de referencia LEM se instaló aproximadamente a 30km del volcán. Por último, una cuarta estación MER se ubicó a una distancia intermedia entre las estaciones cercanas y la de referencia. Las estaciones transmitieron continuamente datos al Observatorio Vulcanológico de Merapi (MVO) en la ciudad de Yogyakarta a 30Km al sur del volcán (Figura 29).

La diferencia de los registros de las estaciones cercanas e intermedia menos los registros de la estación de referencia se muestran en la Figura 30. La diferencia de los registros de las estaciones MER menos LEM decrece



Figura 28. Erupción del Volcán Merapi Indonesia (Foto internet sin fecha)

lentamente entre 1990 y finales de 1992 y recobra un estado estable a partir de 1993. Las diferencias IJO menos LEM y CEM menos LEM muestran variaciones opuestas. La diferencia CEM menos LEM experimenta un incremento suave, mientras que la diferencia IJO menos LEM decrece uniformemente con una tasa de -2.6 nT/año acumulando durante todo el periodo una caída de -15.5 nT .

El comportamiento del campo magnético sin cambios significativos durante periodos largos dificulta reconocer las anomalías magnéticas de origen volcánico asociadas con las erupciones y la formación de los domos. Este es un caso de monitoreo en el cual no se presentan señales que puedan permitir el reconocimiento inmediato de un evento.

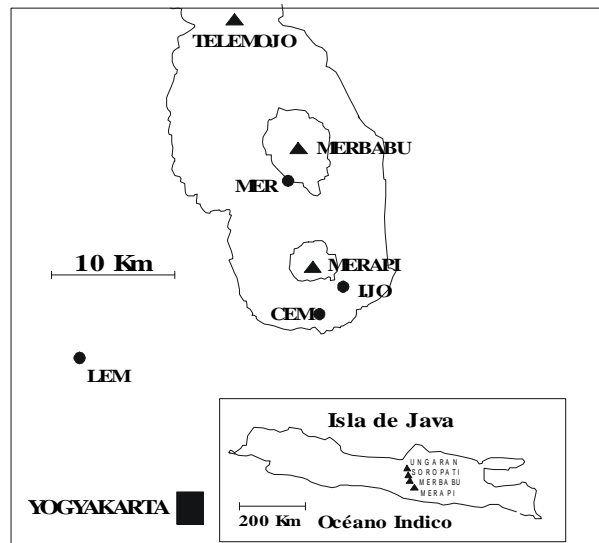


Figura 29 Mapa esquemático del volcán Merapi. Localización de las estaciones Magnéticas [9].

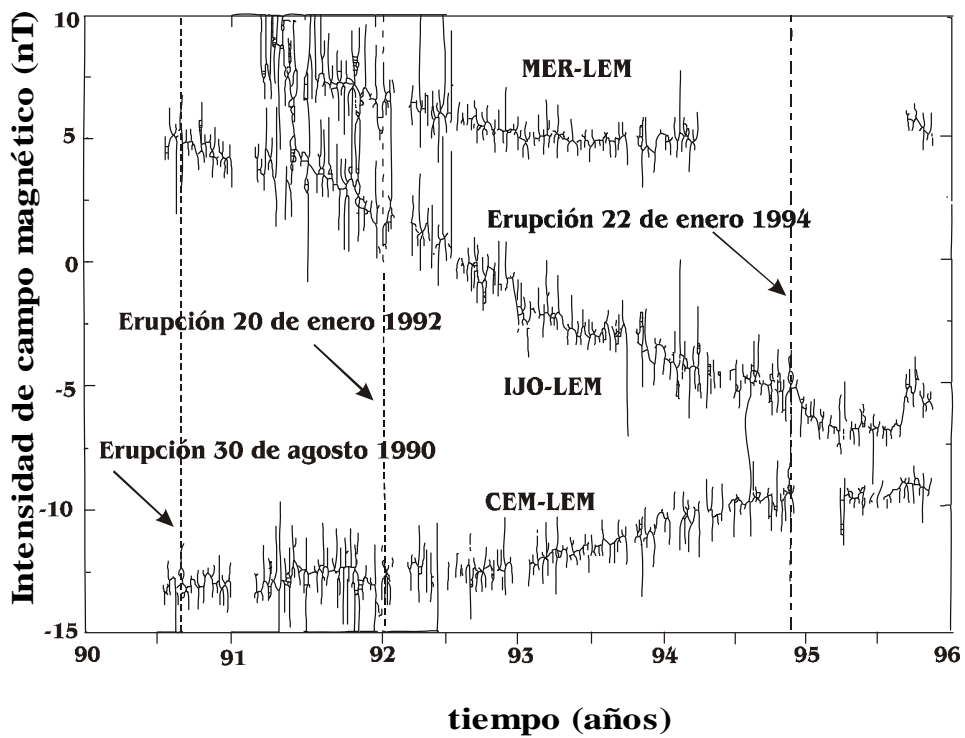


Figura 30. Diferencias de campo magnético entre los registros de las estaciones MER, CEM, IJO menos LEM [9].

2.1.3 Monitoreo electromagnético de terremotos. Las señales electromagnéticas precursoras de erupciones volcánicas o terremotos pueden presentar características similares puesto que su origen puede ser debido a unos mismos mecanismos físicos. Por esta razón hemos incluido dos casos de monitoreo electromagnético durante terremotos.

2.1.3.1 Terremoto de San Juan Bautista (California). El monitoreo electromagnético a lo largo de la falla de San Andrés antes del terremoto de San Juan Bautista, California, ocurrido el 12 de agosto de 1998 con una magnitud de 5.1Mw, condujo a observaciones de variaciones de campo electromagnético con un rango de frecuencias ultra bajas ULF ^[10].

De las diez estaciones ubicadas a lo largo de la falla, la estación SAO registro las características mas claras de las señales relacionadas con este evento por encontrarse aproximadamente a 10km de su epicentro (Figura 31). La estación SAO registró las variaciones del campo eléctrico y magnético a lo largo de las direcciones este-oeste, norte-sur y vertical en el intervalo de frecuencias 0.0001-20Hz.

En la Figura 32 se muestra el registro del campo eléctrico y magnético en la banda de frecuencia 0.1-0.2Hz desde seis horas antes del terremoto. Este registro muestra un incremento de la amplitud de todas las componentes del campo empezando tres horas antes del evento principal. Las anomalías del campo magnético son mas pronunciadas en las componentes horizontales que en la componente vertical. La amplitud del campo magnético alcanza aproximadamente 0.1nT en el momento del terremoto. La comparación con registros de campo magnético en el mismo rango de frecuencias (0.01-0.02Hz) durante terremotos de mayor intensidad, como por ejemplo el terremoto de Loma Prieta, California, de magnitud 7.1 sobre la misma falla, muestra que el incremento de la amplitud del campo magnético es

proporcional a la magnitud del terremoto y a la distancia desde el epicentro hasta el lugar del registro.

En la Figura 33 se observa que durante el evento de Loma Prieta la amplitud del campo magnético creció hasta un valor cercano a $3nT$.

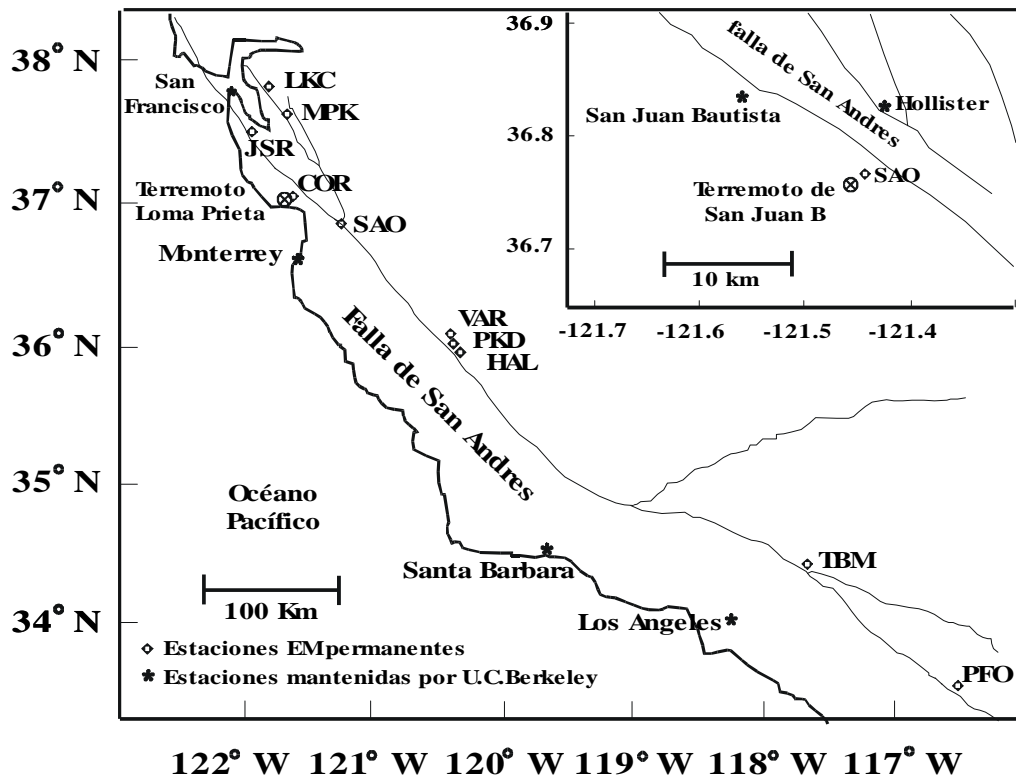


Figura 31. Mapa que muestra las estaciones de registro de señales ULF. El recuadro muestra la localización del terremoto de San Juan Bautista con respecto a la estación SAO [10].

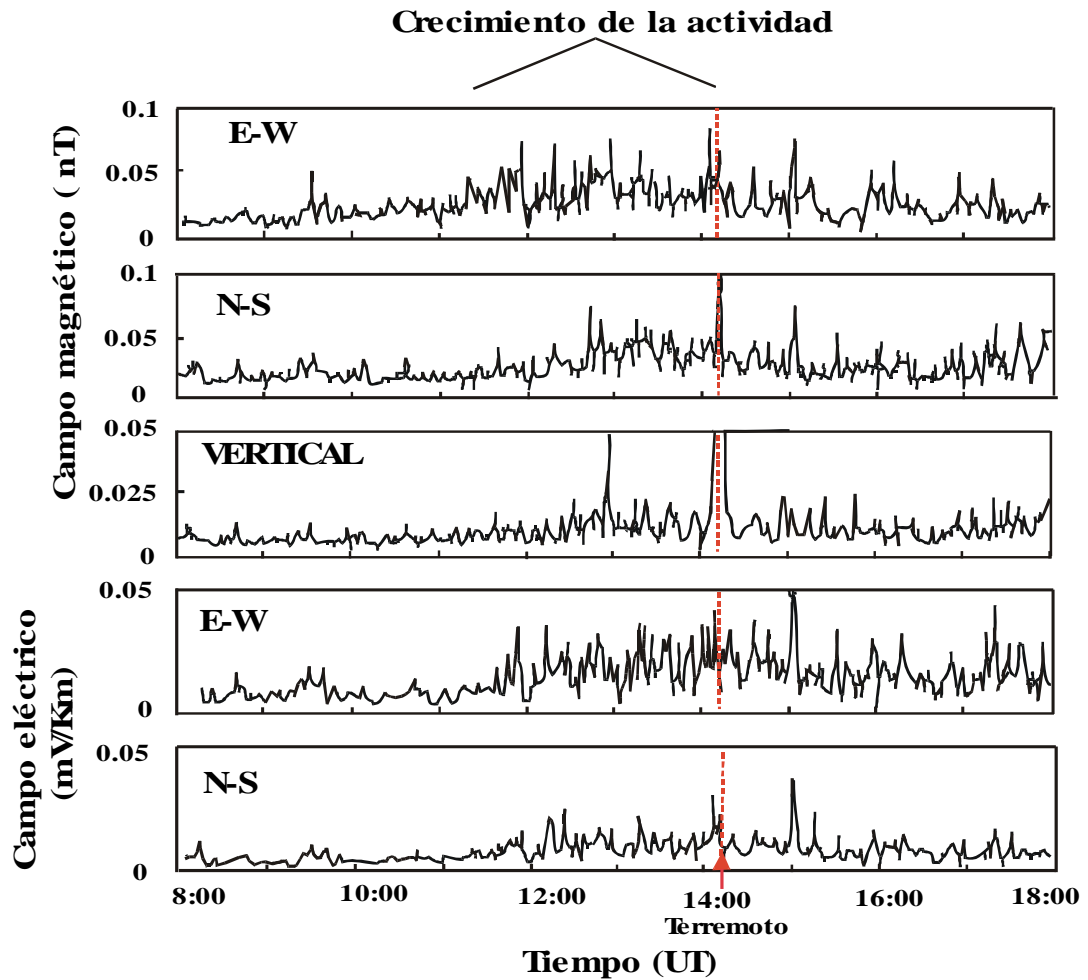


Figura 32. Componentes del campo eléctrico y magnético en la banda de frecuencia ULF, registradas en la estación SAO [10].

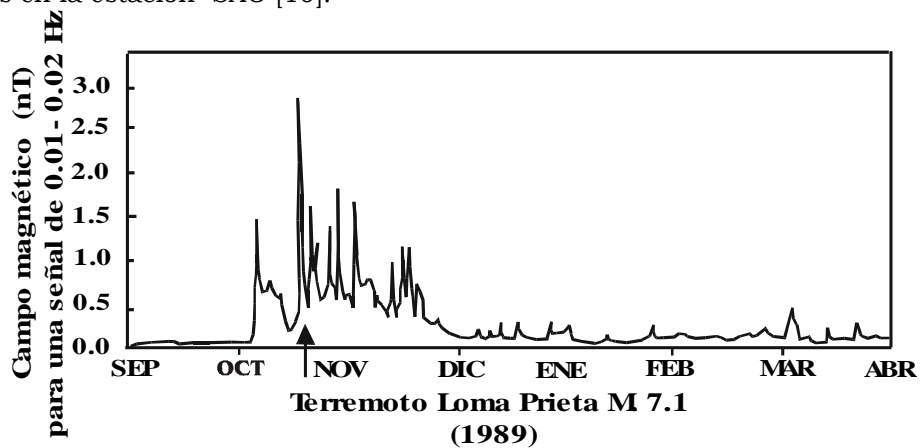
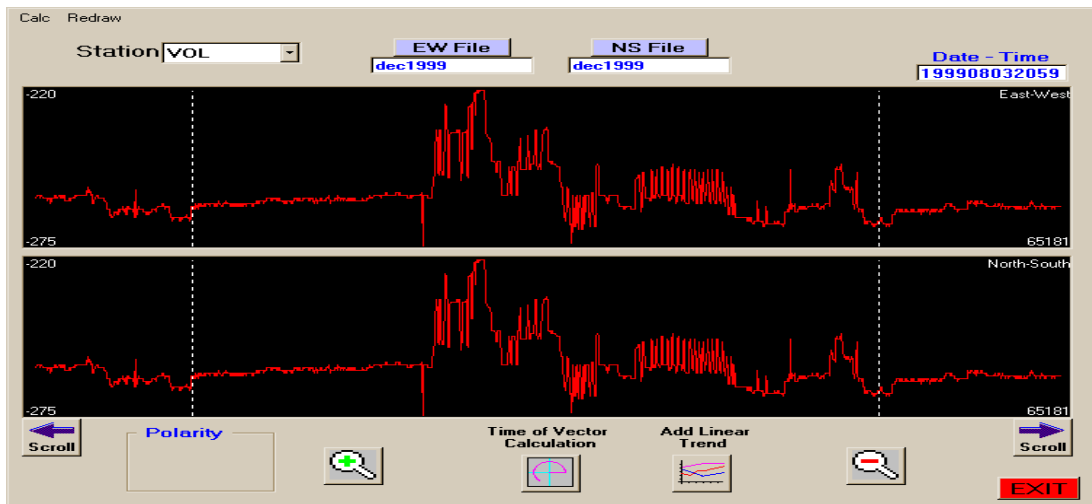


Figura 33. Actividad del campo magnético desde septiembre de 1989 hasta abril de 1990, medidos en la estación COR, California. Terremoto de Loma Prieta ocurrido el 17 de octubre de 1989 [10].

2.1.3.2 Terremoto de Izmit (Turquía). Este evento ocurrido el 17 de agosto de 1999 de magnitud 7.5R, es de interés debido a que proporcionó



claros tipos de señales antes y después del evento principal [11]. Estas señales son:

Señales Eléctricas Sísmicas (SES). En las Figuras 34, 35, 36 se presentan ejemplos de señales de este tipo [11].

Figura 34. SES registrada el 3 de agosto de 1999 [11]

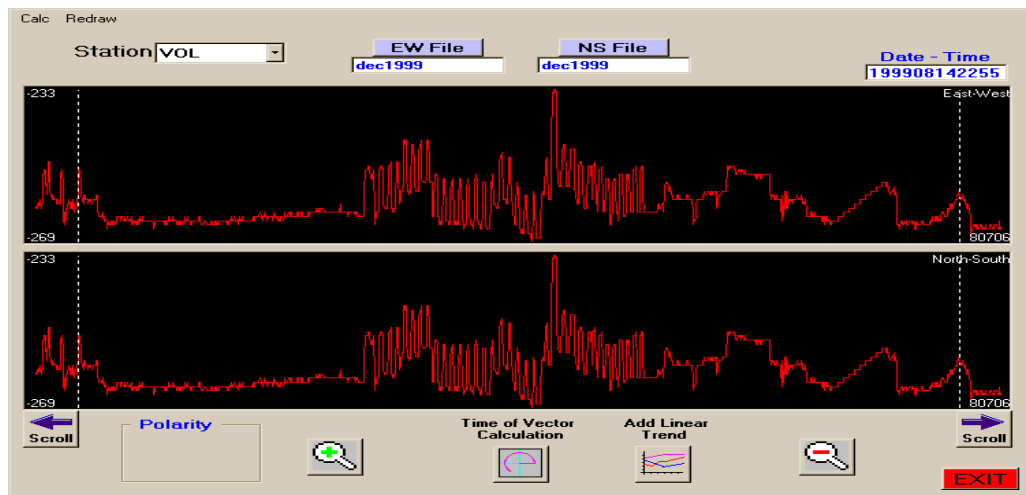


Figura 35. SES registrada el 14 de agosto de 1999 [11].

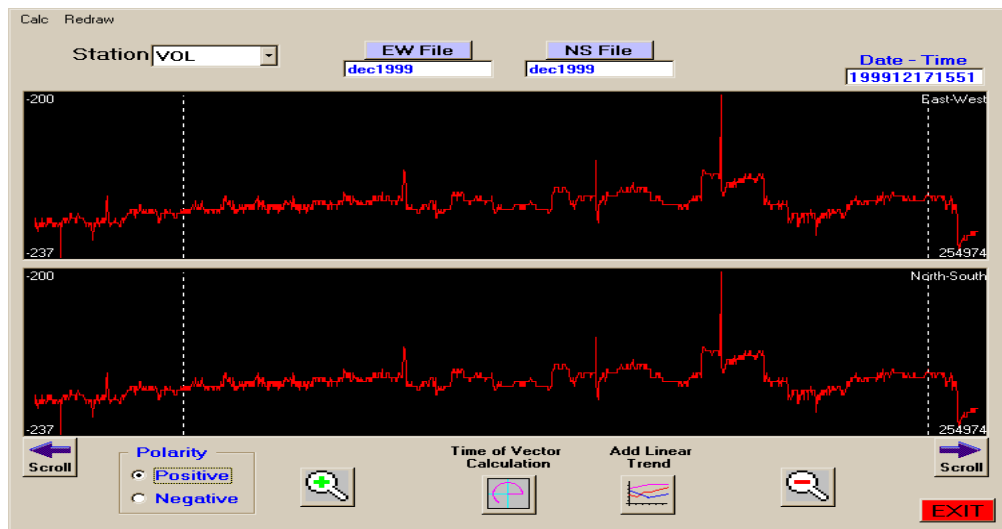


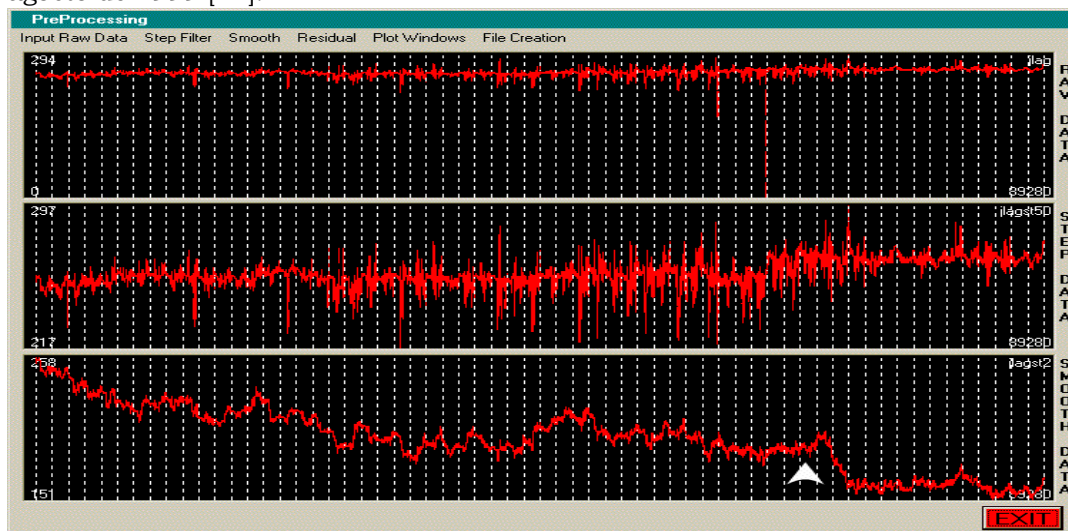
Figura 36. SES registrada a partir del 17 de Diciembre de 1999 [11].

Estas señales se generaron diariamente, especialmente del 20 de julio al 21 de agosto de 1999, incrementando las variaciones del campo eléctrico y desaparecieron después de la liberación de energía producida por el evento sísmico. La ausencia de estas señales se muestra en el registro de la Figura 36 a partir del 17 de diciembre de 1999.

Según estos registros por lo menos dos meses antes del terremoto de Izmit se generaron señales eléctricas precursoras (SES)^[11].

Señales de muy bajo período (VLP). Este tipo de señal se muestra en el registro de la Figura 37, el cual cubre el período desde el 1 de Julio hasta el 31 de agosto de 1999. En la parte superior se muestra el registro sin ningún tipo de procesamiento; en el medio, el mismo registro con un aumento de escala que amplifica la señal; y en la parte inferior, el registro ha sido sometido a un filtro de alta frecuencia. La flecha blanca indica el tiempo de ocurrencia del terremoto y el final de la señal VLP. De acuerdo a este registro, las señales precursoras VLP estuvieron generándose casi 30 días antes del terremoto ^[11].

Figura 37. Señal de muy bajo periodo(VLP) registrada desde el 1 de julio hasta el 31 de agosto de 1999 [11].



Señal con período de 24 horas. El tercer tipo de señal eléctrica registrada antes del terremoto de Izmit (Figura 38) presenta un carácter cíclico con un período de 24 horas. Este tipo de señal precursora estuvo generándose casi 7 días antes del terremoto [11].

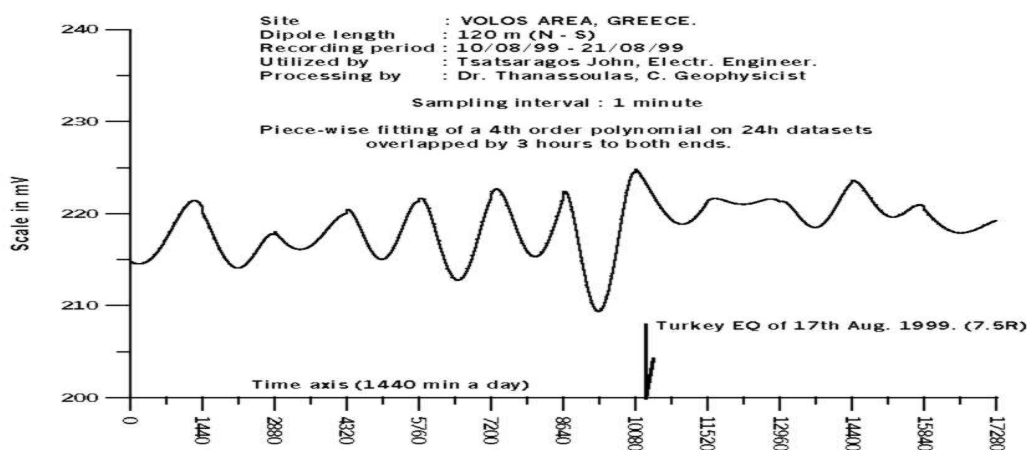


Figura 38. Señal de periodo de oscilación de 24 horas [11].

2.2 POSIBLES MECANISMOS DE GENERACIÓN DE SEÑALES ELECTROMAGNÉTICAS

Junto con la detección de señales electromagnéticas se han realizado trabajos para tratar de explicar mediante mecanismos físico-químicos el posible origen de estas señales. Se han hecho estudios experimentales en laboratorios, con el propósito de esclarecer el funcionamiento de estos mecanismos. Principalmente se han propuesto y corroborado experimentalmente mecanismos relacionados con los efectos electrocinético^{[6],[13],[14],[16]} y piezoeléctrico ^{[4],[20]}, pese a las dificultades por las grandes diferencias de escala.

2.2.1 Mecanismo electrocinético de generación de señales electromagnéticas. Es conveniente empezar por explicar el fenómeno conocido como efecto electrocinético. Cuando dos medios están en contacto, surge una doble capa eléctrica en la interfase entre ellos, apareciendo una diferencia de potencial de contacto entre las caras de la interfase: una cara de la interfase se carga positivamente y la otra negativamente^[14].

Si uno de los medios es un sólido y el otro un fluido electrolítico, son posibles diferentes casos para la formación de la doble capa. Suponiendo que la cara sólida de la interfase se carga positivamente y el resto de la interfase tiene una carga negativa igual, el primer caso se presenta cuando toda la carga negativa esta ligada a la cara positiva y se localiza en un plano a una distancia δ respecto de la cara positiva. Por lo tanto, la diferencia de potencial eléctrico ψ en la interfase es una función lineal de la distancia x a partir de la cara sólida, como se indica en la Figura 39. Esta doble capa se denomina capa doble de Helmholtz^[14].

En un segundo caso, solo una parte de la carga negativa de la capa doble, localizada a una distancia δ , esta ligada a la cara positiva. El resto de la carga negativa forma una capa difusa hacia el lado del fluido, denominada capa de Gouy ^[14]. Este caso se ilustra en la Figura 40 donde se muestra la gráfica de la diferencia de potencial a través de la interfase.

Un último caso consiste en que la capa negativa ligada a la cara positiva esta sobrecargada; por lo tanto, se forma una capa difusa cargada positivamente. Este caso se ilustra en la Figura 41. Cualquier combinación de capas fija y difusa se denomina capa doble de Stern^[14]. Por analogía con lo anterior, se

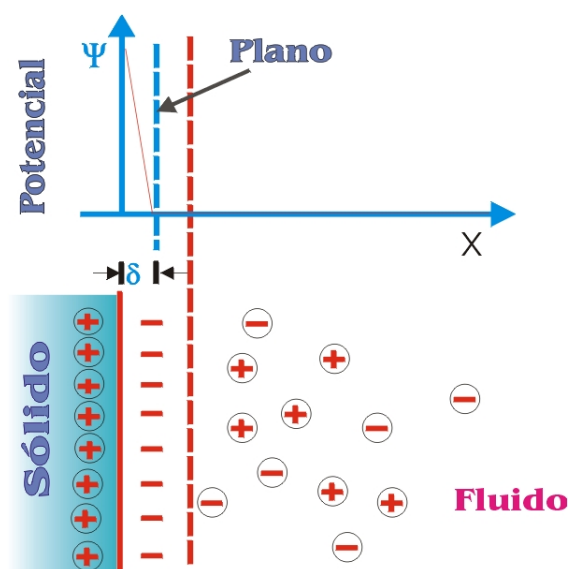


Figura 39. Capa doble de Helmholtz [14]

podrían describir los casos suponiendo que la cara sólida este cargada negativamente.

La intensidad de la interacción entre las cargas positivas de la cara sólida y los iones del fluido electrolítico determina la estructura de la capa doble. Si la interacción es débil, no existe iones negativos ligados a la cara sólida y toda la carga negativa forma una capa difusa. Si la intensidad de la interacción aumenta una parte de los iones negativos estarán ligados a la cara positiva a

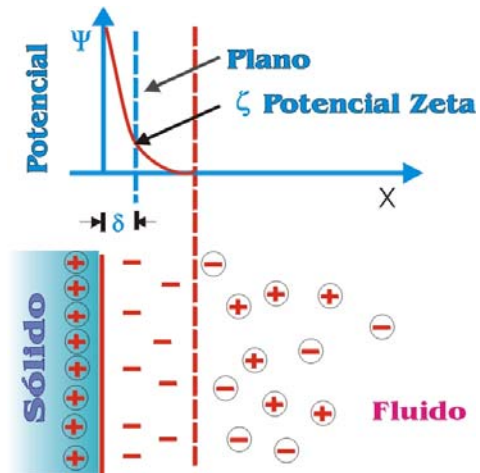


Figura 40. Capa difusa de Gouy [14]

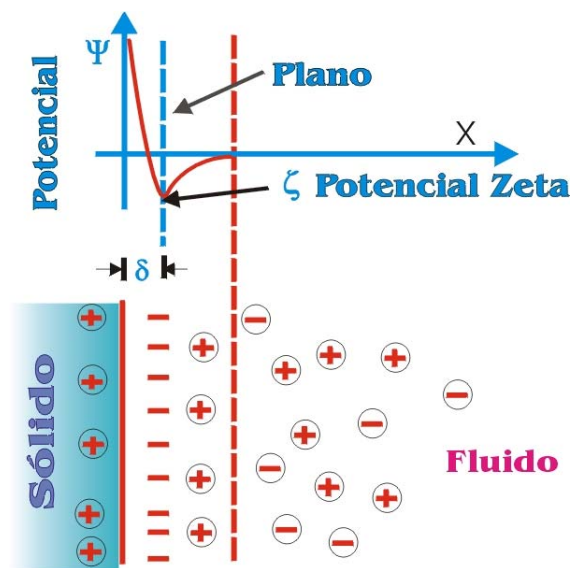


Figura 41. Capa de Gouy cargada positivamente [14]

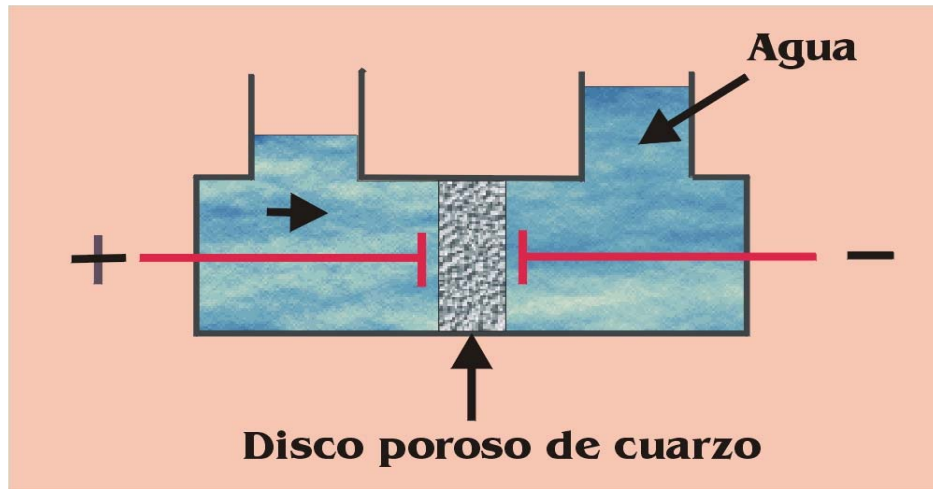


Figura 42 Electro – ósmosis [14]

una distancia δ aproximadamente igual al diámetro molecular. Esta situación es la indicada en la Figura 40. Para interacciones más fuertes, se forma un exceso de iones negativos ligados a la cara sólida a una distancia δ ; la Figura 41 ilustra esta situación. Los iones ligados se denominan gegeniones o anti-iones. Como la intensidad de la interacción eléctrica se puede variar cambiando la composición del electrolito, es posible ajustar esta intensidad de tal manera que la totalidad de la carga negativa de la capa doble este ligada a la cara sólida a una distancia δ ; así se produce la situación indicada en la Figura 39.

La existencia de la capa doble trae como consecuencia cuatro efectos electrocinéticos: electro-ósmosis, potencial de flujo, electroforesis, y potencial de sedimentación o efecto de Dorn [15]. Todos estos efectos dependen del hecho de que parte de los iones en la capa doble no están ligados a la cara sólida, y por tanto, poseen cierta movilidad. Para explicar estos efectos, consideremos el modelo indicado en la Figura 42 que consta de un recipiente lleno de agua con un tapón de cuarzo poroso en una posición fija.

Electro-osmosis. Si aplicamos una diferencia de potencial eléctrico entre los electrodos, se produce un flujo de agua a través del cuarzo desde el ánodo al cátodo. En la interfase cuarzo-agua, la capa móvil de Gouy en el agua se carga positivamente. Esta capa se desplaza hacia el cátodo arrastrando al agua con ella; este efecto se denomina electro-osmosis.

Potencial de flujo. En el modelo de la Figura 42 se desconecta la diferencia de potencial entre los electrodos y se aplica una diferencia de presión entre las superficies del agua. De esta manera se fuerza el paso del agua a través del tapón transportando así la carga positiva de la capa de Gouy. El desbalance de carga origina una diferencia de potencial entre las caras del tapón, conocida como potencial de flujo.

Electroforesis. Se forma una suspensión de pequeñas partículas con cierta carga inicial al interior de las capas de Gouy en el agua. Cada partícula adquiere una carga eléctrica neta igual a la carga inicial más la carga existente en la posición de la partícula dentro de la suspensión. Si se aplica un campo eléctrico a la suspensión, las partículas se moverán en el campo, en la dirección determinada por la carga neta de cada partícula; este efecto se denomina electroforesis.

Potencial de sedimentación. Si la suspensión de partículas cargadas dentro de la capa de Gouy se deja sedimentar, en el fondo del recipiente aumenta la carga. Esto origina una diferencia de potencial entre las partes superior e inferior de la capa de Gouy, conocida como potencial de sedimentación.

La intensidad de los efectos electrocinéticos depende de la fracción de carga eléctrica que porta la parte móvil de la capa de Gouy. Suponiendo que toda la capa de Gouy es móvil, el valor del potencial en la posición $x = \delta$ (ver

figuras 39, 40, 41) se denomina potencial zeta (ζ)^[14]. Sin embargo, es probable que parte de la capa de Gouy este fija y el potencial zeta corresponda al potencial a una distancia dos o tres veces δ . En cualquier caso este potencial es aproximadamente igual al valor del potencial en $x = \delta$ ^[16]. La carga de la parte móvil de la capa de Gouy depende del potencial zeta y por ende, la intensidad de los fenómenos electrocinéticos también dependen de él.

Los fenómenos electrocinéticos son estimados como una de las principales fuentes de anomalías eléctricas en volcanes y regiones sísmicas. De los efectos electrocinéticos antes mencionados, el que con mayor probabilidad se puede presentar en las regiones volcánicas es el potencial de flujo, causado cuando fluidos como agua o gases se mueven a través de medios porosos como rocas y fisuras. Estos flujos son debidos a los aumentos de presión ocasionados por el ascenso del magma, los aumentos de temperatura o los movimientos de masas de roca en el interior de la tierra.

Los potenciales de flujo generados por el movimiento de fluidos a través de medios porosos se rigen por la ecuación de *Helmholtz- Smoluchowski*^[17] la cual se obtiene a partir de las siguientes consideraciones:

Cuando un fluido se mueve a través de un medio poroso aparecen dos tipos de corrientes eléctricas. La primera debida al transporte mecánico de las cargas de origen electrocinético por el fluido en movimiento^[6]. La densidad de

esta corriente de convección es $\frac{\epsilon\zeta}{\eta F_0} \vec{\nabla}P$, donde P es la presión en el fluido, ϵ

y η la constante dieléctrica y la viscosidad dinámica del fluido, ζ el potencial zeta y F_0 el factor de formación (definido como $\sigma_{\text{fluido}} / \sigma_{\text{roca}}$, donde σ designa conductividad). El subíndice cero indica el valor del factor de formación para conductividad alta del fluido, en este caso la conductividad superficial esta ausente. El campo eléctrico que se desarrolla como respuesta a la primera

corriente da origen a una segunda corriente de conducción dada por $-\frac{\sigma}{F}\vec{\nabla}\Psi$ (ley de *Ohm*), donde Ψ es el potencial de flujo, σ la conductividad eléctrica del fluido y F el factor de formación para el fluido en estudio (cuando posiblemente la conductividad superficial no es despreciable). Si la conductividad superficial es despreciable F es igual a F_0 . La densidad de corriente eléctrica total es por lo tanto:

$$\vec{I} = -\frac{\sigma}{F}\vec{\nabla}\Psi + \frac{\varepsilon\zeta}{\eta F_0}\vec{\nabla}P.$$

Cuando las corrientes de convección y conducción se equilibran entre sí, se obtiene que $\frac{\sigma}{F}\vec{\nabla}\Psi = \frac{\varepsilon\zeta}{\eta F_0}\vec{\nabla}P$. De esta igualdad se obtiene para una situación unidimensional la razón

$$C_s \equiv \frac{\Delta\Psi}{\Delta P} = \frac{\varepsilon\zeta}{\eta\sigma} \frac{F}{F_0}, \quad (1)$$

llamada coeficiente de acoplamiento del potencial de flujo. La relación (1) se conoce como ecuación de *Helmholtz – Smoluchowski* [18].

Se han realizado medidas de potencial de flujo en laboratorio utilizando como muestra piedra arenisca con más de un 99% de granos de cuarzo de un tamaño aproximado de 250 μ m, con un factor de formación F_0 ($F_0 = \sigma_{fluido}/\sigma_{roca}$) de 91, una porosidad del 11% y una permeabilidad de $6.5 \times 10^{-14} m^2$ [6]. La piedra arenisca fue colocada dentro de un cilindro de 50mm de largo y 25mm de diámetro y secada en el vacío durante 8 horas. Se emplearon soluciones salinas con base en agua destilada de pH 5 y diferentes concentraciones de NaCl. Con ayuda de una bomba se aplicaron diferencias de presión ΔP . En el tratamiento de los resultados se utiliza el coeficiente de acoplamiento C_s definido como:

$$C_s = \frac{\Delta\psi}{\Delta P}$$

En la Figura 43 se muestra la grafica de potencial de flujo medido en función del tiempo, para agua destilada de resistividad 1030Ωm y una diferencia de presión de 0.05Mpa. La diferencia de potencial en la muestra decayó de -25mV cuando el fluido estaba en reposo a -275mV cuando se aplico la diferencia de presión; el potencial de flujo es entonces de -250mV. También se midió el potencial de flujo generado por diferencias de presión de 0.1Mpa y 0.15Mpa. Los resultados se muestran en la Figura 44; se mira que el potencial de flujo es proporcional a la presión aplicada y de la pendiente de la grafica se obtiene un coeficiente de acoplamiento de -1331mV/0.1MPa. Seguidamente se repite la experiencia para resistividades de la solución salina de 720Ωm, 490Ωm y 103Ωm (correspondientes a concentraciones de

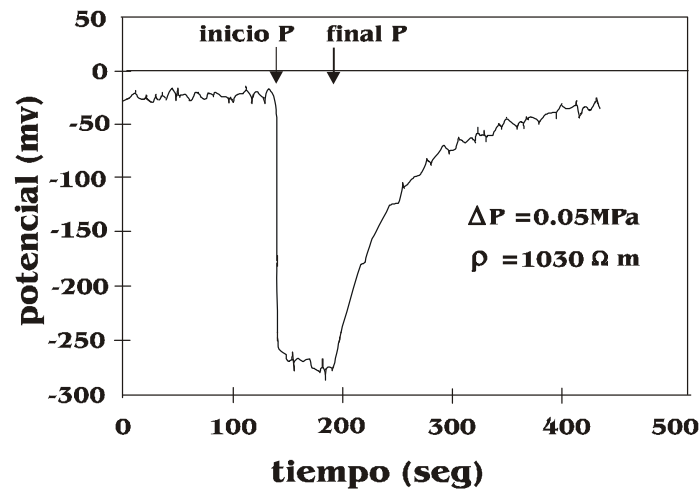


Figura 43 Medidas de potencial de flujo cuando $\Delta P = 0.05 \text{ MPa}$ y el fluido tiene una resistividad de 1030Ωm [6]

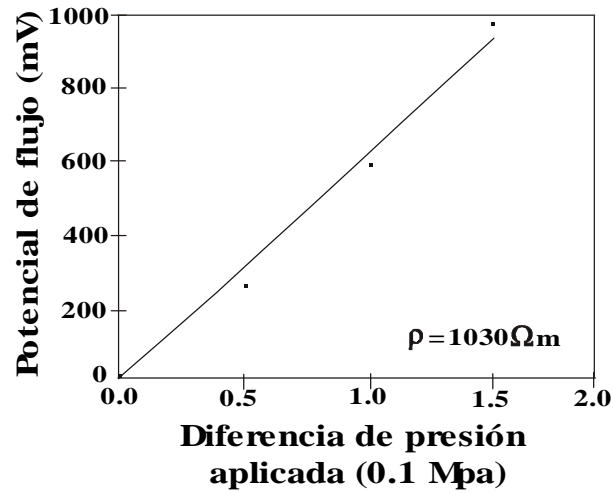


Figura 44. Medidas de potencial de flujo cuando $\Delta P = 0.05$ MPa, $\Delta P = 0.1$ MPa, y $\Delta P = 0.15$ MPa con un fluido de resistividad $1030 \Omega m$ [6]

de NaCl de 1.5×10^{-4} mol/litro, 2×10^{-4} moles/litro, 9×10^{-4} mol/litro respectivamente) y varias diferencias de presión. Los resultados mostrados en las Figuras 45 y 46; 47 y 48; 49 y 50; confirman la proporcionalidad entre el potencial de flujo y la presión aplicada.

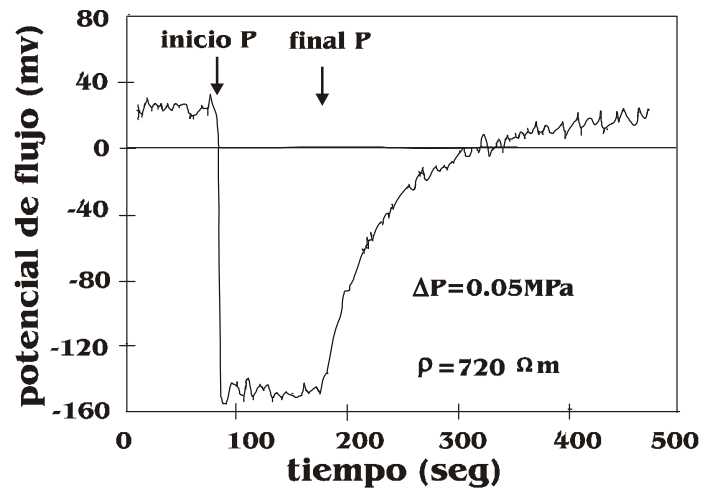


Figura. 45. Medidas del potencial de flujo para una diferencia de presión de 0.05 MPa y fluido de resistividad de $720 \Omega m$ [6].

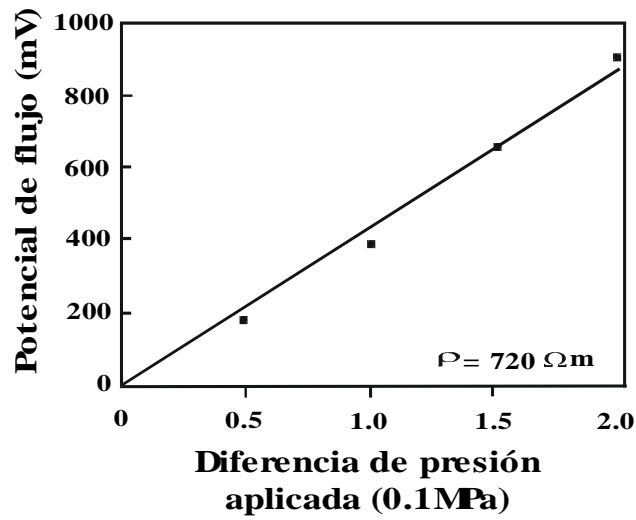


Figura 46. Medidas de potencial de flujo con diferentes presiones del fluido de resistividad de $720\Omega m$ [6].

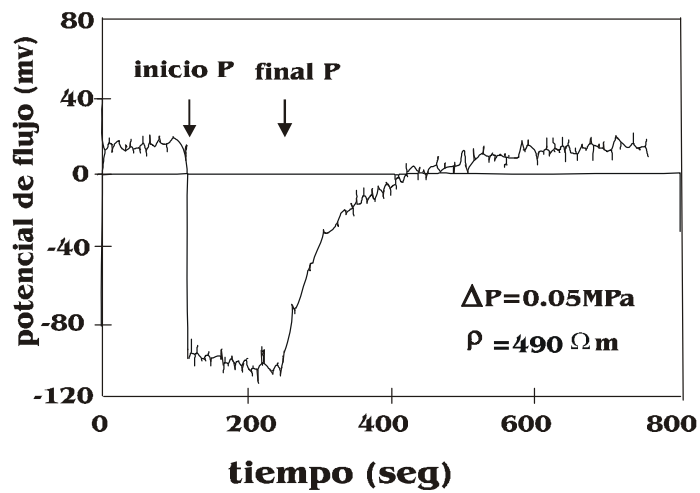


Figura. 47. Medidas del potencial de flujo para una diferencia de presión de 0.05 MPa y fluido de resistividad de $490 \Omega m$ [6].

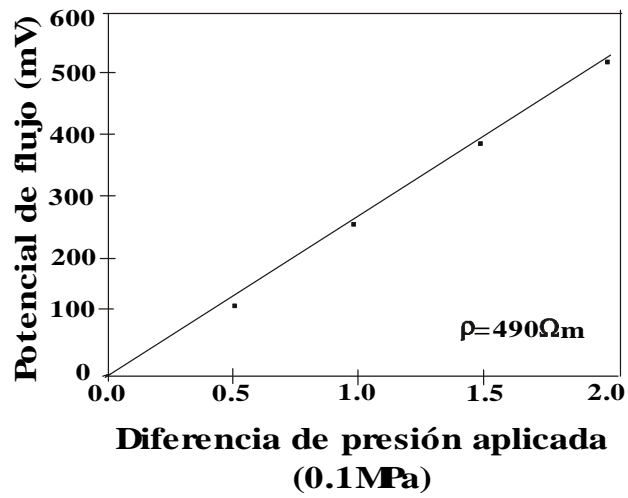


Figura 48. Medidas de potencial de flujo con diferentes presiones para el fluido de resistividad de $490\Omega\text{m}$ [6].

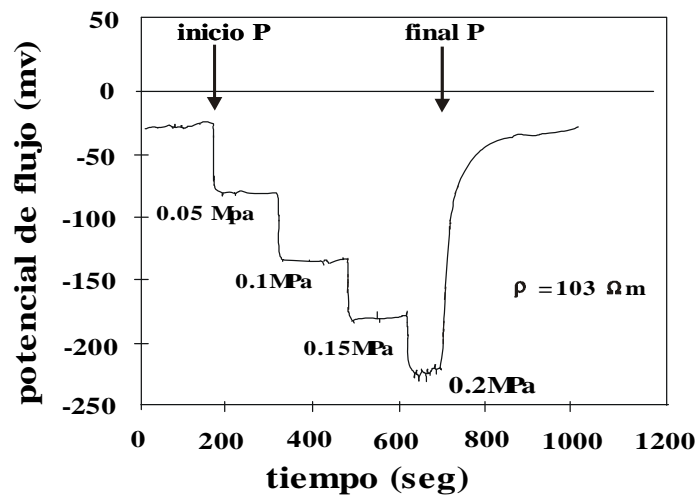


Figura 49. Medidas del potencial de flujo para un fluido de resistividad $103\Omega\text{m}$ [6].

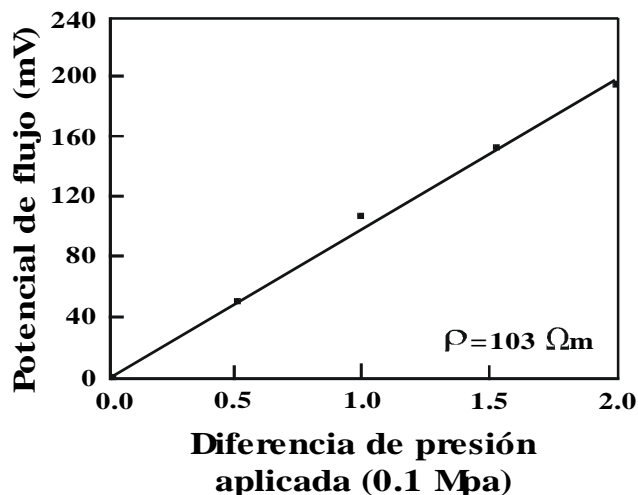


Figura 50. Medidas de potencial de flujo a diferentes presiones del fluido de resistividad de $103 \Omega m$ [6].

En el cuadro 3, se resumen los coeficientes de acoplamiento para las cuatro soluciones estudiadas.

Cuadro 3

Coeficientes de acoplamiento C_s para varias soluciones de resistividad ρ [6].

<i>NaCl, mol /L</i>	<i>Agua Pura</i>	1.5×10^{-4}	2×10^{-4}	9×10^{-4}
$\rho, \Omega m$	1030	720	490	103
$C_s, mV/0.1MPa$	-1331	-734	-404	-157

Después de estas primeras medidas se realizó nuevamente la experiencia utilizando soluciones con concentraciones mayores de NaCl.

La Figura 51 muestra los resultados para una solución con resistividad de $94 \pm 1 \Omega m$ bajo una diferencia de presión de $0.1 Mpa$ [6].

En este caso, el potencial decreció desde $25 mV$ a $-60 \pm 20 mV$ aproximadamente; por lo tanto, el coeficiente de acoplamiento es de $-85 \pm 20 mV/0.1 MPa$. El intervalo de $\pm 20 mV$ destaca la aparición de pulsos del potencial de flujo de aproximadamente $40 mV$ de amplitud con una duración

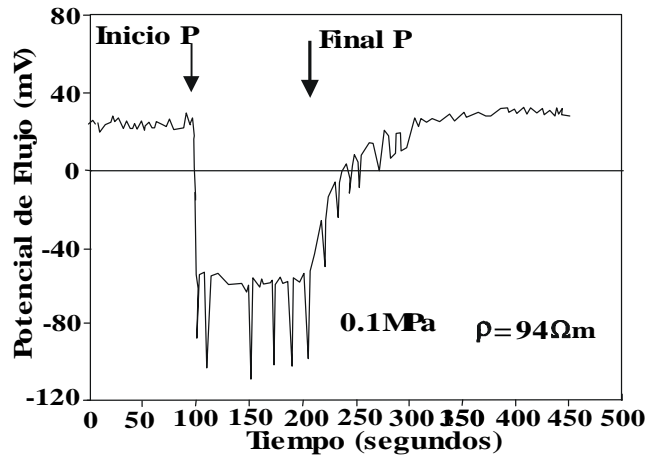


Figura 51. Potencial de flujo medido cuando $\Delta P = 0.1 \text{ MPa}$ y resistividad del fluido $94 \pm 1 \Omega\text{m}$ [6].

de 2 a 6 segundos. Estos pulsos no se observan en las gráficas obtenidas en la primera parte del experimento (Figuras 44 a 50).

Cuando se aplica $\Delta P = 0.05 \text{ MPa}$ y con una resistividad del fluido de $100 \pm 5 \Omega\text{m}$ se calcula, según la gráfica de la Figura 52, un coeficiente de acoplamiento de $-30 \pm 9 \text{ mV}/0.1 \text{ MPa}$. Nuevamente surgen pulsos del potencial de flujo de aproximadamente 18 mV de amplitud y una duración de 4.5 a 9 segundos.

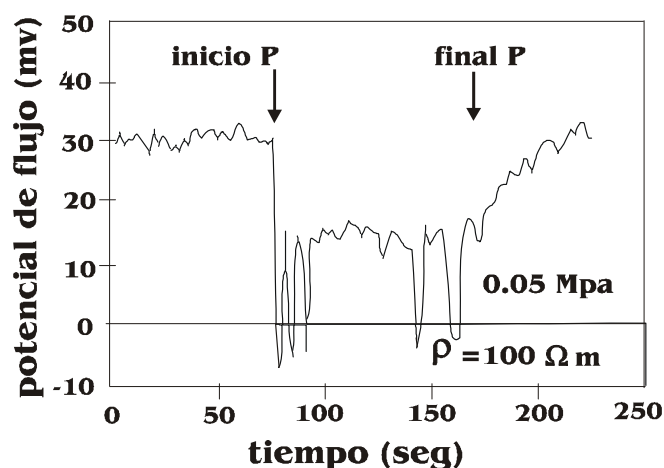


Figura 52. Potencial de flujo medido cuando $\Delta P = 0.05 \text{ MPa}$ y resistividad del fluido $100 \pm 5 \Omega\text{m}$ [6].

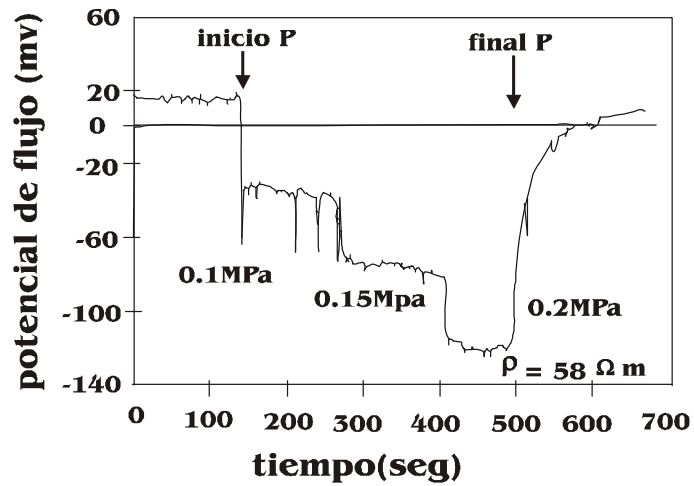


Figura 53. Potencial de flujo medido cuando $\Delta P = 0.1$ MPa $\Delta P = 0.15$ MPa $\Delta P = 0.2$ MPa y resistividad del fluido $58\Omega m$ [6].

Otros resultados para resistividades de $58\Omega m$ y $55\Omega m$ y diferencias de presión de 0.1 MPa, 0.15 MPa y 0.2 MPa, se muestran en las Figuras 53 y 54. Los coeficientes de acoplamiento son: -61 ± 5 mV/ 0.1 MPa y -24 ± 5 mV/ 0.1 MPa, respectivamente. Se observan pulsos de amplitud entre 15 mV y

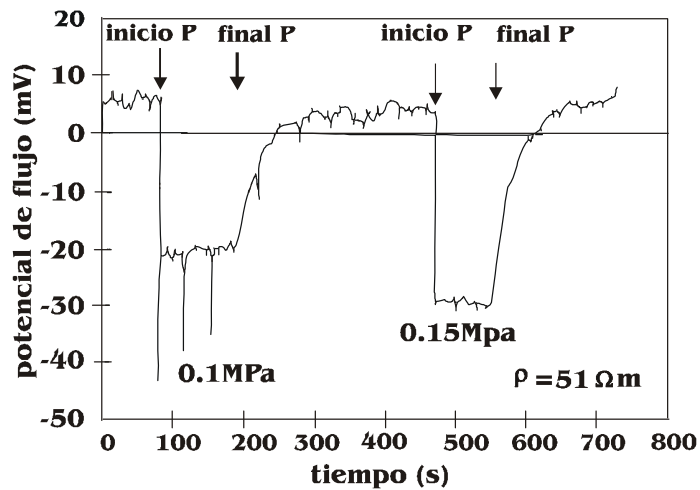


Figura 54. Potencial de flujo medido cuando $\Delta P = 0.1$ MPa $\Delta P = 0.15$ MPa y resistividad del fluido $51\Omega m$ [6].

25mV con duración de 2 a 8 segundos cuando la diferencia de presión aplicada fue de 0.1MPa, pero no se presentan para las diferencias de presión de 0.15MPa y 0.2MPa. El cuadro 4, resume los coeficientes de acoplamiento C_s y las amplitudes de los pulsos para diferentes valores de resistividad. Utilizando la ecuación (3) y los valores de C_s obtenidos en las diferentes mediciones se puede establecer la dependencia del potencial zeta ζ en función de la concentración de NaCl. Se supone que $F = F_0$ y que ε y η son constantes de valor conocido.

Los pulsos del potencial de flujo sugieren incrementos súbitos y de corta duración de la cantidad de iones H_3O^+ y Na^+ de la capa difusa transportados[6]. Esto podría explicarse por la sal depositada en la roca, la cual es fuente de estos incrementos. Teniendo en cuenta que las diferencias de presión fueron pequeñas (menores al 45% de la tensión de ruptura de la roca), se descarta la generación de los pulsos por el inicio de microfracturas. Dado que la definición del coeficiente de acoplamiento en la ecuación (3) no depende del tamaño de la muestra, se considera que los pulsos del potencial de flujo tampoco dependen del mismo y pulsos similares se podrían presentar en experimentos geofísicos de campo.

Cuadro 4

Coeficientes de acoplamiento C_s para varias soluciones de resistividad ρ y amplitudes de los pulsos en mV [6].

ρ , Ωm	94	100	60	51
C_s , mV/0.1MPa	-85	-30	-30	-24
Amplitud del pulso(mV)	40	20	30	15-25

2.2.2 Mecanismo piezoeléctrico de generación de señales electromagnéticas

El efecto piezoeléctrico es una de las causas de las anomalías del campo eléctrico en zonas sísmicamente activas. A continuación se examina primero la teoría del efecto piezoeléctrico y luego se presentan algunos trabajos relacionados con el efecto piezoeléctrico.

En algunos cristales puede surgir una polarización sin la existencia de campos externos, cuando el cristal es sometido a deformaciones mecánicas. Los hermanos Curie descubrieron este fenómeno en el cuarzo y la sal de Rochelle en 1880 y lo denominaron 'efecto piezoeléctrico' (del griego *piezein*, 'presionar'). También se conoce el efecto inverso: Al aplicar un campo eléctrico entre las caras de un cristal, éste se deforma^[20].

Examinemos las principales características del efecto piezoeléctrico directo tomando como ejemplo cristales de cuarzo- α , los cuales poseen cuatro ejes cristalográficos Z, X₁, X₂ y X₃. Los ejes X₁, X₂ y X₃ son perpendiculares al eje Z, el cual es piezoeléctricamente no activo: Cuando se contrae o estira a lo largo del eje Z no se produce ninguna polarización. Por el contrario, cuando se contrae o estira en cualquier dirección perpendicular al eje Z aparece una polarización^[20]. Examinemos un bloque de cuarzo cortado perpendicularmente a uno de los ejes piezoeléctricos X. El eje perpendicular a Z y X se designa como Y (Figura 55).

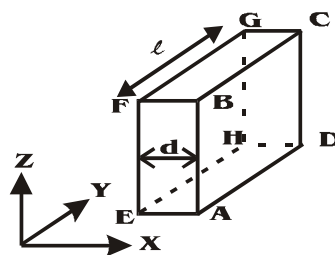


Figura 55. Modelo de cristal de cuarzo, a lo largo del eje Z no se produce polarización [20].

Durante un estiramiento a lo largo del eje X, aparecen cargas de polarización de signo contrario sobre las caras ABCD y EFGH. Este es el efecto piezoeléctrico longitudinal. Para una contracción, los signos de las cargas de polarización se invierten^[20].

También se conoce el efecto piezoeléctrico transversal, el cual consiste en una polarización a lo largo del eje X sobre las caras ABCD y EFGH cuando se contrae o estira el bloque en la dirección del eje Y. Además, el signo de la carga sobre cada cara para la contracción a lo largo de Y es igual al signo de la carga para el estiramiento a lo largo del eje X.

El efecto piezoeléctrico se explica de la siguiente manera: En los cristales iónicos, incluso cuando no existe campo eléctrico externo, se presenta un momento eléctrico debido a la no coincidencia de los centros de los iones negativos y positivos. Generalmente esta polarización no se manifiesta ya que se halla compensada por cargas sobre la superficie del cristal. Cuando se deforma el cristal los iones negativos y positivos de la red sufren desplazamientos relativos y en general cambia el momento eléctrico del cristal. Este cambio del momento eléctrico se manifiesta en el efecto piezoeléctrico^[20].

En las Figuras 56 a 58 se explica cualitativamente el efecto piezoeléctrico

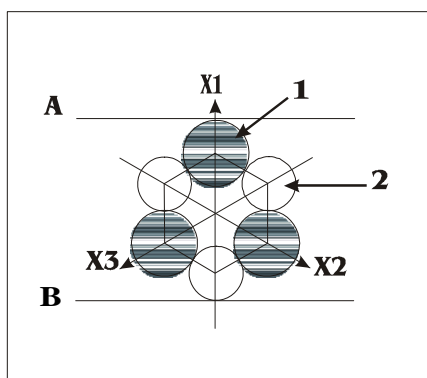


Figura 56. Cristal de cuarzo no deformado [20].

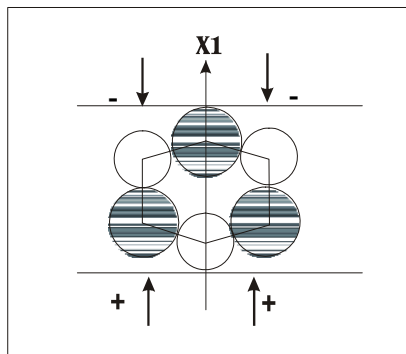


Figura 57. Cristal de cuarzo bajo compresión [20].

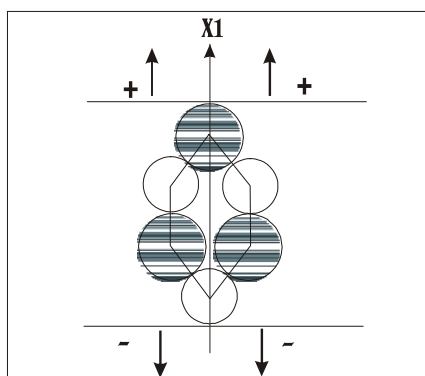


Figura 58. Cristal de cuarzo bajo estiramiento [20].

en el cuarzo. Se muestran las proyecciones de los iones Si^+ (círculos rayados) y de los iones O^- (círculos blancos) sobre un plano perpendicular al eje $Z^{[20]}$.

La Figura 56 corresponde a un cristal no deformado: Sobre la cara A perpendicular al eje X_1 existe carga positiva saliente y en la cara B, paralela a A, existe carga negativa saliente. Para una contracción a lo largo del eje X_1 (Figura 57) la celda elemental se deforma de tal manera que las cargas positiva y negativa salientes se desplazan hacia el interior de la celda, disminuyendo la carga saliente. Esto equivale a la aparición de carga negativa sobre la cara A y carga positiva sobre la cara B. Para un estiramiento a lo largo del eje X_1 (Figura 58) se produce el efecto contrario:

aumenta la carga positiva saliente sobre A y la carga negativa saliente sobre B^[20].

La polarización \vec{P} es proporcional a la deformación. Para el efecto longitudinal durante un estiramiento a lo largo del eje X se tiene: $P_X = \beta \frac{\Delta d}{d}$,

donde d es el espesor del bloque y Δd su cambio durante la deformación.

Para el efecto transversal durante un estiramiento a lo largo del eje Y se tiene

$P_Y = -\beta \frac{\Delta l}{l}$, donde l es el largo del bloque (Figura 55). La cantidad β es el

coeficiente piezoeléctrico. La densidad superficial de carga piezoeléctrica sobre una superficie plana perpendicular al eje X es $\sigma' = P_X$.

El efecto piezoeléctrico es debido tanto a un estiramiento unidimensional como a una deformación de cizalla^[20]. En el caso general la deformación se representa por un tensor simétrico de segundo orden denominado tensor de deformación; el desplazamiento de un punto (x, y, z) del medio a lo largo de los ejes coordenados se designa como u, v , y w . Por definición, las componentes del tensor de deformación son:

$$u_{xx} = \frac{\partial u}{\partial x}, \quad u_{yy} = \frac{\partial v}{\partial y}, \quad u_{zz} = \frac{\partial w}{\partial z}, \quad u_{yz} = u_{zy} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right),$$

$$u_{zx} = u_{xz} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right), \quad u_{xy} = u_{yx} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right),$$

En general cada componente de la polarización P_x, P_y , y P_z es función lineal de todas las componentes del tensor de deformación. Utilizando las abreviaciones

$$u_{xx} = u_1, \quad u_{yy} = u_2, \quad u_{zz} = u_3,$$

$$2u_{zy} = 2u_{yz} = u_4, \quad 2u_{zx} = 2u_{xz} = u_5, \quad 2u_{xy} = 2u_{yx} = u_6,$$

la polarización \vec{P} se expresa así:

$$P_x = \beta_{11}u_1 + \beta_{12}u_2 + \beta_{13}u_3 + \beta_{14}u_4 + \beta_{15}u_5 + \beta_{16}u_6,$$

$$\begin{aligned}
P_y &= \beta_{21}u_1 + \beta_{22}u_2 + \beta_{23}u_3 + \beta_{24}u_4 + \beta_{25}u_5 + \beta_{26}u_6, \\
P_z &= \beta_{31}u_1 + \beta_{32}u_2 + \beta_{33}u_3 + \beta_{34}u_4 + \beta_{35}u_5 + \beta_{36}u_6,
\end{aligned} \tag{2}$$

Para el cuarzo $\beta_{12} = -\beta_{11}$, $\beta_{25} = -\beta_{14}$, $\beta_{26} = -\beta_{11}$, siendo iguales a cero el resto de los coeficientes. Se toman como coeficientes independientes a β_{11} y β_{14} . Haciendo una escogencia adecuada de los ejes de coordenadas los valores de estos coeficientes son $\beta_{11} = 0.18 C/m^2$ y $\beta_{14} = 0.040 C/m^2$. Por lo tanto, el efecto piezoeléctrico en el cuarzo se describe con ayuda de las ecuaciones

$$\begin{aligned}
P_x &= \beta_{11}u_1 - \beta_{11}u_2 + \beta_{14}u_4, \\
P_y &= -\beta_{14}u_5 - \beta_{11}u_6, \\
P_z &= 0.
\end{aligned} \tag{3}$$

El desplazamiento eléctrico \vec{D} dentro del cristal esta dado por^[20]:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}_E + \vec{P}_u, \tag{4}$$

donde ε_0 es la permitividad del vacío, \vec{P}_E es la polarización inducida por el campo eléctrico y \vec{P}_u es la polarización de origen piezoeléctrico determinada por las relaciones (2). Para un dieléctrico isotrópico la ecuación (4) se escribe así:

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} + \vec{P}_u, \tag{5}$$

donde ε es la permitividad relativa del dieléctrico^[20].

Se calcula ahora el orden de magnitud del efecto piezoeléctrico en el cuarzo. Supongamos que el bloque de la Figura 55 se estira a lo largo del eje piezoeléctrico X_1 , siendo la tensión de estiramiento $s_1 = 10^5 Pa$. La deformación producida será $u_1 = s_1 / C$, donde C es el modulo de elasticidad.

Según las tablas, $C = 7.8 \times 10^{10} Pa$ si las caras laterales del bloque están libres, y $u_1 = \Delta d / d = s_1 / C = 1.3 \times 10^{-6}$. La polarización debida a esta deformación según la primera ecuación en (3) es $P_{X_1} = \beta_{11} u_1 = 0.23 \times 10^{-6} C/m^2$. Se halla ahora la intensidad del campo eléctrico producido por esta polarización, la cual se puede determinar de la expresión para el desplazamiento eléctrico. Ya que la densidad de carga volumétrica ρ dentro del bloque es igual a cero, se obtiene que $\vec{D} = constante$. Teniendo en cuenta que el cuarzo es aproximadamente isotrópico, es aceptable usar la fórmula (5). Por lo tanto:

$$E_{X_1} = -\frac{\beta_{11}}{\epsilon \epsilon_0} u_1 \quad (6)$$

Para el cuarzo $\epsilon = 4.5$ y reemplazando los valores obtenidos para $\beta_{11} u_1$, se encuentra que $E = 59V/cm$. Para un espesor del bloque de 0.5 cm la diferencia de potencial entre las caras será de aproximadamente 30V [20].

Se han realizado experimentos en laboratorio para tratar de explicar el origen de señales eléctricas debidas al efecto piezoeléctrico [4]. En uno de estos experimentos, el efecto piezoeléctrico es provocado en una roca de granito seca para evitar efectos electrocinéticos. Se realizó el montaje que se muestra en la Figura 59. Un bloque de granito de 5x10x14cm se ubica en la parte central entre dos bloques fijos también de granito cada uno de 5x5x14cm. Entre el bloque central y los bloques laterales, la superficie de contacto es de aproximadamente 5x14cm². Sobre los bloques laterales se aplicó una tensión normal constante de 8Mpa y sobre el bloque central se aplicó una carga de cizalla como se indica en la Figura 59. Con ayuda de indicadores se midió la tensión de cizalla en varios puntos sobre las superficies de contacto entre los bloques. En el experimento se provocaron deslizamientos del bloque central a una tasa de $0.4 \times 10^{-6} m/s$, ocasionando caídas abruptas de la tensión de cizalla. El objetivo del experimento consistió en detectar señales eléctricas asociadas con los deslizamientos. Se utilizaron

dos electrodos EL1 y EL3 instalados en los bloques laterales. Los bloques se aislaron eléctricamente de la tierra utilizando un material con una resistividad mayor de $10^{16}\Omega\text{m}$ [4]. Con este experimento se simuló a pequeña escala los deslizamientos o rupturas en rocas a lo largo de las fronteras de las fallas geológicas.

En la Figura 60 se muestran los resultados del experimento. La Figura 60.A representa una gráfica de la tensión de cizalla con respecto al tiempo. Cuando el bloque central se deslizó aproximadamente 80×10^{-6} m, la tensión experimentó una caída abrupta. En las Figuras 60B y 60C se observan el potencial eléctrico entre las caras laterales del bloque central. Al momento de

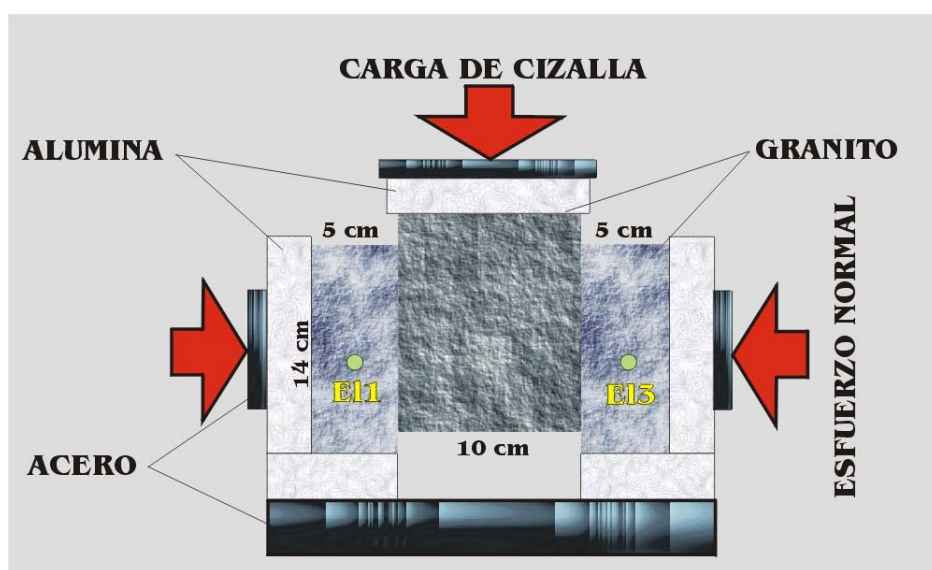


Figura 59. Modelo empleado en la generación de señales eléctricas debidas al efecto piezoeléctrico [4].

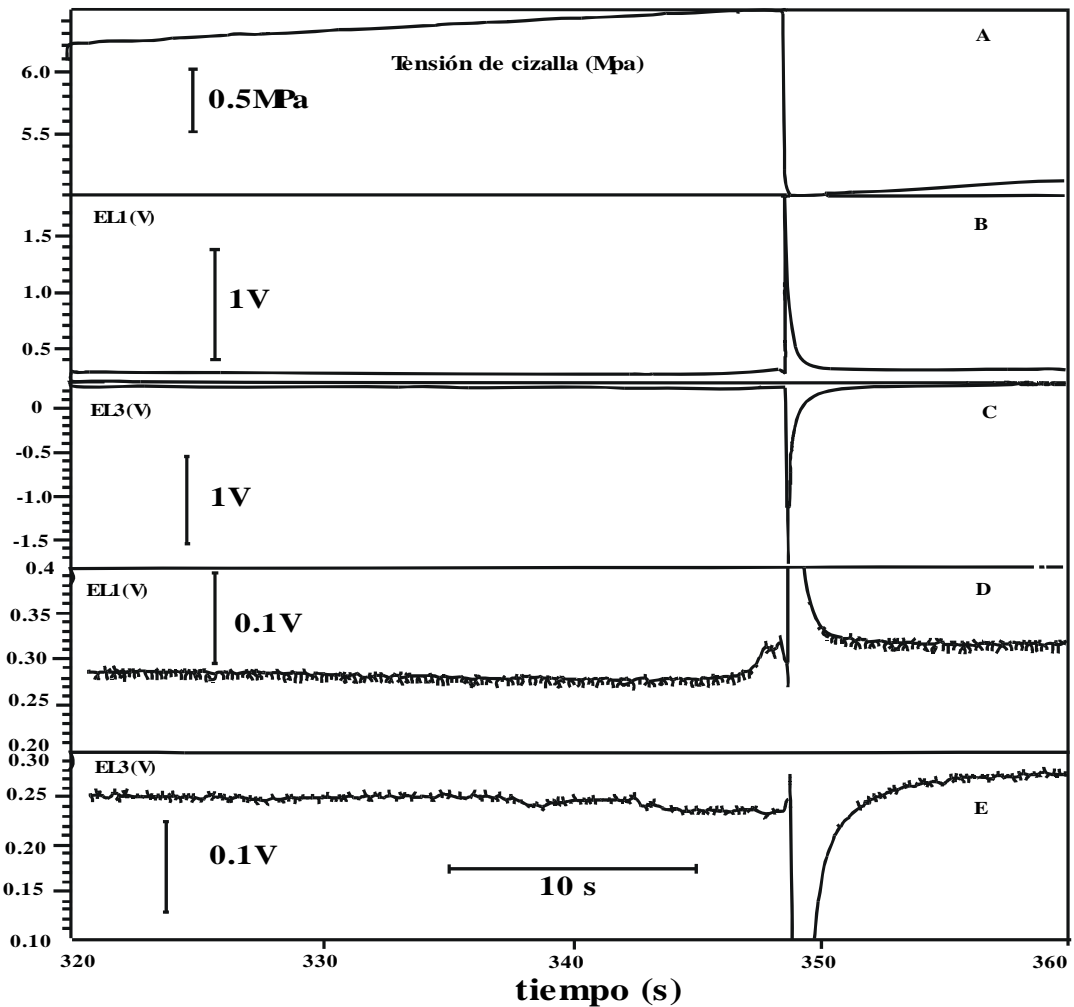


Figura 60. Grabaciones de los cambios de potencial eléctrico asociados con el deslizamiento repentino del bloque de granito [4].

ocurrir el deslizamiento se observó una fluctuación del potencial con una amplitud de aproximadamente 1.5V que decae con el tiempo exponencialmente. En las Figuras 60D y 60E se amplifican las gráficas anteriores, lo cual permite establecer la presencia de una señal precursora justo antes del deslizamiento con una amplitud de aproximadamente de 50mV en el electrodo EL1^[4].

Las señales de signo contrario en los electrodos EL1 y EL3 sugiere que el potencial es debido al surgimiento de cargas de polarización.

Claramente las señales están asociadas a dos clases de procesos mecánicos simultáneos: el deslizamiento del bloque y la caída de la tensión de cizalla. Para examinar la tensión de cizalla separadamente del deslizamiento, se llevó a cabo una prueba sin deslizamientos^[4]. Se aplicó una carga de cizalla menor que la mitad de la fuerza de fricción estática máxima entre los bloques (aproximadamente 6.5Mpa) y se redujo esta carga repentinamente^[4]. En este caso no ocurre deslizamiento, pero se detectó una señal eléctrica la cual se indica en la Figura 61.

La polaridad, el tiempo de decaimiento y la amplitud de esta señal eléctrica asociada con la tensión de cizalla son aproximadamente las mismas de la señal de la Figura 60. Esto sugiere que las señales están relacionadas con el cambio de la tensión de cizalla y no con el deslizamiento. Al incrementar repentinamente la carga de cizalla se observó una inversión de las polaridades de las señales. Visiblemente el origen de estos efectos eléctricos es piezoeléctrico. Resultados similares han sido reportados por otros autores [26]. Se han propuesto modelos con base en el efecto piezoeléctrico y los procesos de relajación^[27] para explicar las señales eléctricas detectadas en experimentos como el descrito anteriormente.

Se considera un cristal de cuarzo contenido en la roca de granito el cual se polariza eléctricamente. La polarización es proporcional a la tensión aplicada:

$$P_i^0 = c_{ijk} s_{jk}^0$$

donde s_{jk}^0 es el elemento jk del tensor de tensión, P_i^0 es la componente i del vector de polarización y c_{ijk} es el elemento ijk del tensor piezoeléctrico, el superíndice cero indica valores iniciales^[4].

En la Figura 62 esquemáticamente se muestra un modelo de fuente de señales eléctricas basado en el efecto piezoeléctrico. En (a), la polarización de

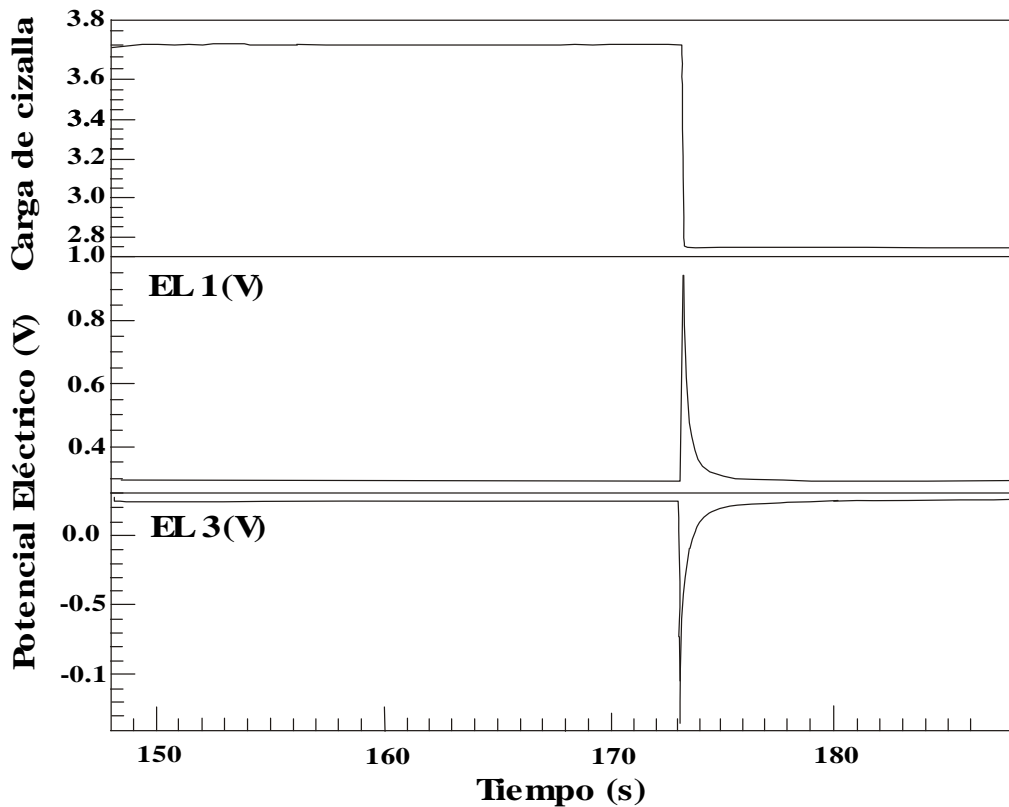


Figura 61. Cambios de potencial eléctrico asociados con caídas de tensión de cizalla sin deslizamiento [4].

origen piezoeléctrico P_i^0 es igual pero de signo contrario a la polarización de las cargas ligadas en los alrededores del cristal y la roca aparece eléctricamente neutra. En (b), se produce una caída de tensión de cizalla Δs_{jk} y la nueva polarización estará dada por $P_i = c_{ijk} (s_{jk}^0 + \Delta s_{jk})$. Si esta caída de tensión tiene lugar en un tiempo pequeño comparado con el tiempo de relajación requerido para que la carga ligada se aleje, se rompe la neutralidad eléctrica, apareciendo una polarización efectiva $\hat{P}_i = P_i - P_i^0$, debida al exceso de carga ligada. Esta polarización es detectada desde el exterior de la roca como una señal eléctrica, cuya polaridad depende de la dirección del eje eléctrico del cristal de cuarzo. En la Figura 62 parte (c), la polarización

efectiva decae exponencialmente con un tiempo de relajación τ , en el cual se desaparece el exceso de carga ligada. Este tiempo τ esta dado por:

$$\tau = \frac{\varepsilon}{\sigma} \quad (7)$$

donde ε y σ son la permitividad y la conductividad eléctrica del medio que rodea al cristal de cuarzo. Por lo tanto \hat{P}_i también decaerá con el mismo tiempo de relajación τ y se puede expresar así:

$$\begin{aligned} \hat{P}_i(t) &= 0 & t < 0 \\ \hat{P}_i(t) &= -c_{ijk} \Delta s_{jk} \exp(-t/\tau) & t \geq 0 \end{aligned} \quad (8)$$

donde se toma como $t = 0$ el tiempo cuando ocurre la caída de tensión. Según este modelo el potencial eléctrico medido en el experimento es la suma de las polarizaciones efectivas de todos los cristales de cuarzo contenidos en la roca:

$$V(t) = \frac{1}{4\pi\varepsilon} \sum_m \frac{v^{(m)} \hat{P}(t) \vec{r}^{(m)}}{|\vec{r}^{(m)}|^3} = \frac{1}{4\pi\varepsilon} \sum_m \frac{v^{(m)} \hat{P}_i(t) r_i^{(m)}}{|\vec{r}^{(m)}|^3}, \quad (9)$$

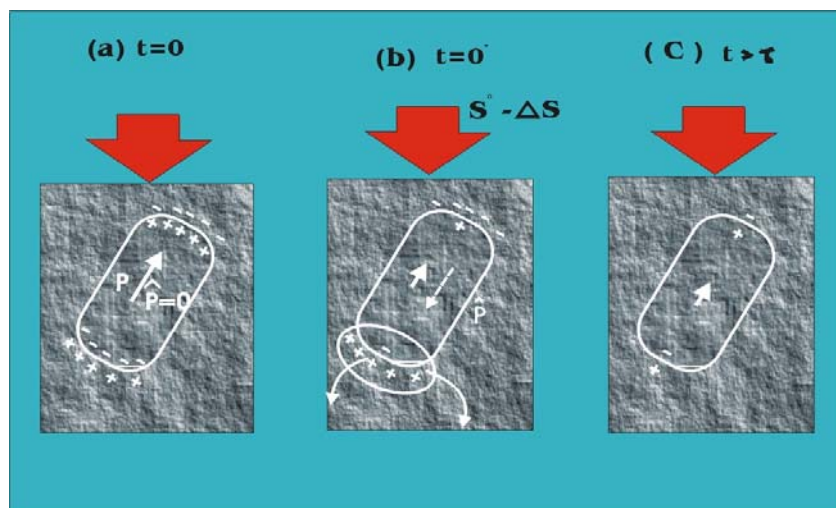


Figura 62. Diagrama esquemático que muestra un modelo de fuente de señales eléctrica basadas en el efecto piezoeléctrico [4].

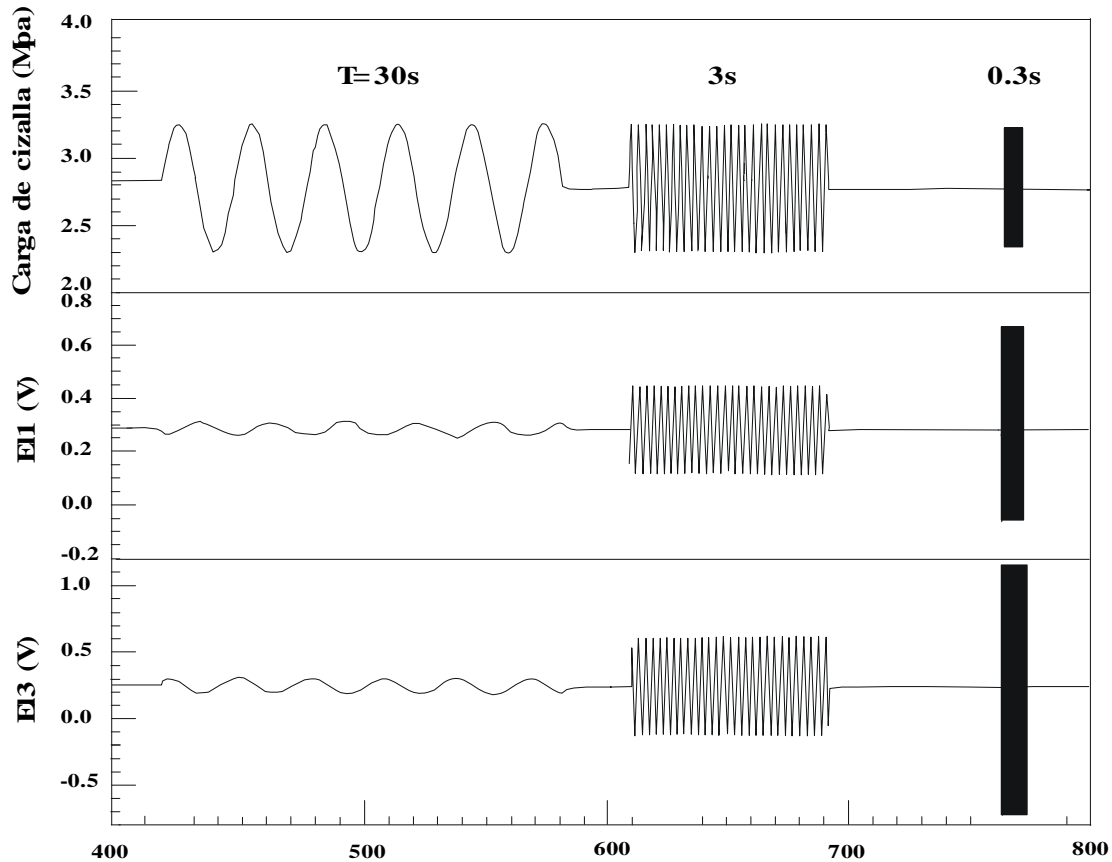


Figura 63. Cambios de potencial eléctrico debidos a carga de cizalla oscilante [4].

con el superíndice (m) se numeran los cristales de cuarzo, el vector $\vec{r}^{(m)}$ va desde la posición del cristal (m) hasta el punto de observación donde se calcula el potencial y $v^{(m)}$ es el volumen del cristal (m) . Se asume que la polarización es homogénea dentro de cada cristal individual.

Para probar este modelo se aplicó una carga de cizalla con un valor medio de 2.8Mpa que variaba sinusoidalmente con el tiempo con una amplitud de 0.5Mpa utilizando varias frecuencias (Figura 63). De esta manera, la tensión máxima de 3.3Mpa fue considerablemente menor que la fricción estática máxima calculada aproximadamente en 6.5Mpa. En la Figura 63 se muestra las señales eléctricas producidas.

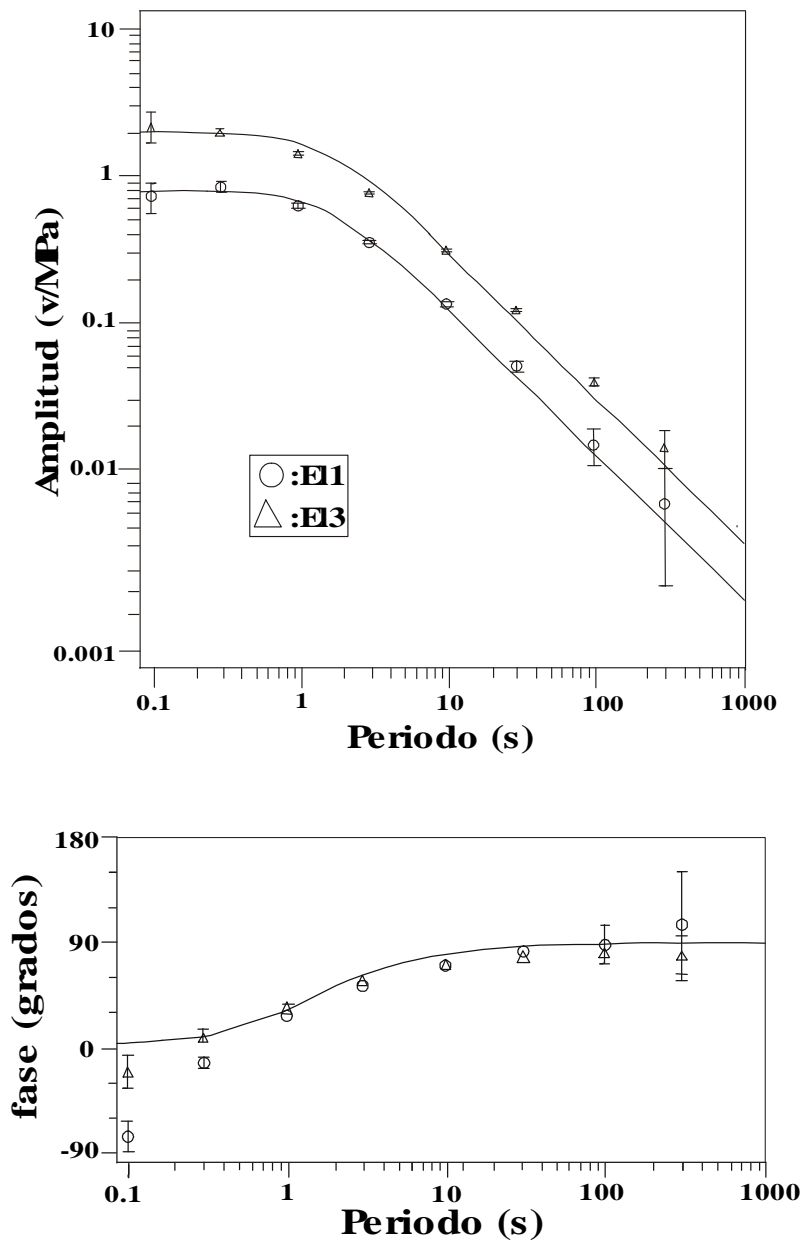


Figura 64 Comparación de la respuesta del potencial eléctrico teórico y experimental en el dominio de las frecuencias [4].

El potencial eléctrico dado por (9) representa la respuesta del bloque central a los cambios de la carga de cizalla, según el modelo. Esta respuesta teórica se puede expresar en el dominio de la frecuencia. En el experimento esta respuesta se obtiene a partir de las gráficas de la Figura 63. En la Figura 64

se comparan las respuestas teórica y experimental en el dominio de la frecuencia. Para los cálculos se tomo τ igual a 0.24 segundos, que corresponde a granito con una permitividad relativa de 8 y una conductividad de $3 \times 10^{-10} \Omega^{-1} \text{m}^{-1}$ (ecuación 7). Se observa una concordancia aceptable entre el modelo teórico y el experimento, aunque las fases difieren para algunas frecuencias.

En conclusión en la presente revisión bibliográfica se han descrito algunas señales electromagnéticas asociadas con la actividad volcánica y sísmica, sus posibles mecanismos de generación y las teorías físicas propuestas para la explicación de estas señales. Se puede concluir que este es un campo de investigación nuevo, que se encuentra en una etapa en la que predominan las hipótesis, es decir que aún no se han alcanzado resultados concluyentes. Este campo es un espacio para el desarrollo de investigaciones científicas, que en el caso del volcán Galeras es de actualidad ya que en este volcán se esta implementando un monitoreo electromagnético que utiliza el registro y posterior análisis técnico y teórico de las señales que el volcán pueda generar.

CONCLUSIONES

- 1.** Se asimiló teórica y operacionalmente un método de electromagnetismo transitorio, el cual proporciona información acerca de la resistividad eléctrica de la tierra hasta profundidades de aproximadamente 150m.
- 2.** Se elaboró un modelo de distribución de la resistividad eléctrica del anfiteatro del volcán Galeras, utilizando el método de electromagnetismo transitorio referido en la Conclusión 1.
- 3.** La información obtenida sobre la resistividad sirve como una línea base para comparaciones con mediciones de resistividad futuras en la misma región, dentro de un proceso de monitoreo electromagnético del volcán Galeras.
- 4.** Es importante señalar como tarea futura la correlación de los resultados de resistividad eléctrica obtenidos con la información geológica existente del volcán Galeras.
- 5.** Con base en una revisión bibliográfica sobre el monitoreo electromagnético de volcanes, se han descrito algunas señales electromagnéticas asociadas con la actividad volcánica y sísmica, sus posibles mecanismos de generación y las teorías físicas propuestas para la explicación de estas señales.
- 6.** El monitoreo electromagnético de volcanes en la actualidad es un campo de estudio técnico-científico en el cual las teorías físicas propuestas contienen muchas hipótesis aún no comprobadas.

7. El desarrollo del proyecto “La estación multiparámetro del volcán Galeras”, desarrollado conjuntamente por INGEOMINAS de Colombia y el BGR de Alemania, crea las condiciones para futuras investigaciones a nivel regional sobre temas relacionados con el monitoreo electromagnético de volcanes.

BIBLIOGRAFÍA

- [1]. GOMEZ D., ORTEGA A., TORRES R. Informe técnico sobre el desarrollo del proyecto de La Estación Multiparámetro del volcán Galeras. INGEOMINAS-PASTO. Enero 20- 2000. Páginas 32-38.
- [2]. GREINWALD Siegfried. Transient Electromagnetics. BGR, Hannover, Alemania, 2001. Pages 1-12.
- [3]. NABIGHIAN Misac N. Electromagnetic Methods in Applied Geophysics. United States of America, 1988. 511p.
- [4]. YOSHIDA S., UYESHIMA M. Electric potential changes associated with slip failure of granite: Preseismic and Coseismic signals. Journal of Geophysical Research, Vol. 102. No.B7, July 10, 1997. Pages 14,883-14,897.
- [5]. BERNARD Pascal. Plausibility of Long Distance Electrotelluric Precursors to Earthquakes. Journal of Geophysical Research, Vol. 97. No.B12, November 10, 1992. Pages 17,531-17,546.
- [6]. JOUNIAUX L. and PIERRE POZZI J. Laboratory measurements anomalous 0.1-0.5 Hz streaming potential under geochemical changes: Implications for electrotelluric precursors to earthquakes. Journal of Geophysical Research, Vol. 102. No.B7, July 10, 1997. Pages 15,335-15,343.

- [7]. JOHNSTON M.J.S, MUELLER R.J and DVORAK John. Volcanomagnetic Observations During Eruptions, May-August 1980. Washington, 1980. Pages 183-188.
- [8]. PARASNIS D.S. Principles of Applied Geophysics. Great Britain. Fourth Edition. 1986. Pages 14-19.
- [9]. ZLOTNICKI J. and BOF M. Volcanomagnetic signal associated with the quasi-continuous activity of the andesitic Merapi volcano, Indonesia. 1990-1995. Physics of the Earth and Planetary Interiors. 1998. No. 105. Pages 119-130.
- [10]. THOMPSON G.A and FRASER-SMITH A.C. Results from Electromagnetic Monitoring of the Mw 5.1 San Juan Bautista, California Earthquake of 12 August 1998. Department of Geophysics, Stanford University, Stanford California.
- [11]. VAROTSOS P., ALEXOPOULOS K., NOMIKOS K., HADJICONTIS V. Continuous recordings of seismic electrical signals. At International Conference on : Measurements and theoretical models of the earth's electric field variations related to earthquakes., Athens, Greece, February 6-8, 1990.
- [12]. MOLCHANOV O.A and HAYAKAWA M. On the generation mechanism of ULF seismogenic electromagnetic emissions. Physics of the Earth and Planetary Interiors. 1998. No. 105. Pages 201-210.
- [13]. JOUNIAUX L., BERNARD M., ZAMORA M. and PIERRE POZZI J. Streaming potential in volcanic rocks from Mount Pelée. Journal of Geophysical Research, Vol. 105. No.B4, April 10,2000. Pages 8391-8401.

- [14]. CASTELLAN Gilbert. Físico-Química. Primera Edición. Fondo educativo interamericano. Bogotá- Colombia. 1974. 835p.
- [15]. REIGER P.H. Electrochemistry. Prentice-Hall International, Englewood, 1995.
- [16]. FENOGLIO M., JOHNSTON S. Magnetic and electric fields associated with changes in high pore pressure in fault zones: Application to the Loma Prieta ULF emissions. Journal of Geophysical Research, Vol. 100. No.B7, July 10,1995. Pages 12.951-12,958.
- [17]. OVERBEEK J.T.G. Electrochemistry of de double layer, in Colloid Science. Vol.1. Edited by H.R. Kruyt. Elsevier, New York.1952. Pages 115-193.
- [18]. DUKHIN S. S. and DERJAGUIN B.V. Surface and Colloid Science. Vol.7. Edited by Matijevic, Wiley, New York. 1974.
- [19]. HSU Hwei. Análisis de Fourier. Primera edición. Addison-Wesley Iberoamericana. United State. 1987. 274p.
- [20]. KALASHINKOV Serguei G. Curso Básico de Física: Electricidad. Quinta Edición. Editorial Nauka. Moscú, Rusia. 1985.
- [21]. KELLER G. and FRISCHKNECHT F. Electrical Methods in Geophysical Prospecting. First Edition. Pergamon Press. Oxford, New York. 1966.

[22]. ABRAMOWITZ M. and STEGUN I.A. Handbook of Mathematical Functions. Dover Publications. 1964.

[23]. GREINWALD Siegfried. Programa computacional para la determinación de la resistividad eléctrica. BGR. Hannover, Alemania. 2001.

[24]. TZANIS A., VALLIANATOS F. and GRUSZOW S. Identification and discrimination of transient electrical earthquake precursors: fact, fiction and some possibilities. Physics of the Earth and Planetary Interiors. 2000. No. 121. Pages 223-248.

[25]. Colección Atlas mundial el tiempo. Casa Editorial del Tiempo. Bogotá, Colombia, 1995. Página 159.

[26]. LOCKNER D., BYERLEE J.D., KUKSENKO V., and PONOMAREV A. V. Stick slip charge separation and decay, Pure Applied Geophysic. 1986. Pages. 601-608.

[27]. YOSHIDA S., MANJGALADZE P., DILPIMIANI D. Electromagnetic emissions associated with frictional slinding of rock, in Electromangnetic Phenomena Related to Earthquake Prediction. Edited by M. Hayakawa and Y. Fujinawa. Terrapub. Tokyo. 1994. Pages. 307-322.

