

## CAPÍTOL 3: CORRECCIÓ DE LA DISTORSIÓ GALVÀNICA

### 3.1 – INTRODUCCIÓ

El fenomen de la distorsió galvànica va ser identificat per Price (1973), i tal com s'ha descrit en el capítol 1, es manifesta per la modificació dels camps elèctrics regionals degut a la presència d'estructures locals en la superfície terrestre. Per això, abans de realitzar una interpretació de les dades mesurades, és necessari eliminar o corregir el seu efecte sobre aquelles respostes magnetotel·lúriques que depenen del camp elèctric i que, en conseqüència, es veuen alterades. És a dir, sobre la impedància mesurada, o sobre la resistivitat aparent i sobre la fase.

Existeixen diversos estudis realitzats sobre aquest fenomen. Bahr (1988) presenta una descomposició del tensor d'impedància que permet recuperar les fases regionals per a medis bidimensionals. Altres autors com Groom i Bailey (1989), Chakridi, Chouteau i Mareschal (1992), i Chave i Smith (1994), desenvolupen els seus propis mètodes per determinar els valors no distorsionats de les fases i la direcció principal de l'estructura, *strike*, igualment per a medis bidimensionals. Aquests primers estudis, però, no permeten corregir els efectes de la distorsió sobre la resistivitat aparent, i es fa

necessària l'aplicació d'altres tècniques geofísiques complementaries com per exemple les diagrames o la prospecció sísmica.

Per una altra banda, en la segona meitat dels anys noranta, apareixen treballs que relacionen el tensor d'impedància amb el camp magnètic o la funció de transferència geomagnètica (Chouteau *et al.*, 1996; Gharibi i Pedersen, 1999), obrint una nova via per a la correcció de la distorsió galvànica utilitzant dades electromagnètiques (Garcia i Jones, 1999; Utada i Munake, 2000; Marcuello *et al.*, 2001; Ledo *et al.*, 2002).

Garcia i Jones (1999) utilitzen un mètode per corregir la distorsió galvànica sobre estructures 3-D assumint que dues estacions veïnes de magnetotel·lúrica capten la mateixa estructura regional. Ara bé, la distància entre aquestes estacions ha de ser molt petita, característica que no sempre és possible realitzar en estudis regionals.

Utada i Munekane (2000) proposen un mètode per corregir la distorsió galvànica en aquells casos on l'estructura regional es considera 3-D utilitzant el propi tensor d'impedància, els components horitzontals del camp magnètic i els seus gradients horitzontals. Aquest darrer treball assenyala la possibilitat d'utilitzar la Llei de Faraday per recuperar la resistivitat aparent regional d'un model d'estructura regional 2-D en la polarització E. L'inconvenient del procés és que només és possible aplicar-ho sobre els perfils on les mesures es realitzen simultàniament en totes les estacions.

## 3.2 – FONAMENTS DEL NOU MÈTODE DE CORRECCIÓ

Existeixen diferents mètodes per a corregir el problema de la distorsió galvànica en la resposta magnetotel·lúrica, però aquest no és un problema definitivament resol. En aquest capítol es presenta una nova tècnica per a corregir la distorsió galvànica a partir de les respostes magnetotel·lúriques mesurades: impedància i funció de transferència geomagnètica.

Abans de descriure la metodologia utilitzada, apartat 3.3, s'introdueixen els fonaments del mètode. Aquest apartat es divideix en tres parts:

- Descripció de les hipòtesis inicials de treball.
- Utilització de les equacions sobre les quals es basa el mètode magnetotel·lúric.
- Introducció de les respostes observades: impedància ( $Z$ ), funció de transferència geomagnètica ( $T$ ).

### 3.2.1 - HIPÒTESIS

La distorsió galvànica és un problema que afecta directament al corrent elèctric, i en conseqüència, al camp elèctric (p.e. Spitzer, 2001), per això, és important estudiar com varien els diferents components del camp elèctric respecte de les coordenades ( $x$ ,  $y$ ,  $z$ ). Una possibilitat per conèixer aquest comportament és treballar les equacions de Maxwell presentades en el capítol 1, i sobre les quals es fonamenta el mètode magnetotel·lúric. Les dues primeres equacions de Maxwell mostren una relació entre el camp elèctric i el camp magnètic tal com:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -i\omega\mu\vec{H} \quad (3.1)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \sigma\vec{E} \quad (3.2)$$

Cal assenyalar que el procés es desenvolupa només pel cas d'estructures bidimensionals, on un dels eixos de mesura coincideix amb una de les direccions principals de l'estructura, eix  $x$ , de manera que les equacions de Maxwell es desacoblen en les polaritzacions E i H, on els components del camp electromagnètic presenten les següents expressions de la figura 1.6:

$$\begin{array}{l} \text{Polarització E: } \vec{E} = (E_x, 0, 0) \\ \vec{H} = (0, H_y, H_z) \end{array} \quad (3.3)$$

$$\begin{array}{l} \text{Polarització H: } \vec{E} = (0, E_y, E_z) \\ \vec{H} = (H_x, 0, 0) \end{array} \quad (3.4)$$

### 3.2.2 – EQUACIONS DE MAXWELL

L'anàlisi de les equacions de Maxwell permet obtenir unes expressions que relacionen la impedància amb la resta de les magnituds del mètode magnetotel·lúric com la funció de transferència geomagnètica.

Desenvolupant les equacions (3.1) i (3.2), es determinen varies equacions independents en funció de les tres coordenades ( $x, y, z$ ).

Per a estudiar la distorsió galvànica és convenient conèixer el comportament del gradient horitzontal del camp elèctric. Quan es desenvolupa l'equació (3.1), s'obté una relació entre el camp elèctric horitzontal en la direcció  $x$  i el camp magnètic vertical. Aquests components corresponen a la polarització  $E$ , segons les relacions descrites en (3.3).

$$\frac{\partial E_x}{\partial y} = i\omega\mu H_z \quad (3.5)$$

Els camps elèctrics, però, no són els observables que s'utilitzen per a interpretar les dades magnetotel·lúriques sinó la impedància i la funció de transferència geomagnètica. Per aquesta raó, a través de les definicions d'aquestes dues respostes descrites en el capítol 1:

$$E_x = Z_{xy} \cdot H_y$$

$$i$$

$$H_z = T_y \cdot H_y$$

i desenvolupant la derivada parcial d'un producte de dues funcions dependents de la mateixa variable,  $y$ , l'equació (3.5) es pot expressar com:

$$\frac{\partial Z_{xy}}{\partial y} + \frac{Z_{xy}}{H_y} \cdot \frac{\partial H_y}{\partial y} = i\omega\mu T_y \quad (3.6)$$

on no apareix explícitament el camp elèctric horitzontal, perquè es troba inclòs en la magnitud de la impedància. Aquesta equació aporta una relació directa entre la impedància i la funció de transferència geomagnètica, a través de la qual es desenvolupa una metodologia per a corregir la distorsió galvànica en la polarització  $E$ .

En canvi, per a treballar l'equació (3.2) és necessari imposar que la divergència del rotacional del camp magnètic és nul·la. Posteriorment, desenvolupant l'operador  $\vec{\nabla}$  s'obté la següent equació:

$$(\nabla \cdot \sigma) \cdot \vec{E} + \sigma \cdot (\nabla \cdot \vec{E}) = 0 \quad (3.7)$$

Considerant l'eix  $x$  com la direcció de l'estructura i  $E_z$  nul en la superfície, l'equació (3.7) admet la següent expressió en funció de les coordenades  $y$  i  $z$ :

$$\left(\frac{\partial \sigma}{\partial y} + \sigma \frac{\partial}{\partial y}\right) \cdot E_y + \sigma \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0 \quad (3.8)$$

Aquesta darrera expressió mostra una relació directa entre els components del camp elèctric,  $y$  i  $z$ , components que corresponen a la polarització H segons (3.4). Finalment, s'introdueixen les magnituds observades a través de la definició de la impedància:

$$E_y = Z_{yx} \cdot H_x$$

i l'equació (3.8) s'escriu com:

$$\left(\frac{\partial \sigma}{\partial y} + \sigma \frac{\partial}{\partial y}\right) \cdot (Z_{yx} H_x) + \sigma \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0 \quad (3.9)$$

Aquesta darrera equació, (3.9), estableix una relació entre la impedància, el camp elèctric vertical i el camp magnètic en la direcció de l'estructura, eix  $x$ , i permet pensar en una metodologia per a corregir la distorsió galvànica en la polarització H.

Així, els desenvolupaments teòrics presentats en aquest apartat han permès obtenir dues expressions que relacionen les diferents respostes magnetotel·lúriques quan s'assumeix que l'estructura regional és bidimensional.

### 3.3 – METODOLOGIA

Les equacions (3.6) i (3.9) són les expressions inicials sobre les quals s'aplica un mètode comú que permet deduir una manera de corregir la distorsió galvànica en aquest tipus d'estructures. La metodologia plantejada segueix les fases que es

descriuen tot seguit i s'apliquen, posteriorment, als dos casos concrets en què es pot dividir el problema magnetotel·lúric en estructures bidimensionals: polarització E i polarització H.

- Inicialment, com a hipòtesi es considera menyspreable el gradient horitzontal del camp magnètic (aproximació discutida per altres autors p.e. Karous-Hjelt 1983; Chouteau *et al.* 1996). En aquest cas, però, aquesta aproximació pot ser que sigui només adequada en un determinat rang de freqüències. La metodologia proposada permet delimitar aquest rang de freqüències i obtenir informació sobre els paràmetres de distorsió galvànica. Aproximacions addicionals s'apliquen pel cas concret del desenvolupament del mètode en la polarització H.
- Per tal d'aconseguir una major estabilitat numèrica, es treballa amb l'expressió integral de les equacions (3.6) i (3.9), i s'elimina la dependència amb la coordenada  $y$  quan s'integra al llarg d'aquest mateix eix. Per això, s'introdueix la següent notació, on el símbol  $\langle \rangle$  indica la mitjana dins el domini d'integració.

$$\langle f \rangle = \frac{1}{\Delta y} \int_y f(y) dy$$

- Per tal d'expressar les equacions en funció de la impedància mesurada,  $Z^M$ , s'introdueixen els coeficients del tensor de distorsió galvànica, a través de l'expressió descrita en el capítol 1 que relaciona directament la impedància mesurada amb la impedància regional. En el cas concret de considerar estructures bidimensionals, aquesta relació s'expressa amb la següent forma tensorial.

$$\begin{pmatrix} Z_{xx}^M & Z_{xy}^M \\ Z_{yx}^M & Z_{yy}^M \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a & c \\ b & d \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 & Z_{xy} \\ Z_{yx} & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} cZ_{yx} & aZ_{xy} \\ dZ_{yx} & bZ_{xy} \end{pmatrix} \quad (3.10)$$

Aquest sistema de matrius es pot descompondre en quatre equacions independents, dos de les quals representen la polarització E i les altres dues, la polarització H.

$$Z_{xy}^M = a \cdot Z_{xy} \text{ ---- Polarització E} \quad (3.11)$$

$$Z_{yy}^M = b \cdot Z_{xy} \text{ ---- Polarització E} \quad (3.12)$$

$$Z_{yx}^M = d \cdot Z_{yx} \text{ ---- Polarització H} \quad (3.13)$$

$$Z_{xx}^M = c \cdot Z_{yx} \text{ ---- Polarització H} \quad (3.14)$$

Tal Com mostren aquestes quatre relacions, existeix una expressió per a cada coeficient del tensor de distorsió galvànica. L'interès és conèixer aquests termes per poder eliminar el seu efecte sobre les respostes mesurades, i obtenir el valor no distorsionat de la impedància, és a dir, la impedància regional, que permet interpretar d'una forma correcta el subsòl terrestre.

- Seguidament, les hipòtesis i aproximacions anteriors permeten identificar de les expressions (3.6) i (3.9) els coeficients de distorsió galvànica en dues estacions consecutives del perfil, mitjançant els paràmetres de la recta ajustada per mínims quadrats.
- Finalment, els paràmetres que mesuren la qualitat de l'ajust poden controlar el procés. En primer lloc s'utilitza el coeficient de correlació de la recta que indica si l'ajust és acceptable ( $r^2 \geq 0.9$ ), o pel contrari, el mètode no funciona, perquè les aproximacions aplicades no són vàlides ( $r^2 < 0.9$ ). A més a més, existeixen altres criteris. Un segon criteri fonamental és que els coeficients que formen el tensor de distorsió galvànica són valors reals positius. I, adicionalment, cada polarització utilitza uns paràmetres concrets per a mesurar la qualitat, els quals es descriuran posteriorment.

En els següents apartats es presenta l'aplicació d'aquesta metodologia a les dues polaritzacions concretes, polarització E i polarització H.

### 3.3.1 - POLARITZACIÓ E

L'objectiu és determinar els coeficients del tensor de distorsió galvànica per poder corregir el seu efecte de les dades magnetotellúriques en les respostes corresponents a la polarització E.

Aplicant la hipòtesi on la variació horitzontal del camp magnètic és menyspreable, l'equació (3.6) presenta la següent expressió:

$$\frac{\partial Z_{xy}}{\partial y} = i\omega\mu T_y \quad (3.15)$$

Integrant posteriorment aquesta darrera equació respecte de l'eix  $y$ , s'obté:

$$\Delta Z_{xy} = i\omega\mu \langle T_y \rangle \cdot \Delta y \quad (3.16)$$

La resolució de l'equació (3.16) determina el valor de la impedància quan la integració de la funció de transferència geomagnètica s'efectua a través de la regla del trapezi involucrant dues estacions consecutives,  $j$  i  $j+1$ .

$$(Z_{xy})_j \cong (Z_{xy})_{j+1} + i\omega\mu \frac{\Delta y}{2} \left( (T_y)_j + (T_y)_{j+1} \right) \quad (3.17)$$

Quan les respostes mesurades es troben afectades per la distorsió galvànica la relació (3.17) no és correcta. Per això, a través de la relació (3.11) s'introdueix el paràmetre de distorsió galvànica ( $a$ ) i la impedància observada,  $(Z_{xy}^M)$ , la qual és coneguda en cada estació del perfil i per a tot el rang de freqüències.

Al mateix temps, com s'assumeix que el camp magnètic no es veu afectat per les inhomogeneïtats superficials, la funció de transferència geomagnètica regional coincideix amb la resposta mesurada i, en conseqüència, les úniques incògnites del problema són els paràmetres de distorsió galvànica en ambdues estacions,  $a_j$  i  $a_{j+1}$ .



$$\frac{(Z_{xy}^M)_j}{a_j} \cong \frac{(Z_{xy}^M)_{j+1}}{a_{j+1}} + i\omega\mu \frac{\Delta y}{2} \left( (T_y)_j + (T_y)_{j+1} \right) \quad (3.18)$$

Finalment, aplicant el següent canvi de variable sobre l'equació (3.18):

$$\xi(\omega) = \frac{(Z_{xy}^M)_j}{i\omega\mu \frac{\Delta y}{2} \left( (T_y)_j + (T_y)_{j-1} \right)} \quad \varphi(\omega) = \frac{(Z_{xy}^M)_{j+1}}{i\omega\mu \frac{\Delta y}{2} \left( (T_y)_j + (T_y)_{j-1} \right)}$$

l'expressió anterior es redueix a l'equació d'una recta en l'espai  $\xi(\omega) - \varphi(\omega)$  (Ledo *et al.* 2002):

$$\xi(\omega) = \frac{a_j}{a_{j-1}} \varphi(\omega) + a_j \quad \longleftrightarrow \quad Y = A \cdot X + B \quad (3.19)$$

El control del mètode consisteix en comprovar si per a un conjunt de freqüències, les dades mesurades descriuen una recta en l'espai  $\xi - \phi$ . El pendent de la recta, A, representa el quocient entre dos paràmetres de distorsió galvànica en dues estacions consecutives, i el tall amb l'eix d'ordenades, B, és un paràmetre de distorsió en una determinada estació del perfil.

D'aquesta manera el problema de la determinació dels paràmetres de distorsió galvànica pot ser entès, simplement, com l'ajust a una recta de regressió.

Finalment, només resta realitzar un control de la qualitat d'aquest ajust. Els criteris que se segueixen per a seleccionar els paràmetres de distorsió galvànica es descriuen tot seguit:

- 1) En primer lloc es determina del coeficient de correlació de la recta de regressió,  $r^2$ . Tal com es procedeix sempre en l'ajust d'unes dades a una recta, el valor proper a 1 del terme  $r^2$  indica una bona estimació del pendent i del terme independent d'aquesta.

- 2) En segon lloc, s'estima el valor del terme residual,  $\epsilon$ , definit en l'equació (3.6) per poder confirmar si la hipòtesi realitzada sobre la variació del camp magnètic horitzontal ha estat adequada. Aquest terme és la part menyspreada de l'equació (3.6) i es calcula a partir de la següent expressió:

$$\epsilon = \frac{\langle Z_{xy} \rangle \Delta \ln H_y}{i\omega\mu \langle T_y \rangle \cdot \Delta y} \cong \frac{\langle Z_{xy} \rangle \Delta \ln H_y}{\Delta Z_{xy} + \langle Z_{xy} \rangle \Delta \ln H_y} = \frac{\Delta \ln H_y}{\frac{\Delta Z_{xy}}{\langle Z_{xy} \rangle} + \Delta \ln H_y} \quad (3.20)$$

Aplicant l'aproximació  $\Delta \ln Z_{xy} \approx \frac{\Delta Z_{xy}}{\langle Z_{xy} \rangle}$ , es dedueix una fórmula més senzilla pel

terme residual,  $\epsilon$ :

$$\epsilon \approx \left( \frac{\Delta \ln Z_{xy} + \Delta \ln H_y}{\Delta \ln H_y} \right)^{-1} \approx \left( 1 + \frac{\Delta \ln Z_{xy}}{\Delta \ln H_y} \right)^{-1} \quad (3.21)$$

El valor que pot prendre el terme residual,  $\epsilon$ , pot oscil·lar entre aquestes tres opcions, segons la relació entre  $\Delta \ln Z_{xy}$  i  $\Delta \ln H_y$ :

- (a)  $\epsilon \rightarrow 0$   $\Delta \ln H_y \rightarrow 0$   $\Delta \ln Z_{xy} \gg \Delta \ln H_y$  (Correcta aplicació del mètode proposat)
- (b)  $\epsilon \rightarrow 1$   $\Delta \ln H_y \rightarrow \infty$   $\Delta \ln H_y \gg \Delta \ln Z_{xy}$  (Mètode no vàlid, perquè l'aproximació sobre la variació del camp magnètic horitzontal no és menyspreadable)
- (c)  $\epsilon \rightarrow 0.5$   $\Delta \ln H_y \approx \Delta \ln Z_{xy}$  (Mètode no vàlid, perquè l'aproximació sobre la variació del camp magnètic horitzontal no és menyspreadable)

Així, en els dos darrers casos no és possible aplicar aquest mètode de correcció de la distorsió galvànica.

- 3) Finalment, només cal verificar que els paràmetres de distorsió galvànica obtinguts són valors reals positius.

### 3.3.2 – POLARITZACIÓ H

A partir de l'equació (3.9) es desenvolupa la derivada del producte ( $Z_{yx} \cdot H_x$ ) i, s'aplica l'aproximació que considera menyspreable el gradient horitzontal del camp magnètic. A continuació, s'agrupen els termes que depenen de la variable ( $\sigma \cdot Z_{yx}$ ), per poder reduir l'equació a l'expressió següent:

$$\frac{\partial(\ln \sigma Z_{yx})}{\partial y} = -\frac{1}{\sigma E_y} \frac{\partial E_z}{\partial z} \quad (3.22)$$

Seguint les mateixes fases que en la polarització E, es procedeix a la integració de l'equació (3.22) al llarg de l'eix  $y$ . La relació que resulta, després d'aplicar la regla del trapezi, presenta una dependència entre la conductivitat, la impedància regional i la variació del component vertical del camp elèctric.

$$\Delta \ln(\sigma Z_{yx}) = \left\langle \frac{-1}{\sigma E_y} \right\rangle \left\langle \frac{\partial E_z}{\partial z} \right\rangle \Delta y \quad (3.23)$$

on, tal com s'ha indicat anteriorment,  $\langle \rangle$  indica la mitjana dins el domini d'integració.

El mètode proposat requereix l'aplicació d'una segona aproximació en aquesta polarització, que consisteix en considerar menyspreable el gradient vertical del camp elèctric. És a dir:

$$\left\langle \frac{-1}{\sigma E_y} \right\rangle \left\langle \frac{\partial E_z}{\partial z} \right\rangle \Delta y \approx 0 \longrightarrow \ln(\sigma_{j+1} (Z_{yx})_{j+1}) - \ln(\sigma_j (Z_{yx})_j) = 0 \quad (3.24)$$

Igualment com s'ha realitzat en la polarització E, per expressar l'equació (3.24) en funció de les respostes observades, s'aplica la relació (3.13), la qual introdueix el component del tensor de distorsió galvànica corresponent a la polarització H ( $d$ ) i la impedància mesurada, ( $Z_{yx}^M$ ). Així, s'obté la següent equació:

$$\ln \left( \sigma_{j+1} \left( \frac{(Z_{yx}^M)_{j+1}}{d_{j+1}} \right) \right) = \ln \left( \sigma_j \left( \frac{(Z_{yx}^M)_j}{d_j} \right) \right) \quad (3.25)$$

Utilitzant, seguidament, uns canvis de variables adequats, la determinació dels paràmetres de distorsió galvànica es redueix, igualment, a l'ajust d'una recta en l'espai  $\phi(\omega) - \gamma(\omega)$ .

En aquesta darrera expressió el valor de la conductivitat en la superfície,  $\sigma$ , s'aproxima en cada estació del perfil a  $(\omega\mu)/|Z_0|^2$ , on  $|Z_0|^2$  es determina a partir de la resistivitat aparent en aquella mateixa estació quan la freqüència tendeixen a ser molt gran, (Marcuello *et al.* 2001):

$$\ln \left( \frac{(Z_{yx}^M)_{j+1}}{|Z_0|_{j+1}^2} \right) = \ln \left( \frac{(Z_{yx}^M)_j}{|Z_0|_j^2} \right) + \ln \left( \frac{d_j}{d_{j+1}} \right) \longleftrightarrow \gamma = \phi + B \quad (3.26)$$

Com es pot observar en aquesta darrera expressió, la recta que s'obté presenta un pendent constant i igual a la unitat i és, a partir del terme independent, que es determina el quocient entre els paràmetres de distorsió galvànica de dues estacions consecutives del perfil.

El control de la qualitat de l'ajust realitzat sobre aquest desenvolupament es basa en els següents criteris:

- 1) En primer lloc, es determina el coeficient de correlació,  $r^2$ . Quan aquest valor és proper a 1 ( $\geq 0.9$ ) es considera que les variables  $\phi(\omega) - \gamma(\omega)$  presenten un comportament pròxim a ser lineal.
- 2) El següent paràmetre que es té en compte, és el pendent de la recta. Els intervals de freqüències on es detecta un pendent superior a la unitat, indiquen que les aproximacions imposades sobre els gradients no són correctes, és a dir, que aquest terme no pot ser considerat nul en el procés. La conseqüència

immediata és que el mètode proposat no és vàlid dins aquest rang de freqüències.

- 3) Finalment, igual com succeeix en la polarització E, cal verificar que els paràmetres de distorsió galvànica obtinguts són valors reals positius.

## **3.4 – APLICACIONS**

L'aplicació del mètode a dades sintètiques és un pas indispensable per a la verificació de qualsevol procés que estigui desenvolupat a partir de relacions teòriques. És important extreure un bon resultat d'aquestes aplicacions, però, per una altra banda, aquestes comprovacions no són suficients. Es requereix l'aplicació a dades reals per tal que l'estudi realitzat tingui una certa credibilitat.

En aquest apartat es presenten uns exemples amb dades obtingudes a partir de la modelització i un exemple amb dades reals, que permeten verificar el bon funcionament de la tècnica, tant per a la polarització E com per a la polarització H.

### **3.4.1 – DADES SINTÈTIQUES**

#### ***3.4.1.1 - POLARITZACIÓ E***

Les respostes magnetotel·lúriques (impedància i funció de transferència geomagnètica) d'un model bidimensional, figura 3.1, es determinen a través del programa de modelització de Wannamaker *et al.* (1986). Aquest model inclou diverses estructures conductores a diferents escales, el rang de freqüències utilitzat es troba entre 100 Hz i 1000 s, i les 30 estacions del perfil estan localitzades cada 3 km. La malla utilitzada té unes dimensions de 400 elements en la direcció horitzontal i 120 elements en la direcció vertical. Per aplicar el mètode de correcció galvànica sobre aquest model, la resistivitat aparent obtinguda ha estat distorsionada un factor real aleatori, figura 3.2, per tal de simular unes dades mesurades en el camp i afectades per la presència d'aquests cossos superficials.

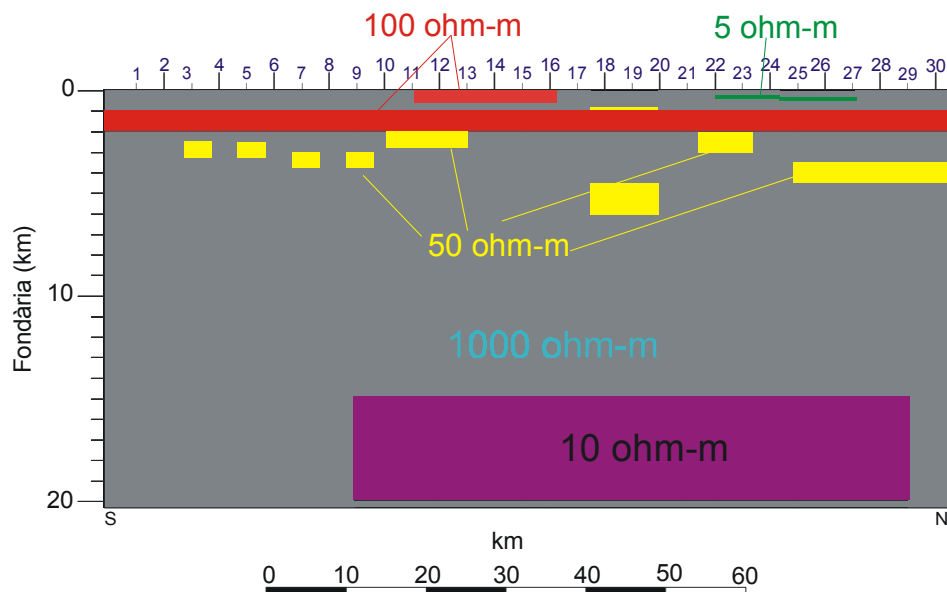


Figura 3.1 Model 2-D utilitzat per a la generació de les dades sintètiques. El model conté diferents anomalies conductores a diferents escales.

La selecció del rang de períodes, o freqüències, on el mètode és aplicable es realitza a través d'una comparació entre les dades de la impedància mesurades, a les quals s'ha aplicat una distorsió, i les dades de la impedància calculades a partir de l'equació (3.17). Aquestes últimes no es troben alterades, perquè es calculen a partir de la funció de transferència geomagnètica, funció que depèn únicament del camp magnètic, el qual no es troba afectat per la distorsió galvànica.

Les figures 3.3 i 3.4 mostren la comparació de les corbes de la resistivitat aparent i de la fase per a les estacions 10 i 25 del model proposat anteriorment. Els quadrats vermells representen les dades distorsionades i els cercles blaus representen les dades no alterades calculades a partir de la funció de transferència geomagnètica.

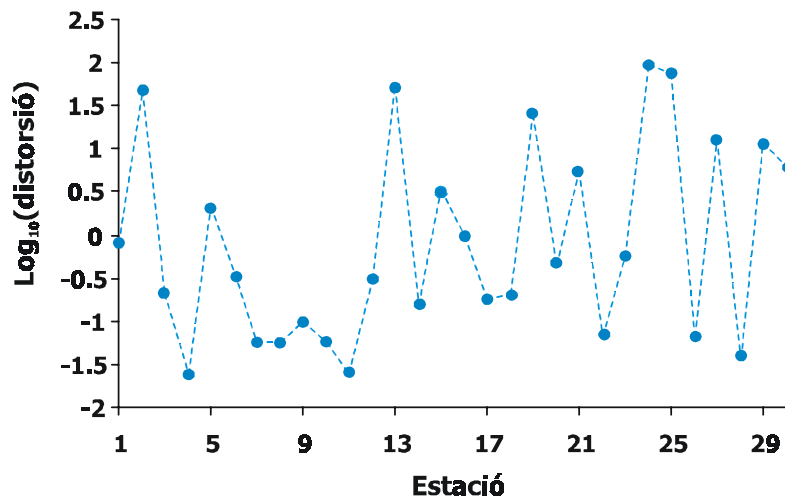


Figura 3.2 Representació dels factors de distorsió galvànica aplicats a cada estació del model en l'escala logarítmica.

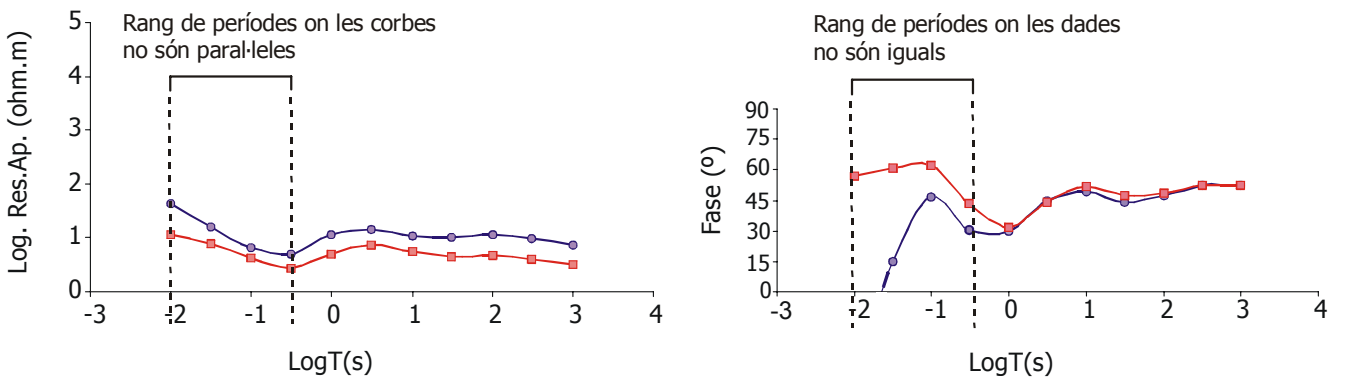


Figura 3.3 Comparació entre les corbes de resistivitat aparent i fase mesurades, ■, i calculades, ● per a l'estació 10 del perfil del model. Indicació del rang de períodes on no és possible aplicar aquest mètode de correcció.

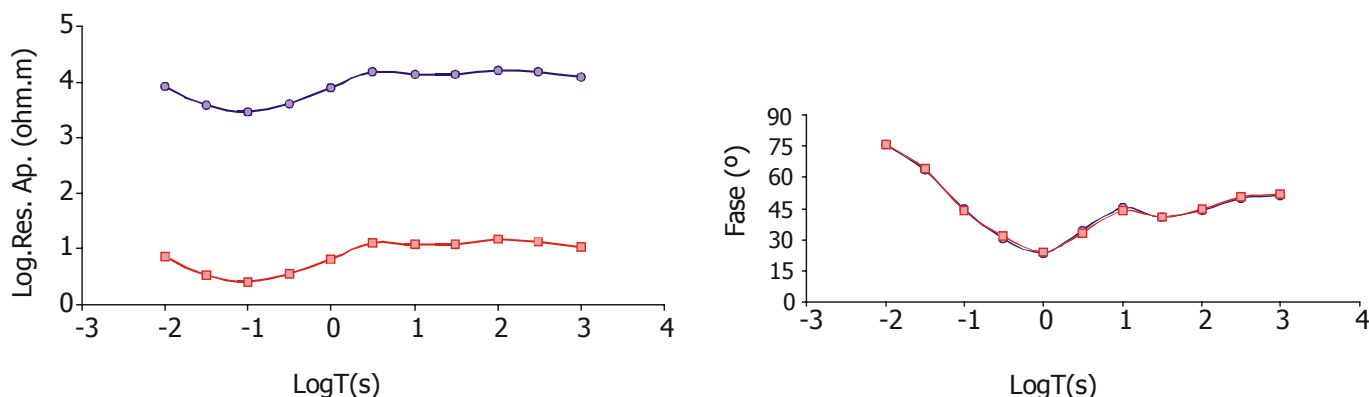


Figura 3.4 Comparació entre les corbes de resistivitat aparent i fase mesurades, □ , i les calculades, ● , per a l'estació 25 del perfil del model.

Els resultats indiquen diferents comportaments per a les dues estacions. En la figura 3.3 (estació 10 del model) els valors de la fase calculada no coincideixen amb els valors de la fase mesurada en el rang de períodes baixos, i en aquest mateix rang, les corbes de resistivitat aparent tampoc són paral·leles. Aquesta observació, indica que la variació del camp magnètic horitzontal no pot ser menyspreada dins aquest rang de períodes i per aquesta estació en concret.

En aquest cas, per calcular el quocient entre els coeficients de distorsió galvànica de dues estacions consecutives aplicant l'aproximació a la recta, es pot utilitzar només el rang de períodes des de 1 s fins a 1000 s. Aquesta discriminació de determinats punts de la corba no deixa de ser un inconvenient ja que implica una reducció del nombre de dades que s'utilitzen en el càlcul de la regressió lineal, i per tant, una determinació menys bona dels coeficients de distorsió.

En la figura 3.4 es mostren els resultats per a l'estació 25. Es pot apreciar com, en aquest cas, les corbes de resistivitat aparent són paral·leles en tot el rang de períodes indicant l'existència de la distorsió, *static shift*, i a més a més les fases coincideixen perfectament. El mètode per calcular els paràmetres de distorsió galvànica es pot aplicar sobre el rang complet que va des de 0.01 s fins a 1000 s. Aquest seria un cas ideal, però no sempre és possible trobar aquest tipus de dades, sobretot quan s'utilitzen dades reals.



Per fer el càlcul dels paràmetres de distorsió en cada estació es necessita saber el valor del coeficient de distorsió en una estació de referència. En el cas de les dades sintètiques s'utilitza la primera estació del perfil amb un valor del coeficient de distorsió igual a la unitat, per poder determinar la resta de coeficients de distorsió galvànica.

Els bons resultats obtinguts en el càlcul dels paràmetres de distorsió galvànica en cada estació del perfil, es mostren en la figura 3.5. Els quadrats verds indiquen els valors dels paràmetres determinats a partir de l'ajust a una recta i prenent com a estació de referència la primera estació del perfil. La línia discontinúta negra mostra els valors aleatoris assignats a cada estació, i que es presentaven en la figura 3.2.

Es pot observar que el mètode recupera de manera adequada els paràmetres de distorsió galvànica. Aquest exemple serveix per comprovar la validesa del mètode per a la polarització E, però sempre tenint en compte que els coeficients calculats depenen de l'estació de referència. En el cas de conèixer el paràmetre de distorsió d'aquesta estació, la seqüència dels coeficients es troba fàcilment i per tant, es pot determinar el valor absolut del paràmetre de distorsió. En cas contrari, la corba obtinguda dels coeficients de distorsió galvànica estaria desplaçada un valor constant en totes les estacions del perfil.

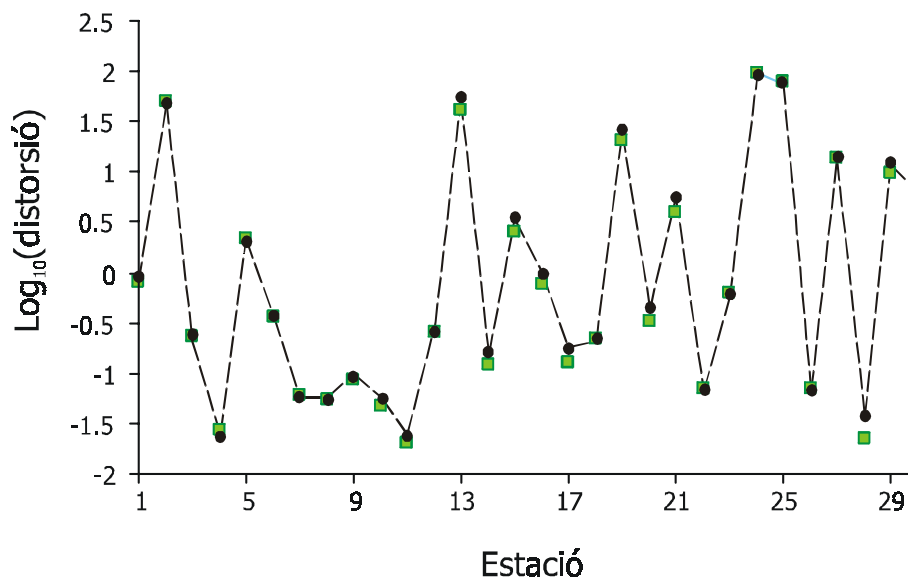


Figura 3.5 Comparació entre els coeficients de distorsió aplicats de manera aleatòria en les dades, ●, i els coeficients de distorsió calculats amb la tècnica de l'ajust a una recta ■.

### 3.4.1.2 - POLARITZACIÓ H

Per aquesta polarització es procedeix de forma similar, es calcula la resposta sintètica sobre el model de la figura 3.6 a partir del programa de Wannamaker *et al.* (1986). En aquesta ocasió només es fa ús de la impedància ja que en aquesta polarització, no existeix la funció de transferència geomagnètica per l'absència del component magnètic vertical.

El model d'estructura regional 2-D, figura 3.6, presenta una primera capa resistent per sota de la qual apareix un contacte vertical entre un medi conductor de  $20 \Omega \cdot m$  i un medi resistent de  $500 \Omega \cdot m$ . S'utilitzen un total de 25 freqüències o períodes entre 8 Hz i 1250 s, amb 18 estacions separades 6 km. Les dades magnetotel·lúriques han estat distorsionades un factor real aleatori diferent en cada estació del perfil per simular unes dades mesurades en el camp afectades per la presència de cossos localitzats en la superfície terrestre, figura 3.7.

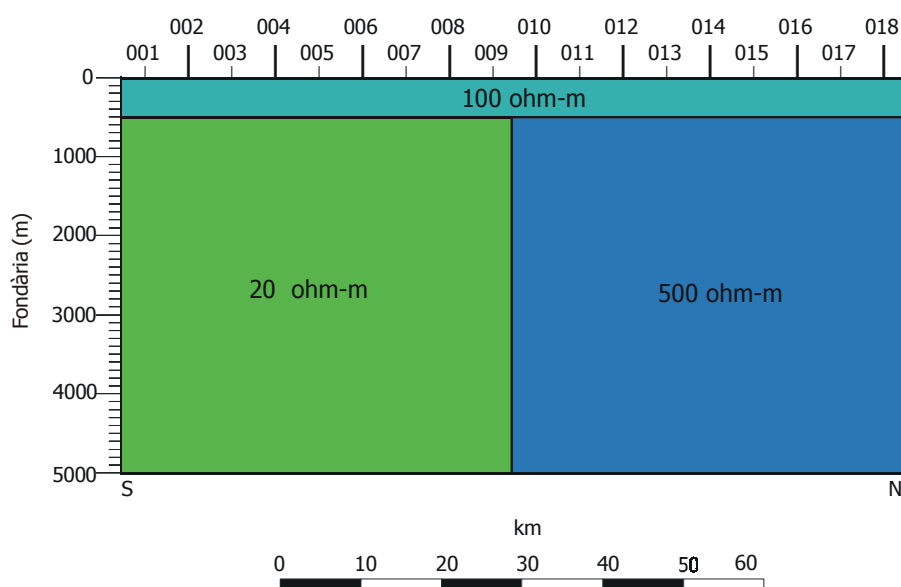


Figura 3.6 Model 2-D utilitzat per a la generació de les dades sintètiques en la polarització H.

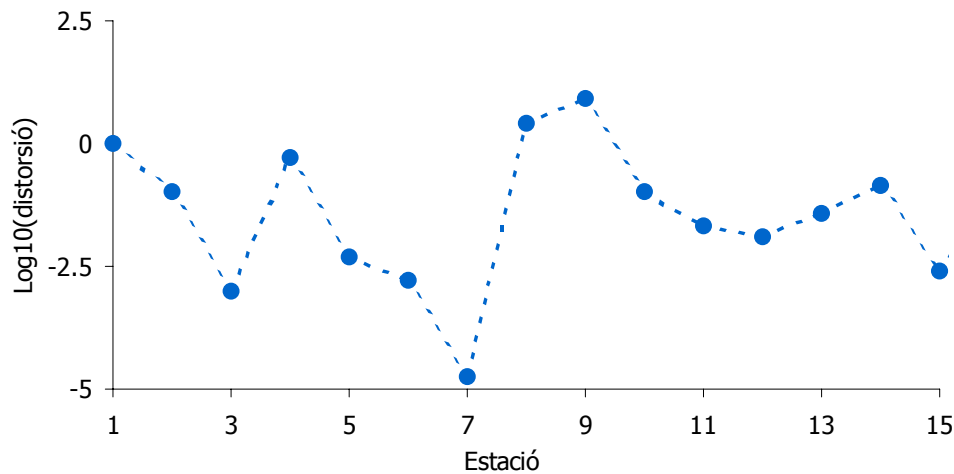


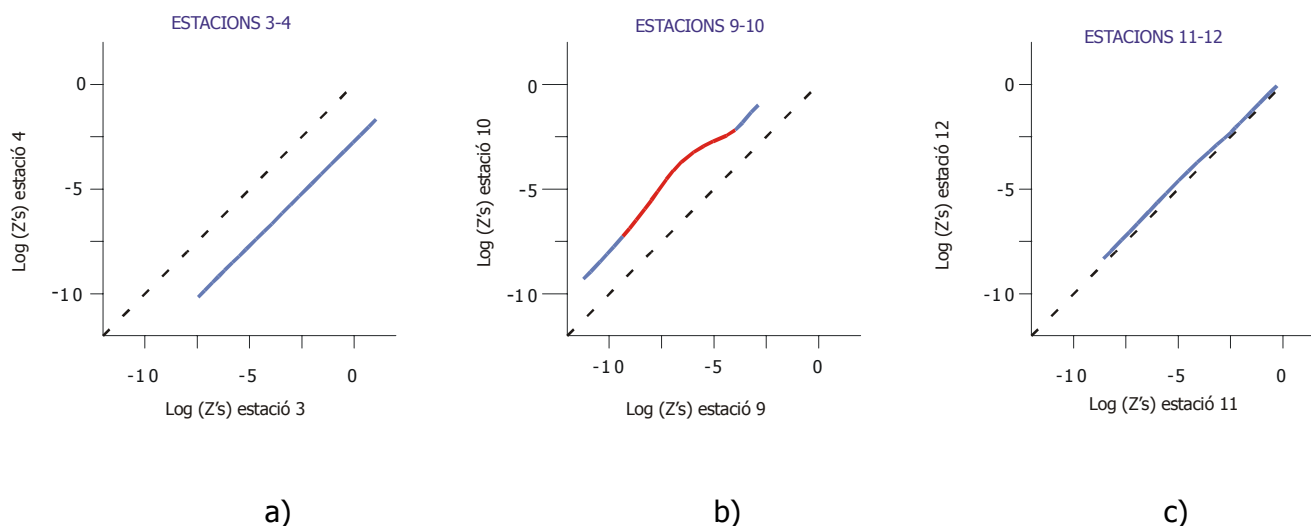
Figura 3.7 Representació dels factors de distorsió aplicats a cada estació del model en l'escala logarítmica per a la polarització H.

El procés dissenyat permet representar per a cada parell d'estacions consecutives l'ajust a una recta en l'espai  $\phi(\omega) - \gamma(\omega)$ , seguint l'equació (3.26). En la figura 3.8 es mostren les rectes de regressió obtingudes aplicant aquest mètode sobre tres parells d'estacions situats en punts diferents del perfil a diferents distàncies del contacte vertical. Les tres gràfiques mostren comportaments que reflecteixen la seva situació en el perfil.

En els gràfics a i c s'observa clarament que el pendent de la recta és constant i està d'acord amb el resultat teòric de la unitat. En el cas del gràfic b, la part central de la recta presenta una curvatura important respecte dels seus extrems, els quals recuperen el pendent teòric de la unitat.

La diferència en el comportament d'aquesta recta respecte de les altres, s'explica per la posició de les estacions 9 i 10. Aquestes són les estacions més properes al contacte vertical on les dades es veuen afectades per aquesta discontinuïtat i on el mètode no es pot aplicar, perquè les aproximacions sobre els gradients no es poden menysprear. Així, aquesta tècnica permet discriminar els períodes on l'aproximació no és adequada, amb l'inconvenient principal que suposa una reducció del nombre de punts per aplicar l'ajust a una recta. Per tant, existeix una indeterminació major en el càlcul dels coeficients de distorsió galvànica, en aquells casos on el rang de períodes es redueix significativament.

Per altra banda, en els gràfics a i b, les rectes es troben desplaçades respecte de la recta de referència (recta discontinua) mostrant l'existència d'una distorsió galvànica, la qual es determina a partir del terme independent de la recta. En canvi, el gràfic c, pràcticament no presenta distorsió.



*Figura 3.8 Rectes de regressió que resulten d'aplicar el mètode proposat a tres parells d'estacions localitzats en punts diferents del perfil. La recta negra discontinua és la recta de referència de pendent 1 i que passa per l'origen de coordenades.*

En aquest cas també s'ha escollit la primera estació del perfil com a estació de referència, i a partir d'aquest valor, es calculen la resta dels coeficients.

En la figura 3.9 s'observa la poca discrepància existent entre els quocients dels coeficients seleccionats de manera aleatòria i aplicats a les dades sintètiques, figura 3.7, i els valors calculats amb aquest mètode numèric basat en la determinació d'una recta.

El valor calculat que s'allunya més del valor original, és el corresponent al quocient entre les estacions més properes al contacte vertical, estacions 9 i 10. La determinació poc acurada d'aquest quocient és deguda a la reducció del rang de períodes utilitzat per a calcular l'ajust a la recta. Però, malgrat això, la resta dels quocients es determinen amb molta exactitud.

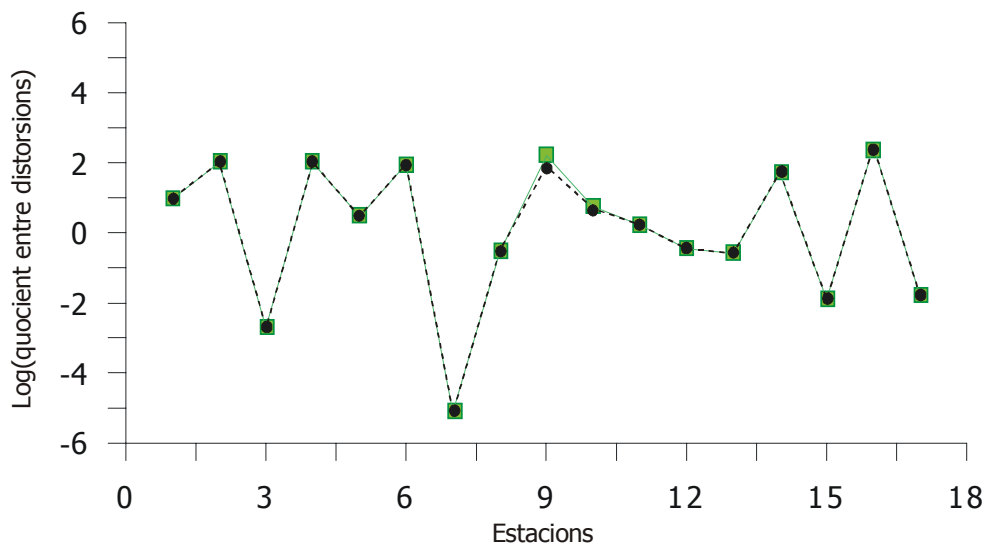


Figura 3.9 Comparació entre els paràmetres assignats inicialment de forma aleatòria, ●, i els paràmetres calculats amb el mètode, ■.

La recuperació dels valors s'aconsegueix d'una manera efectiva i molt senzilla, ja que els processos matemàtics necessaris són mínims un cop s'ha trobat la relació teòrica (3.26), per tant, el mètode dissenyat també és adequat per a corregir la distorsió galvànica en aquelles estructures regionals bidimensionals on el camp magnètic és paral·lel a la direcció de l'estructura, polarització H.

Finalment, per estudiar l'efecte del contacte vertical s'analitzen els models que es representen en la figura 3.10. En aquest cas no s'aplica cap factor de distorsió galvànica sobre les dades, perquè només es vol conèixer l'efecte del contacte vertical, no l'efecte dels possibles cossos superficials.

El model 1 presenta una capa homogènia de  $100 \Omega \cdot m$  per sota de la qual apareix un contacte vertical amb un contrast de  $20-500 \Omega \cdot m$ . El model 2 no mostra cap capa homogènia, sinó que el contacte vertical s'inicia en la superfície i cobreix tot el model. Finalment, el model 3 presenta una capa no homogènia amb el mateix contrast  $20-500 \Omega \cdot m$ , per sota de la qual apareix un medi homogeni de  $100 \Omega \cdot m$ .

Els resultats obtinguts per a les estacions més properes al contacte, estacions 9 i 10, es mostren en la figura 3.11. En el cas del model 1, aquest presenta la discontinuïtat vertical a certa fondària per sota del medi homogeni, i el resultat és una corba que

s'ajusta a la recta teòrica de pendent la unitat en els seus extrems indicant la no existència de distorsió galvànica. En els casos 2 i 3, on el contacte vertical arriba fins a la superfície, s'observa com la corba no s'apropa a l'equació de la recta de referència ni en els seus extrems. Això és degut a l'acumulació de càrregues elèctriques sobre la discontinuïtat del medi que es tradueix en una mena de distorsió sobre les dades. L'efecte d'aquest contacte implica que existeix un rang de períodes on el gradient del camp electromagnètic no es pot considerar menyspreable (zona vermella de les gràfiques de la figura 3.11).

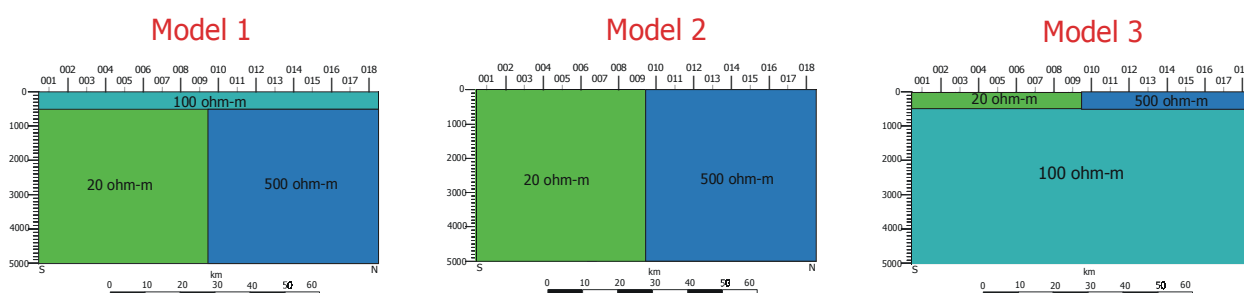


Figura 3.10 Models utilitzats per analitzar l'efecte del contacte vertical.

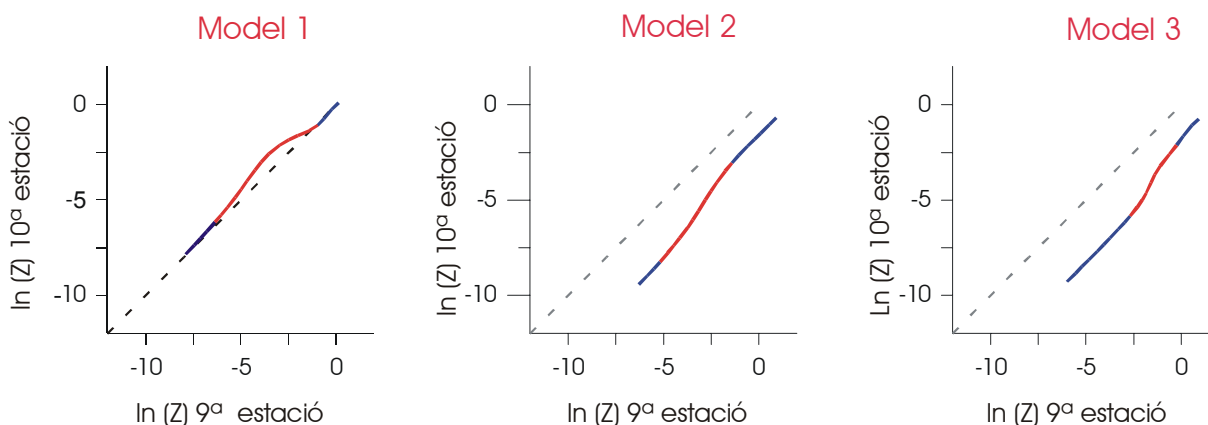


Figura 3.11 Rectes de regressió calculades amb els models de la figura 3.10.

### 3.4.2 – DADES EXPERIMENTALS

Per tal d'aplicar el mètode a les dades reals, s'ha escollit part de les dades conegudes del COPROD2 (Jones, 1993) que van ser adquirides al sud de Saskatchewan i Manitoba (Canadà). Amb l'anàlisi magnetotel·lúrica d'aquestes dades (Jones i Savage, 1986) va ser detectada una anomalia conductora en la direcció N-S (North American Central Plains Anomaly). Aquestes dades es consideren d'alta qualitat, i són un excel·lent test per aplicar la tècnica descrita, perquè representen una estructura regional 2-D. A més, els resultats obtinguts un cop corregida la distorsió galvànica poden ser contrastats amb els valors calculats per Jones (1988).

L'aplicació del mètode sobre les dades reals també requereix utilitzar les dues polaritzacions en què es pot dividir el problema magnetotel·lúric quan es consideren estructures bidimensionals.

#### 3.4.2.1 - POLARITZACIÓ E

En la polarització E, es comparen les dades mesurades amb les dades calculades a partir de la funció de transferència geomagnètica seguint l'equació (3.17). Un exemple de les corbes de la resistivitat aparent i de la fase es mostren en les figures 3.12 i 3.13 per a les estacions 005 i 002 del perfil magnetotel·lúric.

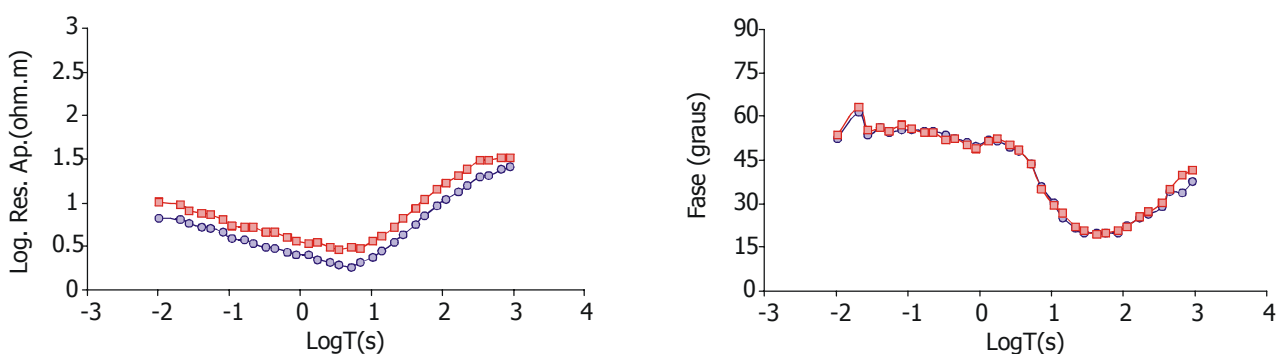


Figura 3.12 Comparació entre les corbes mesurades, ■, i les corbes calculades, ●, de la resistivitat aparent i la fase per a l'estació 005.

En la figura 3.12, corresponent als resultats de l'estació 005, es pot apreciar que en tot el rang de freqüències les corbes de resistivitat aparent són paral·leles i les fases pràcticament iguals. En aquesta estació, la hipòtesi de menysprear la variació del camp magnètic horitzontal pot ser aplicada en tot el rang de períodes.

Pel contrari, en la figura 3.13, on es representen les dades de l'estació 002, el rang de períodes queda limitat a un estret interval entre 8 i 30 s. Per trobar en aquesta estació el quocient entre coeficients de distorsió, només és possible treballar en aquest petit interval, reduint de manera important el nombre de punts per a realitzar l'ajust a la recta.

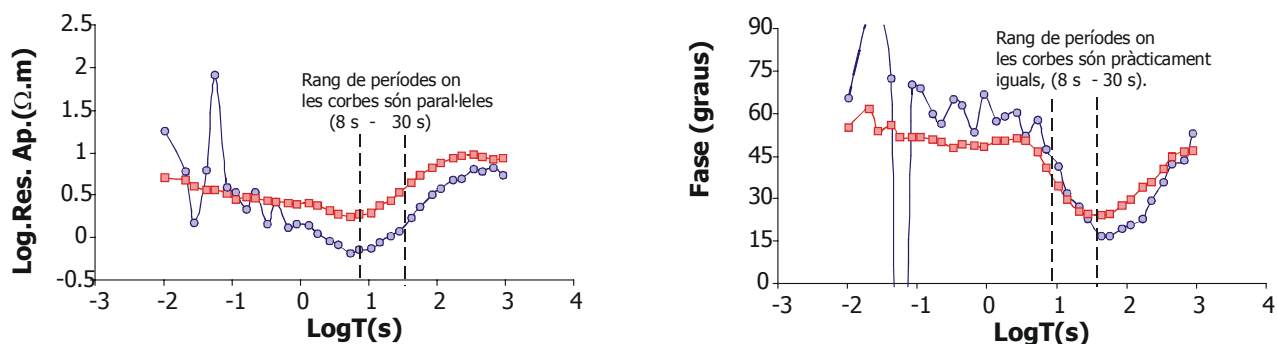


Figura 3.13 Comparació entre les corbes mesurades,  $\square$ , i les corbes calculades,  $\circ$ , de la resistivitat aparent i la fase per a l'estació 002.

Una vegada s'aplica el mètode, la recta obtinguda en l'espai  $\xi(\omega) - \varphi(\omega)$  per a l'estació 005 s'observa en la següent gràfica, figura 3.14. Els valors dels eixos, vertical i horitzontal, poden ser calculats en tot el rang de períodes, ja que en tot ell es pot considerar nul el terme de la variació del camp magnètic horitzontal.

La recta de regressió es considera una bona aproximació en el cas que el seu coeficient de correlació ( $r^2$ ) sigui proper a 1, com és en aquest cas. Així, el pendent de la recta és una bona determinació del quocient entre els paràmetres de distorsió de l'estació 005 en qüestió i l'estació posterior, 006.



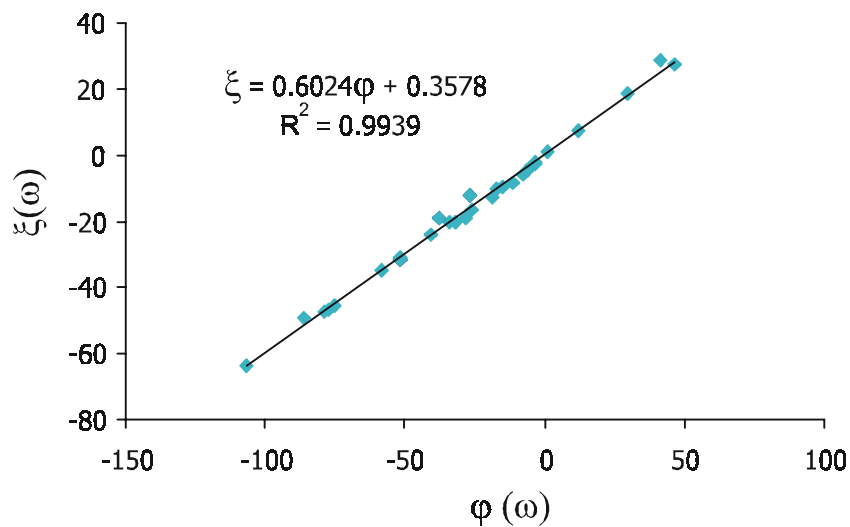


Figura 3.14 Valors de  $\xi(\omega)$  i  $\varphi(\omega)$  per a tot el rang de freqüències en l'estació 005 i recta de regressió obtinguda: Pendent, tall amb l'eix d'ordenades i coeficient de correlació.

En el cas de l'estació 002, com s'ha pogut veure en la figura 3.13, el rang de períodes que s'utilitza es redueix a un petit interval, perquè les corbes de les dades mesurades no compleixen el paral·lelisme amb les corbes de les dades no distorsionades. En conseqüència, el nombre de punts per a fer la regressió lineal és molt reduït.

En la figura 3.15-A es mostra la gràfica per a les variables  $\xi(\omega)$  i  $\varphi(\omega)$  per aquest petit rang de períodes (6 punts). Es pot veure com el resultat de la recta de regressió és bo, pel seu  $r^2$  proper a 1 i pel valor positiu del terme independent, el qual representa el valor d'un paràmetre de distorsió. Pel contrari en la figura 3.15-B, on s'ha agafat tot l'interval de períodes, veiem que malgrat el valor de  $r^2$  és bo i el pendent de la recta varia molt poc respecte del cas A, el terme independent de la regressió lineal és un valor real negatiu. Aquest és un dels criteris per no considerar el resultat com acceptable, perquè els coeficients de distorsió es defineixen com a nombres reals positius.

Per tant, encara que s'utilitzin menys punts per a la determinació dels coeficients de distorsió galvànica, el cas 3.15-A és el que aporta els valors que compleixen tots els criteris de qualitat del mètode dissenyat.

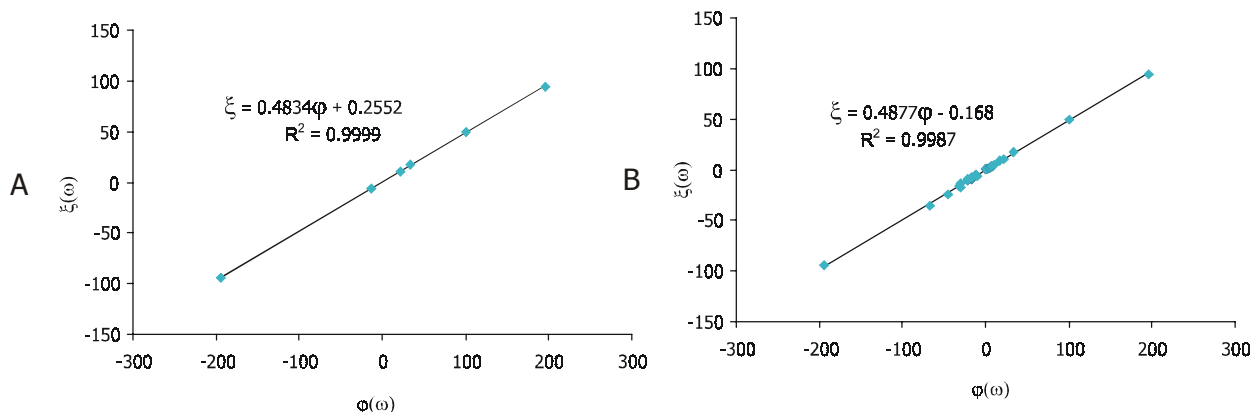


Figura 3.15 A) Valors de  $\xi(\omega)$  i  $\varphi(\omega)$  pel rang de freqüències determinat, 8 s – 30 s en l'estació 002, i els resultats de la recta de regressió. B) Valors de  $\xi(\omega)$  i  $\varphi(\omega)$  per a tot el rang de freqüències en l'estació 002, i els resultats de la recta de regressió.

Després de determinar el rang de períodes adequat en cada estació del perfil, es pot procedir a obtenir la raó entre dos paràmetres de distorsió que pertanyen a dues estacions consecutives. Finalment, és necessari escollir una estació de referència per tal de determinar la resta dels coeficients. En aquest cas s'ha escollit l'estació situada més a l'oest del perfil, estació 014.

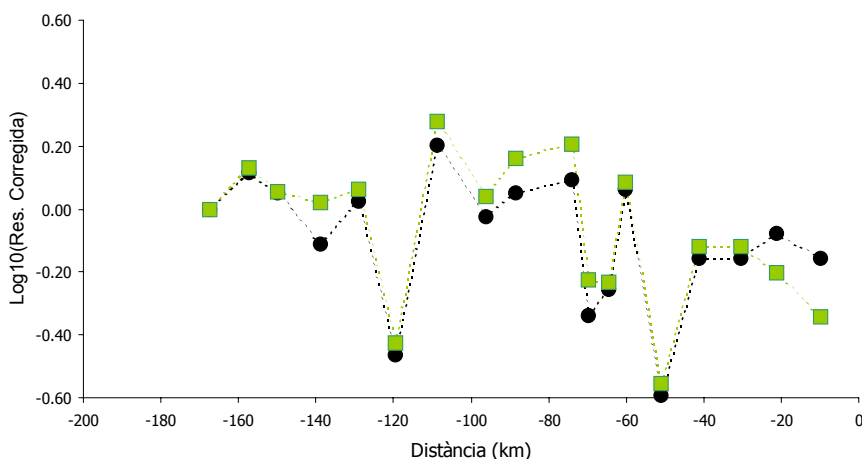


Figura 3.16 Comparació entre els valors de la resistivitat aparent corregida per Jones (1988), ●, i els valors calculats a partir del mètode proposat, ■.

La figura 3.16 mostra la resistivitat aparent corregida de la distorsió galvànica i els resultats es comparen amb els valors trobats per Jones (1988) amb el mètode de les diagrafies. La màxima diferència entre els resultats dels dos mètodes és d'un factor 1.5.

Per finalitzar, la figura 3.17 mostra tres imatges. La resistivitat mesurada, A, la corregida pel mètode de l'ajust a una recta, B, i la corregida per Jones, C. La figura compara les dues imatges de la resistivitat corregides, B i C. Els resultats són satisfactoris, però existeixen algunes discrepàncies en les estacions localitzades més cap a l'est del perfil, les quals poden ser degudes a la baixa qualitat amb la qual van ser mesurades les dades de la funció de transferència geomagnètica.

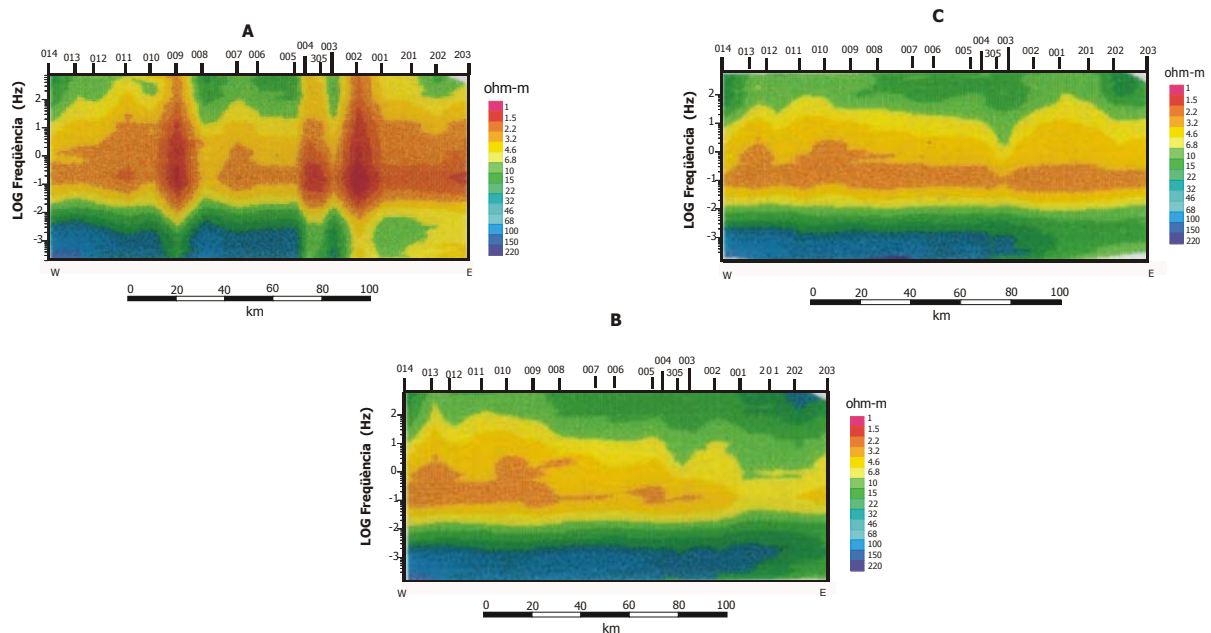


Figura 3.17 El gràfic A és la imatge de la resistivitat aparent mesurada, COPROD2R. El gràfic B és la imatge de la resistivitat aparent corregida utilitzant el mètode proposat. La darrera imatge, C, representa la resistivitat corregida per Jones (1988).

### 3.4.2.2 - POLARITZACIÓ H

Per resoldre el problema de la distorsió galvànica en aquesta polarització, cal determinar les rectes de regressió desenvolupades en l'apartat teòric, fent ús de les impedàncies mesurades en dues estacions consecutives del perfil, equació (3.25). Els paràmetres de la recta descrita en l'espai  $\phi(\omega) - \gamma(\omega)$ , pendent i tall amb l'eix d'ordenades, serveixen per a determinar els coeficients de distorsió galvànica. En aquest cas, el valor del pendent és constant i no aporta informació del quocient entre coeficients. El pendent de la recta s'utilitza per saber si el procés és aplicable dins un determinat rang de períodes. Concretament el rang que presenta un pendent superior o inferior a la unitat és desestimat per aplicar el mètode, perquè no es pot considerar que l'aproximació realitzada sobre el gradient del camp elèctric vertical sigui vàlida.

La figura 3.18 mostra els valors obtinguts dels pendents per a cada parell d'estacions del perfil. Els resultats són valors molt propers a la unitat i en conseqüència, el mètode proposat es considera acceptable per ser aplicat a les dades COPROD2R en la polarització H. El terme independent de la recta de regressió aporta el valor del quocient entre els coeficients de distorsió entre dues estacions consecutives del perfil.

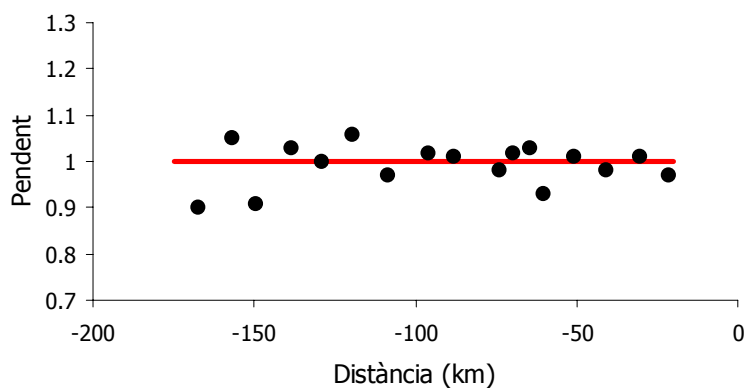


Figura 3.18 Valors calculats del pendent utilitzant l'ajust a la recta (punts negres) i línia vermella que assenjala el pendent de referència, la unitat.

Algunes rectes de regressió obtingudes es poden observar en la figura 3.19, on es mostren els resultats del parell d'estacions 013 - 012 i del parell 009 - 008.

El primer gràfic, estacions 013 - 012, mostra una recta molt ajustada al valor de la

recta de referència  $Y = X$ , de pendent la unitat i terme independent nul. Aquest resultat indica que no existeix contrast entre els coeficients de distorsió de les dues estacions consecutives, és a dir, que l'efecte de la distorsió actua de manera similar sobre les dues estacions.

Un comportament diferent s'aprecia en la representació del parell 009-008, on la recta de regressió determinada està lleugerament desplaçada per sota de la recta discontinua assenyalant que l'efecte de la distorsió en aquestes estacions no és el mateix. El valor del terme independent representa el contrast dels paràmetres de distorsió entre les estacions 009-008.

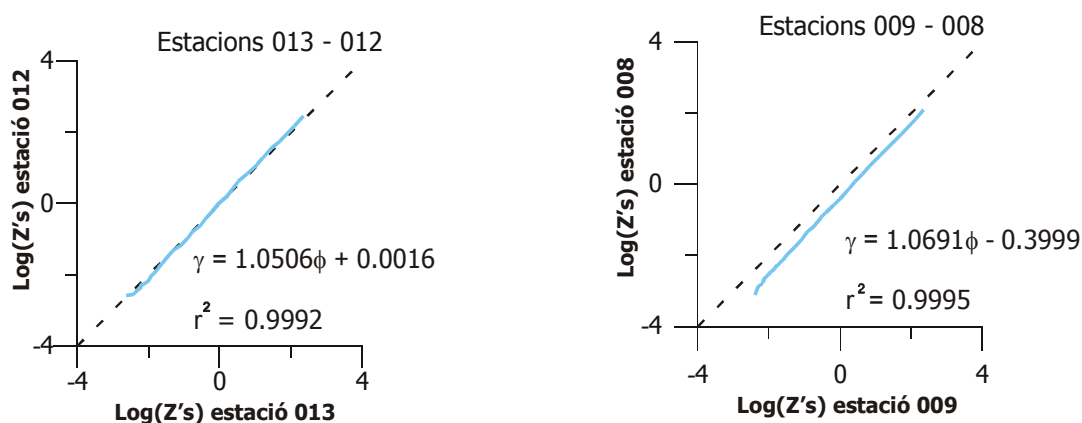


Figura 3.19 Representació gràfica i resultats de la recta de regressió pels parells d'estacions 013-012 i 009-008 respectivament.

Escollint la mateixa estació de referència que en la polarització E, estació 014, es calculen els valors dels coeficients de distorsió en totes les estacions del perfil en funció d'aquesta estació de referència. Els resultats obtinguts en el procés de càlcul es presenten en la figura 3.20. El gràfic mostra el valor del quocient dels paràmetres de distorsió entre dues estacions consecutives i compara els resultats amb els valors corregits per Jones (1988) en la polarització H.

La comparació dels resultats mostra una certa discrepància, però la forma que segueixen les gràfiques és molt semblada. L'estació de referència escollida per a trobar la resta de coeficients de distorsió i per a corregir les corbes de resistivitat aparent pot ser l'explicació a aquesta variació en els resultats obtinguts. Però també

cal destacar que el càlcul dels coeficients de distorsió a partir del terme independent de la recta de regressió comporta una pitjor determinació.

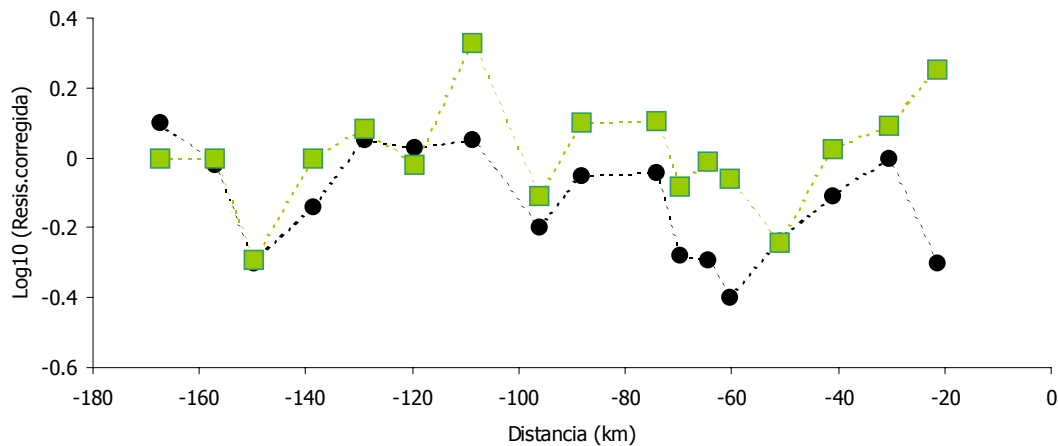


Figura 3.20 Representació dels resultats obtinguts amb el mètode de correcció de la distorsió a partir de l'ajust a una recta, i comparació amb els resultats obtinguts per Jones (1988), en la polarització H.

### 3.5 – DISCUSSIÓ I CONCLUSIONS

La tècnica descrita en aquest treball és un nou mètode que es basa només en les respostes magnetotel·lúriques i no precisa d'altres dades. Per tant, és una alternativa a altres tècniques utilitzades fins ara per a corregir les dades magnetotel·lúriques de les possibles modificacions produïdes per les inhomogeneïtats superficials.

Algunes diferències amb altres tècniques fan que aquest mètode presenti avantatges importants que faciliten la seva aplicació, però alhora, també presenta algunes limitacions.

La seva senzillesa de càlcul és la primera característica que cal destacar. La correcció de la distorsió es realitza, simplement, a partir de la determinació de regressions lineals i això comporta molt poc temps de resolució.

En segon lloc, el mètode només fa ús de les dades electromagnètiques, no precisa cap altra informació addicional. Per a la polarització E, la utilització de la primera equació de Maxwell o llei de Faraday, permet la correcció relativa de la distorsió galvànica només fent servir les dades magnetotel·lúriques, impedància i funció de transferència geomagnètica. Per a la polarització H, la segona equació de Maxwell o una ampliació de la llei d'Ampère, resol el problema tan sols amb la utilització de la impedància.

Un tercer avantatge del procés és la determinació de tot el tensor de distorsió galvànica i la posterior deducció del tensor d'impedància regional, el qual no està afectat per la presència dels cossos superficials.

Els resultats que s'han obtingut són els elements de la diagonal del tensor de distorsió galvànica,  $a$  i  $d$ . Però, a partir d'aquests i dels components de l'antidiagonal del tensor d'impedància regional, és possible determinar també els altres dos components del tensor,  $b$  i  $c$ .

Finalment, fent referència als antecedents citats en l'apartat d'introducció, aquest mètode no requereix obtenir registres simultanis, ni precisa d'una alta densitat d'estacions en el perfil magnetotel·lúric.

Encara que es considera que aquesta tècnica dóna bons resultats, cal assenyalar que presenta alguns inconvenients.

La primera limitació important del mètode és que aquest no pot ser aplicat a qualsevol tipus d'estructura. Tal com s'ha presentat en les hipòtesis, apartat 3.2.1, aquest mètode de correcció de la distorsió galvànica està desenvolupat pel cas concret d'estructures bidimensionals on un dels eixos de mesura coincideix amb la direcció principal de l'estructura. El mètode no contempla la correcció per a estructures regionals tridimensionals.

En segon lloc, en ambdues polaritzacions, la recta de regressió obtinguda només determina els quocients entre els paràmetres de distorsió  $i$ , en conseqüència, serà necessari conèixer el paràmetre de distorsió galvànica en una estació de referència per poder corregir aquest fenomen de forma absoluta sobre totes les estacions del perfil. Si no és possible obtenir aquest primer valor del coeficient de distorsió a través d'alguna altra tècnica, el mètode ofereix una correcció relativa. És a dir, tots els valors

depenen d'un determinat punt del perfil, i això es tradueix en un desplaçament vertical, constant per a totes les freqüències, de les corbes de la resistivitat aparent.

Cal també tenir present que l'aproximació imposada sobre el gradient del camp magnètic horitzontal, en la polarització E, o sobre el gradient del camp elèctric vertical, en la polarització H, no es compleix sempre per a totes les estacions i en tot el rang de freqüències. És el propi mètode el que determina el rang de períodes abans d'aplicar la correcció relativa de la distorsió galvànica. Aquesta característica, no deixa de ser una facilitat que aporta el propi mètode, ja que ell mateix discrimina els períodes on la tècnica no pot ser utilitzada a causa que no són adequades les aproximacions fetes sobre els gradients del camp electromagnètic. Per una altra banda, la limitació d'aquest rang implica una reducció de les dades utilitzades, i en conseqüència, una major indeterminació dels coeficients de distorsió galvànica a partir del pendent o del terme independent de la recta.

Finalment, el fet d'utilitzar la funció de transferència geomagnètica en la polarització E, requereix que aquesta magnitud estigui ben determinada. La mesura d'aquesta dada presenta en ocasions una baixa qualitat i això fa més problemàtica l'aplicació d'aquest senzill mètode de correcció. En el cas de la polarització H, el problema amb la funció de transferència geomagnètica no existeix, perquè només és necessari conèixer les dades de la impedància per arribar a l'expressió d'una recta i trobar les incògnites del problema.

Els resultats obtinguts amb la utilització tant dels models com de les dades experimentals, COPROD2, són molt satisfactoris. En l'aplicació del mètode sobre els models es recuperen perfectament els valors dels paràmetres inicials, i en l'aplicació a les dades experimentals, la comparació amb els valors trobats, Jones (1988), permet considerar el mètode com una bona alternativa.

Tal com s'ha explicat en aquest capítol i també en el capítol 1, la causa de la distorsió galvànica en les dades magnetotel·lúriques és la presència de cossos en la superfície terrestre que acumulen càrregues en el seu interior.

Per conèixer el comportament d'aquestes estructures que es localitzen en els primers metres del subsòl, és possible pensar en aplicar altres tècniques més adients a la seva escala espacial. En aquest treball s'ha optat per la utilització de la prospecció elèctrica



en corrent continu, perquè encara que també utilitzi el camp elèctric, aquest mètode és molt menys sensible a les pertorbacions superficials. En el mètode magnetotel·lúric, la distorsió galvànica depèn del quadrat del potencial elèctric pertorbat, mentre que en els mètodes de corrent contínua aquesta dependència és lineal (Spitzer, 2001). Així, els capítols 4, 5 i 6 estudien àmpliament la resposta elèctrica d'aquestes estructures a través de la modelització i de la resolució del problema invers utilitzant el mètode de la prospecció elèctrica en corrent continu.

