



UNIVERSITAT DE
BARCELONA

Anàlisi temps-freqüència de l'estat de polarització del senyal magnetotel·lúric

Polarisation analysis of the magnetotelluric signal
in the time-frequency domain

Magdalena Escalas Oliver



Aquesta tesi doctoral està subjecta a la llicència **Reconeixement- NoComercial – SenseObraDerivada 3.0. Espanya de Creative Commons.**

Esta tesis doctoral está sujeta a la licencia **Reconocimiento - NoComercial – SinObraDerivada 3.0. España de Creative Commons.**

This doctoral thesis is licensed under the **Creative Commons Attribution-NonCommercial-NoDerivs 3.0. Spain License.**

Grup d'Exploració Electromagnètica i Sísmica
Institut de Recerca Geomodels
Grup de Geodinàmica i Anàlisi de Conques
Departament de Geodinàmica i Geofísica, Universitat de Barcelona

Anàlisi temps-freqüència de l'estat de polarització del senyal magnetotel·lúric

*Polarisation analysis of the magnetotelluric signal
in the time-frequency domain*

Memòria presentada per

Magdalena Escalas Oliver

per optar al títol de Doctora dins el programa de doctorat de Ciències de la Terra
de la Universitat de Barcelona, sota la direcció de la **Dra. Pilar Queralt**.

Magdalena Escalas Oliver
Barcelona, maig de 2015

Dra. Pilar Queralt
Directora i tutora

Part I: Introducció al senyal magnetotel·lúric

Capítol 1. El senyal magnetotel·lúric.

Capítol 1. El senyal magnetotel·lúric.

En aquest capítol s'exposen els fonaments del mètode magnetotel·lúric, especificant les fonts naturals del senyal i les fonts de soroll cultural que el poden contaminar. Es descriuen les característiques d'ambdós senyals en el domini temps-freqüència i el seu estat de polarització. Es fa especial èmfasi en les pulsacions geomagnètiques Pc3, les ressonàncies Schumann, les línies elèctriques i les vies fèrries electrificades, ja que es tracta de senyals naturals i fonts de soroll cultural que s'analitzen en els capítols 5 i 6 a partir de dades experimentals.

Tenint en compte que la majoria de les fonts de soroll cultural es poden considerar com un dipol elèctric horitzontal actuant com a font de senyal, també es descriu el camp EM creat per aquest i el seu estat de polarització.

1.1. Fonaments del mètode magnetotel·lúric (MT)

1.1.1. Introducció al mètode MT

El mètode magnetotel·lúric (MT) és una tècnica geofísica que proporciona la distribució de la resistivitat elèctrica en el subsòl a partir de les fluctuacions temporals del senyal electromagnètic (EM) natural mesurades a la superfície terrestre. Entre les seves aplicacions destaquen l'exploració geotèrmica (Piña-Varas et al., 2014), d'hidrocarburs (Colombo et al., 2011), aqüífers (Arango et al., 2009) o jaciments minerals (Queralt et al., 2007), els estudis de geofísica aplicada a poca profunditat (Gabàs et al., 2014) i la caracterització de reservoris per a l'emmagatzematge de CO₂ (Ogaya et al., 2014).

Els fonaments teòrics del mètode MT van ser establerts per Tikhonov (1950) i Cagniard (1953), malgrat que ja hi ha indicis d'aquesta tècnica en diverses investigacions japoneses realitzades a mitjans del segle XX (Hatakeyama i Hirayama, 1934; Hirayama, 1934; Rikitake, 1948, 1951; Kato i Kikuchi, 1950a, 1950b). Una descripció molt acurada i actual del mètode es pot trobar a Simpson i Bahr (2005), Berdichevsky i Dmitriev (2008) i Chave i Jones (2012).

El mètode MT es basa en el fenomen de la inducció electromagnètica. Quan el camp EM d'origen natural (secció 1.1.2), anomenat camp primari, arriba a la superfície de la Terra, aquesta actua com a medi conductor i s'indueixen distribucions de càrregues i corrents que generen alhora un camp EM secundari. A diversos punts de la superfície terrestre (anomenats *sites*, en anglès, d'ara endavant) es mesura la superposició dels camps primari i secundari.

La penetració de les ones EM depèn de la freqüència del senyal (secció 1.1.3), per aquest motiu analitzant les variacions del camp EM mesurat a diverses freqüències s'obté informació del subsòl a diferents profunditats. El senyal d'alta freqüència proporciona informació de les estructures més superficials, mentre que el senyal de llarg període (baixa freqüència) permet conèixer la distribució de la resistivitat elèctrica fins a centenars de quilòmetres de profunditat. El valor de la resistivitat elèctrica en el subsòl presenta un rang de variació de fins a dotze ordres de magnitud, entre $10^{-6} \Omega \cdot m$ i $10^6 \Omega \cdot m$, que depèn del tipus de roca i també de l'estat físic en què està (**Figura 1.1**). D'aquesta manera el mètode MT aporta informació de les propietats elèctriques tant d'estructures geològiques superficials com d'estructures profundes, arribant a caracteritzar fins i tot el mantell superior.

Donat el caràcter vectorial dels camps elèctric (\mathbf{E}) i magnètic (\mathbf{B}) del senyal MT, a la superfície terrestre es mesuren les variacions temporals dels seus respectius components ortogonals. Les fluctuacions del camp \mathbf{E} s'obtenen a partir de la diferència de potencial mesurada mitjançant dos dipòls elèctrics situats al pla horitzontal, i generalment alineats en les direccions nord-sud (NS) i est-oest (EW). Les variacions del camp \mathbf{B} es mesuren mitjançant bobines d'inducció, habitualment orientades en les direccions NS, EW i vertical (Z). En mesures de molt baixa freqüència ($[1 \text{ Hz} - 10^{-4} \text{ Hz}]$) també s'utilitzen magnetòmetres del tipus "fluxgate". Tots aquests sensors estan connectats a una estació magnetotel·lúrica que permet sincronitzar les mesures i enregistrar el camp EM amb diferents freqüències de mostreig.

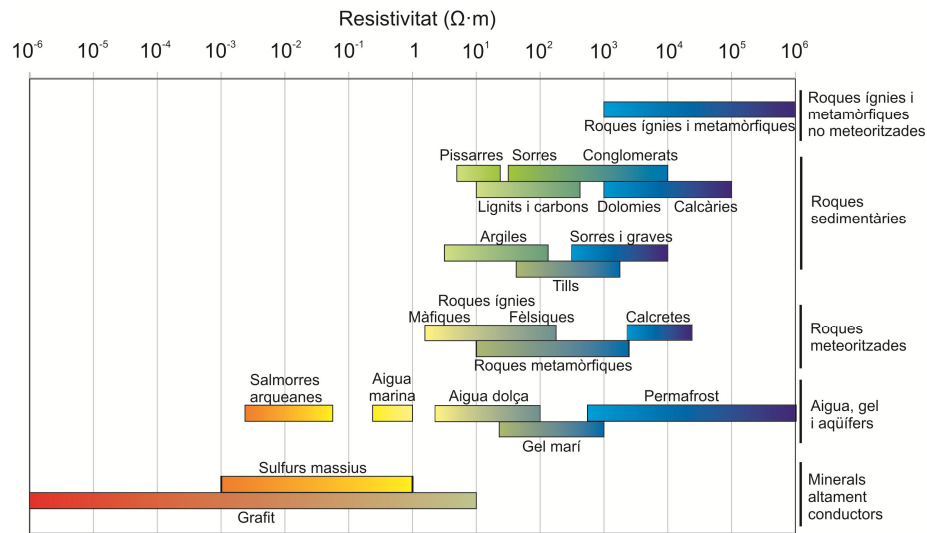


Figura 1.1. Rangs de resistivitat elèctrica dels materials més comuns de la Terra (Modificada de Palacky, 1987).

1.1.2. Fonts del senyal MT

El camp magnètic d'origen intern de la Terra té una amplitud al voltant de 30000 nT a l'equador i 60000 nT als pols. Presenta nombroses variacions, de molt llarg període creades per fenòmens interns, i de curt període a causa de fenòmens externs. Les fluctuacions del senyal EM natural generades per fenòmens externs en el rang de freqüències [$10^{-5} \text{ Hz} - 10^4 \text{ Hz}$] són la font del mètode MT, constitueixen el camp primari que indueix distribucions de càrregues i corrents en el subsòl en funció de la resistivitat elèctrica d'aquest.

Les variacions de freqüència inferior a 1 Hz són generades per la interacció del vent solar i el camp magnètic terrestre, així com pels efectes ionitzants de la radiació solar a la part més alta de l'atmosfera. En canvi, per freqüències superiors a 1 Hz les fluctuacions tenen el seu origen en les descàrregues elèctriques que es produeixen durant les tempestes a l'atmosfera terrestre, i es propaguen arreu del món a la cavitat Terra-ionosfera. Al voltant d' 1 Hz , la freqüència que separa els dos orígens del senyal MT, l'amplitud del senyal MT és mínima. De fet, s'anomena "banda morta" de l'espectre MT el rang de freqüències [$0.5 \text{ Hz} - 5 \text{ Hz}$] (Simpson i Bahr, 2005) per la seva escassa amplitud.

A continuació es descriuen els diferents tipus de variacions del senyal EM natural que constitueixen la font del senyal MT, segons la seva freqüència i origen. Una descripció més detallada es pot trobar a Campbell (2003) i Chave i Jones (2012).

1.1.2.1. Fonts del senyal MT de freqüències inferiors a 1 Hz : interacció Sol-Terra

El vent solar és un corrent de plasma originat a l'atmosfera del Sol. Pel fet d'estar ionitzat constitueix un medi conductor que interacciona amb el camp magnètic de la Terra (camp geomagnètic) en una regió anomenada magnetosfera. El camp magnètic associat al vent solar s'anomena camp magnètic interplanetari (*Interplanetary Magnetic Field*, IMF). L'activitat solar és molt variable i en conseqüència també ho són els paràmetres del vent solar com la densitat i la velocitat del corrent de plasma, o l'amplitud de l'IMF. La variació d'aquests paràmetres

causa distorsions a la magnetosfera terrestre: quan s'incrementa la pressió del vent solar es comprimeix la magnetosfera fins a 10 radis terrestres (RT) a la regió diürna de la Terra, mentre que a la regió nocturna la magnetosfera es pot allargar fins a 60 RT.

La radiació solar i la precipitació de partícules des de la magnetosfera ionitzen la part alta de l'atmosfera terrestre, entre els 60 i els 1500 km d'alçada, és la zona anomenada ionosfera. Aquesta capa es comporta com un plasma dèbilment ionitzat. La seva densitat electrònica afecta la transmissió d'ones electromagnètiques, sobretot les de radiofreqüència. Els corrents ionosfèrics, de la mateixa manera que els sistemes de corrents de la magnetosfera, creen fluctuacions en el camp geomagnètic.

Tots aquests fenòmens d'interacció entre el Sol i el camp geomagnètic originen les següents variacions de freqüència inferior a 1 Hz:

- **Variacions de llarg període:** l'amplitud del senyal MT presenta variacions al voltant de 20 nT relacionades amb el cicle de l'activitat solar. Aquest ve determinat pel nombre de taques solars (zones del Sol on es produeixen grans distorsions en el camp magnètic) i té una durada d'11 anys. Durant el mínim de l'activitat solar el senyal MT que es mesura a la superfície terrestre és més dèbil, i per tant es veu més afectat pel soroll EM que el pugui contaminar. També existeixen variacions anuals i semianuals del camp geomagnètic a causa dels corrents a la ionosfera i la magnetosfera que tenen una amplitud menor, al voltant de 5 nT.
- **Variacions associades a tempestes magnètiques:** les variacions del camp geomagnètic de major amplitud tenen lloc durant les tempestes magnètiques, que s'originen per un increment dels corrents magnetosfèrics a causa del vent solar. Aquestes variacions poden arribar a ser de l'ordre d'uns pocs centenars de nT. Les regulars poden tenir períodes entre les 12 h i els 27 dies (el període de rotació del Sol), mentre que les variacions més irregulars tenen períodes entre els 5 i els 100 minuts.
- **Variacions regulars:** s'anomenen variacions regulars la variació solar diürna i els electrojets equatorial i polar. Són sistemes de corrents causats per l'activitat atmosfèrica i les variacions en la conductivitat de la ionosfera. Aquests fenòmens van lligats al grau d'incidència de la radiació solar sobre la Terra, per tant també presenten variacions estacionals. Tenen períodes d'1 dia i poden tenir amplituds d'entre 10 nT i 120 nT.
- **Pulsacions geomagnètiques:** la interacció del vent solar amb la magnetosfera genera ones EM de baixa freqüència ([1 mHz – 1 Hz]) anomenades pulsacions geomagnètiques o micropulsacions (Saito, 1969; McPherron, 2005). Tenen una amplitud d'uns pocs nT, i es classifiquen en dos grans grups: pulsacions contínues (P_c), de tipus més o menys sinusoidal i amb una durada que pot ser de minuts o diverses hores, o pulsacions irregulars (P_i), que solen durar uns pocs minuts i tenen

forma irregular. Cada una d'aquestes s'enumeren segons el període (freqüència) de les oscil·lacions (**Taula 1.1**). La seva amplitud decau amb la freqüència.

Les pulsacions geomagnètiques són ones generades per diversos mecanismes a diferents zones de la magnetosfera. Per aquest motiu, el seu estudi permet conèixer les propietats físiques de les regions on s'han generat i per les que s'han propagat (McPherron, 2005). Les pulsacions irregulars i les pulsacions contínues Pc1 es produeixen només en condicions pertorbades de la magnetosfera; són més habituals durant la nit i el matí a latituds mitjanes i baixes, i al migdia i a la tarda a latituds altes. Les pulsacions Pc2 i Pc3 són les més freqüents, s'observen durant el dia i són més comuns en condicions pertorbades de la magnetosfera. En canvi, les pulsacions Pc4 es creen quan la magnetosfera està en calma. Les pulsacions Pc5 es generen a regions de latitud elevada (Kaufmann i Keller, 1981).

Taula 1.1. Definició de les pulsacions geomagnètiques segons el seu període o freqüència. (Modificada de Jacobs et al., 1964).

Tipus de pulsació	Període (s)	Freqüència (Hz)
Pulsacions Contínues		
Pc1	0.2 - 5	0.2 - 5
Pc2	5 - 10	0.1 - 0.2
Pc3	10 - 45	0.022 - 0.1
Pc4	45 - 150	0.007 - 0.022
Pc5	150 - 600	0.002 - 0.007
Pulsacions Irregulars		
Pi1	1 - 40	0.025 - 1
Pi2	40 - 150	0.007 - 0.025

A continuació es descriuen amb més detall les pulsacions Pc3. En el Capítol 6 s'analitza un senyal MT que possiblement conté una pulsació d'aquest tipus.

➤ Pulsacions Pc3

Les pulsacions geomagnètiques del tipus Pc3 oscil·len en el rang de freqüències [0.022 Hz – 0.1 Hz]. S'observen a totes les latituds, des de l'equador fins a les zones polars, sobretot durant el dia (Saito, 1969). Existeixen diferents interpretacions sobre els mecanismes concrets que generen aquestes pulsacions a la magnetosfera (*field line resonances, upstream waves, etc.*); a Sutcliffe et al. (2013) s'hi pot trobar un dels estudis més recents.

L'ocurrència, l'amplitud i la freqüència de les Pc3 depenen dels paràmetres del vent solar i de l'IMF (Morrison, 1991; Ansari, 2007). L'amplitud i l'ocurrència augmenten amb la velocitat del vent solar fins que aquest assoleix els 600 – 650 km/s, valor llindar a partir del qual no hi ha correlació entre aquests dos paràmetres (Saito, 1969; Odera, 1986; Yedidia et al., 1991; Ballatore, 2002; Ansari, 2006; De Lauretis et al., 2010; Heilig et al., 2010; Villante i Tiberi, 2015). La freqüència (f) dominant d'aquestes pulsacions està relacionada amb l'amplitud de l'IMF (B_{IMF}) segons l'expressió empírica següent (Troitskaya et al., 1971):

$$f(\text{mHz}) \approx 6 \cdot B_{IMF}(\text{nT}), \quad (1.1.)$$

S'anomena *cone angle* l'angle que forma el vector de l'IMF amb la direcció Sol-Terra. L'ocurrència de les Pc3 és major quan aquest angle és inferior a 45° (Odera, 1986; Pilipenko et al., 2008; De Lauretis et al., 2010; Bier et al., 2014; Villante i Tiberi, 2015).

L'amplitud de les Pc3 presenta una recurrència de 27 dies (Saito, 1969), el període de rotació del Sol i, en conseqüència, també la periodicitat dels paràmetres del vent solar. Els estudis sobre les Pc3 sovint inclouen anàlisis en funció de la latitud, les estacions de l'any i les hores del dia, ja que l'activitat solar també varia en funció d'aquests (Ansari i Fraser, 1986; Vellante et al., 1989; Pilipenko et al., 2008; De Lauretis et al., 2010; Kleimenova et al., 2013; Villante i Tiberi, 2015).

Habitualment les pulsacions Pc3 s'analitzen a partir de les variacions del camp \mathbf{B} mesurades en observatoris geomagnètics. No obstant, aquests senyals també són observables en el camp \mathbf{E} (Bering et al., 1998). La **Figura 1.2** mostra un segment d'una pulsació Pc3 (camp \mathbf{B}) enregistrada a l'observatori de l'Aquila (Itàlia); destaca la seva forma característica de “batec” sinusoïdal.

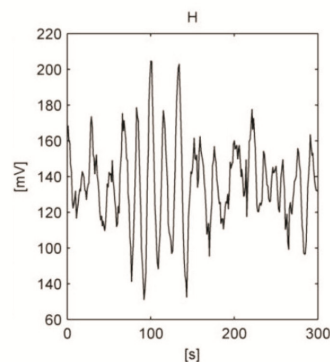


Figura 1.2. Pulsació geomagnètica Pc3 enregistrada a l'Observatori de l'Aquila; component horitzontal (H) del camp \mathbf{B} (02/05/2011, 08:55 hora local). (Modificada de Villante i Tiberi, 2015).

1.1.2.2. Fonts del senyal MT de freqüències superiors a 1 Hz: tempestes elèctriques

La font del senyal MT per freqüències superiors a 1 Hz són les descàrregues elèctriques que tenen lloc a l'atmosfera terrestre durant les tempestes; habitualment es generen entre 100 i 1000 descàrregues per segon. Aquests senyals, anomenats en general “*sferics*” en anglès, es propaguen tant per la ionosfera com per la magnetosfera. Un cas particular són les ressonàncies Schumann; es descriuen a continuació i en el capítol 6 s'analitzen a partir de sèries temporals MT.

➤ Ressonàncies Schumann

La regió situada entre la ionosfera i la superfície de la Terra, que es comporta com un medi conductor, constitueix una cavitat ressonant on els senyals EM generats a les descàrregues elèctriques interfereixen entre ells. D'aquesta manera s'originen les anomenades ressonàncies Schumann (*Schumann Resonances*, SR) (Schumann, 1952), ones estacionàries amb freqüències de ressonància al voltant dels 8 Hz (freqüència fonamental, 1r mode), 14 Hz (2n mode), 20 Hz (3n mode), 26 Hz (4t mode), i així successivament (Madden i Thompson, 1965).

Tant l'amplitud com la freqüència de les oscil·lacions presenten variacions de caràcter diürn i estacional (Chand et al., 2009; Price i Melnikov, 2004) (**Figura 1.3**), així com una variació periòdica d'onze anys associada al cicle solar (Ondrášková et al., 2011). La major part de les tempestes s'originen a la tarda a la regió centre/sud-Amèrica, a la regió equatorial d'Àfrica i al sud-est asiàtic. L'amplitud de les SR en un lloc determinat presenta tres màxims diaris, associats al senyal generat a cada un d'aquests centres de tempesta i que depenen de la intensitat de les descàrregues (Labendz, 1998; Yatsevich et al., 2008). La freqüència varia lleugerament segons el camp (\mathbf{E} o \mathbf{B}) i la seva direcció, i també està associada a la conductivitat ionosfèrica (Labendz, 1998; Williams et al., 2006; Chand et al., 2009; Zhou et al., 2013).

Les SR són presents sempre, a diferència de les pulsacions geomagnètiques que només es produeixen en determinades condicions. Habitualment s'analitzen a partir dels registres dels observatoris geomagnètics. Concretament, s'analitzen les variacions del camp \mathbf{B} horitzontal (Sentman, 1987, 1989; Nickolaenko i Sentman, 2007; Roldugin i Vasil'ev, 2012) i en algunes ocasions també les del camp \mathbf{E} vertical (Nickolaenko et al., 2004; Price i Melnikov, 2004; Roldugin et al., 2006; Yatsevich et al., 2008). Tanmateix, també es poden observar fàcilment en els espectres del senyal MT, tant en el camp \mathbf{E} com en el camp \mathbf{B} (Tzanis i Beamish, 1987; Chand et al., 2009; Toledo-Redondo et al., 2010; Fornieles-Callejón et al., 2015).

L'anàlisi de les variacions en la freqüència de les SR permet determinar el perfil mitjà de conductivitat a la ionosfera (Tran i Polk, 1979a, 1979b; Williams et al., 2006). Així mateix, l'estudi de les SR té moltes altres aplicacions, com l'anàlisi global de l'activitat elèctrica durant les tempestes (Nickolaenko et al., 1999; Greenberg i Price, 2004), el monitoratge dels canvis en la temperatura planetària (Williams, 1992; Kumar i Singh, 2014), l'estudi de l'ocurrència de terratrèmols (Hayakawa et al., 2005, 2008) i l'avaluació de la presència d'aigua en altres planetes (Simões et al., 2012).

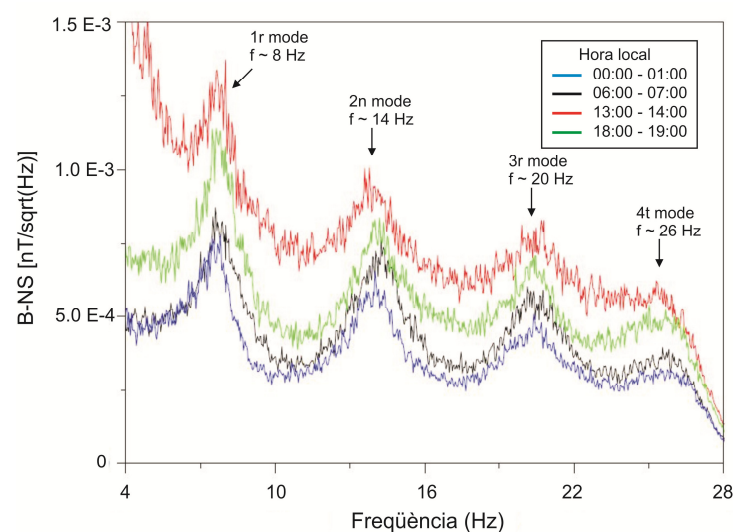


Figura 1.3. Espectre de Fourier del camp magnètic B-NS enregistrat a Lanka (Índia) en funció de l'hora local. (Modificada de Chand et al., 2009).

1.1.3. Equacions fonamentals del mètode MT

El comportament del camp EM que es mesura amb el mètode MT ve descrit per les equacions de Maxwell:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (1.2.)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad (1.3.)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = q_v, \quad (1.4.)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (1.5.)$$

on \mathbf{E} (V/m) és el camp elèctric, \mathbf{B} (T) és el camp magnètic, \mathbf{D} (C/m^2) és el desplaçament elèctric, \mathbf{H} (A/m) és l'excitació magnètica, \mathbf{j} (A/m^2) és la densitat de corrent, $\partial \mathbf{D} / \partial t$ (A/m^2) és el corrent de desplaçament i q_v (C/m^3) la densitat de càrregues elèctriques lliures. Les magnituds vectorials es relacionen mitjançant les anomenades relacions constitutives del medi:

$$\mathbf{j} = \sigma_e \mathbf{E}, \quad (1.6.)$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} \quad (1.7.)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}, \quad (1.8.)$$

on σ_e (S/m) és la conductivitat elèctrica, ε (F/m) és la permitivitat elèctrica i μ (H/m) és la permeabilitat magnètica, que per la major part de materials del subsòl es pot considerar igual a la del buit, $\mu = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} H/m$. En medis isòtrops les magnituds σ_e , ε i μ són quantitats escalars, mentre que en medis anisòtrops es descriuen mitjançant tensors. La resistivitat elèctrica es defineix com l'invers de la conductivitat:

$$\rho = \frac{1}{\sigma_e} (\Omega \cdot m). \quad (1.9.)$$

En la discontinuïtat entre dos medis materials 1 i 2 el camp EM verifica les següents condicions de contorn:

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1) = 0, \quad (1.10.)$$

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1) = \mathbf{j}_s, \quad (1.11.)$$

$$\mathbf{n} \cdot (\mathbf{D}_2 - \mathbf{D}_1) = q_s, \quad (1.12.)$$

$$\mathbf{n} \cdot (\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1) = 0, \quad (1.13.)$$

$$\mathbf{n} \cdot (\mathbf{j}_2 - \mathbf{j}_1) = 0, \quad (1.14.)$$

on \mathbf{n} és el vector normal unitari en la discontinuïtat, \mathbf{j}_s (A/m^2) és la densitat de corrent superficial i q_s (C/m^2) és la densitat de càrrega superficial.

Per resoldre les equacions de Maxwell es tenen en compte les hipòtesis següents, en les quals es fonamenta el mètode MT:

- **aproximació quasi-estàtica:** en el rang de freqüències de treball del mètode MT i tenint en compte els valors de permitivitat que presenten en general les roques del subsòl, els corrents de desplaçament són menyspreables envers els corrents de conducció ($\partial \mathbf{D} / \partial t \ll \mathbf{j}$),
- **ona plana:** la font del camp EM natural són sistemes de corrents ionosfèrics de gran escala, i per tant es troba molt allunyada de la superfície terrestre. Per aquest motiu, el camp EM es considera com una ona plana propagant-se cap a l'interior de la Terra amb incidència quasi vertical sobre la superfície terrestre.

Donat que els camps \mathbf{E} i \mathbf{B} es comporten com una ona plana, tenen una variació temporal harmònica del tipus $e^{i\omega t}$. La freqüència angular de les oscil·lacions és ω (rad/s), que es relaciona amb la freqüència f (Hz) del camp EM segons l'expressió

$$\omega = 2\pi f, \quad (1.15.)$$

D'aquesta manera, les equacions de Maxwell esdevenen:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -i\omega \mathbf{B}, \quad (1.16.)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \sigma_e \mathbf{E}, \quad (1.17.)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{q_v}{\varepsilon}, \quad (1.18.)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (1.19.)$$

En una regió lliure de càrregues ($q_v = 0$) aquestes expressions no són més que les equacions de difusió pels camps \mathbf{E} i \mathbf{B} :

$$\nabla^2 \mathbf{E} = k^2 \mathbf{E}, \quad (1.20.)$$

$$\nabla^2 \mathbf{B} = k^2 \mathbf{B}, \quad (1.21.)$$

on la constant de propagació és:

$$k^2 = i\omega \mu_0 \sigma_e. \quad (1.22.)$$

En un medi homogeni les solucions d'aquestes equacions són del tipus

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{-ikz} e^{i\omega t} = \mathbf{E}_0 e^{-iaz} e^{-\alpha z} e^{i\omega t}, \quad (1.23.)$$

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 e^{-ikz} e^{i\omega t} = \mathbf{B}_0 e^{-iaz} e^{-\alpha z} e^{i\omega t}, \quad (1.24.)$$

on $\alpha = \sqrt{\frac{\omega \mu_0 \sigma_e}{2}}$ (m^{-1}) i s'ha considerat l'eix vertical positiu ($z > 0$) cap a l'interior de la Terra. Per tant, el camp EM s'atenua a mesura que penetra en el subsòl en funció de quina sigui la conductivitat del medi pel qual es propaga i la freqüència de l'ona incident.

L'atenuació del camp es quantifica mitjançant el paràmetre *skin depth*, és la fondària penetrada per l'ona EM fins que l'amplitud del camp s'atenua un factor $1/e$:

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu_0\sigma_e}} \approx 503 \sqrt{\frac{\rho}{f}} \text{ (m)} \quad (1.25.)$$

Segons aquest paràmetre la penetració de les ones és major en medis més resistius i a freqüències baixes, mentre que en medis més conductors i a freqüències altes el camp s'atenua més ràpidament i assoleix menor profunditat.

1.1.4. Respostes magnetotel·lúriques

Els components horitzontals dels camps \mathbf{E} i \mathbf{B} estan relacionats a cada freqüència del senyal MT mitjançant el tensor magnetotel·lúric $M(\omega)$:

$$\mathbf{E}(\omega) = M(\omega) \cdot \mathbf{B}(\omega), \quad (1.26.)$$

Aquesta expressió es pot reescriure en funció dels components dels camps, on x i y representen dues direccions ortogonals en el pla horitzontal:

$$\begin{pmatrix} E_x(\omega) \\ E_y(\omega) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{xx} & M_{xy} \\ M_{yx} & M_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_x(\omega) \\ B_y(\omega) \end{pmatrix} \quad (1.27.)$$

El tensor MT és una magnitud complexa que depèn només de les propietats elèctriques del medi pel qual es propaguen els camps \mathbf{E} i \mathbf{B} , i no de les fonts que els generen. A partir del mòdul i l'argument de cada un dels seus elements es defineixen les següents magnituds escalars:

- **la resistivitat aparent**, és una resistivitat promig pel volum de subsòl analitzat a cada freqüència:

$$\rho_{aij}(\omega) = \frac{\mu_0}{\omega} |M_{ij}(\omega)|^2 \quad (\Omega \cdot m), \quad (1.28.)$$

- **la fase**, és la fase de cada component del tensor M_{ij} , indica el desfasament entre els components dels camps \mathbf{E} i \mathbf{B} :

$$\varphi_{ij}(\omega) = \arctg \left(\frac{\text{Im } M_{ij}(\omega)}{\text{Re } M_{ij}(\omega)} \right). \quad (1.29.)$$

Aquestes dues magnituds s'anomenen respostes magnetotel·lúriques i permeten obtenir la distribució geoelectrica del subsòl. Habitualment es representen per a cada direcció mesurada en funció del logaritme de la freqüència, de manera que a major freqüència proporcionen informació sobre la part més superficial del medi, i a freqüències més baixes sobre la part més profunda (1.25.).

A més de la resistivitat aparent i la fase existeixen altres respostes MT com la funció de transferència geomagnètica (també coneguda com a *tipper*) que relaciona el component vertical del camp magnètic amb els components horitzontals, els invariants rotacionals o el tensor de fases.

De manera general, segons quina sigui la distribució de la resistivitat en el subsòl els medis es classifiquen en:

- unidimensionals (1D), si la resistivitat només varia amb la profunditat,
- bidimensionals (2D), si la resistivitat és constant en una direcció horitzontal, (anomenada *strike*) però varia amb la profunditat i en les altres direccions horitzontals,
- tridimensionals (3D), si la resistivitat varia en totes direccions.

El tensor MT, i per tant les respostes MT, presenten un comportament diferent segons quina sigui la dimensionalitat del medi; una descripció detallada de tots els casos es pot trobar a Simpson i Bahr, (2005). L'anàlisi de la dimensionalitat del medi, que habitualment es duu a terme amb codis com l'STRIKE (McNeice i Jones, 2001) i el WALDIM (Martí et al., 2009), és un aspecte molt important per a una correcta interpretació dels resultats obtinguts amb el mètode MT (Ledo et al., 2002; Ledo, 2006; Queralt et al., 2007, Becken et al., 2008). També cal tenir en compte possibles distorsions de les respostes MT causades per la presència de petites inhomogeneïtats elèctriques properes a la superfície (Jones, 2012).

1.1.5. Processat de les dades experimentals i obtenció de models geoeleèctrics

Les respostes que proporciona el tensor MT són les que permeten la interpretació geoeleèctrica del medi. Per aquest motiu, la obtenció del tensor MT en el domini de freqüències, a partir de les variacions temporals dels camps \mathbf{E} i \mathbf{B} mesurades a la superfície terrestre, és un pas clau en el mètode MT. Existeixen diversos mètodes de processat de les dades experimentals que permeten obtenir els elements del tensor MT (Chave i Jones, 2012). Els més utilitzats són la referència remota (Gamble, 1979), basat en l'ús addicional de dades mesurades simultàniament en un site remot, i els mètodes de processat robust (Egbert i Booker, 1986; Chave et al., 1987), els quals són insensibles respecte la presència moderada de dades errònies. La qualitat de les respostes MT depèn del soroll que afecta les dades experimentals; a la secció 1.4 es descriuen les possibles fonts de soroll i els mètodes de processat que s'utilitzen per detectar-lo i eliminar-lo.

L'hipòtesi d'ona plana (secció 1.1.3) en la qual es fonamenta el mètode MT implica la invariància temporal de les fonts del senyal MT. Per tant el tensor MT obtingut a partir de les dades experimentals també és invariant en el temps, sempre que la resistivitat elèctrica del medi no canvi a causa d'algun fenomen i que la qualitat de les dades sigui semblant (Simpson i Bahr, 2005). Per aquest motiu, habitualment es considera el senyal MT com un senyal estacionari. A la pràctica, però, el senyal MT pot estar contaminat per senyals sorollosos a unes determinades freqüències i intervals de temps (secció 1.4), i/o les fonts del senyal MT poden tenir fluctuacions temporals importants, de manera que el senyal MT esdevé no-estacionari (Chant i Hastie, 1992).

En els mètodes més comuns de processat el tensor MT s'obté a partir de la transformada de Fourier de les sèries temporals experimentals, la qual requereix que el senyal analitzat sigui estacionari. Això s'aconsegueix dividint les sèries temporals en segments curts assumint que són estacionaris i calculant el tensor MT per cada un d'ells. Una altra possibilitat és considerar que si hi ha efectes no-estacionaris tindran lloc de la mateixa manera en els camps \mathbf{E} i \mathbf{B} i per tant les respostes MT, calculades a partir del seu quocient (secció 1.1.4), no es veuran afectades.

Hi ha altres mètodes de processat que tenen en compte la no-estacionarietat del senyal MT i calculen el tensor MT en el domini temps-freqüència (t-f). Per exemple, Chant i Hastie (1992) varen comparar diferents distribucions (t-f) per calcular el tensor MT. Zhang i Paulson (1997) i Trad i Travassos (2000) van utilitzar la transformada wavelet (capítol 2) per seleccionar els events del senyal MT segons la seva energia en el domini (t-f) i així millorar la qualitat de les respostes. Garcia i Jones (2008) van modificar la proposta de Zhang i Paulson (1997) introduint tècniques de processat robust de les dades i estimació estadística dels errors. Arango (2005) també va treballar amb el mètode proposat per Zhang i Paulson (1997), modificant la determinació del nivell llindar per separar el senyal del soroll; a Arango et al. (2009) es mostra una aplicació del seu mètode. En els últims anys el mètode de descomposició modal empírica (*Empirical Mode Decomposition*, EMD), s'ha aplicat en el processat de dades MT marines (Chen et al., 2012; Neukirch, 2014). Aquest mètode, introduït per Huang et al. (1998) per l'anàlisi de senyals no-estacionaris en el domini (t-f), es basa en la descomposició del senyal original en un conjunt de funcions monofreqüencials. Es tracta d'un mètode empíric, els fonaments teòrics del qual encara no estan completament establerts.

Els elements del tensor MT obtinguts a partir de les dades experimentals mitjançant els mètodes de processat, es comparen a través de codis de modelització i inversió amb els elements del tensor MT, que es calculen amb modelitzacions numèriques. D'aquesta manera s'obtenen models de la distribució geoelectrica del subsòl. Els codis més utilitzats actualment són OCCAM1D (Constable et al., 1987) per a medis 1D, OCCAM2D (de Groot-Hedlin i Constable, 1990), REBOCC (Siripunvaraporn i Egbert, 2000) i RLM2DI (Rodi i Mackie, 2001) per a medis 2D, i WSINV3DMT (Siripunvaraporn et al., 2005), x3D-INV (Avdeev, 2005) i ModEM (Egbert i Kelbert, 2012) per a medis 3D.

1.2. Dipol elèctric horitzontal com a font controlada de senyal EM

1.2.1. Consideracions inicials

El soroll EM d'origen antropogènic que contamina el senyal MT es comporta aproximadament de la mateixa manera que el camp EM creat per un dipol elèctric horitzontal a la zona més propera al dipol, quan aquest actua com a font controlada de senyal EM (secció 1.4). Aquest tipus de font s'utilitza habitualment en el mètode audiomagnetotel·lúric amb font controlada (*Controlled Source AudioMagnetotellurics*, CSAMT) i en el mètode EM amb font controlada (*Controlled Source Electromagnetics*, CSEM).

El principal desavantatge del mètode MT és l'atenuació que pot patir el senyal MT en algunes bandes de freqüència a causa de les fluctuacions de les seves fonts. Quan el senyal MT és poc intens la relació senyal/soroll és baixa, sobretot si es mesura en zones amb una gran presència de camps EM contaminants. Per aconseguir un senyal MT més estable a la banda d'altres freqüències ([0.1 Hz – 10 kHz]) Goldstein i Strangway (1975) varen desenvolupar el mètode CSAMT, que introdueix l'ús d'una font de senyal EM artificial. El tipus de font més utilitzat en aquest mètode és el dipol elèctric horitzontal oscil·lant; a la pràctica es construeix unint dos elèctrodes soterrats mitjançant un fil conductor pel qual es fa circular una certa intensitat de corrent altern. A les zones més properes a la font el senyal EM no pot considerar-se com una ona plana, per tant no són vàlides les hipòtesis del mètode MT. Per aquest motiu les mesures de CSAMT es realitzen a una determinada distància suficientment allunyada de la font, on sí es pot considerar que el camp EM es comporta com una ona plana i les respostes MT es calculen amb les mateixes expressions que en el mètode MT (secció 1.1.4).

En canvi, en el mètode CSEM (Constable, 2010; Grayver et al., 2014) el camp EM es mesura sempre en zones properes al dipol, on la hipòtesi d'ona plana no és assumible. L'objectiu d'aquest mètode és analitzar el comportament de l'amplitud i la fase del camp EM a distintes freqüències en funció de la distància a la font, a diferència del que es duu a terme en els mètodes MT i CSAMT. De fet, el senyal MT és considerat com a soroll en l'aplicació del mètode CSEM, ja que el senyal d'interès és el generat per la font controlada.

A la present tesi s'analitzen dades obtingudes amb el mètode MT que han estat contaminades per un dipol elèctric horitzontal actuant com a font controlada (capítols 3 i 4) i per soroll d'origen antropogènic (capítol 5). Per aquest motiu, a continuació es descriu el camp EM creat per un dipol elèctric horitzontal en un medi homogeni dins el marc del mètode CSAMT. Les dades MT d'aquesta tesi s'han adquirit a diverses distàncies respecte el dipol elèctric i les fonts de soroll, per tant, caldrà aplicar la teoria del mètode CSAMT per determinar si la hipòtesi d'ona plana es verifica o no en cada cas.

1.2.2. Resposta d'un dipol elèctric horitzontal en un medi homogeni

Sigui un dipol elèctric de longitud dl pel qual circula una intensitat de corrent altern I , orientat en la direcció nord-sud (NS) i situat a la superfície d'un medi homogeni, de resistivitat ρ i permeabilitat magnètica μ_0 . Sigui r la distància entre el punt P on es calcularà el camp EM i l'origen del dipol, i α l'angle respecte l'eix d'aquest (coordenades cilíndriques) (Figura 1.4).

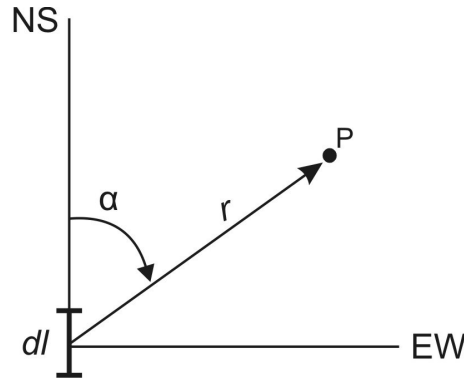


Figura 1.4. Dipol de longitud dl orientat en la direcció NS i coordenades (r, α) del punt P on es calcula el camp EM. (NS:nord-sud, EW: est-oest).

Els components horitzontals del camp EM que crea el dipol en el punt $P(r, \alpha)$ de la superfície del medi són els següents (Zonge i Hughes, 1991):

$$E_r = \frac{Idl \rho \cos \alpha}{2\pi r^3} [1 + e^{-ikr}(1 + ikr)], \quad (1.30.)$$

$$E_\alpha = \frac{Idl \rho \sin \alpha}{2\pi r^3} [2 - e^{-ikr}(1 + ikr)], \quad (1.31.)$$

$$B_r = \frac{Idl \mu_0 \sin \alpha}{2\pi r^2}.$$

$$\left\{ 3 I_1\left(\frac{ikr}{2}\right) K_1\left(\frac{ikr}{2}\right) + \left(\frac{ikr}{2}\right) \cdot \left[I_1\left(\frac{ikr}{2}\right) K_0\left(\frac{ikr}{2}\right) - I_0\left(\frac{ikr}{2}\right) K_1\left(\frac{ikr}{2}\right) \right] \right\}, \quad (1.32.)$$

$$B_\alpha = -\frac{Idl \mu_0 \cos \alpha}{2\pi r^2} \left[I_1\left(\frac{ikr}{2}\right) K_1\left(\frac{ikr}{2}\right) \right], \quad (1.33.)$$

on I_m i K_m són les funcions modificades de Bessel d'ordre m , i k és la constant de propagació, relacionada amb la resistivitat del medi i la freqüència segons (1.22.). Per tant, l'amplitud del camp EM depèn de la intensitat i la freqüència del corrent que circula pel dipol, de la posició relativa entre aquest i el punt de mesura, i de la resistivitat del medi. Les expressions del camp EM creat per un dipol elèctric horitzontal en medis estratificats es poden trobar a Ward i Hohmann (1988) i Loseth (2007).

El comportament del camp EM varia segons quina sigui la relació entre la distància entre el punt de mesura i la font, r , i el paràmetre skin depth, δ (1.25.). Es distingeixen tres zones (Zonge i Hughes, 1991):

- a) **Camp proper:** si $r \ll \delta$. En aquesta regió el camp EM no verifica la condició d'ona plana (secció 1.1.3) a causa de la proximitat a la font emissora. Els components dels camps són els següents:

$$E_r \approx \frac{Idl \rho \cos \alpha}{\pi r^3}, \quad (1.34.)$$

$$E_\alpha \approx \frac{Idl \rho \sin \alpha}{2\pi r^3}, \quad (1.35.)$$

$$B_r \approx \frac{Idl \mu_0 \sin \alpha}{4\pi r^2}, \quad (1.36.)$$

$$B_\alpha \approx -\frac{Idl \mu_0 \cos \alpha}{4\pi r^2}. \quad (1.37.)$$

El camp \mathbf{E} és directament proporcional a la resistivitat del medi i decau amb la distància a la font segons $1/r^3$, mentre que el camp \mathbf{B} decau segons $1/r^2$ i és independent de la resistivitat, es diu que està “saturat”. Ambdós camps són independents de la freqüència i estan en fase entre ells, per tant el tensor magnetotel·lúric no depèn de la freqüència i la seva fase és nul·la. En un gràfic en funció del logaritme de la freqüència, la corba de resistivitat aparent calculada segons (1.28.) esdevé una recta amb pendent de 45° , mentre que la fase és 0° o 180° . La resistivitat aparent del medi només és funció de la geometria i és inversament proporcional a la freqüència, per tant no permet determinar la resistivitat del subsòl en funció de la profunditat com en el mètode MT. Aquest fenomen s'anomena “efecte de camp proper”, per indicar que les dades s'han mesurat a les proximitats d'una font de camp EM, i que per tant no és vàlida l'assumpció d'ona plana. L'efecte de camp proper té lloc en tot tipus de medi, ja sigui homogeni o no-homogeni. A la pràctica es considera zona de camp proper fins a la distància màxima $r_{max}^{CP} = \delta/2$, encara que caldria determinar-la en cada situació.

- b) **Camp llunyà:** si $r \gg \delta$. En aquesta zona, a causa de la gran separació entre la font i el punt de mesura, el camp EM pot considerar-se del tipus ona plana com en el mètode MT. El camp \mathbf{E} és independent de la freqüència i directament proporcional a la resistivitat del medi. El camp \mathbf{B} depèn tant de la freqüència com de les propietats del medi. Ambdós camps decauen amb la distància a la font segons $1/r^3$ i presenten un desfasament de $\pi/4 \text{ rad}$ entre ells:

$$E_r \approx \frac{Idl \rho \cos \alpha}{2\pi r^3}, \quad (1.38.)$$

$$E_\alpha \approx \frac{Idl \rho \sin \alpha}{\pi r^3}, \quad (1.39.)$$

$$B_r \approx \frac{Idl \sin \alpha}{\pi \cdot r^3} \sqrt{\frac{\mu_0 \rho}{\omega}} e^{-i\pi/4}, \quad (1.40.)$$

$$B_\alpha \approx -\frac{Idl \cos \alpha}{2\pi \cdot r^3} \sqrt{\frac{\mu_0 \rho}{\omega}} e^{-i\pi/4}. \quad (1.41.)$$

El tensor d'impedàncies depèn de la resistivitat i de la freqüència, de manera que la resistivitat aparent és la pròpia resistivitat del medi homogeni, i la fase té un valor de 45° ($\pi/4$ rad).

- c) **Zona de transició:** on $r \approx \delta$. En aquesta regió, situada entre la de camp proper i la de camp llunyà, el comportament del camp EM a la superfície terrestre ve descrit per les expressions (1.30.)-(1.33.). En medis estratificats pot ser que la corba de resistivitat aparent en un gràfic logarítmic en funció de la freqüència tingui un pendent major de 45° i que la fase sigui negativa o superior a 90° .

Per visualitzar el comportament dels camps, a la **Figura 1.5** es mostra el mòdul i la direcció dels camps **E** i **B** creats per un dipol elèctric sobre un medi homogeni de resistivitat aparent $\rho = 100 \Omega \cdot m$, segons Zonge i Hughes (1991). El dipol està orientat en la direcció NS i situat en el punt (0,0), té una longitud de 10 m, la intensitat de corrent és $I = 1000 A$, i la freqüència del senyal és $f = 4096 Hz$. Només s'ha representat un dels quadrants a causa de la simetria respecte els eixos NS i EW. Es pot observar que l'amplitud dels camps decau amb la distància al dipol, i de manera diferent per a cada un dels components dels camps. Les zones ombrejades indiquen els punts on l'amplitud dels camps és nul·la o gairebé nul·la. En les direccions NS i EW el camp **E** és paral·lel a l'eix del dipol mentre que el camp **B** és perpendicular a aquest.

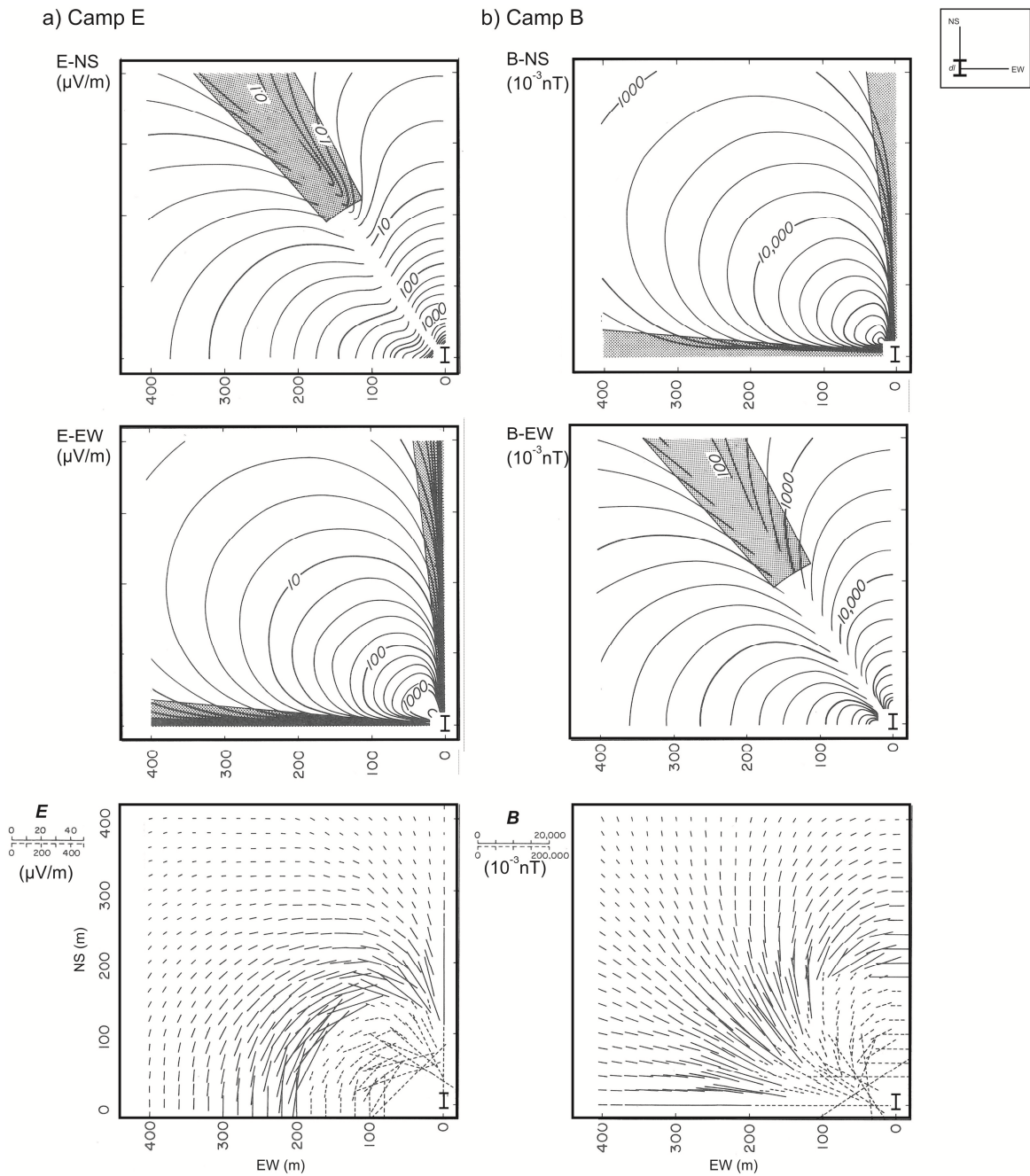


Figura 1.5. Dipol elèctric orientat en la direcció NS i situat al punt (0,0) sobre un medi homogeni medi homogeni de $\rho = 100 \Omega \cdot \text{m}$. Longitud del dipol: 10 m , $I = 1000 \text{ A}$, $f = 4096 \text{ Hz}$. (a) camp E: amplitud dels components E-NS i E-EW i mòdul i direcció del vector \mathbf{E} , (b) camp B: amplitud dels components B-NS i B-EW i mòdul i direcció del vector \mathbf{B} . L'ombrejat indica les zones on l'amplitud dels camps és molt baixa. (Modificada de Zonge i Hughes, 1991).

Les línies del camp E d'un dipol elèctric oscil·lant orientat en la direcció NS s'han representat a la **Figura 1.6** per a diferents instants de temps. El camp E és tangent a les línies en cada punt. El sentit canviant de les línies és causat per l'oscil·lació de les càrregues del dipol. Les línies de camp B són circumferències perpendiculars al pla de la figura i centrades en l'eix del dipol.

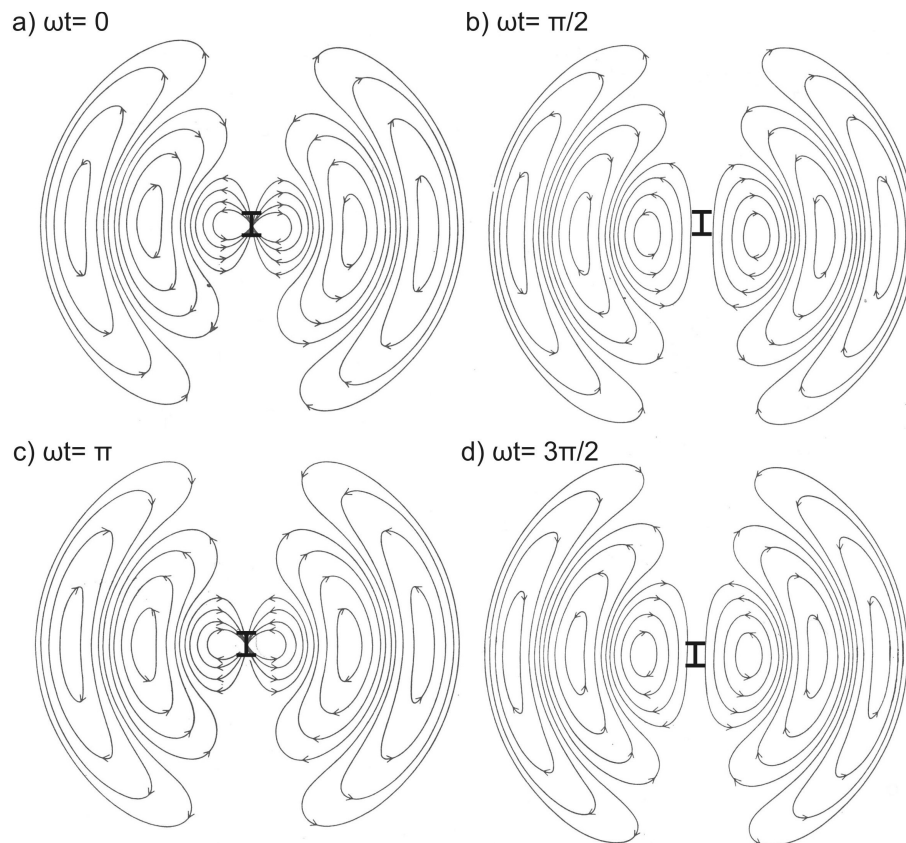


Figura 1.6. Dipol elèctric oscil·lant orientat en la direcció NS, línies de camp E pels instants de temps (a) $\omega t = 0$, (b) $\omega t = \pi/2$, (c) $\omega t = \pi$, (d) $\omega t = 3\pi/2$. Les línies de camp B (no representades) són circumferències perpendiculars al pla de la figura i centrades en l'eix del dipol. (Modificada de Lorrain i Corson, 1986).

A la pràctica, Zonge i Hughes (1991) consideren zona de camp llunyà aquella en què la resistivitat aparent és al voltant d'un 5% del valor de la resistivitat del medi. Tenint en compte que la resistivitat aparent es calcula a partir de dos dels components ortogonals dels camps (1.28.), segons aquest criteri defineixen la distància mínima per estar en condicions de camp llunyà (r_{min}^{CLL}) en dos casos:

- ρ calculada a partir dels components E-NS/B-EW (**Figura 1.7-a**):
 - $r_{min}^{CLL} = 5\delta$ si aquests components es mesuren en la configuració *collinear*, és a dir, en la direcció paral·lela al dipol
 - $r_{min}^{CLL} = 4\delta$ si aquests components es mesuren en la configuració *broadside*, és a dir, en la direcció perpendicular al dipol

- ρ calculada a partir dels components E-EW/B-NS (**Figura 1.7-b**): $r_{min}^{CLL} = 3\delta$ en totes direccions

A la **Figura 1.7** es mostra la resistivitat aparent en aquestes dues direccions pel cas del dipol i el medi homogeni de la **Figura 1.5**. Els lòbuls de color verd indiquen les zones més idònies per realitzar mesures MT en camp llunyà. A les zones ombrejades situades entre els lòbuls l'amplitud dels camps és nul·la o gairebé nul·la. Aquest comportament s'analitzarà amb detall en el capítol 4.

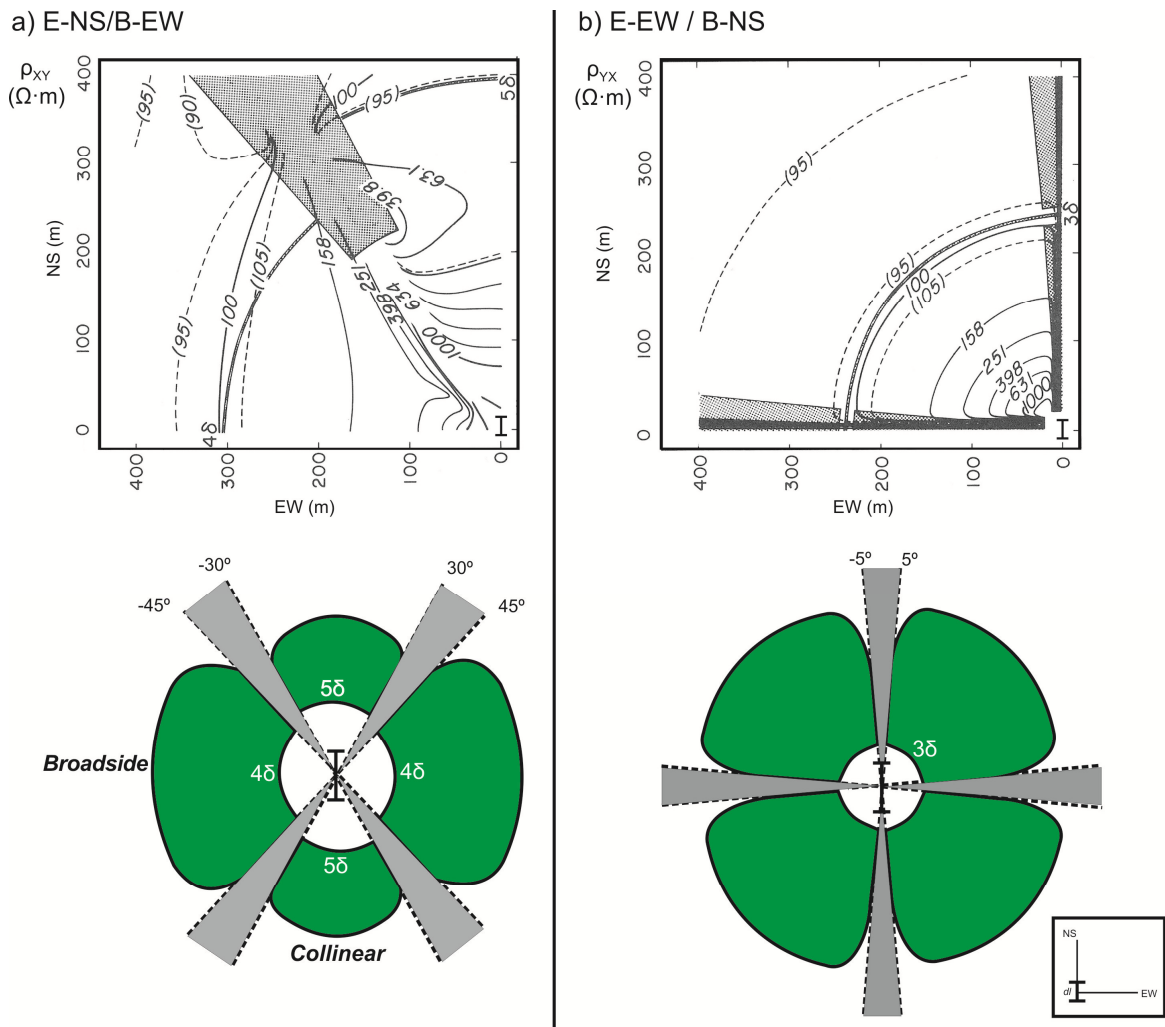


Figura 1.7. Dipol elèctric orientat en la direcció NS, situat a la superfície del medi homogeni descrit a la **Figura 1.5** ($\rho = 100 \Omega \cdot m$). Imatges superiors: resistivitat aparent obtinguda a partir dels components: (a) E-NS/B-EW, (b) E-EW/B-NS. Imatges inferiors: els lòbuls verds indiquen les zones per a les mesures dels components dels camps \mathbf{E} i \mathbf{B} en condicions de camp llunyà, la resistivitat aparent és al voltant d'un 5% del vertader valor de la resistivitat del medi en aquestes zones, (a) components E-NS i B-EW: a partir de 5δ en la configuració collinear, des de 4δ en configuració broadside, (b) components E-EW i B-NS: a partir de 3δ en totes les direccions. A les zones ombrejades en color gris l'amplitud dels camps és nul·la o gairebé nul·la. (Modificada de Zonge i Hughes, 1991).

Per tenir una primera aproximació de la distància entre el punt de mesura i el dipol elèctric que genera el senyal, d'ara endavant en aquesta tesi es considerarà que la distància màxima per estar en zona de camp proper és $r_{max}^{CP} = \delta/2$, mentre que la distància mínima per estar en camp llunyà es considerarà $r_{min}^{CLL} = 4\delta$. Segons (1.25.) les freqüències màxima i mínima que verifiquen les zones de camp proper i camp llunyà, respectivament, són les següents:

$$f_{max}^{CP} = \rho \cdot \left(\frac{503}{2r}\right)^2 \quad (1.42.)$$

$$f_{min}^{CLL} = \rho \cdot \left(\frac{4 \cdot 503}{r}\right)^2. \quad (1.43.)$$

1.3. Polarització

1.3.1. Atributs de polarització d'un senyal monofreqüencial en un instant de temps determinat

En el mètode MT es considera que els camps \mathbf{E} i \mathbf{B} són ones transversals del tipus ona harmònica plana que es propaguen en la direcció vertical (Z) cap a l'interior de la Terra (secció 1.1.3). A la superfície terrestre ($z=0$) cada un d'ells es pot descompondre en dos components ortogonals en les direccions NS i EW. Tot seguit es descriu l'estat de polarització d'una ona plana, com pot ser el camp \mathbf{E} , a partir de l'anàlisi de la corba que recorre l'extrem del vector \mathbf{E} al llarg del temps en el pla de la superfície terrestre. L'estat de polarització està definit per a cada freqüència del senyal, per aquest motiu en la descripció següent es considera que el camp conté una sola freqüència. El mateix anàlisi és aplicable al vector camp \mathbf{B} .

Els components ortogonals del camp \mathbf{E} en les direccions NS i EW són del tipus:

$$E_{NS}(t) = A_{NS} \cos(\omega t + \phi_{NS}), \quad (1.44.)$$

$$E_{EW}(t) = A_{EW} \cos(\omega t + \phi_{EW}), \quad (1.45.)$$

on (A_{NS}, A_{EW}) són les amplituds del camp en les direccions NS i EW, respectivament, i (ϕ_{NS}, ϕ_{EW}) els seus desfasaments. Combinant (1.44.) i (1.45.) s'obté la següent expressió:

$$\left(\frac{E_{NS}}{A_{NS}}\right)^2 + \left(\frac{E_{EW}}{A_{EW}}\right)^2 - 2 \frac{E_{NS}E_{EW}}{A_{NS}A_{EW}} \cdot \cos(\phi_{NS} - \phi_{EW}) = \sin^2(\phi_{NS} - \phi_{EW}) \quad (1.46.)$$

que és l'equació d'una el·lipse. Per tant, en el cas més general el vector \mathbf{E} descriu una el·lipse en el pla de la superfície terrestre, es diu que el camp \mathbf{E} està "polaritzat el·lípticament". El seu estat de polarització es descriu mitjançant tres atributs: el desfasament entre els components ortogonals, $\Delta\phi$, l'el·lípticitat, ϵ , i l'angle de polarització, θ . La **Figura 1.8** mostra l'el·lipse de polarització del camp \mathbf{E} i els seus components ortogonals.

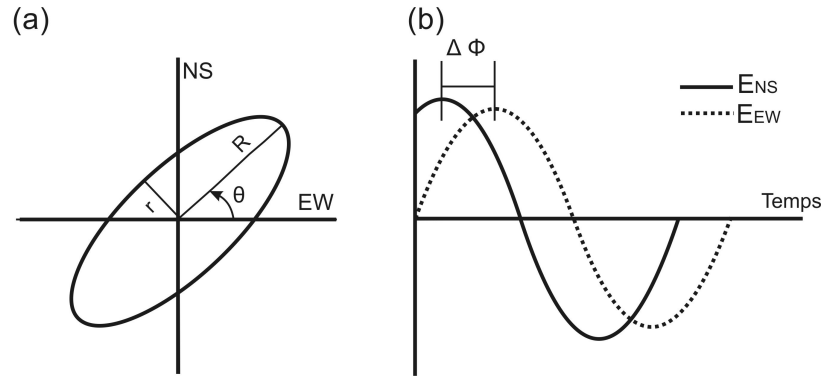


Figura 1.8. (a) El·lipse de polarització del camp \mathbf{E} en el pla horitzontal, s'indiquen els semieixos major (R) i menor (r) i l'angle de polarització (θ), (b) components NS i EW del camp \mathbf{E} i el desfasament ($\Delta\phi$) entre ells. (Modificada d'Escalas et al., 2013).

A continuació es descriu cada un dels atributs de polarització i s'indiquen les expressions que permeten calcular-los en cada instant de temps a una freqüència determinada. Més detalls sobre l'obtenció de les expressions matemàtiques es poden trobar a Born i Wolf, (1999).

- **$\Delta\phi$, el desfasament**, $\Delta\phi \in [-180^\circ, 180^\circ]$: és la diferència de fase entre els components ortogonals del camp:

$$\Delta\phi = \phi_{NS} - \phi_{EW}, \quad (1.47.)$$

- **ε , l'el·lipticitat**, $\varepsilon \in [-1, 1]$ (adimensional): indica la relació entre el semieixos menor (r) i major (R) de l'el·lipse, es calcula a partir de les amplituds (A_{NS}, A_{EW}) i el desfasament $\Delta\phi$ de la següent manera:

$$\varepsilon = \operatorname{tg} \left[\frac{1}{2} \cdot \arcsin \left[\sin \left[2 \cdot \operatorname{arctg} \left(\frac{A_{NS}}{A_{EW}} \right) \right] \cdot \sin(\Delta\phi) \right] \right]; \quad |\varepsilon| = \frac{r}{R} \quad (1.48.)$$

El seu signe, que depèn del desfasament, determina el sentit de gir de l'el·lipse polarització:

- si $\Delta\phi > 0 \Rightarrow \sin(\Delta\phi) > 0 \Rightarrow \varepsilon > 0$: sentit dextrogir (horari)
- si $\Delta\phi < 0 \Rightarrow \sin(\Delta\phi) < 0 \Rightarrow \varepsilon < 0$: sentit levogir (antihorari)

El sentit de gir s'avalua observant com s'allunya el senyal des de la font. Aquest és el conveni habitual en l'anàlisi de senyals geomagnètics i per tant és l'utilitzat en aquesta memòria.

- **θ , l'angle de polarització**, $\theta \in [0^\circ, 180^\circ]$: és l'angle que forma el semieix major de l'el·lipse amb la direcció EW. El seu origen està en l'eix EW, i va augmentant en sentit antihorari. És a dir, si $\theta = 0^\circ$ el semieix major és paral·lel a la direcció EW, mentre que si $\theta = 90^\circ$ està orientat en la direcció NS. Es calcula a partir de les amplituds (A_{NS}, A_{EW}) i el desfasament ($\Delta\phi$) mitjançant l'expressió:

$$\theta = \frac{1}{2} \cdot \arctg \left[\frac{2A_{NS}A_{EW}}{A_{EW}^2 - A_{NS}^2} \cos(\Delta\phi) \right]. \quad (1.49.)$$

Per tant, per a dos valors determinats de les amplituds (A_{NS}, A_{EW}) , tant l'el·lípticitat com l'angle de polarització depenen del desfasament entre els components del camp.

Els diferents estats de polarització que pot presentar el camp \mathbf{E} segons quin sigui el valor dels atributs són:

- **Camp polaritzat el·lípticament:** l'extrem del vector \mathbf{E} descriu una el·lipse en el pla horitzontal. Els atributs de polarització són:
 - $\varepsilon \neq 0$
 - $\Delta\phi \neq 0$
 - θ : determina l'angle d'inclinació del semieix major de l'el·lipse respecte la direcció EW

- **Camp polaritzat linealment:** el camp \mathbf{E} vibra en una direcció determinada, l'extrem del vector \mathbf{E} descriu una línia recta. En aquest cas:
 - $\varepsilon = 0$
 - $\Delta\phi = m \cdot 180$ ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$)
 - θ : determina l'angle d'inclinació de la recta respecte la direcció EW

- **Camp polaritzat circularment:** l'extrem del vector \mathbf{E} descriu un cercle. Aquesta situació es dona quan $A_{NS} = A_{EW}$. Els atributs de polarització són:
 - $\varepsilon = +1$ o -1
 - $\Delta\phi = -90 + 2 \cdot m \cdot 180$ ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) $\Rightarrow \varepsilon = +1$
 - $\Delta\phi = 90 + 2 \cdot m \cdot 180$ ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) $\Rightarrow \varepsilon = -1$
 - θ no està definit, pren tots els valors possibles

La **Figura 1.9** mostra els possibles estats de polarització segons quin sigui el valor del desfasament entre els components ortogonals del camp. Quan el desfasament és positiu el sentit de gir es dextrogir (**Figura 1.9** a-d), en canvi quan és negatiu el sentit és levogir (**Figura 1.9** e-h). En els casos particulars en què el desfasament és nul o bé $\Delta\phi = \pm 180^\circ$ (els components estan en fase o en oposició de fase, respectivament) l'estat de polarització és lineal (**Figura 1.9** a,e). Quan el desfasament és $\Delta\phi = \pm 90^\circ$, els semieixos de l'el·lipse són paral·lels a les direccions NS i EW (**Figura 1.9** c, g). Si en aquest últim cas els semieixos fossin iguals, la polarització seria circular. El valor del desfasament també està lligat a l'angle de polarització. Per exemple, per un mateix valor dels semieixos de l'el·lipse, si el desfasament és nul o $\Delta\phi = +180^\circ$ l'angle de polarització està dins l'interval $0^\circ < \theta < 90^\circ$. En canvi, si el desfasament és $\Delta\phi = -180^\circ$, l'angle està dins l'interval $90^\circ < \theta < 180^\circ$.

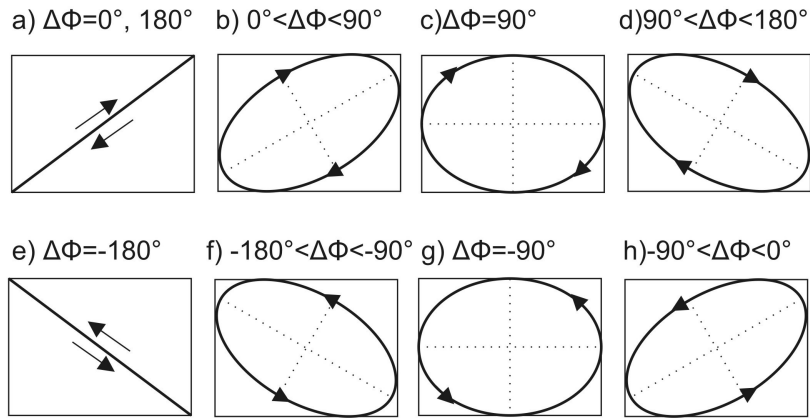


Figura 1.9. El·lipse de polarització del camp \mathbf{E} segons el valor del desfasament ($\Delta\Phi$) entre els components ortogonals del camp (Modificada de Born i Wolf, 1999).

Les expressions (1.47.)- (1.49.) permeten calcular els atributs de polarització tant del camp \mathbf{E} com del camp \mathbf{B} del senyal MT. S'obtenen a una freqüència concreta i en un instant de temps determinat a partir de les amplituds (A_{NS}, A_{EW}) i dels desfasaments (ϕ_{NS}, ϕ_{EW}).

De manera adicional, es poden comparar els camps \mathbf{E} i \mathbf{B} a partir dels seus atributs de polarització. Amb aquesta intenció, es defineixen en aquesta tesi els següents atributs:

- $|\Delta\varepsilon_{EB}|$, **diferència d'el·lipticitat entre \mathbf{E} i \mathbf{B}** , $\Delta\varepsilon_{EB} \in [0,1]$: permet comparar la diferència absoluta (sense tenir en compte el signe) de l'el·lipticitat dels camps:

$$|\Delta\varepsilon_{EB}| = ||\varepsilon_E| - |\varepsilon_B||. \quad (1.50.)$$

És mínima ($|\Delta\varepsilon_{EB}| = 0$) quan els camps presenten exactament la mateixa el·lipticitat en valor absolut, i és màxima ($|\Delta\varepsilon_{EB}| = 1$) quan un dels camps està polaritzat linealment i l'altre de manera circular.

- $|90 - \theta_{EB}|$, **desviació de l'angle entre els camps \mathbf{E} i \mathbf{B} respecte a l'ortogonalitat**, $|90 - \theta_{EB}| \in [0^\circ, 90^\circ]$: proporciona la desviació respecte als 90° de l'angle entre els camps \mathbf{E} i \mathbf{B} :

$$|90 - \theta_{EB}| = |90 - |\theta_E - \theta_B||. \quad (1.51.)$$

És mínima ($|90 - \theta_{EB}| = 0^\circ$) quan els camps són ortogonals, és a dir, l'angle entre ells és de 90° . Seria màxima ($|90 - \theta_{EB}| = 90^\circ$) en el cas en què els camps fossin paral·lels.

1.3.2. Polarització del senyal MT

La diversitat de fonts del senyal MT i el seu caràcter variable tant en l'espai com en el temps (secció 1.1.2) fan que aquest generalment presenti un nombre infinit d'estats de polarització, sense que predomini cap d'ells (Zonge i Hughes, 1991). Els camps \mathbf{E} i \mathbf{B} oscil·len en un pla paral·lel a la superfície terrestre, segons les hipòtesis del mètode MT (1.1.3). El cas més habitual és que aquests vectors oscil·lin en totes les direccions possibles d'aquest pla, sense haver-hi una direcció privilegiada; es diu que el senyal MT “no està polaritzat”. Ara bé, hi ha causes naturals que fan que els vectors \mathbf{E} i \mathbf{B} vibrin cadascun en una determinada direcció, succeeix quan hi ha un gran contrast de resistivitat en les estructures geològiques del subsòl, i/o quan una de les fonts naturals predomina sobre les altres. En aquestes situacions es diu que el senyal MT “està polaritzat”. A continuació es descriuen amb més detall cada una d'elles.

La resistivitat del subsòl pot presentar canvis bruscs per diversos motius, de manera que el camp EM mesurat a la superfície terrestre esdevingui polaritzat en un cert rang de freqüències. Un cas de gran contrast de resistivitats és la proximitat del mar, com a medi molt conductor (Lilley i Bennett, 1972). També hi ha canvis bruscs de resistivitat en els medis anisotròps (Rankin i Reddy, 1970; Jones, 2006), i en medis amb anomalies conductores molt significatives (Jones, 1983; Wannamaker, 1984; Latorraca et al., 1986; Uyeshima et al., 1998; Becken i Burkhardt, 2004). En aquests casos l'estat de polarització és estacionari.

El senyal MT també pot estar polaritzat a determinades freqüències si una de les seves fonts predomina en gran mesura sobre les altres, com succeeix a latituds elevades (Hermance, 1973; Lezaeta et al., 2007) i en els senyals generats a les descàrregues elèctriques en les tempestes (Goldak i Goldak, 2001). Per exemple les pulsacions geomagnètiques, independentment del seu tipus, presenten una estat de polarització que les caracteritza (Saito, 1969; McPherron et al., 1972; McPherron, 2005). Aquest és molt variable, depèn de les condicions en què té lloc la interacció entre el vent solar i la magnetosfera que les origina, així com de les característiques de l'IMF i de l'estructura de la magnetosfera i ionosfera terrestres (Sinitsin et al., 2003). D'altra banda, el camp \mathbf{B} del primer mode de les SR es caracteritza per la seva el·lipticitat. A continuació es descriu l'estat de polarització de les pulsacions Pc3 i de les SR; en el capítol 6 s'analitzaran ambdós senyals a partir de sèries temporals MT.

➤ Estat de polarització de les pulsacions Pc3

L'estat de polarització de les pulsacions Pc3 va lligat als mecanismes de formació i propagació d'aquests senyals (Fukunishi i Lanzerotti, 1974), per aquest motiu és un aspecte que s'estudia habitualment. Concretament, s'analitza a partir de les variacions del camp \mathbf{B} mesurades en observatoris geomagnètics. Existeixen nombrosos estudis sobre la polarització de les Pc3 a latituds baixes (Saka et al., 1982; Ansari i Fraser, 1986; Yumoto, 1986; Ziesolleck et al., 1993, Itonaga i Yumoto, 1998; Villante et al., 1999; Zanandrea et al., 2004; Villante i Tiberi, 2015;) i a latituds polars (Morris i Cole, 1987; Kleimenova et al., 1999; Shaofeng i Yonghua, 1999)

A l'hemisferi nord de la Terra la majoria de les pulsacions Pc3 presenten el camp \mathbf{B} polaritzat en la direcció NW-SE i oscil·lant en sentit levogir al matí, i en la direcció NE-SW i amb

sentit dextrogir després del migdia (Lanzerotti et al., 1981; Villante i Tiberi, 2015). En canvi, en els punts conjugats de l'hemisferi sud succeeix just el contrari (Yumoto et al., 1985). En general el valor de l'el·lipticitat és petit, sempre inferior a 0.5.

Dintre d'aquest comportament general, l'estat de polarització concret del camp \mathbf{B} de les Pc3 varia segons la latitud, l'hora del dia i l'estació de l'any, ja que depèn de l'estat de la magnetosfera i la ionosfera (Shaofeng i Yonghua, 1999; Villante i Tiberi, 2015). Per aquest motiu, el seu estudi permet determinar els processos físics que tenen lloc en aquestes zones.

L'observatori geomagnètic de l'Aquila (Itàlia) és un centre de referència en l'anàlisi de les pulsacions Pc3 (Villante et al., 1989, 1993, 1996, 2002, 2004; Villante, 2011; Villante et al., 1992, 1998, 1999, 2011). L'estudi més recent que han publicat és el de Villante i Tiberi (2015) en el qual analitzen les característiques de les pulsacions Pc3 a partir de 28 anys de registres (1985-2012).

En la revisió dels estudis sobre les pulsacions Pc3 cal conèixer el conveni utilitzat pel sentit de gir del camp. Sempre s'observa el camp \mathbf{B} en la seva direcció de propagació, és a dir des de la font (secció 1.3.1). No obstant, el signe de l'el·lipticitat pot anar associat a un sentit dextrogir o levogir segons com estigui definida aquesta. A més, a l'hemisferi nord s'anomena sentit dextrogir el sentit de gir horari, i levogir l'antihorari, en canvi a l'hemisferi sud s'utilitza el conveni oposat (Itonaga i Yumoto, 1998). També cal vigilar amb la definició de l'angle de polarització, que en algunes ocasions es mesura des del nord fins el semieix major de l'el·lipse, però en aquesta tesi es mesura des de l'est (secció 1.3.1).

No s'han trobat estudis sobre l'estat de polarització del camp \mathbf{E} de les pulsacions Pc3.

➤ Estat de polarització de les ressonàncies Schumann

La major part dels estudis sobre les SR es fan a partir de dades d'observatoris geomagnètics, en els quals habitualment es mesura el camp \mathbf{B} però no el camp \mathbf{E} , o es mesura només el component vertical E_z . Per aquest motiu fins ara sembla que només s'ha analitzat la polarització del camp \mathbf{B} d'aquests senyals (no s'han trobat estudis respecte el camp \mathbf{E}).

El camp \mathbf{B} en el 1r mode de les SR ($f \approx 8 \text{ Hz}$) està el·lípticament polaritzat sempre en sentit levogir (anti-horari) a l'hemisferi nord de la Terra i en sentit dextrogir (horari) a l'hemisferi sud. En canvi, en el 2n i 3r modes el sentit de gir del camp canvia amb el temps, (Nickolaenko et al., 2004; Nickolaenko i Sentman, 2007; Roldugin i Vasil'ev, 2012). L'el·lipticitat del camp és causada per l'anisotropia de la ionosfera, si aquesta fos homogènia el camp estaria linealment polaritzat (Nickolaenko et al., 2004).

Els primers estudis sobre l'estat de polarització del camp \mathbf{B} de les SR indicaven un sentit de gir variable durant el dia i la nit pel 1r mode (Sentman, 1987, 1989) i una degeneració d'aquest mode en un triplet de freqüències. No obstant, els estudis més actuals a partir de dades experimentals i modelitzacions (Nickolaenko et al., 2004; Nickolaenko i Sentman, 2007) han demostrat que els primers resultats es basaven en segments temporals massa curts i els mètodes d'anàlisi no eren els adequats. No existeix la degeneració prevista inicialment pel 1r mode, i el sentit de gir es manté constant.

De la mateixa manera que en les pulsacions Pc3, en la revisió dels treballs publicats sobre la polarització de les SR s'ha de conèixer el conveni utilitzat en cada cas per l'el·lipticitat. S'observa sempre la rotació des de la font del senyal, és a dir en la direcció del camp, com en el cas de les Pc3. En canvi, per les SR se sol associar l'el·lipticitat positiva a un sentit de gir antihorari i s'anomena dextrogir, mentre que si és negativa representa un sentit de gir horari i s'anomena levogir. Cal anar molt en compte en la revisió de la literatura publicada; tan sols els conceptes horari i antihorari són universals, la resta depenen dels convenis utilitzats. Afortunadament, en molts estudis sobre la polarització es representen les hodògrafes del senyal, que permeten veure fàcilment el sentit de gir del camp.

1.3.3. Polarització del senyal generat amb un dipol elèctric horitzontal

El camp EM generat per un dipol elèctric horitzontal té uns atributs de polarització determinats. A cada punt el senyal està polaritzat gairebé linealment en una certa direcció, a causa de la localització i orientació concretes del dipol (Zonge i Hughes, 1991). En el capítol 4 es descriu detalladament l'estat de polarització del camp EM generat per aquest.

En els mètodes CSEM i CSAMT s'utilitzen dipols elèctrics horitzontals com a font de senyal. Sovint s'analitza l'estat de polarització dels camps \mathbf{E} i \mathbf{B} mesurats amb aquests mètodes, ja que permet caracteritzar el senyal emès amb el dipol. Alguns exemples d'aquests anàlisis en experiments de CSEM es poden trobar a Constable i Cox (1996), Key i Lockwood (2010) i MacGregor et al. (1998), i en experiments de CSAMT a Boerner (1993-a,b), Kellett et al. (1993) i Wannamaker (1997).

Els atributs de polarització del camp EM mesurat en un experiment amb font controlada depenen no solament de la freqüència del senyal i de la posició i orientació de la font respecte el punt de mesura, sinó que també estan relacionats amb la resistivitat del medi, la seva dimensionalitat i les inhomogeneïtats que pugui presentar. Sobretot en el cas que hi hagi alguna anomalia conductora cal tenir molt en compte aquests paràmetres per determinar la propagació del camp EM en el subsòl i per tant el seu estat polarització a la superfície del medi (Key i Lockwood, 2010).

1.4. Soroll cultural

1.4.1. Fonts de soroll cultural

La qualitat de les respostes MT disminueix si hi ha soroll EM que contaminei les dades experimentals. En funció del seu origen el soroll es classifica en els següents tipus (Junge, 1996):

- **soroll instrumental**, a causa d'errors humans i/o instrumentals durant el procés de mesura de les dades,
- **soroll ambiental**, generat per exemple per condicions climàtiques, moviments sísmics o la proximitat del mar,

- **soroll cultural**, a causa de construccions antropogèniques. Aquest pot ser passiu o actiu segons el tipus de senyal que es genera a les seves fonts (Junge, 1996; Szarka, 1988):
 - **soroll cultural passiu:** són els anomenats “corrents geomagnèticament induïts” per exemple a les línies de transport de corrent elèctric (Torta et al., 2014) o a les canonades i les tanques metàl·liques durant les tempestes elèctriques, de manera que aquests objectes actuen com anomalies conductores superficials,
 - **soroll cultural actiu:** són els corrents EM paràsits que circulen pel subsòl (corrents de fuites), generats per exemple per les línies elèctriques, els generadors elèctrics, la circulació de trens per vies fèrries electrificades, les tanques i els sistemes de bombeig elèctrics o els sistemes per evitar la corrosió de les canonades metàl·liques.

En aquesta tesi s’analitza el soroll cultural actiu que contamina les dades MT, d’ara endavant anomenat “soroll cultural” de manera abreujada. Les mesures realitzades prop de zones industrials o urbanes, o zones on es duen a terme activitats agrícoles i/o ramaderes són les que es veuen més afectades per aquest tipus de soroll. No obstant, cal tenir en compte que les línies elèctriques i les vies fèrries electrificades també poden trobar-se en zones deshabitades. La identificació i l’eliminació del soroll cultural és un dels aspectes del mètode MT en el que cal avançar, ja que a l’actualitat gairebé no existeixen llocs lliures d’aquest tipus de contaminació EM.

A continuació es descriuen dues de les fonts de soroll cultural més comuns, les línies elèctriques i la circulació de trens per vies fèrries electrificades. En el capítol 5 s’analitzen dades MT contaminades per aquestes fonts. Una descripció molt acurada d’aquestes i d’altres fonts de soroll i els seus efectes sobre les dades MT es pot trobar a Szarka, (1988), Junge, (1996) i Ferguson (2012).

1.4.1.1. Línies elèctriques

Les línies de transport i distribució del corrent elèctric són la font de soroll més habitual en el mètode MT, ja siguin de corrent altern o continu, aèries o soterrades. Les línies de corrent altern estan formades per tres fils conductors que el transporten amb un cert desfasament entre ells, de manera que en el cas ideal es cancel·len i no hi ha un corrent net. En realitat, però, el sistema no és perfecte i no es produeix la cancel·lació absoluta del corrent, sinó que sempre hi ha una certa part del corrent elèctric que o bé retorna a la central on s’ha generat a través d’una línia addicional neutra, o bé es desvia cap al subsòl creant corrents paràsits que contaminen les mesures MT (Szarka, 1988).

El corrent altern de la xarxa elèctrica és un senyal de tipus sinusoidal amb una freqüència fonamental de 50 Hz a la Unió Europea (60 Hz als Estats Units). Aquesta freqüència, així com l’amplitud i la fase del corrent, és variable amb el temps a causa de canvis en la demanda i el sumistre de l’energia; es tracta doncs d’un senyal no-estacionari. Aquests canvis en la càrrega que transporten les línies originen harmònics i subharmònics, són senyals de freqüències múltiples i submúltiples sencers de 50 Hz. El senyal MT esdevé contaminat

també entorn d'aquestes freqüències, encara que en menor mesura (Junge, 1996; Pellerin et al., 2004; Trad i Travassos, 2000). En el cas de les línies de transmissió de corrent continu també es desvia una part del corrent cap el subsòl contaminant el senyal MT en un ampli rang de freqüències.

L'amplitud dels camps E i B creats per les línies elèctriques decau amb la distància a aquestes. El seu valor concret, així com el de la fase i per tant l'estat de polarització, depèn de la configuració de les línies (el nombre de fils i la posició de cada un d'ells) i del corrent que transporten (Cruz, 2000; Institut Català d'Energia, 2003)

El soroll generat per les línies elèctriques pot contaminar el senyal MT mesurat fins i tot a desenes de kilòmetres de distància de les línies (Trad i Travassos, 2000).

1.4.1.2. Circulació de trens per vies fèrries electrificades

La **Figura 1.10** mostra un esquema de la circulació d'un tren per una via fèrria electrificada. El corrent elèctric es transmet des de les subestacions fins els vagons dels trens mitjançant fils conductors aeris, i retorna a les subestacions a través dels rails. A la pràctica, aquests no estan perfectament aïllats i una part del corrent es desvia cap el subsòl en comptes de retornar a través dels rails (Chaize i Lavergne, 1970). Són aquests corrents de fuites que circulen pel subsòl els que contaminen les dades MT (Larsen et al., 1996; Egbert, 1997; Iliceto i Santarato, 1999; Egbert et al., 2000; Pádua et al., 2002).

En general les vies fèrries de les xarxes de rodalies i mitja distància utilitzen corrent continu, mentre que les de llarga distància funcionen amb corrent altern (50 Hz a Espanya). La circulació de trens per vies fèrries electrificades amb corrent continu (CC) contamina les dades MT en un ampli rang de freqüències; en canvi si són de corrent altern les freqüències afectades són sobretot la fonamental del corrent i els seus harmònics.

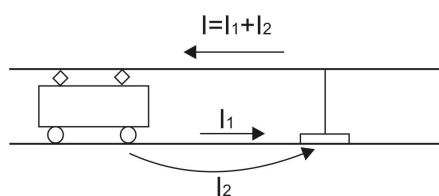


Figura 1.10. Esquema del corrent elèctric en una via fèrria electrificada. El corrent elèctric (I) circula des de la subestació fins al vagó del tren. Una part d'aquest corrent (I_1) retorna a la subestació a través dels rails, i una altra part (I_2) es desvia cap el subsòl.

Existeixen estudis sobre els camps E i B creats per la circulació de trens en vies fèrries electrificades (i.e. Iliceto i Santarato, 1999; Lowes, 2009; Pirjola, 2011); no es tracta d'un càlcul senzill ja que el corrent elèctric no és sempre constant. En general el soroll afecta majoritàriament el component del camp elèctric paral·lel a les vies fèrries (Chaize i Lavergne, 1970; Pádua et al., 2002).

El soroll causat per la circulació dels trens pot afectar el senyal MT enregistrat a centenars de kilòmetres de distància de les vies, segons quina sigui la resistivitat del medi (Egbert, 1997).

1.4.2. Característiques del soroll cultural

El soroll cultural és un senyal EM d'origen antropogènic que presenta els següents trets característics:

- **Senyal anàleg al generat amb un dipol elèctric horitzontal:** El senyal generat per la majoria de les fonts de soroll cultural es pot assimilar al que crea un dipol elèctric horitzontal pel qual circula un corrent altern (secció 1.2.2). Les respostes MT que s'obtenen amb dades MT adquirides a les proximitats d'aquestes fonts són les mateixes que s'obtindrien en punts propers al dipol, és a dir, presenten l'efecte de camp proper (secció 1.2.2). Per tant, la distància entre els sites on es realitzen les mesures MT i les fonts de soroll cultural és un paràmetre clau a tenir en compte per evitar que el soroll afecti les mesures MT. L'efecte de camp proper s'ha observat en nombrosos estudis pel cas de les línies elèctriques (Trad i Travassos, 2000; Pellerin et al., 2003) i la circulació de trens per vies fèrries electrificades, que poden ser considerades com un conjunt de dipols elèctrics de geometria i corrent variable (Egbert, 1997; Egbert et al., 2000; Iliceto i Santarato, 1999; Larsen et al., 1996; Oettinger et al., 2001). Fins i tot l'efecte que crea una zona industrialitzada sobre les respostes MT és anàleg al que crea un dipol elèctric (Qian i Pedersen, 1991).
- **Senyal coherent:** Habitualment el soroll cultural és un senyal molt coherent, és a dir, afecta tant el camp E com el camp B del senyal MT (Fontes et al., 1988; Larsen et al., 1996; Egbert, 1997; Oettinger et al., 2001; Weckmann et al., 2005). Cal distingir entre la coherència ordinària (Simpson i Bahr, 2005) que és el coeficient de correlació entre els components ortogonals dels camps (E_x, B_y) o (E_y, B_x) i la coherència múltiple (Chave i Jones, 2012) entre els components (E_x, B_x, B_y) o bé (E_y, B_x, B_y) . En ambdós casos la coherència (ξ) és una magnitud adimensional, i pot variar dins el rang $[0 \leq \xi \leq 1]$, sent $\xi = 1$ quan els camps E i B són totalment coherents. Les dades MT afectades per soroll cultural presenten una coherència molt elevada, fins i tot igual a la unitat si la font de soroll és molt propera.
- **Senyal polaritzat linealment:** El camp EM creat per les fonts de soroll cultural està polaritzat gairebé linealment en una direcció determinada (Szarka, 1988; Junge, 1996), a causa de la localització i orientació fixa de les fonts a l'espai (secció 1.3.3). Tant el camp E com el camp B esdevenen polaritzats sota l'acció de les fonts de soroll cultural, per exemple línies elèctriques (Risk et al., 1999) o la circulació de trens per vies fèrries electrificades (Chaize i Lavergne, 1970; Santarato i Spagnolini, 1995).
- **Senyal no-estacionari:** El soroll cultural és altament no-estacionari (Szarka, 1988; Junge, 1996), ja que les seves fonts no sempre tenen una activitat regular sinó que poden actuar només en certs intervals de temps, i la seva freqüència també pot ser variable. Les respostes MT deixen de ser invariants en el temps en presència de soroll cultural (Banks, 1998), i per tant no es poden considerar vàlides per a l'obtenció de models geoelèctrics del medi.

1.4.3. Mètodes per a la detecció i eliminació del soroll cultural

La inspecció visual de les sèries temporals MT permet detectar la presència de soroll si aquest té un aspecte molt diferent al del senyal MT, i eliminar els segments corresponents. Per exemple, si el senyal sorollós té un contingut freqüencial constant en el temps o bé una amplitud molt més gran que l'amplitud mitjana del senyal MT. Tanmateix, aquest no és el cas general, ja que el soroll pot tenir freqüències variables amb el temps i amplitud del mateix ordre o menor que la del senyal MT. Per tant la revisió manual de les sèries temporals no és un mètode fiable per a la detecció de soroll. A més, es tracta d'un procés poc objectiu ja que depèn en gran part de l'experiència i habilitat de la persona que analitza les sèries, i que requereix molt de temps tenint en compte la longitud habitual de les sèries temporals MT.

En el cas del soroll que contamina sempre unes freqüències determinades, com el generat per les línies elèctriques de corrent altern, el filtratge del senyal MT a les freqüències afectades (Szarka, 1988; Trad i Travassos, 2000) permet reduir l'efecte del soroll.

En general, però, l'efecte del soroll cultural s'intenta minimitzar durant el procés d'obtenció de les respostes MT. Tot i així, malgrat que la referència remota i el processat robust són els mètodes més habituals i efectius (Jones et al., 1989) i s'han combinat i millorat considerablement (Egbert, 1997; Ritter et al., 1998), proporcionen respostes MT errònies si les dades estan contaminades per soroll coherent, excepte si es disposa de dades en un site de referència no contaminat (Larsen et al., 1996; Oettinger et al., 2001; Chave i Thomson, 2004).

Tenint en compte la diferència entre l'estat de polarització del soroll cultural i del senyal MT en general (secció 1.3), Santarato i Spagnolini (1995) varen desenvolupar un algorisme per eliminar el soroll cultural de caràcter impulsiu i polaritzat, basat en propietats estadístiques i direccionals. Weckmann et al. (2005) van proposar una selecció de les dades MT en el domini freqüencial, combinada amb un processat robust, per separar el senyal del soroll. Aquest mètode es basa en l'anàlisi de paràmetres físics i paràmetres MT estadístics extrets del senyal mesurat al llarg del temps, com per exemple la densitat de potència espectral i la direcció de polarització, obtinguts a partir dels espectres dels components del camp EM.