

CAPÍTOL 1: FONAMENTS DEL MÈTODE MAGNETOTEL·LÚRIC

1.1 – INTRODUCCIÓ

Aquest primer capítol presenta una descripció dels fonaments del mètode magnetotel·lúric donant un major relleu a aquells conceptes que intervenen en els capítols posteriors. Es presenten en detall les respostes magnetotel·lúriques que utilitza aquest mètode d'exploració, impedància i funció de transferència geomagnètica. Seguidament, s'introdueixen les limitacions del mètode i d'entre elles es descriu en detall el problema de la distorsió i com aquest fenomen afecta a les diferents respostes mesurades.

1.2 – INICIS DEL MÈTODE MAGNETOTEL·LÚRIC

El mètode magnetotel·lúric s'atribueix generalment a Tikhonov (1950) i Cagniard (1953), però alguns autors (Fournier *et al.*, 1963) assenyalen que va ser Van Bemmelen (1908) qui va establir les arrels del mètode. La primera aplicació d'aquesta

tècnica d'exploració geofísica va ser realitzada per Cagniard (1953) sobre medis unidimensionals, els quals només presenten una variació de la conductivitat elèctrica amb la profunditat. Aquesta teoria es coneix amb el nom de mètode magnetotel·lúric escalar (Ward, 1980) i introdueix el concepte d'impedància escalar. Cantwell (1960) reconeix la importància de tractar medis bidimensionals degut a la dependència de la impedància amb la direcció de mesura i introdueix el concepte de tensor d'impedància per poder determinar la resistivitat aparent en funció de l'orientació.

Així, es va establir el mètode magnetotel·lúric com una tècnica adequada per a estudiar la distribució de la conductivitat elèctrica a l'interior de la Terra. Les primeres aplicacions es van realitzar al Laboratori de Geofísica M.I.T. (Cantwell i Madden, 1960) juntament amb el desenvolupament d'instruments sensibles a les petites variacions del camp electromagnètic (p.e. Ledo, 1996).

1.3 – INTRODUCCIÓ AL MÈTODE MAGNETOTEL·LÚRIC

El mètode magnetotel·lúric és un mètode de font natural que mesura les fluctuacions temporals dels camps electromagnètics en la superfície terrestre per a determinar la distribució de la resistivitat elèctrica des de la superfície de l'escorça fins al mantell superior.

L'anàlisi d'aquestes fluctuacions a diferents períodes permet estudiar el subsòl a diferents profunditats, perquè la penetració de les ones electromagnètiques en la Terra és major per a períodes més grans. Al mateix temps, però, l'amplitud dels camps electromagnètics s'atenua a mesura que augmenta la profunditat de manera que la resolució del mètode disminueix amb aquesta. Així doncs, la característica més important del mètode és que permet estudiar tant estructures superficials com estructures profundes situades a centenars de quilòmetres.

Les fonts d'origen natural que utilitza el mètode magnetotel·lúric procedeixen, principalment, de dos fenòmens naturals diferents. Per un costat, l'energia a freqüències altes, superior a 8 Hz, és generada per les tempestes elèctriques en l'atmosfera, entre la ionosfera i la superfície conductora de la Terra. Per altra banda, per a freqüències inferiors a 8 Hz, l'origen de l'energia és deguda a la interacció constant del vent solar amb la magnetosfera, que genera unes ones hidromagnètiques,

les quals es transformen en camps electromagnètics quan arriben al límit inferior de la ionosfera, figura 1.1.

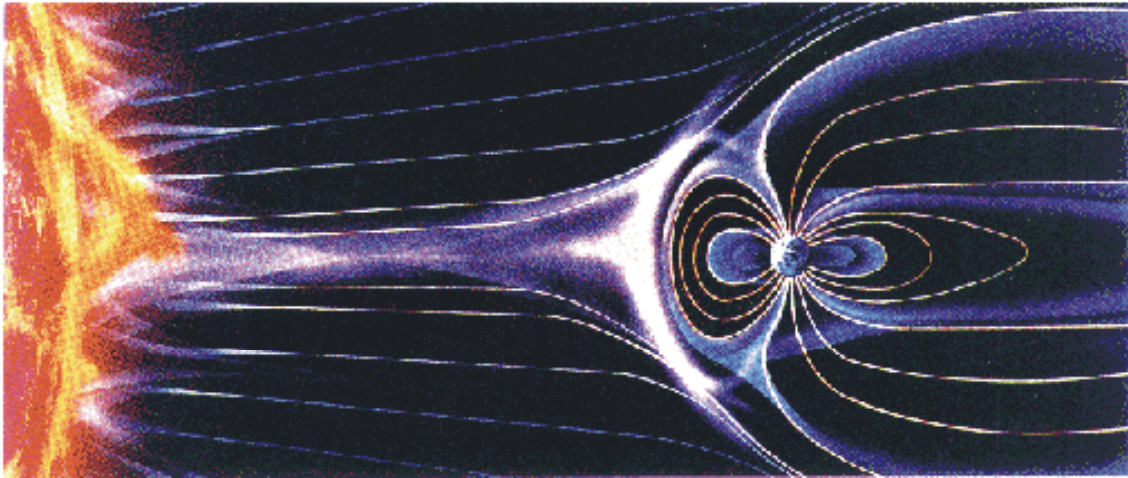


Figura 1.1. Dibuix esquemàtic que mostra la interacció del vent solar amb el camp magnètic terrestre (<http://mahi.ucsd.edu/SEMC>).

Aquests camps s'anomenen camps primaris i es propaguen a través de l'atmosfera fins arribar a la superfície terrestre. Com la Terra es comporta com un medi conductor, els camps primaris penetren en el subsòl i indueixen distribucions de càrrega i de corrent que donen lloc als camps elèctrics i magnètics secundaris. Així, els components observats en la superfície terrestre són en realitat el resultat de la suma dels camps primaris amb aquests camps secundaris (p.e. Jones, 1992).

En la figura 1.2 s'observa el comportament de les línies del camp magnètic, primari, H_p , i secundari, H_s , en el cas del mètode d'inducció electromagnètica.

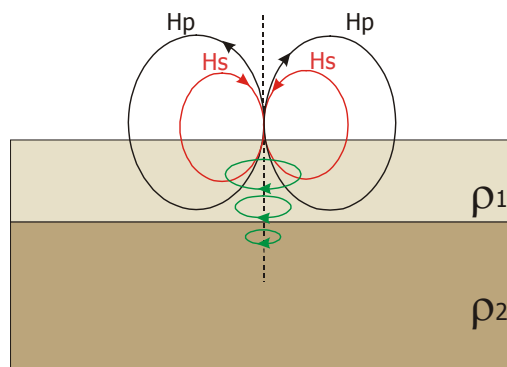


Figura 1.2. Esquema simple sobre el funcionament del mètode d'inducció electromagnètica. H_p : camp primari, H_s : camp secundari.

Per poder desenvolupar de forma senzilla la teoria del mètode magnetotel·lúric, s'utilitza l'aproximació que considera que els camps electromagnètics d'origen natural en la superfície de la Terra tenen un comportament proper al d'una ona plana (Madden i Nelson, 1964). Una part molt important de l'energia d'aquesta ona incident es reflecteix en el subsòl, però una petita quantitat penetra en l'interior de la Terra i es propaga verticalment, figura 1.3.

En aquest mètode és molt important la penetració de l'energia electromagnètica a l'interior de la Terra, la qual disminueix quan augmenta la conductivitat elèctrica del medi. Els medis més conductors limiten la propagació de les ones a l'interior del subsòl evitant que es pugui obtenir informació de les zones més profundes. A més, cal tenir present que l'amplitud del camp electromagnètic decreix exponencialment amb la fondària.

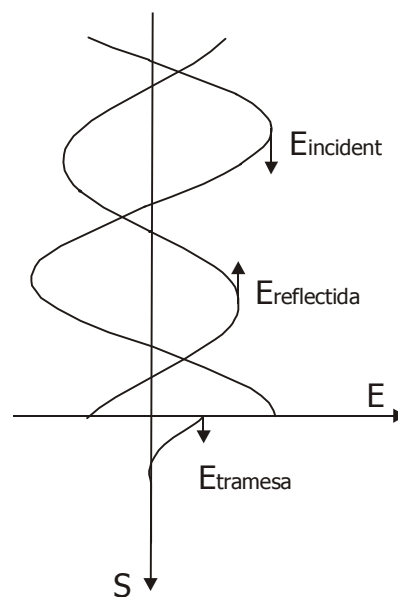


Figura 1.3. Representació del camp elèctric d'una ona electromagnètica plana quan incideix sobre la superfície terrestre. Una part important de l'energia es reflecteix i la petita part que es transmet s'atenua exponencialment amb la profunditat. \mathbf{S} representa el vector de propagació de l'energia en el subsòl, vector Poynting (Vozoff, 1989).

1.3.1 - INSTRUMENTACIÓ

L'adquisició de les dades es realitza a través d'una disposició en el camp de determinats instruments, els quals es representen de forma esquemàtica en la figura 1.4. Aquest mètode presenta l'avantatge que no utilitza fonts d'energia artificial i per tant, l'impacte sobre el medi ambient és molt reduït.

Es disposa en primer lloc de dos parells de dipòls elèctrics alineats sobre dos direccions perpendiculars que permeten mesurar el camp elèctric a partir de la diferència de potencial entre ells. Per conèixer el camp magnètic es col·loquen dos dels tres magnetòmetres (bobines de l'ordre de 50000 espires) en unes direccions horitzontals i ortogonals entre si. El tercer magnetòmetre es col·loca en la direcció vertical per tal de mesurar el component z del camp magnètic tal com mostra la figura 1.4.

Tots aquests instruments de mesura estan connectats a l'aparell de control i registre que emmagatzema les dades enviades a través de diferents canals. Posteriorment, les dades observades en el camp es transmeten a un ordinador per a començar el seu processat i realitzar una interpretació del subsòl terrestre.

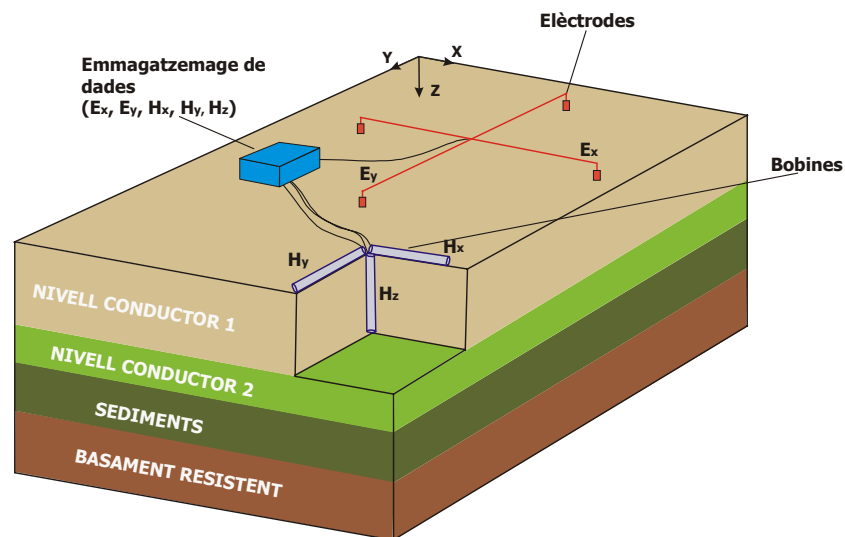


Figura 1.4. Representació esquemàtica d'una estació magnetotel·lúrica. Disposició dels elèctrodes i dels magnetòmetres, segons les direccions de mesura x , y , z .

1.4 – EQUACIONS DEL MÈTODE MAGNETOTEL·LÚRIC

Les equacions físiques que regeixen el comportament dels camps electromagnètics són les equacions de Maxwell, les quals s'expressen en el S.I. com:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = (\vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}) \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (4)$$

on \vec{E} és la intensitat del camp elèctric (V/m), \vec{B} és el vector d'inducció magnètica (T), \vec{D} és el vector desplaçament (C/m²), \vec{H} és la intensitat del camp magnètic (A/m), \vec{J} és la densitat de corrent (A/m²) i finalment, ρ és la densitat de càrrega elèctrica (C/m³).

Tal com mostren les equacions de Maxwell, es tracten cinc magnituds vectorials \vec{E} , \vec{B} , \vec{H} , \vec{D} i \vec{J} que es poden relacionar entre elles a partir de les relacions constitutives del subsòl, les quals es defineixen com (p.e. Stratton, 1941; Ward i Hohmann, 1988):

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (5)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (6)$$

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (7)$$

on ϵ és la permitivitat elèctrica (As/Vm), μ és la permeabilitat magnètica (Vs/Am) i σ és la conductivitat elèctrica (S/m).

Per a la majoria de materials que formen el subsòl terrestre, els valors de la permitivitat i de la permeabilitat elèctrica no varien significativament dels valors en el buit: $\epsilon_0 = 8.8510^{-12}$ As/Vm i $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$ Vs/Am, per aquesta raó es consideren valors constants en els estudis magnetotel·lúrics.

CONDICIONS DE CONTORN

Quan les ones electromagnètiques travessen una superfície de discontinuïtat entre dos medis amb propietats elèctriques diferents s'han de tenir en compte les següents condicions de contorn:

- la continuïtat del component tangencial del camp magnètic, $H_{1t}=H_{2t}$.
- la continuïtat del component tangencial del camp elèctric, $E_{1t}=E_{2t}$.
- la continuïtat del component normal del camp d'inducció magnètic, $B_{1n}=B_{2n}$.
- la continuïtat del component normal del vector densitat de corrent, $J_{1n}=J_{2n}$.
- la diferència entre els components normals del vector desplaçament és igual a la densitat de càrrega superficial, $D_{1n}-D_{2n}=\delta_s$.

HIPÒTESIS

Per poder resoldre les equacions sobre les quals es fonamenta el problema magnetotel·lúric s'assumeixen les següents hipòtesis:

- El camp electromagnètic natural es representa com la combinació de camps harmònics els quals tenen una dependència temporal del tipus $e^{i\omega t}$.
- Dins el rang de períodes del mètode magnetotel·lúric (10^{-4} s – 10^4 s) es considera que els corrents de desplaçament són menyspreables en front dels corrents de conducció, aproximació quasi-estàtica. Tal com descriu Bastani (2001), en aquesta aproximació els camps electromagnètics satisfan les equacions de difusió.
- El camp electromagnètic s'aproxima al comportament d'una ona que es propaga verticalment cap a l'interior de la Terra (Vozoff, 1972).

Les relacions 5, 6 i 7, i les hipòtesis presentades permeten expressar de manera més reduïda les anteriors equacions de Maxwell com (Kaufman i Keller, 1981):

$$\nabla \times \vec{E} = -i\omega\mu\vec{H} \quad (1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \sigma \cdot \vec{E} \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon} \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \vec{H} = 0 \quad (4)$$

Quan el medi és homogeni els camps electromagnètics es poden desacoblar i satisfan l'equació de Helmholtz:

$$\nabla^2 \vec{E} = -k^2 \vec{E}$$

$$\nabla^2 \vec{H} = -k^2 \vec{H}$$

on k s'anomena nombre d'ona i es defineix com un nombre complex que val: $k = (-i\mu\sigma\omega)^{1/2}$, dins el rang de freqüències utilitzat en aquest mètode.

La solució d'aquestes equacions per a un medi homogeni es pot descriure com (Ward i Hohmann, 1991):

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \vec{E}_0 \cdot e^{i\alpha z} \cdot e^{-\beta z} & \text{on} & & \alpha = \beta = \sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}} \\ \vec{B} &= \vec{B}_0 \cdot e^{i\alpha z} \cdot e^{-\beta z} \end{aligned} \quad (1.1)$$

Com β és un nombre real, el terme $e^{-\beta z}$ decau quan l'ona es propaga en el sentit positiu de la direcció vertical z , és a dir, cap a l'interior de la Terra.

Un paràmetre important i característic del mètode magnetotel·lúric és la penetració de l'ona, δ , o també anomenat *skin depth* (Niblett i Sayn-Wittgenstein, 1960; Schmucker 1970; Bostick 1977). Aquest es defineix com la distància recorreguda per l'ona fins que l'amplitud del camp electromagnètic s'atenua un factor $1/e$, i depèn de la conductivitat del medi i de la freqüència de l'ona, i s'expressa en el Sistema Internacional com:

$$\delta = \frac{1}{\beta} = \sqrt{\frac{2}{\sigma\omega\mu}} \approx 503 \sqrt{\frac{2\pi}{\sigma\omega}} \quad (1.2)$$

Així, aquesta darrera expressió es pot observar una important dependència del mètode amb la freqüència o amb el seu invers, el període. El mètode obté informació de les estructures més superficials quan utilitza períodes curts o freqüències altes, mentre que quan s'utilitzen els períodes llargs o freqüències baixes es detecten les estructures més profundes.

1.5 – LES RESPOSTES MAGNETOTEL·LÚRIQUES

El tractament de les dades magnetotel·lúriques no és simple, perquè requereix que les sèries temporals es transformin al domini de les freqüències a través de la Transformada de Fourier (FFT). Així, els registres temporals es transformen en unes funcions de resposta que relacionen els diferents components del camp electromagnètic.

Les respostes més utilitzades són la impedància i la funció de transferència geomagnètica. Però, generalment, per a conèixer el comportament geoelectric del subsòl, la impedància es transforma en dues magnituds, la resistivitat aparent i la fase. En conseqüència es parla de tres respostes magnetotel·lúriques diferents: resistivitat aparent, fase i funció de transferència geomagnètica o *tipper*, les quals es presenten en els següents apartats.

1.5.1 – IMPEDÀNCIA (Z)

Tal com s'ha comentat en l'apartat 1.1 d'aquest capítol, Cagniard (1953) desenvolupa el mètode magnetotel·lúric escalar, per a estructures unidimensionals o estratificades, on només es mesura el camp elèctric horitzontal en una direcció qualsevol i el camp magnètic horitzontal en la corresponent direcció perpendicular. El quocient entre l'amplitud d'aquests camps mesurats simultàniament en la superfície terrestre va introduir el concepte d'impedància escalar, el qual depèn de la freqüència i de cada estació del perfil, i es defineix com:

$$E_h(\omega) = Z(\omega) \cdot H_h(\omega) \quad (1.3)$$

Aquests camps no es troben generalment en fase, per aquesta raó, la impedància és un nombre complex que es pot expressar com:

$$Z = |Z| \cdot e^{i\varphi} \quad (1.4)$$

Aquesta darrera expressió permet definir la resistivitat aparent i la fase. La resistivitat aparent depèn del quadrat del mòdul de la impedància, i el valor de la fase es defineix com l'argument de la impedància.

$$\rho_a = \frac{1}{\omega\mu} |Z|^2 \quad i \quad \varphi = \tan^{-1} \left[\frac{\text{Im} Z}{\text{Re} Z} \right] \quad (1.5)$$

La resistivitat aparent és el valor que permet identificar les estructures del subsòl, però aquest valor mesurat no és en realitat el valor de la resistivitat "real" del terreny. La resistivitat aparent correspon al valor de la resistivitat elèctrica que tindria un medi homogeni que tingués la mateixa resistència al pas de les càrregues de corrent (Wenner, 1912; Schlumberger, 1920). Malgrat aquesta variable experimental no és la resistivitat "real" del subsòl, es pren com la base de la posterior interpretació, perquè l'estudi i tractament de les seves variacions en un determinat perfil serveixen com a indicadors de les variacions en la composició del terreny. La resistivitat aparent aporta informació sobre la resposta elèctrica del medi, i la fase és un indicador del desfasament entre els components del camp elèctric i del camp magnètic.

En la figura 1.5 es pot observar el comportament d'aquestes dades magnetotel·lúriques, resistivitat aparent i fase, sobre un medi estratificat de tres capes. En el cas de disposar d'un model de terra homogeni, la resistivitat aparent coincidiria amb la resistivitat real del medi i la fase presentaria un valor de 45°.

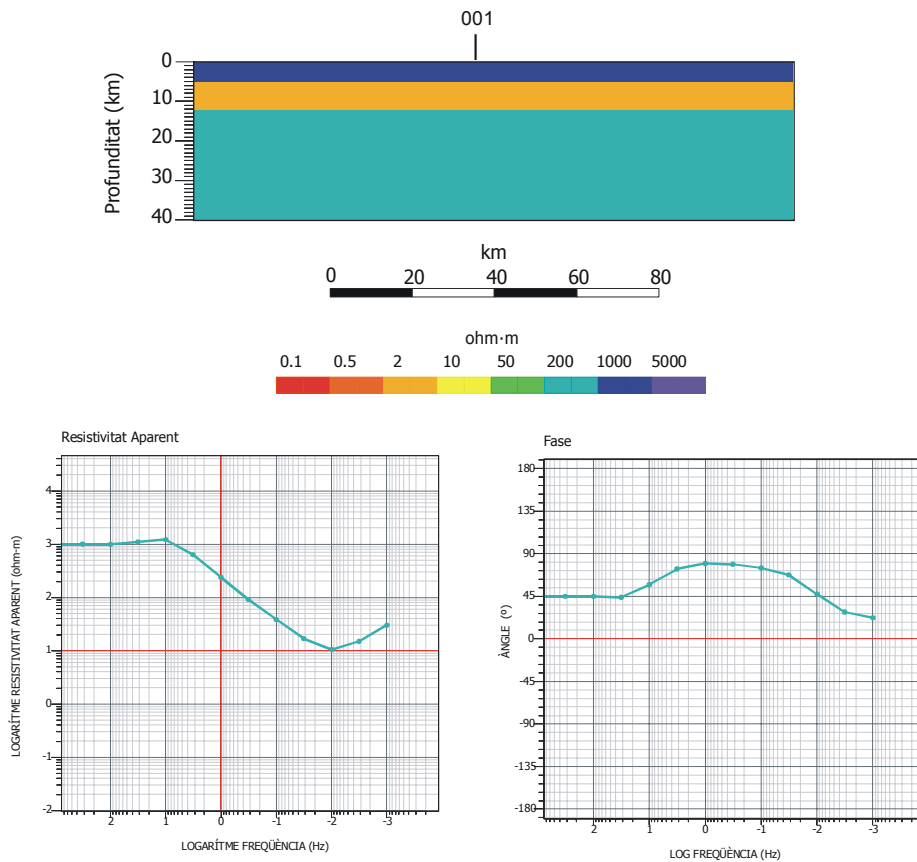


Figura 1.5. Model d'un medi unidimensional i representació en l'escala logarítmica de les corresponents respostes magnetotel·lúriques, resistivitat aparent i fase, en funció de la freqüència en l'estació 001 del perfil.

El mètode magnetotel·lúric escalar, però, no és vàlid per estudiar estructures que presenten variacions laterals de la resistivitat elèctrica, perquè les dades observades depenen de la direcció sobre la qual es fa la mesura i de la direcció del camp incident. Per a solucionar aquest problema, Cantwell (1960) estén el concepte d'impedància a estructures més complexes, no només unidimensionals.

La nova magnitud és el tensor d'impedància, Z , que relaciona linealment els components horitzontals del camp elèctric amb els components horitzontals del camp magnètic, mesurats simultàniament en la superfície terrestre segons unes direccions de mesura ortogonals. Aquest tensor és d'ordre 2 i s'expressa com:

$$\vec{E}_h(\omega) = Z(\omega) \cdot \vec{H}_h(\omega) \quad (1.6)$$

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

Per a cada component del tensor Z , per exemple Z_{yx} , es poden definir les respostes de la resistivitat aparent i de la fase com:

$$Z_{yx} = |Z_{yx}| \cdot e^{i\varphi_{yx}} \quad (1.8)$$

$$\rho_{ayx} = \frac{1}{\omega\mu} |Z_{yx}|^2 \quad i \quad \varphi_{yx} = \tan^{-1} \left[\frac{\text{Im} Z_{yx}}{\text{Re} Z_{yx}} \right] \quad (1.9)$$

La impedància Z_{yx} representa la part del component x del camp elèctric que és degut al component y del camp magnètic (Vozoff, 1972). Utilitzant el mateix criteri es defineixen la resta de components del tensor d'impedància (xx , xy i yy), i per tant, la resistivitat aparent i la fase.

Així, la resistivitat aparent i la fase són dues dades magnetotel·lúriques relacionades entre elles i deduïdes a partir de la descomposició de la mateixa resposta, la impedància. Es pot demostrar que en determinats casos, la resistivitat aparent i la fase, estan relacionades a través de la transformada de Hilbert (Weidelt, 1972).

1.5.1.1 –DIMENSIONALITAT DE L'ESTRUCTURA

Els components del tensor d'impedància presenten diferents valors en funció del tipus d'estructura que s'està mesurant, 1-D, 2-D ó 3-D, és a dir, en funció de la dimensionalitat.

En general es poden considerar tres situacions diferents:

- a) En el cas d'un medi unidimensional o estratificat existeix només un component horitzontal del camp elèctric i un component horitzontal del camp magnètic, els quals són perpendiculars entre ells. Així, es pot obtenir el tensor d'impedància a partir de la

definició de la impedància escalar. El resultat és un tensor amb els components de l'antidiagonal iguals però de signe contrari.

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & Z \\ -Z & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

b) Pel cas de les estructures bidimensionals la situació és més complexa. Quan una de les direccions de mesura coincideix amb la direcció principal de l'estructura, el problema magnetotel·lúric es pot descompondre en dos modes o polaritzacions independents: polarització E o mode TE, i polarització H o mode TM.

La polarització E es considera quan el camp elèctric és paral·lel a la direcció de l'estructura i està causat per la variació del camp magnètic perpendicular. La polarització H descriu el camp elèctric que és perpendicular a la direcció de l'estructura i que és degut a les variacions del camp magnètic paral·lel.

Cada polarització només conté un component horitzontal del camp elèctric i del camp magnètic, per tant, l'expressió teòrica del tensor d'impedància regional es redueix a l'expressió d'una matriu antidiagonal, on cada mode té la seva impedància característica, Z_E (impedància per a la polarització E) i Z_H (impedància per a la polarització H).

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & Z_E \\ Z_H & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

Un exemple de model bidimensional on la direcció de l'estructura, o *strike*, es representa a través de l'eix x , es mostra en la següent figura 1.6.

Si la direcció de l'estructura és l'eix x i la conductivitat del medi és una funció definida com $\sigma = \sigma(y, z)$, el camp elèctric en la polarització E només presenta component en la direcció x , i en canvi, en la polarització H el camp elèctric presenta component en la direcció horitzontal y i en la direcció vertical z .

El mateix succeeix amb el camp magnètic, el qual només té component horitzontal x en la polarització H, i en canvi té components y i z , en la polarització E. Com es pot observar en la figura 1.6, els components dels camps electromagnètics són ortogonals entre ells.

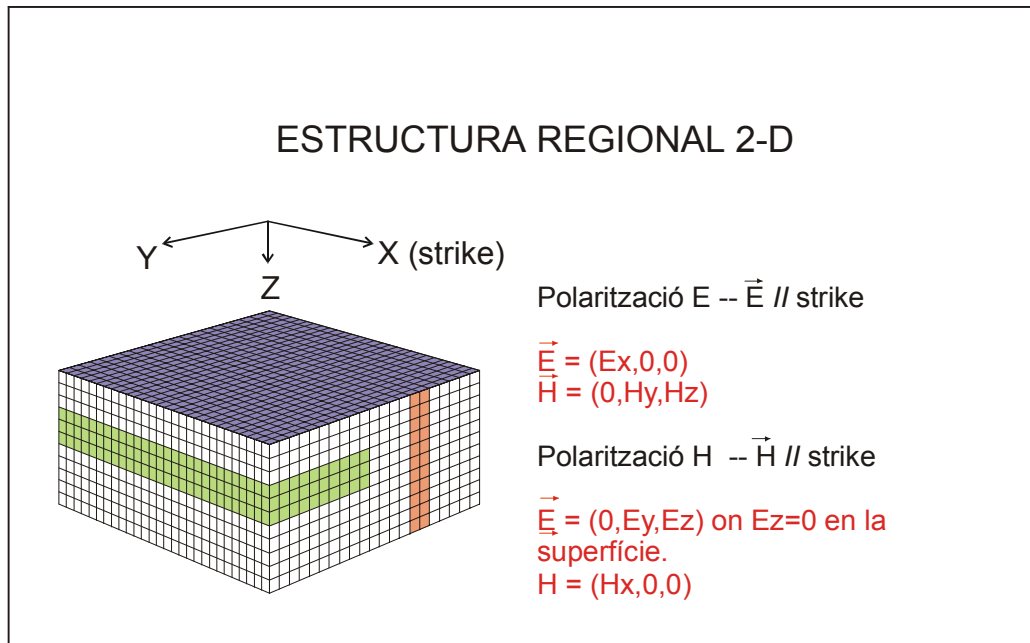


Figura 1.6. Representació d'una estructura regional 2-D. Les propietats elèctriques d'aquesta estructura no varien al llarg de l'eix x. Aquesta direcció s'anomena "strike" i el tipus de polarització, TE o TM, bé determinada pel camp, \vec{E} o \vec{H} , que és paral·lel a ella.

Desenvolupant les equacions de Maxwell pel cas d'estructures bidimensionals d'aquest tipus, les equacions es desacoblen en dos conjunts independents, on cada grup representa una polarització diferent (Kaufman i Keller, 1981).

Les equacions desacoblades s'expressen de manera senzilla quan s'imposen les hipòtesis descrites en l'apartat 1.3, i s'utilitzen els components dels camps electromagnètics indicats en la figura 1.6:

Polarització E → (E_x, H_y, H_z)

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = \sigma E_x$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = -i\omega\mu H_y$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial y} = i\omega\mu H_z$$

Polarització H → (H_x, E_y, E_z)

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} = i\omega\mu H_x$$

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

$$\frac{\partial H_x}{\partial y} = -\sigma E_z$$

En el cas que el medi sigui bidimensional però la direcció de mesura no sigui igual que la direcció principal de l'estructura, el tensor d'impedància es representa a través de tots els seus components.

Existeix, però, la possibilitat de determinar la direcció de l'estructura minimitzant la suma dels elements de la diagonal: $|Z_{xx}^2 + Z_{yy}^2| \rightarrow 0$ (Swift, 1967). Així, el tensor d'impedància mesurat es pot expressar en funció de φ , angle entre la direcció de mesura i la direcció de l'estructura, i R_φ , matriu de rotació.

$$\begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{pmatrix} = R_\varphi \begin{pmatrix} 0 & Z_E \\ Z_H & 0 \end{pmatrix} R_\varphi^T \quad (1.12)$$

c) Finalment, només queda definir el comportament del tensor d'impedància pel cas d'una estructura tridimensional. És el cas més general on el tensor d'impedància presenta tots els seus components no nuls.

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \end{pmatrix} \quad (1.13)$$

1.5.2 – FUNCIO DE TRANSFERÈNCIA GEOMAGNÈTICA (T)

L'altra resposta del mètode magnetotel·lúric és la funció de transferència geomagnètica, o *tipper*, la qual aporta informació complementària per a la interpretació de la distribució de la resistivitat elèctrica en el subsòl. Aquesta magnitud va ser introduïda per Parkinson (1962) i per Weise (1962) de forma independent, com una manera de representar les variacions dels camps magnètics induïts associats amb les anomalies conductores. El nom de funció de transferència en el domini de les freqüències és degut a Schmucker (1970).

Es defineix aquesta magnitud com la relació lineal entre el component vertical i els components horitzontals del camp magnètic. Igualment aquesta és una magnitud complexa que depèn de la freqüència i de cada estació del perfil, i per això els

components del camp magnètic s'han d'expressar en el domini freqüencial :

$$H_z(\omega) = T(\omega) \cdot \vec{H}_h(\omega) \quad (1.14)$$

La forma matricial d'aquesta equació te la següent expressió:

$$H_z = \begin{pmatrix} T_x & T_y \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

Tal com mostra aquesta darrera equació, per poder utilitzar aquesta resposta en el mètode magnetotel·lúric, és necessària l'existència del component vertical del camp magnètic. Això es produeix en aquells medis que es consideren tridimensionals o en el cas concret del mode TE dels medis bidimensionals.

Com qualsevol nombre complex, aquesta magnitud es pot descompondre en part real i en part imaginària.

$$T_x = \text{Re}(T_x) + \text{Im}(T_x) \quad (1.16)$$

El vector que representa la part real, $\text{Re}(T_x)$, està orientat cap a la direcció de la regió menys conductora i la seva llargada és indicativa de la magnitud de l'anomalia del camp magnètic vertical. Alguns autors l'anomenen "vector d'inducció" però altres prefereixen utilitzar la terminologia "fletxes d'inducció" i evitar la paraula vector, perquè comporta certes implicacions matemàtiques (Weaver i Agarwal, 1991).

1.6 – LIMITACIONS DEL MÈTODE MAGNETOTEL·LÚRIC

El mètode magnetotel·lúric presenta una sèrie de problemes importants que limiten la seva aplicació. En primer lloc dins el rang de períodes utilitzat (10^{-4} s – 10^4 s) existeixen un parell d'interval anomenats de "banda morta" on el senyal natural és molt feble (Jones, 1992). Un segon problema que presenta el mètode és la determinació de la direcció de l'estructura i la seva dimensionalitat. Finalment, el tercer problema és el

fenomen causat per la presència d'inhomogeneïtats superficials, les quals creen un camp secundari que altera les respostes magnetotel·lúriques mesurades. Aquest fenomen s'anomena distorsió i es classifica en funció del tipus de camp secundari creat: distorsió galvànica i distorsió inductiva (Berdichevsky i Dimitriev, 1976). La correcció de d'aquest efecte sobre les respostes magnetotel·lúriques (resistivitat aparent, fase i funció de transferència geomagnètica) és important, perquè en cas contrari, pot portar a interpretacions errònies (Larsen 1977; Wannamaker *et al.* 1984; Jones 1988). La distorsió provocada per aquestes estructures superficials es produeix bàsicament sobre els components del camp elèctric, però, per a freqüències elevades, el component del camp magnètic també es pot veure afectat (Zhang *et al.*, 1987; Groom, 1988; Groom i Bailey, 1991)

1.6.1 - LA DISTORSIÓ GALVÀNICA

La distorsió galvànica és un problema comú en els mètodes geofísics que registren el camp elèctric, i es produeix per la presència de cossos o estructures locals tridimensionals que es troben distribuïts en els primers metres del subsòl.

L'acumulació de càrregues en les fronteres de les estructures superficials no inductives i de petita escala (Chave i Smith, 1994) crea un camp elèctric local que pot modificar de forma significativa i en tot el rang de freqüències, les mesures de la resistivitat elèctrica i de la fase. Aquesta modificació sobre les respostes s'anomena distorsió galvànica. Les distorsions galvàniques tenen un abast local i actuen en cada estació magnetotel·lúrica de manera independent. El comportament del camp elèctric creat per les inhomogeneïtats que provoquen aquest tipus de distorsió i que estan presents a poca profunditat es descriu de forma gràfica en la figura 1.7.

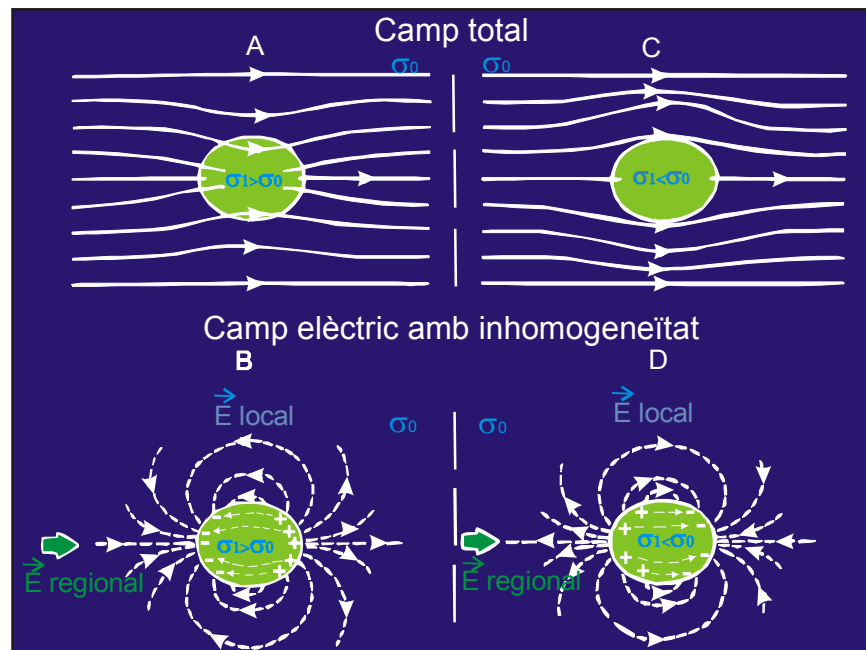


Figura 1.7. A) Camp elèctric mesurat en el cas que la inhomogeneïtat sigui més conductora que el medi. B) Distorsió galvànica provocada. C) Camp elèctric total en el cas que la inhomogeneïtat sigui més resistiva que el medi. D) Distorsió galvànica provocada. (Modificat de Jiracek, 1990).

Quan un cos és més conductor que el medi que l'envolta, l'estructura canalitza les línies de corrent a través d'ell facilitant el seu pas, figura 1.7 A. Si pel contrari, el cos té una resistivitat superior a la del medi, aquest es comporta com si fos un obstacle i obliga a les línies de corrent a vorejar el seu contorn, figura 1.7 C.

Tal com s'observa en la figura 1.7, el camp elèctric mesurat, \vec{E}_m , és en realitat la suma del camp elèctric regional, \vec{E}_r , i el camp elèctric local, \vec{E}_l , i s'expressa com:

$$\vec{E}_m = \vec{E}_r + \vec{E}_l \quad (1.17)$$

Alguns autors han justificat a partir de les equacions que governen el comportament del propi camp elèctric, que el camp regional i el local es troben en fase i són independents de la freqüència (Bahr, 1988; Jiracek, 1990; Groom i Bahr, 1992; Chave i

Smith,1994). Això implica que es pot utilitzar la següent expressió per a relacionar el camp local amb el regional:

$$\vec{E}_l = A \cdot \vec{E}_r \quad (1.18)$$

on A és un tensor d'ordre 2 i de components reals. Relacionant les equacions (1.17) i (1.18), es pot representar el camp elèctric mesurat com:

$$\vec{E}_m = D \cdot \vec{E}_r = (I + A) \cdot \vec{E}_r \quad (1.19)$$

on D és també un tensor d'ordre 2 de components reals i independents de la freqüència, el qual s'anomena tensor de distorsió galvànica. Aquesta equació de distorsió és la relació que utilitzen alguns autors com Bahr (1988), Groom i Bailey (1989), i Smith (1997), per descompondre el tensor d'impedància quan les estructures regionals són bidimensionals.

1.6.2 – LA DISTORSIÓ INDUCTIVA

La distorsió inductiva es produeix quan les càrregues acumulades per la presència dels cossos superficials desvien les línies de corrent regionals i generen un camp magnètic secundari, \vec{B}_l , que se superposa al camp magnètic regional, \vec{B}_r . Seguint el mateix procediment que amb la distorsió galvànica, el camp magnètic es pot expressar com:

$$\vec{B}_m = \vec{B}_r + \vec{B}_l \quad (1.20)$$

Alguns autors com Chave i Smith (1994), Smith (1997), i Chave i Jones (1997), presenten una expressió concreta pel fenomen de la distorsió inductiva. El camp magnètic que apareix com a conseqüència dels corrents galvànics es troba també en fase amb el camp elèctric regional i es pot expressar com (Groom i Bailey, 1991):

$$\bar{B}_l = C \cdot \bar{E}_r \quad (1.21)$$

$$\bar{B}_m = \bar{B}_r + C \cdot \bar{E}_r \quad (1.22)$$

on C és també un tensor d'ordre 2 de components reals i independents de la freqüència. En el cas de la distorsió inductiva el fenomen afecta a les corbes de la resistivitat aparent i de la fase independentment del tipus de l'estructura regional que es consideri.

1.6.3 – EFECTE SOBRE LES DADES MESURADES

Tal com s'ha introduït en aquest apartat 1.5, la distorsió galvànica afecta de forma important en la determinació del camp elèctric mesurat, i en conseqüència, de la impedància i d'aquelles magnituds que depenen d'ella, com són la resistivitat aparent i la fase.

Utilitzant la definició del tensor d'impedància, (1.6), i substituint els valors dels camps mesurats, segons les expressions (1.19) i (1.22), es determina el valor de la impedància regional. Aquesta resposta no es troba distorsionada i permet realitzar una correcta interpretació de les dades mitjançant l'expressió:

$$Z^r = \frac{Z^m}{(D - C \cdot Z^m)} \quad (1.23)$$

Aquesta darrera relació ens indica que és necessari conèixer els coeficients dels tensors de distorsió galvànica i inductiva, per corregir aquests fenòmens sobre les respostes del mètode magnetotel·lúric. Així, es dedueix la impedància observada com:

$$Z^m = \frac{D \cdot Z^r}{(1 + C \cdot Z^r)} \quad (1.24)$$

El tensor de distorsió inductiva, $(1+C \cdot Z^r)$, és un tensor complex que decau amb la freqüència aproximadament com $\omega^{1/2}$ (Groom i Bahr, 1992). A més a més, el camp

magnètic local pot ser menyspreat en comparació amb el camp magnètic regional (Agarwal i Weaver, 2000). Així, la impedància mesurada només inclou la distorsió galvànica com a factor modificador de les dades mesurades, i l'expressió anterior (1.24) se simplifica com:

$$Z^m \cong D \cdot Z^r \quad (1.25)$$

Considerant només el fenomen de la distorsió galvànica, l'equació (1.25) es pot expressar amb la següent forma tensorial quan es tracta una estructura regional tridimensional:

$$\begin{pmatrix} Z_{xx}^m & Z_{xy}^m \\ Z_{yx}^m & Z_{yy}^m \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a & c \\ b & d \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} Z_{xx}^r & Z_{xy}^r \\ Z_{yx}^r & Z_{yy}^r \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} aZ_{xx}^r + cZ_{yx}^r & aZ_{xy}^r + cZ_{yy}^r \\ bZ_{xx}^r + dZ_{yx}^r & bZ_{xy}^r + dZ_{yy}^r \end{pmatrix} \quad (1.26)$$

D'aquest sistema s'extreuen quatre equacions independents que aporten una relació lineal entre els components del tensor d'impedància mesurada ($Z_{xx}^m, Z_{xy}^m, Z_{yx}^m, Z_{yy}^m$) i els components del tensor d'impedància regional ($Z_{xx}^r, Z_{xy}^r, Z_{yx}^r, Z_{yy}^r$) a través dels coeficients de distorsió galvànica (a, b, c i d). Cal tenir present que aquestes equacions se simplifiquen quan es consideren altres tipus d'estructures regionals, tal com s'ha presentat en l'apartat 1.4.1.1.

$$Z_{xx}^m = aZ_{xx}^r + cZ_{yx}^r$$

$$Z_{xy}^m = aZ_{xy}^r + cZ_{yy}^r$$

$$Z_{yx}^m = bZ_{xx}^r + dZ_{yx}^r$$

$$Z_{yy}^m = bZ_{xy}^r + dZ_{yy}^r$$

Finalment, cal destacar que l'efecte que presenta la distorsió galvànica sobre les corbes de les respostes magnetotel·lúriques depèn del tipus d'estructura regional (Ledo *et al.*, 1998):

- a) – En les estructures regionals que es consideren unidimensionals o bidimensionals amb un dels eixos de mesura coincidint amb la direcció

principal de l'estructura, la distorsió galvànica desplaça verticalment les corbes de resistivitat aparent un factor real constant en tot el rang de freqüències, aquest fenomen s'anomena *static shift*. En canvi, les corbes de les fases no es veuen afectades, figura 1.8.

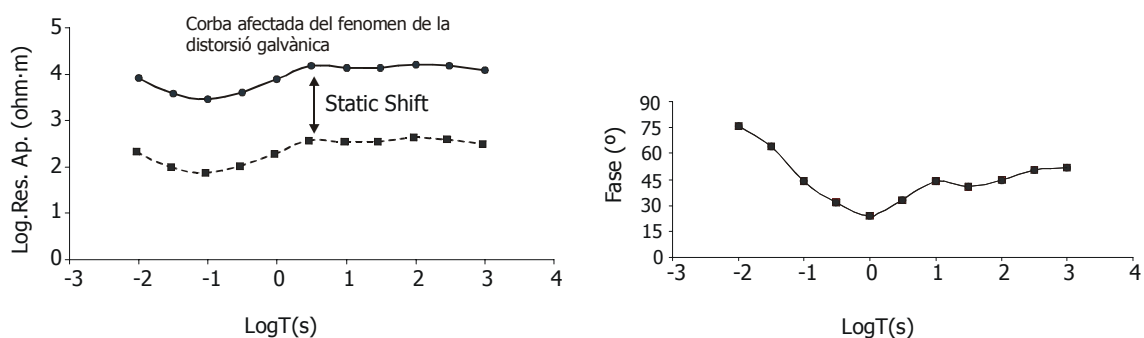


Figura 1.8 Comportament de les corbes de la resistivitat aparent i de la fase quan apareix el fenomen del Static Shift.

b) Pel contrari, quan l'estructura regional és tridimensional o bidimensional amb els eixos de mesura no coincidents amb la direcció principal de l'estructura, la distorsió galvànica afecta tant a les corbes de la resistivitat aparent com a les corbes de la fase, i al mateix temps, passa a ser un fenomen que depèn de la freqüència.

1.7 - CONCLUSIONS

En definitiva, aquest capítol ha presentat els conceptes necessaris per poder seguir els desenvolupaments metodològics dels dos capítols posteriors, 2 i 3. Aquests tracten dues qüestions concretes del mètode magnetotel·lúric. Per un costat la problemàtica que presenta el mètode quan s'integra tot el conjunt de respostes per a trobar un model del subsòl. Per una altra banda, es presenta un nou mètode per a corregir l'efecte que provoca un dels fenòmens més comuns que presenten les dades experimentals amb el mètode magnetotel·lúric, la distorsió galvànica.

Ambdós estudis tenen com a objectiu millorar el tractament de les dades per obtenir una millor interpretació del subsòl.