

THESE

DE DOCTORAT D'UNIVERSITE

présentée

A L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE (PARIS VI)

par

Roger GUERIN

pour obtenir le titre de Docteur de l'Université Paris VI

sujet de la thèse :

DU TRAITEMENT SPATIAL DES DONNÉES ÉLECTROMAGNÉTIQUES
DANS UN CHAMP PRIMAIRE QUASI-UNIFORME.
APPLICATION À LA MÉTHODE MAGNÉTOTELLURIQUE,
A LA MT-VLF ET AU COURANT CONTINU

Soutenue le : Mardi 7 Juillet 1992

devant le jury composé de : Monsieur Pierre MECHLER, président
Monsieur Alain TABBAGH, examinateur
Monsieur Pierre ANDRIEUX, rapporteur
Monsieur Yves BENDERITTER, rapporteur
Monsieur Pierre VALLA, examinateur
Monsieur Michel MENVIELLE, examinateur

"L'esprit qui travaille en surface a
certainement beaucoup plus d'idées que
celui qui travaille en profondeur."

Julien BENDA

La France byzantine

ou le triomphe de la littérature pure

Paris, Ed. Gallimard, p. 101

1945 renouvelé en 1972

REMERCIEMENTS

J'adresse mes remerciements sincères à Monsieur Pierre MECHLER, professeur à l'Université Paris VI qui m'a fait l'honneur de présider le jury de ma thèse.

Je suis heureux d'exprimer ma reconnaissance à Monsieur Alain TABBAGH, professeur à l'Université Paris VI, à qui je porte une franche admiration pour ces qualités de chercheur et d'homme, qui m'a témoigné sa confiance pour mener à bien ce travail et qui m'a apporté l'aide la plus large par ses conseils et ses critiques.

Je remercie également très vivement Monsieur Pierre ANDRIEUX, professeur associé à l'Université Paris VI, et responsable de la recherche et du développement des méthodes électriques, gravimétriques et magnétiques de la Compagnie Générale de Géophysique (CGG), qui m'a fait bénéficier de son expérience en magnétotellurique (MT) et de ses conseils dans des voies de recherche.

J'adresse mes sentiments de respectueuse gratitude à Monsieur Yves BENDERITTER, directeur de recherche au CRG de Garchy, de qui j'ai reçu de nombreux conseils sur l'interprétation et l'analyse de données de MT-VLF.

Je tiens aussi à remercier Monsieur Pierre VALLA, directeur de la direction scientifique du Bureau de Recherches Géologiques et Minières (BRGM), d'avoir accepté de participer au jury de thèse.

Je remercie également vivement Monsieur Michel MENVIELLE, professeur à l'Université Paris XI, pour sa présence dans le jury.

Je tiens aussi à rendre hommage à l'Association Nationale de la Recherche Technique (ANRT) et à son animatrice Madame Catherine BEC sans laquelle ce travail n'aurait pas pu voir le jour.

Je suis aussi particulièrement reconnaissant à Messieurs Jacques MERLAND et Patrice CANAL, responsable successif de la Division Recherche Industrielle de la CGG, ainsi qu'aux employés de cette entreprise de m'avoir accueilli en son sein et de m'avoir fourni de nombreux outils de travail de qualité. Je remercie Messieurs Jean-Claude RIPOCHE et Jacques DELMERE qui ont su créer et maintenir un climat amical pendant mon travail dans leur service.

De la même manière, je remercie chaleureusement le directeur du CRG Garchy, Monsieur Jacques DUBOIS, ainsi que l'ensemble du personnel pour son accueil et son aide. Je tiens particulièrement à exprimer ma reconnaissance à Monsieur Albert HESSE, directeur de recherche, avec qui j'ai effectué des campagnes de mesure et qui n'a jamais cessé de me prodiguer ses encouragements, à Madame Jeanne TABBAGH qui m'a fourni son aide précieuse en informatique, et à Monsieur Jean-Paul DECRIAUD qui a construit dans le cadre d'un contrat ANVAR Bourgogne le résistivimètre MT-VLF utilisé dans cette thèse.

Mes remerciements s'adressent aussi à toute l'équipe du Département de Géophysique Appliquée de l'Université Paris VI pour son aide et sa sympathie à mon égard.

J'ai aussi le plaisir de dire ma gratitude à Monsieur Almamy THERA qui m'a aidé dans mes réflexions sur les traitements spatiaux, à Monsieur Guy DESVIGNES, maître de conférences à l'Université Paris VI, pour son aide dans l'analyse des données, et à Messieurs E. FAINBERG et B. SINGER, chercheurs au Geophysical Research Center (GRC) du Laboratoire Mondial de Moscou, pour nos échanges fructueux en MT durant notre coopération en Biélorussie.

Je n'oublie pas mes camarades étudiants. J'aurai une pensée toute particulière à Eric YOUNGA disparu en 1990.

1) INTRODUCTION

Alors que le marché mondial de la géophysique vit toujours des heures difficiles, les méthodes électromagnétiques continuent à se développer ; plusieurs marchés se sont ouverts ces derniers temps et des grands programmes d'étude font l'objet de coopération internationale (Emslab, Europrobe). L'amélioration des méthodes est en constante progression, que ce soit avec des traitements nouveaux (correction statique) ou que ce soit avec des techniques nouvelles (EMAP, LOTEM). Le travail de recherche qui est présenté ici, s'inscrit donc dans un courant porteur en électromagnétisme, illustré par l'existence d'une session intitulée "Integration of EM method with other geophysical technology" au 54^{ème} congrès de l'EAEG à Paris, début Juin 1992.

Ce travail a été effectué dans le cadre d'une Convention Industrielle de Formation par la REcherche (CIFRE) entre la Compagnie Générale de Géophysique, le Centre de Recherches Géophysiques de Garchy et le Département de Géophysique Appliquée de l'Université Paris VI, sous l'impulsion de Messieurs Alain TABBAGH et Pierre ANDRIEUX.

La description classique en électromagnétisme du sous-sol se fait à partir d'un point suivant la verticale ; on déduit d'un sondage une coupe verticale que l'on cherche à corréliser avec d'autres coupes issues d'autres sondages. Ce type d'analyse à une dimension (1D) a été amélioré avec l'adjonction de mesures complémentaires et de raffinement d'interprétation (par exemple le tipper) ; ce n'est cependant pas assez pour avoir une connaissance des variations latérales de la résistivité. L'objet de ce travail est de décrire les variations en surface, pour connaître le plus complètement possible les variations suivant la verticale. C'est aussi à partir d'une analyse de ce type, dans les méthodes électromagnétiques et électriques où le champ primaire est uniforme dans le plan (x,y) et suivant la verticale pour des profondeurs non sensibles à l'effet de peau, que l'on peut faire la part des choses

entre des effets superficiels qui n'intéressent pas la prospection pétrolière, et des effets profonds qui correspondent à l'objectif. Pour mener à bien cette recherche, il a fallu élaborer une méthodologie permettant de dissocier ces effets. La visualisation en carte des données permettant de mettre en évidence aisément les surfaces de discontinuité non parallèles au champ primaire, et le traitement spatial permettant de clarifier l'origine de certaines anomalies, ont été choisis comme outil de représentation et de filtre.

Dans une première partie, nous rappelons les bases théoriques nécessaires à la connaissance de ces méthodes, et les techniques classiquement employées (chapitre 2). Puis les méthodes de modélisation sont présentées (chapitre 3) ; c'est avec elles que des modèles synthétiques ont été calculés. Enfin, le chapitre 4 correspond à l'élaboration des transformations possibles des données afin d'aboutir à l'identification des sources statiques.

Dans une deuxième partie, on applique ces recherches à un cas synthétique représentatif 3D (chapitre 5), puis à des cas réels de MT lente (chapitre 6) et à des données de faible profondeur (chapitre 7) acquises en MT-VLF, avant de terminer avec des données électriques obtenues par le dispositif rectangle ("gradient array" ou "gradient method") au chapitre 8.

2) BASES DE LA METHODE MAGNETOTELLURIQUE

2.1) Théorie de l'Electromagnétisme :

Les équations de l'électromagnétisme formulées par James Clerk MAXWELL (1891), établissent, en un lieu donné, des relations quantitatives entre les composantes des champs magnétique et électrique. Pour un milieu conducteur, homogène et isotrope, contenant des charges électriques, les équations de Maxwell sont les suivantes (Stratton, 1941 ; Fournet, 1985) :

$\overrightarrow{\text{rot}} \mathbf{E} = - \partial \mathbf{B} / \partial t$: loi de Faraday - la circulation du champ électrique le long d'une courbe fermée s'oppose à la variation selon le temps du flux du champ magnétique à travers la surface limitée par la courbe

$\overrightarrow{\text{rot}} \mathbf{H} = \mathbf{j} + \partial \mathbf{D} / \partial t$: théorème d'Ampère - la circulation du champ magnétique le long d'une courbe fermée est liée à la variation du flux d'un courant de conduction \mathbf{j} et d'un courant de déplacement $\partial \mathbf{D} / \partial t$

$\text{div} \mathbf{D} = q_c$: théorème de Gauss - le flux du champ électrique à travers une surface fermée est proportionnel à la charge électrique présente dans le volume interne à la surface

$\text{div} \mathbf{B} = 0$: loi équivalente de la précédente pour le champ magnétique, mais il n'existe pas de monopôles magnétiques

avec : **E** : vecteur champ électrique, E son intensité
B : vecteur induction magnétique (= $\mu\mathbf{H}$)
H : vecteur champ magnétique, H son intensité
j : vecteur densité de courant (= $\sigma\mathbf{E}$ d'après la loi d'Ohm)
D : vecteur induction électrique (= $\epsilon\mathbf{E}$)
 q_c : densité de charge du milieu
 μ : perméabilité magnétique du milieu
 σ : conductivité électrique du milieu (= $1/\rho$)
 ϵ : constante diélectrique du milieu

Dans l'air : $\mu = \mu_0 = 4 \pi 10^{-7}$ H/m

$$\epsilon = \epsilon_0 = \frac{1}{36 \pi 10^9} \text{ F/m}$$

$$\sigma = 1/\rho = 0 \text{ S/m } (\rho \text{ en } \Omega.m)$$

Dans les roches on a généralement :

$$\mu = \mu_0 \quad (\text{sauf pour les gisements à fortes teneurs en oxydes ou sulfures magnétiques})$$

$$\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0 \quad (\epsilon_r : \text{constante diélectrique relative})$$

$$0.2 < \rho < 10000 \text{ } \Omega.m$$

$$q_c = 0 \quad (\text{l'absence de charges électriques, ou la présence d'autant de charges positives que de charges négatives dans le milieu produit un champ électrique à flux conservatif}).$$

Les équations de Maxwell s'écrivent alors :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \mathbf{E} = -\mu \partial\mathbf{H}/\partial t \quad (2.1)$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} \mathbf{H} = \sigma\mathbf{E} + \epsilon \partial\mathbf{E}/\partial t \quad (2.2)$$

$$\text{div } \mathbf{E} = 0 \quad (2.3)$$

$$\text{div } \mathbf{H} = 0 \quad (2.4)$$

Pour définir le comportement du champ \mathbf{E} , on écrira :

$$\text{de (2.1) : } \overrightarrow{\text{rot}} \overrightarrow{\text{rot}} \mathbf{E} = -\mu \overrightarrow{\text{rot}} \partial \mathbf{H} / \partial t$$

$$\text{de (2.2) : } \overrightarrow{\text{rot}} \partial \mathbf{H} / \partial t = \sigma \partial \mathbf{E} / \partial t + \epsilon \partial^2 \mathbf{E} / \partial t^2$$

$$\text{donc : } \overrightarrow{\text{rot}} \overrightarrow{\text{rot}} \mathbf{E} = -\mu \sigma \partial \mathbf{E} / \partial t - \mu \epsilon \partial^2 \mathbf{E} / \partial t^2$$

Puisque le laplacien vectoriel :

$$\Delta \mathbf{E} = \overrightarrow{\text{grad}} \text{div } \mathbf{E} - \overrightarrow{\text{rot}} \overrightarrow{\text{rot}} \mathbf{E}$$

et comme (2.3), on a :

$$\Delta \mathbf{E} = - \overrightarrow{\text{rot}} \overrightarrow{\text{rot}} \mathbf{E}$$

d'où, en l'absence de source, le champ électrique \mathbf{E} vérifie l'équation :

$$\Delta \mathbf{E} - \mu \sigma \partial \mathbf{E} / \partial t - \epsilon \mu \partial^2 \mathbf{E} / \partial t^2 = 0$$

On peut éliminer la variable temps de cette équation en prenant la transformée de Fourier (Bracewell, 1965 ; Kunt, 1981) du champ \mathbf{E} et analyser ensuite son comportement composante par composante, soit

$$\hat{\mathbf{E}}(\omega, x, y, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}(t, x, y, z) e^{-i\omega t} dt$$

En appliquant cette transformation à l'équation précédente, on obtient :

$$\hat{\Delta} \mathbf{E} - \mu \sigma \int_{-\infty}^{+\infty} \partial \mathbf{E} / \partial t e^{-i\omega t} dt - \epsilon \mu \int_{-\infty}^{+\infty} \partial^2 \mathbf{E} / \partial t^2 e^{-i\omega t} dt = 0$$

En intégrant par partie chacune des deux intégrales et en appliquant le fait que :

$$\mathbf{E}(t) e^{-i\omega t} \longrightarrow 0 \quad \text{pour} \quad t \longrightarrow \infty$$

puisque $e^{-i\omega t}$ est bornée entre 1 et -1, et que $\mathbf{E}(t)$ tend vers 0 étant entendu que sa transformée de Fourier existe, on obtient :

$$\Delta \hat{E} - i\omega\mu\sigma \hat{E} + \omega^2 \epsilon\mu \hat{E} = 0$$

qui peut s'écrire sous la forme :

$$\Delta E - \gamma^2 E = 0 \quad (2.5)$$

en changeant pour simplifier la notation \hat{E} en E , et en introduisant la constante de propagation :

$$\gamma^2 = i\omega\mu\sigma - \omega^2\mu\epsilon = i\omega\mu(\sigma + i\omega\epsilon) \quad (2.6)$$

Le même raisonnement appliqué au champ H permet d'établir :

$$\Delta H - \gamma^2 H = 0 \quad (2.7)$$

où la constante de propagation γ^2 du champ H est identique à celle du champ E .

Cette constante γ^2 contient un terme de conduction ($i\omega\mu\sigma$) et un terme de déplacement ($-\omega^2\mu\epsilon$). Dans l'air, seul subsiste le terme de déplacement car $\sigma_{\text{air}} = 0$, $\gamma_{\text{air}}^2 = -\omega^2\mu_0\epsilon_0$. Dans le sol, en considérant des périodes minimales de 10^{-5} secondes et des résistivités maximales de $10^4 \Omega.m$, le terme de déplacement est négligeable, d'où $\gamma_{\text{sol}}^2 = i\omega\mu\sigma$. En effet pour que $\omega\epsilon = \sigma$, en choisissant ϵ tel que : $2 \epsilon_0 < \epsilon < 10 \epsilon_0$, et $\sigma = 10^{-2} \text{ S/m}$ (c'est-à-dire une résistivité de $100 \Omega.m$), la période doit varier entre $5 \cdot 10^{-8}$ et $5 \cdot 10^{-7}$ secondes ; or en prospection magnétotellurique classique la période varie entre 10^{-2} et 10^3 secondes, et $\rho = 1/\sigma$ de 1 à $1000 \Omega.m$. La constante de propagation est au moins 100 fois plus grande dans le sol que dans l'air.

Quand les phénomènes ne dépendent pas du temps ($\frac{\partial}{\partial t}=0$), les quatre

équations de Maxwell se séparent en deux groupes : les équations dites de l'électrostatique : $\overrightarrow{\text{rot}} \mathbf{E} = \vec{0}$ et $\text{div } \mathbf{D} = q_c$ d'une part, et les équations dites de la magnéto-statique : $\overrightarrow{\text{rot}} \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E}$ et $\text{div } \mathbf{B} = 0$ d'autre part. C'est cet aspect particulier de l'électromagnétisme qui a fait longtemps croire, jusqu'en 1820, qu'il n'y avait aucun lien entre les phénomènes électriques et magnétiques.

Il est important aussi de noter qu'il y a une dissymétrie dans le sol entre le comportement des champs \mathbf{E} et \mathbf{H} , ce qui n'est pas le cas dans les milieux diélectriques où en échangeant ϵ et μ on peut échanger \mathbf{E} et \mathbf{H} .

Dans le cas de discontinuités, les propriétés électromagnétiques du milieu peuvent subir un changement brutal. Les conditions aux limites des champs sont déduites des équations de Maxwell. Au passage de deux milieux (sens positif pris par convention du milieu 1 vers le milieu 2, avec \mathbf{n} vecteur unitaire de la normale à la surface de discontinuité), il y a continuité :

* des composantes normales :

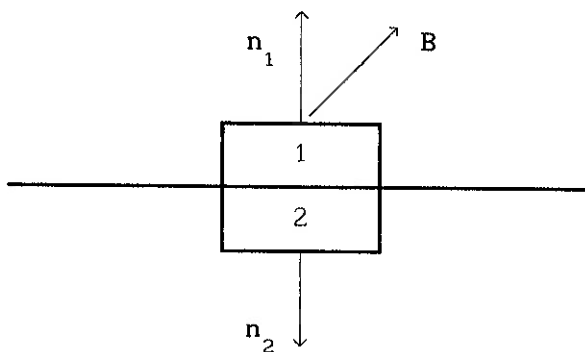


Figure n°2.1 : Conditions de continuité des composantes normales

- de l'induction magnétique : la condition $\text{div } \mathbf{B} = 0$ (flux d'induction magnétique conservatif) donne :

$$\int_V \text{div } \mathbf{B} \, dV = 0$$

or d'après le théorème d'Ostrogradski :

$$\begin{aligned} \int_V \operatorname{div} \mathbf{B} \, dV &= \int_S \mathbf{B} \, d\vec{s} \\ &= (B_{N1} - B_{N2}) S_{\text{base}} + \int_{S_{\text{latérale}}} B_T \, d\vec{s} \end{aligned}$$

et par raison de symétrie : $\int_{S_{\text{latérale}}} B_T \, d\vec{s} = 0$

Donc on en déduit : $B_{N1} = B_{N2}$ (ou $\mu_1 H_{N1} = \mu_2 H_{N2}$), mais

comme : $\mu_1 = \mu_2 = \mu_0$, on obtient :

$$H_{N1} = H_{N2} \quad (2.8)$$

- de l'induction électrique : la condition $\operatorname{div} \mathbf{D} = 0$ (flux d'induction électrique conservatif) implique :

$$D_{N1} = D_{N2} \quad \text{ou} \quad \epsilon_1 E_{N1} = \epsilon_2 E_{N2} \quad (2.9)$$

- de la densité de courant : l'existence du champ \mathbf{H} est liée à la condition de conservation de la charge électrique (exprimée par $\operatorname{rot} \mathbf{H} = \mathbf{j} + \partial \mathbf{D} / \partial t$), ce qui implique :

$$\operatorname{div} (\mathbf{j} + \partial \mathbf{D} / \partial t) = 0$$

On a donc :

$$(\sigma_1 + i\omega\epsilon_1) E_{N1} = (\sigma_2 + i\omega\epsilon_2) E_{N2}$$

Comme on a montré que $\omega\epsilon \ll \sigma$ dans le sol, on obtient :

$$\sigma_1 E_{N1} = \sigma_2 E_{N2} \quad \text{ou} \quad j_{N1} = j_{N2} \quad (2.10)$$

* des composantes tangentielles :

- du champ électrique : d'après la formule de Stokes, pour une surface S s'appuyant sur le contour C :

$$\int_C \mathbf{E} \, d\vec{l} = \int_S \overrightarrow{\text{rot}} \mathbf{E} \, d\vec{s}$$

et comme : $\overrightarrow{\text{rot}} \mathbf{E} = -\partial\mathbf{B}/\partial t$

il s'en suit :

$$\int_C \mathbf{E} \, d\vec{l} = \int_S -\partial\mathbf{B}/\partial t \, d\vec{s} = -\partial/\partial t \int_S \mathbf{B} \, d\vec{s} = 0$$

quand S tend vers 0 (car selon le théorème d'Ostrogradski et

comme $\text{div} \mathbf{B} = 0$, on a : $\int_S \mathbf{B} \, d\vec{s} = \int_V \text{div} \mathbf{B} \, dV = 0$).

On obtient alors :

$$\int_C \mathbf{E} \, dl = -E_{T1} \, ab + E_{T2} \, cd + \int_{db} E_N \, dl + \int_{ac} E_N \, dl = 0$$

soit $E_{T1} = E_{T2}$ (2.11)

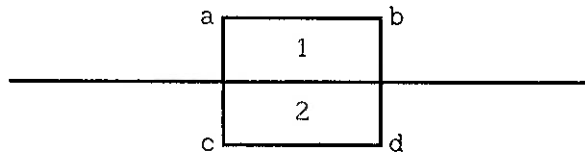


Figure n°2.2 : Conditions de continuité des composantes tangentielles

- du champ magnétique : $H_{T2} - H_{T1} = j_s \cdot n$, d'où :

$$H_{T1} = H_{T2} \quad (2.12)$$

2.2) La Magnétotellurique :

2.2.1) Définition :

Louis CAGNIARD a publié en 1953 (a et b) les bases de la prospection magnétotellurique (par abréviation MT) ; des travaux parallèles ont été menés en URSS par A.N. TIKHONOV (1950 et 1965). Il a établi qu'en un point donné, les champs magnétique et tellurique (électrique naturel) ont des variations corrélées en fonction du temps. La MT se donne pour objet d'analyser, à partir de cette relation, la résistivité électrique du sous-sol, et cela jusqu'à des profondeurs pouvant atteindre le manteau supérieur selon les gammes de fréquence. Ces variations ont leur origine dans les perturbations ionosphériques provoquées par l'activité solaire, et dans les courants électriques des orages. D'une manière plus générale le terme de MT est employé pour toutes les méthodes électromagnétiques où l'on exploite simultanément le comportement des champs électrique et magnétique et où le champ primaire peut être considéré comme uniforme.

2.2.2) Historique de la méthode :

A l'origine, la méthode du sondage magnétotellurique "scalaire" proposée par L. CAGNIARD (1953a, 1953b et 1965), consistait à enregistrer, en une station isolée, les variations temporelles d'une composante horizontale du champ tellurique et celle de la composante magnétique orthogonale (Wait, 1962 ; Ward, 1967) ; on emploie aussi l'expression "MT à deux composantes". Une fois ces variations temporelles converties dans le domaine fréquentiel à l'aide de l'analyse classique de Fourier, on en déduit une impédance complexe calculée pour des périodes choisies, par le rapport moyen entre la composante tellurique et la composante magnétique associée. On définit alors la résistivité apparente et le déphasage pour ces mêmes périodes. L'interprétation quantitative, réalisée à l'aide de catalogues d'abaques, des courbes des variations de la résistivité apparente et de la phase (déphasage entre les champs électrique et magnétique) en fonction de la période, représentées dans un système de coordonnées bilogarithmiques, fournissait un modèle unidimensionnel (1D) ou tabulaire de la distribution des résistivités vraies en profondeur, suivant la verticale du lieu.

Mais cette méthode ne s'applique en toute rigueur qu'à l'étude des structures tabulaires. En effet toute hétérogénéité de résistivité à proximité du point de mesure, toute surface de contact non horizontale entre deux formations géologiques (y compris la surface du sol) amènent des altérations interdisant l'application de la méthode. De très nombreux travaux sur des mesures à quatre et à cinq composantes (Vozoff et al., 1963 ; Rankin et Reddy, 1969 ; Sims et al., 1971 ; Vozoff, 1972, 1980 et 1991 ; Reddy et Rankin, 1974 ; Jupp et Vozoff, 1976 ; Berdichevsky et Dmitriev, 1976b ; Kao et Rankin, 1977 ; Ranganayaki, 1984) ont permis d'adapter la méthode du sondage magnétotellurique en vue de son application à l'étude de sous-sol à deux dimensions (2D) et à trois dimensions (3D). On a aussi cherché à améliorer le traitement des données, en particulier en utilisant une station éloignée (Gamble et al., 1979a et 1979b ; Clarke et al., 1983 ; Goubau et al., 1984 ; Nichols et al., 1988), pour séparer le bruit local du signal magnétotellurique. Ainsi le sondage magnétotellurique tensoriel avec référence lointaine ("remote") a été mis en œuvre. Cinq composantes du champ électromagnétique (E_x , E_y , H_x , H_y et H_z) sont enregistrées en chaque station de manière synchrone, avec des composantes de référence sur une station éloignée. Après conversion dans le domaine fréquentiel, ces différentes composantes sont liées par des relations tensorielles qui permettent de calculer diverses impédances (Z_{ij}) et fonctions de transfert (X_{ij}). Cette approche est bien adaptée à l'étude des structures bidimensionnelles. Dans ce cas (x étant la direction des structures), le champ électromagnétique se décompose toujours en deux nappes indépendantes : E_x , H_y , H_z et H_x , E_y , E_z que l'on appelle respectivement polarisation électrique (E_x étant la seule composante du champ électrique intervenant) et polarisation magnétique. Les impédances Z_{xy} et Z_{yx} permettent de restituer correctement la structure électrique du sous-sol.

La mesure de réponses bruitées a motivé le développement de différentes méthodes statistiques afin de reconnaître le signal du bruit (Egbert et Booker, 1986 ; Chave et al., 1987 ; Kaufman, 1988 ; Jones A.G. et al., 1989 ; Chave et Thomson, 1989 ; Larsen, 1989). De simples opérations sur le tenseur d'impédance, peuvent (et en tout cas cherchent à) séparer dans celui-ci les contributions de différentes structures. Groom et

Bailey (1989a) ont montré que l'on pouvait découper toute structure (ou ensemble de structures) aussi complexe soit-elle, en famille de corps statique 3D et de structures 2D à échelle régionale, à chaque fréquence, en séparant le tenseur d'impédance en produit de tenseurs. D'autres chercheurs (Pedersen, 1982 ; Beamish, 1986 ; La Torraca et al., 1986 ; Bahr, 1988 ; Park et Livelybrooks, 1989 ; Yee et Paulson, 1988 et 1990 ; Egbert, 1990) ont écrit sur les propriétés des éléments du tenseur.

L'effet de corps 3D de faible étendue, proches de la surface, complique l'analyse des structures profondes (objectif classique) par des variations sans intérêt dans l'absolu (Berdichevsky et Dmitriev, 1976a ; Quon et al., 1979 ; Oppliger, 1982 ; Park et al., 1983 ; Andrieux et Wightman, 1984 ; Park, 1985 ; Fainberg et Singer, 1987 ; Menvielle, 1987 ; Sasaki, 1989 ; Groom et Bailey, 1989b ; Jiracek, 1990). De grands progrès ont été réalisés par la suite pour corriger l'effet de ces hétérogénéités proches de la surface, à l'aide de méthodes indirectes (Sternberg et al., 1985 et 1988 ; Kaufman et Andrieux, 1988 ; Berdichevsky et al., 1989 ; Pellerin et Hohmann, 1990). Cette technique consiste à réaliser des mesures complémentaires, par exemple par sondage électromagnétique transitoire, aux stations où les courbes de résistivité ρ_{xy} et ρ_{yx} sont parallèles dans la partie haute fréquence (l'effet statique se poursuit pour les basses fréquences, mais se couple avec l'effet des structures profondes) tandis que les courbes de phase se superposent. Ces mesures supplémentaires fournissent alors la résistivité vraie du début de la courbe de sondage, il suffit de translater les deux courbes ρ_{xy} et ρ_{yx} en fonction de la période jusqu'à cette valeur. Différents cas (Larsen, 1977 ; Craven et al., 1990 ; Jones A.G., 1988) ont montré l'utilisation des corrections d'effet statique. Cependant malgré ces méthodes empiriques de correction statique, le cas général 3D ne peut être traité de façon vraiment satisfaisante, en particulier la présence d'hétérogénéités à proximité des capteurs n'étant pas prise en compte.

Le procédé "ElectroMagnetic Array Profiling survey method" (EMAP ; Bostick, 1986) est une réponse bien adaptée au cas des hétérogénéités de surface dans l'exploration des structures 2D. Il présente l'intérêt de répondre aux deux problèmes simultanément, à partir d'un dispositif d'acquisition et de techniques de traitements simples et standardisées

(Torres-Verdin et Bostick, 1990 et 1992). Il consiste (Figure n°2.3) à utiliser une série de petits capteurs électriques contigus en ligne et à adapter la longueur de la ligne électrique prise en compte à la fréquence. La faisabilité d'EMAP est liée à la possibilité pratique sur le terrain, d'installer les dipôles électriques ; dans le cas où l'échantillonnage spatial du champ électrique n'est pas continu, des effets de biais apparaissent dans les résultats.

Cependant ce procédé ne peut pas se substituer à la méthode magnétotellurique traditionnelle pour deux raisons principales ; d'une part, pour des études de reconnaissance il requiert une mise en œuvre très lourde et donc très coûteuse, en particulier dans les zones d'accès difficile ; d'autre part, pour des études de détail, il ne permet pas de corriger l'effet de la géologie régionale, et peut conduire à des résultats qualitatifs erronés. Dans une certaine mesure également, le filtrage spatial automatique proposé le long d'un profil tend à gommer la réponse spécifique des éléments non tabulaires de la géologie étudiée, pour fournir une image lissée de la réalité.

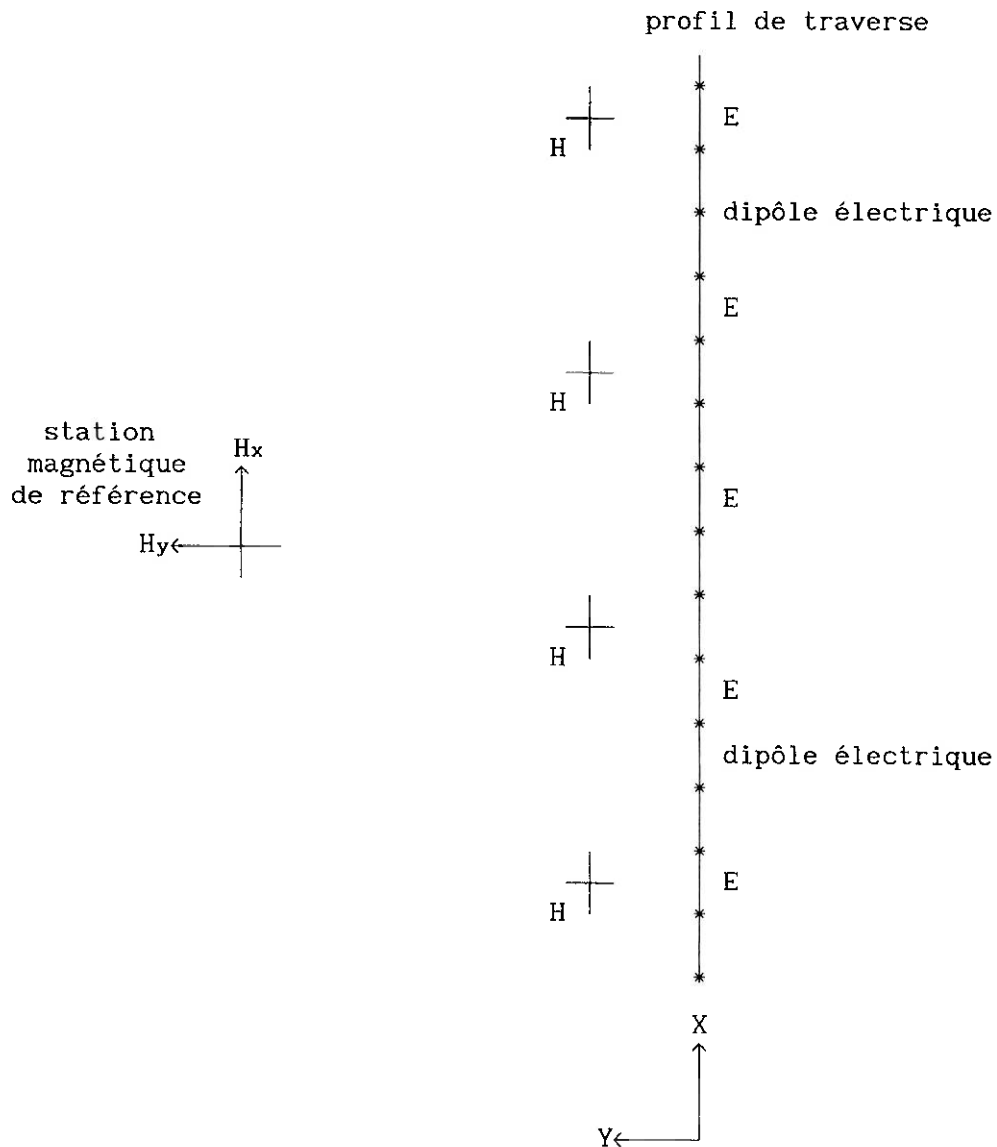


Figure n°2.3 : Dispositif EMAP

L'instrumentation a progressé énormément parallèlement au développement de l'analyse. Sans pour autant qu'il y ait un nombre important de publications à ce sujet. Cependant de nombreuses études ont sensibilisé les magnétotelluriciens dans leurs besoins en appareillages portables et en amélioration du rapport signal sur bruit.

Les travaux de recherche en MT, tant sur les plans de l'acquisition, du traitement et de la modélisation, sont dans une phase de diversité très riche comme le montrent les publications de Wannamaker et Hohmann (1991) et Jiracek (1990), sans omettre les présentations antérieures de

Hermance (1983) et Chave et Booker (1987).

2.2.3) Calcul théorique dans des cas simples :

Le cas unidimensionnel le plus simple est celui du milieu constitué d'un demi-espace homogène, infini vers le bas ; les variations suivant les axes horizontaux Ox et Oy sont nulles ($\frac{\partial}{\partial x}=0$ et $\frac{\partial}{\partial y}=0$) puisqu'à la fois le terrain et le champ primaire sont invariants en translation et que nous n'avons à considérer de variations que selon Oz. La solution générale des équations de propagation des champs E et H est du type :

$$E = E(z) = A e^{-\gamma z} + B e^{+\gamma z}$$

Les conditions aux limites sont :

en $z = 0$: $E = E_0$ (valeur observée à la surface du sol)

en $z = + \infty$: $E = 0$ (le champ ne peut augmenter en absence de source dans le sol)

d'où la solution : $E = E_0 e^{-\gamma z}$

Des équations (2.1) et (2.2) simplifiées : $\overrightarrow{\text{rot}} \mathbf{E} = - i\omega\mu \mathbf{H}$
et $\overrightarrow{\text{rot}} \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E}$

on obtient :

$$\begin{aligned} \partial E_x / \partial z &= - i\omega\mu H_y \\ \partial E_y / \partial z &= i\omega\mu H_x \\ \partial H_y / \partial z &= -\sigma E_x \\ \partial H_x / \partial z &= \sigma E_y \end{aligned} \quad (2.13)$$

On observe ici que E_x n'est lié qu'à H_y , et E_y à H_x ; l'on dit que l'on a deux modes, deux nappes ou deux polarisations indépendantes.

D'où : $H_y = - 1/i\omega\mu \partial E_x / \partial z$

et comme $\gamma^2 = i\omega\mu\sigma$, soit $1/i\omega\mu = \sigma/\gamma^2$

Donc : $H_y = - \sigma/\gamma^2 \partial E_x / \partial z$

$$\begin{aligned}
 H_y &= -\sigma/\gamma^2 \frac{\partial(E_{x_0} e^{-\gamma z})}{\partial z} \\
 H_y &= \frac{\sigma\gamma E_{x_0} e^{-\gamma z}}{\gamma^2} \\
 H_y &= \sigma/\gamma E_x \\
 H_y &= \gamma/i\omega\mu E_x \\
 H_y &= -i\gamma/\omega\mu E_x \quad (2.14)
 \end{aligned}$$

Alors :

$$\begin{aligned}
 (E_x/H_y)^2 &= (i\omega\mu/\gamma)^2 = \frac{-\omega^2 \mu^2}{\gamma^2} = \frac{-\omega^2 \mu^2}{i\omega\mu\sigma} \\
 &= -\omega\mu/i\sigma = i\omega\mu\rho
 \end{aligned}$$

Ainsi :

$$\rho = 1/\omega\mu |E_x/H_y|^2 \quad (2.15)$$

avec ρ en $\Omega.m$,

E en V/m ,

H en A/m ,

$$\omega = \frac{2\pi}{T} \quad (T \text{ étant en secondes}),$$

et $\mu = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H/m}$.

La résistivité ρ obtenue correspond à la polarisation (E_x, H_y) , on la note ρ_{xy} .

De même avec :

$$H_x = 1/i\omega\mu \partial E_y/\partial z$$

On obtient :

$$H_x = \sigma/\gamma^2 \partial E_y/\partial z$$

$$H_x = i\gamma/\omega\mu E_y \quad (2.16)$$

Puis :

$$(E_y/H_x)^2 = i\omega\mu\rho$$

Et :

$$\rho = 1/\omega\mu |E_y/H_x|^2 \quad (2.17) \quad , \text{ que l'on note } \rho_{yx} .$$

L'expression devient dans le système d'unité couramment utilisé par le géophysicien (Baker, 1946), c'est-à-dire où E est en $\mu V/m$, H en nT , ρ en

$\Omega.m$, et T en secondes :

$$\rho = \frac{T}{2 \Pi} \frac{1}{4 \Pi 10^{-7}} \left| \frac{E_x / 10^6}{H_y / 400 \Pi} \right|^2$$

$$\rho = 0.2 T |E_x/H_y|^2 \quad (2.18)$$

étant donné que : $1 \text{ V/m} = 10^6 \text{ } \mu\text{V/m}$

et $1 \text{ A/m} = 4 \Pi 10^{-3} \text{ Oersted} = 400 \Pi \text{ nT}$

Les amplitudes des champs électrique et magnétique décroissent exponentiellement en fonction de la profondeur ; la constante de décroissance est : $1/p = (\omega\mu/2\rho)^{1/2}$

$$1/p = \left(\frac{2 \Pi \quad 4 \Pi 10^{-7}}{2 \rho T} \right)^{1/2}$$

$$1/p = \frac{2 \Pi}{(10^7 \rho T)^{1/2}}$$

La décroissance des champs est donc de la forme :

$$e^{-z/p} = e^{-2 \Pi (1/10^7 \rho T)^{1/2} z}$$

avec :

$$p \text{ (en m)} = \frac{\sqrt{10^7 \rho T}}{2 \Pi} \quad (2.19)$$

$$p \text{ (en km)} = \frac{\sqrt{10 \rho T}}{2 \Pi}$$

p étant la profondeur de pénétration ("skin depth"), c'est-à-dire la profondeur à laquelle l'amplitude des champs est réduite de $1/e$ ($e=2.7182818$) par rapport à leur valeur en surface. La profondeur de pénétration (Tableau n°2.1) est donc plus grande dans un sol homogène résistant que dans un sol homogène conducteur ; et plus la période augmente, plus l'onde électromagnétique pénètre dans le sol. Ce phénomène est appelé effet de peau ou "skin effect". Il permet de faire

des sondages magnétotelluriques en faisant simplement varier la fréquence.

On retrouve avec la quantité $E_x/H_y = Z$ l'impédance d'onde, c'est un nombre complexe informant sur les caractéristiques du sol.

$$Z = |Z| e^{i\Phi} = |E_x|/|H_y| e^{i(\Phi_{E_x} - \Phi_{H_y})}$$

$$Z = \omega\mu/\gamma$$

$$Z = \frac{\omega\mu}{(i\omega\mu\sigma)^{1/2}}$$

$$Z = (\omega\mu\rho)^{1/2} e^{-i\pi/4}$$

Le champ magnétique est en retard de phase de $\pi/4$ par rapport au champ électrique.

T (f) \ ρ	1000 $\Omega.m$	100 $\Omega.m$	10 $\Omega.m$
10^3 s = 1000 s (0.001 Hz)	503.292 km	159.155 km	50.329 km
10^2 s = 100 s (0.01 Hz)	159.155 km	50.329 km	15.915 km
10^1 s = 10 s (0.1 Hz)	50.329 km	15.915 km	5.032 km
10^0 s = 1 s (1 Hz)	15.915 km	5.032 km	1.592 km
10^{-1} s = 0.1 s (10 Hz)	5.032 km	1.592 km	503.2 m
10^{-2} s = 0.01 s (100 Hz)	1.592 km	503.2 m	159.2 m
10^{-3} s = 0.001 s (1000 Hz = 1 kHz)	503.2 m	159.2 m	50.3 m
V L 15 kHz	129.9 m	41.1 m	13 m
F 20 kHz	112.5 m	35.6 m	11.3 m
25 kHz	100.7 m	31.8 m	10.1 m
100 kHz	50.3 m	15.9 m	5 m

Tableau n°2.1 : Profondeur de pénétration

Soit le cas d'un sous-sol tabulaire (surfaces de discontinuité planes et horizontales) à n couches où chacune des couches à ses propres caractéristiques (Figure n°2.4) : couche m d'épaisseur e_m , dont la base se trouve à la profondeur h_m , de résistivité ρ_m et d'impédance Z_m (Porstendorfer, 1975 ; Kaufman et Keller, 1981) :

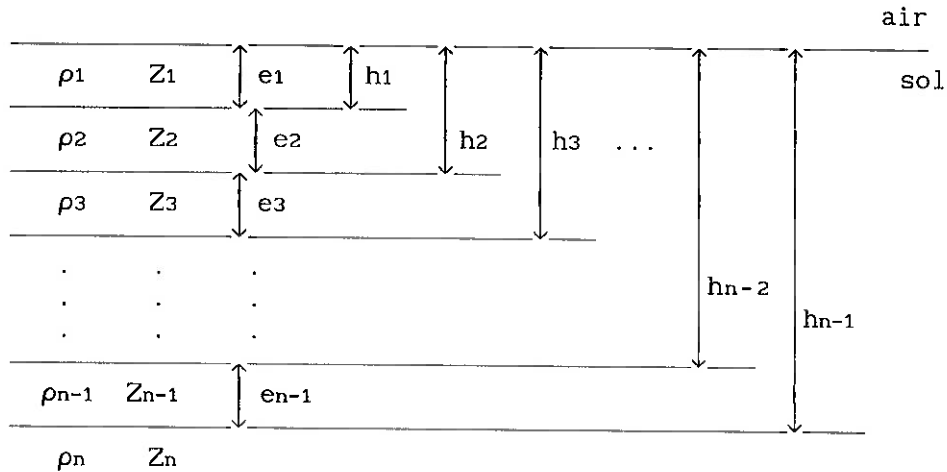


Figure n°2.4 : Modèle tabulaire à n couches

A l'intérieur de cette couche m, le champ électrique a la forme :

$$E_{xm} = A_m e^{-\gamma_m z} + B_m e^{\gamma_m z}$$

et le champ magnétique, d'après l'équation (2.2) simplifiée du théorème d'Ampère :

$$H_{ym} = 1/i\omega\mu \, dE_{xm}/dz$$

$$H_{ym} = -\gamma_m /i\omega\mu \, (A_m e^{-\gamma_m z} - B_m e^{\gamma_m z})$$

D'où : $Z_m = E_{xm}/H_{ym}$

$$Z_m = -i\omega\mu/\gamma_m \frac{(A_m e^{-\gamma_m z} + B_m e^{\gamma_m z})}{(A_m e^{-\gamma_m z} - B_m e^{\gamma_m z})}$$

$$Z_m = -i\omega\mu/\gamma_m \frac{(A_m/B_m e^{-\gamma_m z} + e^{\gamma_m z})}{(A_m/B_m e^{-\gamma_m z} - e^{\gamma_m z})}$$

$$Z_m = -i\omega\mu/\gamma_m \frac{(A_m/B_m e^{-2\gamma_m z} + 1)}{(A_m/B_m e^{-2\gamma_m z} - 1)}$$

$$Z_m = -i\omega\mu/\gamma_m \frac{e^{-2\gamma_m z + \text{Log}(A_m/B_m)} + 1}{e^{-2\gamma_m z + \text{Log}(A_m/B_m)} - 1}$$

$$Z_m = i\omega\mu/\gamma_m \frac{1 + e^{-2(\gamma_m z - 1/2 \text{Log}(A_m/B_m))}}{1 - e^{-2(\gamma_m z - 1/2 \text{Log}(A_m/B_m))}}$$

$$Z_m = i\omega\mu/\gamma_m \frac{1 + e^{-2(\gamma_m z + \text{Log}(B_m/A_m)^{1/2})}}{1 - e^{-2(\gamma_m z + \text{Log}(B_m/A_m)^{1/2})}}$$

$$Z_m = i\omega\mu/\gamma_m \coth(\gamma_m z + \text{Log}(B_m/A_m)^{1/2})$$

Rappelons que : $\coth a = \frac{e^a + e^{-a}}{e^a - e^{-a}} = \frac{1 + e^{-2a}}{1 - e^{-2a}}$.

A l'interface entre deux couches, il y a continuité des composantes horizontales des champs électrique et magnétique, et donc continuité de l'impédance, à la profondeur h_{m-1} :

$$Z_{m-1}(h_{m-1}) = Z_m(h_{m-1})$$

or : $Z_m(h_m) = i\omega\mu/\gamma_m \coth(\gamma_m h_m + \text{Log}(B_m/A_m)^{1/2})$

d'où : $\text{Log}(B_m/A_m)^{1/2} = \coth^{-1}(\gamma_m Z_m(h_m)/i\omega\mu) - \gamma_m h_m$

et :

$$Z_{m-1}(h_{m-1}) = Z_m(h_{m-1})$$

$$Z_{m-1}(h_{m-1}) = i\omega\mu/\gamma_m \coth(\gamma_m h_{m-1} + \text{Log}(B_m/A_m)^{1/2})$$

$$Z_{m-1}(h_{m-1}) = i\omega\mu/\gamma_m \coth(\gamma_m h_{m-1} + \coth^{-1}(\gamma_m Z_m(h_m)/i\omega\mu) - \gamma_m h_m)$$

$$Z_{m-1}(h_{m-1}) = i\omega\mu/\gamma_m \coth(\coth^{-1}(\gamma_m Z_m(h_m)/i\omega\mu) - \gamma_m (h_m - h_{m-1}))$$

avec : $e_m = h_m - h_{m-1}$

On peut donc calculer l'impédance au toit d'une couche en connaissant l'impédance à son mur. Et comme on sait calculer l'impédance au toit du substratum (terrain homogène) :

$$Z_n(h_{n-1}) = Z_{n-1}(h_{n-1}) = i\omega\mu/\gamma_n$$

on obtient : $Z(h_{n-2}) = i\omega\mu/\gamma_{n-1} \coth(\coth^{-1}(\gamma_{n-1}/\gamma_n) - \gamma_{n-1} e_{n-1})$

Et ainsi de suite jusqu'à Z_0 en surface, où finalement on a :

$$Z_1(0) = i\omega\mu/\gamma_1 \coth(\gamma_1 e_1 + \coth^{-1}(\gamma_1/\gamma_2 \coth(\gamma_2 e_2 + \coth^{-1}(\gamma_2/\gamma_3 \coth(\gamma_3 e_3 + \dots + \coth^{-1}(\gamma_{n-1}/\gamma_n))\dots))))$$

$$Z_1(0) = i\omega\mu/\gamma_1 Q(\gamma_m, e_m)$$

$$Z_1(0) = Z_0$$

où $Q(\gamma_m, e_m)$ est une fonction des différents couples γ_m, e_m du sous-sol.

Finalement, on définit une résistivité apparente :

$$\rho_a = 0.2 T |Z_0|^2$$

D'où : $\rho_a = \rho_1 |Q|^2$, et : $\Delta\Phi = -\pi/4 + \text{tg}^{-1}(\text{Im}(Q)/\text{Re}(Q))$

Dans le cas particulier d'un terrain à deux couches, on a :

$$Z_2 = i\omega\mu/\gamma_2$$

$$Z_1 = i\omega\mu/\gamma_1 \coth(\coth^{-1}(\gamma_1/\gamma_2) + \gamma_1 e_1)$$

$$\rho_a = \rho_1 \coth(\coth^{-1}(\rho_2/\rho_1)^{1/2} + \gamma_1 e_1)$$

2.2.4) Traitement des données en MT "classique" :

En magnétotellurique, le traitement des données constitue un problème primordial, d'abord à cause du caractère particulier des signaux, ensuite à cause de l'effet de sources aléatoires correspondant aux structures non tabulaires. En effet la MT exploite les variations

naturelles du champ électromagnétique terrestre qui couvre une gamme de fréquences étendue (le spectre des signaux MT est très large, pratiquement continu, avec parfois des pics très prononcés). Le signal enregistré sur l'unité d'acquisition est un signal tantôt transitoire, tantôt pseudo-périodique, et fortement aléatoire ; ainsi les méthodes classiques d'analyse du signal ne sont pas applicables. De ce fait le traitement des données MT comporte deux étapes distinctes : une étape de traitement des signaux à proprement parler, et une étape de traitement tensoriel.

2.2.4.a) Calcul du tenseur d'impédance :

Des enregistrements sur le terrain, il faut donc déduire, par transformée de Fourier (Lifermann, 1980 ; Max, 1987), les spectres de fréquences en amplitude et en phase des champs électrique et magnétique, enregistrés chacun selon deux directions orthogonales ; en outre, l'intercorrélation de ces composantes exige de calculer les spectres croisés tels que $E_x H_y$ et de tenir compte de leur cohérence. Le tenseur des impédances complexes (rapport E_i/H_j) étant ainsi obtenu pour chaque période ou gamme de périodes, on peut définir les directions tectoniques et d'autres paramètres et établir la courbe expérimentale du sondage (variation de la résistivité apparente avec la période), qu'il faut ensuite interpréter, c'est-à-dire traduire en variation de la résistivité vraie avec la profondeur. Les quatre composantes horizontales magnétotelluriques sont reliées par les deux équations fondamentales suivantes :

$$\begin{aligned} E_x &= Z_{xx} H_x + Z_{xy} H_y \\ \text{et} & \\ E_y &= Z_{yx} H_x + Z_{yy} H_y \end{aligned} \quad (2.20)$$

Pour résoudre ce système à deux équations et quatre inconnues (les quatre Z_{ij}), il faut utiliser une astuce mathématique. Si on possède n séries de mesures, et si l'on introduit dans les deux équations précédentes les n valeurs de chacune des composantes mesurées pour une fréquence donnée, on obtient alors : $2n$ équations indépendantes et quatre inconnues. On peut déterminer les valeurs moyennes des Z_{ij} satisfaisant au mieux les $2n$ équations, au sens des moindres carrés ; cette méthode a l'avantage de minimiser les

bruits. Pour la première des deux équations :

$$E_x = Z_{xx} H_x + Z_{xy} H_y$$

on va chercher à évaluer les deux quantités Z_{xx} et Z_{xy} qui minimisent la somme des carrés des différences entre les valeurs expérimentales des deux membres de cette relation, pour les n enregistrements de données. C'est-à-dire que l'on veut rendre minimum l'expression :

$$\sum_{i=1}^n (E_{xi} - Z_{xx} H_{xi} - Z_{xy} H_{yi})(E_{xi}^* - Z_{xx} H_{xi}^* - Z_{xy} H_{yi}^*)$$

où E_{xi}^* est le conjugué de E_{xi} . Les conditions qui permettent que l'expression précédente soit minimale, sont obtenues en annulant ses dérivées par rapport aux parties réelle et imaginaire de Z_{xx} et Z_{xy} :

$$\sum_{i=1}^n E_{xi} H_{xi}^* = Z_{xx} \sum_{i=1}^n H_{xi} H_{xi}^* + Z_{xy} \sum_{i=1}^n H_{yi} H_{xi}^*$$

$$\sum_{i=1}^n E_{xi} H_{yi}^* = Z_{xx} \sum_{i=1}^n H_{xi} H_{yi}^* + Z_{xy} \sum_{i=1}^n H_{yi} H_{yi}^*$$

Elles font intervenir les densités spectrales des fonctions

d'intercorrélation : $\sum_{i=1}^n E_{xi} H_{xi}^*$, $\sum_{i=1}^n H_{yi} H_{xi}^*$, ... et

d'autocorrélation : $\sum_{i=1}^n H_{xi} H_{xi}^*$, des différentes composantes (on

note ces expressions : $E_x H_x^*$, $H_y H_x^*$, ... et $H_x H_x^*$). Ces solutions minimisent les erreurs causées par les bruits sur E_x , en faisant jouer un rôle privilégié aux deux composantes magnétiques. Il est possible d'évaluer d'autres valeurs de Z_{xx} et Z_{xy} :

$$E_x E_x^* = Z_{xx} H_x E_x^* + Z_{xy} H_y E_x^*$$

$$E_x E_y^* = Z_{xx} H_x E_y^* + Z_{xy} H_y E_y^*$$

A partir des quatre équations obtenues précédemment, prises deux à deux, on obtient six solutions pour chacune des impédances Z_{xx} et Z_{xy} . Par exemple pour Z_{xx} :

$$\begin{aligned}
 (Z_{xx})_1 &= \frac{(E_x E_x^* H_y E_y^* - E_x E_y^* H_y E_x^*)}{(H_x E_x^* H_y E_y^* - H_x E_y^* H_y E_x^*)} \\
 (Z_{xx})_2 &= \frac{(E_x E_x^* H_y H_x^* - E_x H_x^* H_y E_x^*)}{(H_x E_x^* H_y H_x^* - H_x H_x^* H_y E_x^*)} \\
 (Z_{xx})_3 &= \frac{(E_x E_x^* H_y H_y^* - E_x H_y^* H_y E_x^*)}{(H_x E_x^* H_y H_y^* - H_x H_y^* H_y E_x^*)} \\
 (Z_{xx})_4 &= \frac{(E_x E_y^* H_y H_x^* - E_x H_x^* H_y E_y^*)}{(H_x E_y^* H_y H_x^* - H_x H_x^* H_y E_y^*)} \\
 (Z_{xx})_5 &= \frac{(E_x E_y^* H_y H_y^* - E_x H_y^* H_y E_y^*)}{(H_x E_y^* H_y H_y^* - H_x H_y^* H_y E_y^*)} \\
 (Z_{xx})_6 &= \frac{(E_x H_x^* H_y H_y^* - E_x H_y^* H_y H_x^*)}{(H_x H_y^* H_y H_y^* - H_x H_y^* H_y H_x^*)}
 \end{aligned} \tag{2.21}$$

On procède de la même manière pour calculer Z_{yx} et Z_{yy} . Si A^* et B^* sont deux complexes conjugués quelconques parmi : E_x^* , E_y^* , H_x^* et H_y^* , les expressions générales des Z_{ij} sont :

$$\begin{aligned}
 Z_{xx} &= \frac{(E_x A^* H_y B^* - E_x B^* H_y A^*)}{(H_x A^* H_y B^* - H_x B^* H_y A^*)} \\
 Z_{xy} &= \frac{(H_x A^* E_x B^* - H_x B^* E_x A^*)}{(H_x A^* H_y B^* - H_x B^* H_y A^*)} \\
 Z_{yx} &= \frac{(E_y A^* H_y B^* - E_y B^* H_y A^*)}{(H_x A^* H_y B^* - H_x B^* H_y A^*)}
 \end{aligned} \tag{2.22}$$

$$Z_{yy} = \frac{(H_{xA}^* E_{yB}^* - H_{xB}^* E_{yA}^*)}{(H_{xA}^* H_{yB}^* - H_{xB}^* H_{yA}^*)}$$

La plupart du temps, on ne calcule que les quatre valeurs stables de chaque impédance ; on définit pour cela un coefficient de stabilité

$$\left(\frac{|Z_{ij}|_5}{|Z_{ij}|_1} \frac{|Z_{ij}|_6}{|Z_{ij}|_2} \right),$$

où les indices 5 et 6 correspondent aux valeurs

minorées par les bruits sur H, et les indices 1 et 2 aux valeurs majorées par les bruits sur E . Dans le cas de signaux non bruités, les quatre solutions de Z_{ij} sont semblables et le coefficient vaut 1 ; la présence de bruit fait augmenter sa valeur indiquant un taux de qualité des enregistrements.

2.2.4.b) Détermination des directions principales :

La CGG utilise pour l'acquisition, puis le traitement des conventions bien particulières sur la direction des axes, le sens de rotation positif des angles (Figure n°2.5).

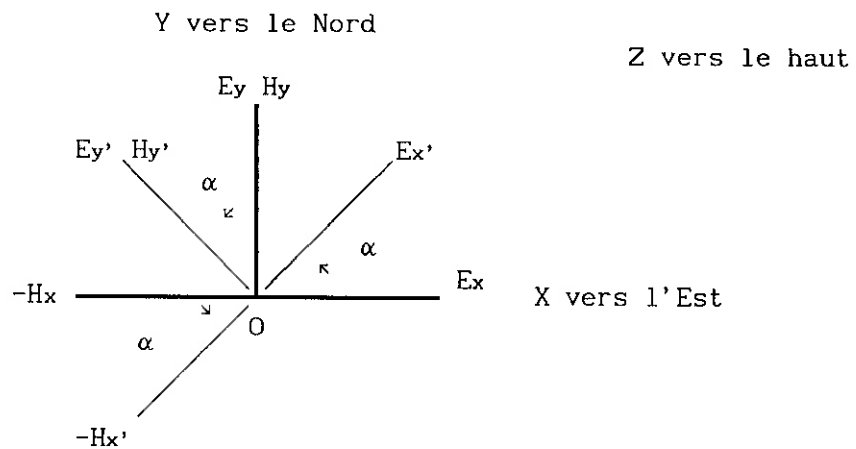


Figure n°2.5 : Convention d'axe de la CGG

avec α pris positif dans le sens inverse des aiguilles d'une montre (sens trigonométrique). En prenant comme tenseur d'impédance Z tel que :

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \\ X_{zx} & X_{zy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \end{pmatrix}$$

Pour déterminer l'azimut de la structure ("strike"), il suffit de rechercher l'angle de rotation α qui permet aux éléments du tenseur d'impédance d'être maximum ; l'angle ainsi trouvé est celui de la direction principale (Spitz, 1985).

$$E_x = E_x' \cos \alpha - E_y' \sin \alpha \quad (2.23)$$

$$E_y = E_x' \sin \alpha + E_y' \cos \alpha \quad (2.24)$$

$$-H_x = -H_x' \cos \alpha + H_y' \sin \alpha \quad (2.25)$$

$$H_y = -(H_x') \sin \alpha + H_y' \cos \alpha \quad (2.26)$$

$$(2.25) \text{ donne : } H_x = H_x' \cos \alpha - H_y' \sin \alpha \quad (2.27)$$

D'où :

$$E_x' = E_x \cos \alpha + E_y \sin \alpha \quad (2.28)$$

$$E_y' = -E_x \sin \alpha + E_y \cos \alpha \quad (2.29)$$

$$H_x' = H_x \cos \alpha + H_y \sin \alpha \quad (2.30)$$

$$H_y' = -H_x \sin \alpha + H_y \cos \alpha \quad (2.31)$$

$$(2.30) \text{ donne : } (-H_x') = (-H_x) \cos \alpha - H_y \sin \alpha \quad (2.32)$$

$$\text{et (2.31) : } H_y' = (-H_x) \sin \alpha + H_y \cos \alpha$$

Alors :

$$E_x' = E_x \cos \alpha + E_y \sin \alpha$$

$$E_x' = (Z_{xx} H_x + Z_{xy} H_y) \cos \alpha + (Z_{yx} H_x + Z_{yy} H_y) \sin \alpha$$

$$E_x' = (Z_{xx} \cos \alpha + Z_{yx} \sin \alpha) H_x +$$

$$(Z_{xy} \cos \alpha + Z_{yy} \sin \alpha) H_y$$

$$E_x' = (")(H_x' \cos \alpha - H_y' \sin \alpha) +$$

$$(")(H_x' \sin \alpha + H_y' \cos \alpha)$$

$$\begin{aligned}
 E_{x'} &= (Z_{xx} \cos 2\alpha + Z_{yx} \cos \alpha \sin \alpha + \\
 &\quad Z_{xy} \cos \alpha \sin \alpha + Z_{yy} \sin 2\alpha) H_{x'} \\
 &\quad + (-Z_{xx} \cos \alpha \sin \alpha - Z_{yx} \sin 2\alpha + \\
 &\quad Z_{xy} \cos 2\alpha + Z_{yy} \cos \alpha \sin \alpha) H_{y'}
 \end{aligned}$$

or : $E_{x'} = Z_{x'x'} H_{x'} + Z_{x'y'} H_{y'}$

donc :

$$\begin{aligned}
 Z_{x'x'} &= Z_{xx} \cos 2\alpha + Z_{yy} \sin 2\alpha + (Z_{xy}+Z_{yx}) \cos \alpha \sin \alpha \\
 Z_{x'x'} &= \frac{(Z_{xx}+Z_{yy}) + (Z_{xx}-Z_{yy}) \cos 2\alpha + (Z_{xy}+Z_{yx}) \sin 2\alpha}{2}
 \end{aligned}$$

(2.33)

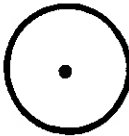

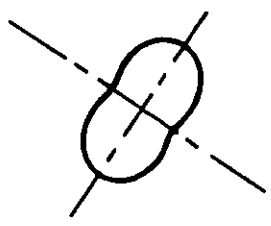
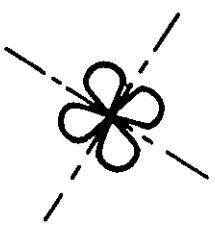
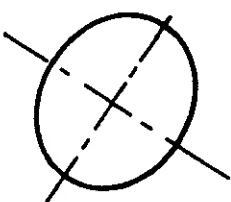
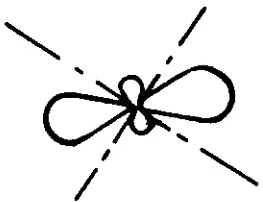
De même :

$$\begin{aligned}
 Z_{x'y'} &= Z_{xy} \cos 2\alpha - Z_{yx} \sin 2\alpha - (Z_{xx}-Z_{yy}) \cos \alpha \sin \alpha \\
 Z_{x'y'} &= \frac{(Z_{xy}-Z_{yx}) + (Z_{xy}+Z_{yx}) \cos 2\alpha - (Z_{xx}-Z_{yy}) \sin 2\alpha}{2}
 \end{aligned}$$

(2.34)

En faisant varier α , on représente $Z_{x'x'}(\alpha)$, $Z_{x'y'}(\alpha)$ sous forme de diagrammes, dits diagrammes polaires, qui ont des aspects convexes. La Figure n°2.6 récapitule la forme des diagrammes polaires suivant que la structure sous-jacente est 1D, 2D ou 3D ; notons que dans le cas 2D, la direction d'allongement de la structure est suivant le grand axe de l'ellipsoïde du diagramme $Z_{x'y'}(\alpha)$ (le petit axe correspondant à la perpendiculaire de la direction d'allongement).

DIAGRAMME POLAIRE

IMPEDANCES STRUCTURES	$ Z_{xy}(\alpha) $	$ Z_{xx}(\alpha) $
1D		
2D		
3D		

Remarque : Pour $|Z_{xy}(\alpha)|$

Le grand axe correspond à la direction d'allongement de la structure
Le petit axe correspond à la direction perpendiculaire

Figure n° 2.6

On a aussi :

$$H_z = X_{zx} H_x + X_{zy} H_y$$

$$H_z = X_{zx} (H_x' \cos \alpha - H_y' \sin \alpha) + X_{zy} (H_x' \sin \alpha + H_y' \cos \alpha)$$

$$H_z = (X_{zx} \cos \alpha + X_{zy} \sin \alpha) H_x' + (-X_{zx} \sin \alpha + X_{zy} \cos \alpha) H_y'$$

$$\text{or : } H_z = X_{zx}' H_x' + X_{zy}' H_y'$$

donc :

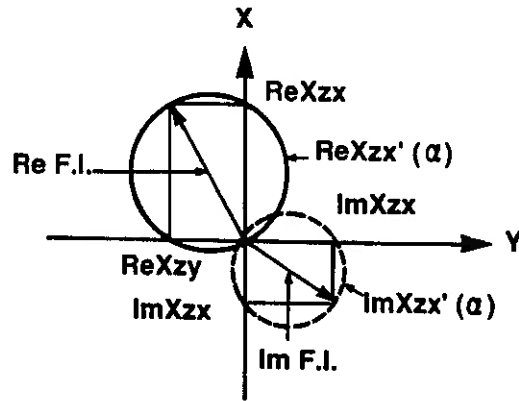
$$X_{zx}' = X_{zx} \cos \alpha + X_{zy} \sin \alpha$$

$$\text{et} \tag{2.35}$$

$$X_{zy}' = X_{zy} \cos \alpha - X_{zx} \sin \alpha$$

En faisant varier α , on représente $X_{zx}'(\alpha)$, $X_{zy}'(\alpha)$ par deux diagrammes, dits flèches d'induction (Gregori et Lanzerotti, 1980 ; Jones A.G., 1981 ; Mozley, 1982), qui ont la forme de cercles, dont le rayon descripteur noté par un trait fléché est pour l'un la partie réelle de la fonction de transfert, et pour l'autre la partie imaginaire. La Figure n°2.7 présente les caractéristiques des flèches d'induction. Citons les commentaires généraux relatifs à ces graphiques : un corps conducteur à proximité d'une station de mesure provoque l'existence d'une composante magnétique verticale ; l'amplitude de $|X_{zx}|$ présente un maximum pour une période $T(\max)$ liée à la profondeur et à la résistivité du corps ; la phase de $|X_{zx}|$ passe de -180° à $+180^\circ$ à cette période ; pour un corps à deux dimensions, les parties réelle et imaginaire montrent la même direction, tandis que pour un corps 3D ces directions ne coïncident pas ; la partie réelle pointe toujours vers l'extérieur d'un corps conducteur (à l'intérieur pour un résistif), et la partie imaginaire pointe vers l'extérieur du conducteur quand $T < T_{\max}$, et vers l'intérieur lorsque $T > T_{\max}$.

FLECHE D'INDUCTION



PERIODE STRUCTURES	$T < T_{max}$	$T \approx T_{max}$	$T > T_{max}$
$\approx 2D$			
3D			

Note :  Corps conducteur

Figure n° 2.7

On a retrouvé là les formules classiques établies par Vozoff (1972).
Les différents termes du tenseur d'impédance possèdent des propriétés de périodicité.

Ainsi :

$$Z_{x'x'} (\alpha + \Pi/2) = Z_{y'y'} (\alpha)$$

$$Z_{x'x'} (\alpha - \Pi/2) = Z_{y'y'} (\alpha)$$

$$\text{et : } Z_{x'y'} (\alpha + \Pi/2) = - Z_{y'x'} (\alpha)$$

$$Z_{x'y'} (\alpha - \Pi/2) = - Z_{y'x'} (\alpha)$$

(2.36)

$$\text{aussi : } Z_{x'x'} (\alpha + \Pi) = Z_{x'x'} (\alpha)$$

$$Z_{x'x'} (\alpha - \Pi) = Z_{x'x'} (\alpha)$$

$$\text{et : } Z_{x'y'} (\alpha + \Pi) = Z_{x'y'} (\alpha)$$

$$Z_{x'y'} (\alpha - \Pi) = Z_{x'y'} (\alpha)$$

Notons que : $Z_{xx} + Z_{yy} = Z_{x'x'} + Z_{y'y'}$, est indépendant de α

et que : $Z_{xy} - Z_{yx} = Z_{x'y'} - Z_{y'x'}$, est indépendant de α

On peut ainsi définir le caractère de tridimensionnalité avec la grandeur appelée "skew" :

$$S_{ke} = \frac{|Z_{xx}+Z_{yy}|}{|Z_{xy}-Z_{yx}|} \quad (2.37)$$

si on se trouve au-dessus d'une structure 3D, $S_{ke} \neq 0$; par contre, si on est à l'aplomb d'une structure 2D, $S_{ke} = 0$.

Les fonctions de transfert ont des propriétés identiques :

$$X_{zx'} (\alpha + \Pi/2) = X_{zy'} (\alpha)$$

$$X_{zx'} (\alpha - \Pi/2) = - X_{zy'} (\alpha)$$

(2.38)

$$X_{zx'} (\alpha + \Pi) = - X_{zx'} (\alpha)$$

$$X_{zx'} (\alpha - \Pi) = - X_{zx'} (\alpha)$$

On définit une grandeur appelée le "tipper" qui caractérise

l'unidimensionnalité de la structure sous-jacente. Elle s'exprime par la formule :

$$T_{ip} = \sqrt{X_{zx}^2 + X_{zy}^2} \quad (2.39)$$

si $T_{ip} = 0$, le sol est formé de couches horizontales tabulaires, tandis que si $T_{ip} \neq 0$, nous nous trouvons au-dessus d'une structure 2D ou 3D, puisqu'une composante verticale ne peut exister que si $\frac{\partial}{\partial x}$ et/ou $\frac{\partial}{\partial y}$ sont différents de zéro. Le tipper vaut usuellement des valeurs comprises entre 0.1 et 0.5 .

2.2.4.c) Simplification du tenseur d'impédance :

Pour l'analyse classique des sondages MT , lorsque les courbes de résistivité apparente suivant les deux directions (ρ_{xy} et ρ_{yx}) sont parallèles l'une à l'autre dans la partie haute fréquence et que les courbes de phase correspondante se superposent, on se trouve dans une situation provoquée par des hétérogénéités superficielles.

Pour éliminer ces phénomènes statiques, on cherche à transformer le

tenseur $Z = \begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{pmatrix}$ initial pour qu'il devienne un tenseur

de type 2D : $N = \begin{pmatrix} 0 & N_{xy} \\ N_{yx} & 0 \end{pmatrix}$, voire 1D : $N = \begin{pmatrix} 0 & N \\ -N & 0 \end{pmatrix}$. En posant

$N_{xy} = A + iB$ et $N_{yx} = C + iD$, on a alors quatre termes à définir A, B, C et D (dans le cas 1D : $N_{yx} = -N_{xy}$, il n'y a plus que deux termes car : $C=-A$ et $D=-B$) alors que l'on possède huit données (R_1, I_1) , (R_2, I_2) , (R_3, I_3) et (R_4, I_4) correspondant aux quatre termes complexes du tenseur d'impédance Z :

$$Z_{xx} = \text{Re}(Z_{xx}) + i \text{Im}(Z_{xx}) = R_1 + i I_1$$

$$Z_{xy} = \text{Re}(Z_{xy}) + i \text{Im}(Z_{xy}) = R_2 + i I_2$$

$$Z_{yx} = \text{Re}(Z_{yx}) + i \text{Im}(Z_{yx}) = R_3 + i I_3$$

$$Z_{yy} = \text{Re}(Z_{yy}) + i \text{Im}(Z_{yy}) = R_4 + i I_4$$

Pour passer de Z à N , on cherche à déterminer un tenseur de

correction $C = \begin{pmatrix} C_{xx} & C_{xy} \\ C_{yx} & C_{yy} \end{pmatrix}$. Or ce tenseur de correction d'effets

statiques doit être réel, puisqu'indépendant du temps, si bien que nous sommes à la recherche de quatre inconnues (les parties réelles des éléments C_{ij}) en ayant huit équations issues du produit :

$$N = C Z$$

$$\begin{pmatrix} 0 & N_{xy} \\ N_{yx} & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_{xx} & C_{xy} \\ C_{yx} & C_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} 0+i0 & A+iB \\ -A-iB & 0+i0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} R_1+iI_1 & R_2+iI_2 \\ R_3+iI_3 & R_4+iI_4 \end{pmatrix}$$

Le système correspondant est surdéterminé, aussi une résolution par moindre carré par exemple, permet de le résoudre. On peut imposer les valeurs de A et B que l'on détermine aisément par des sondages électromagnétiques transitoires (ou toute autre méthode donnant les valeurs de résistivité apparente pour les couches superficielles) complémentaires des sondages MT. Une fois ce tenseur correctif déterminé pour les hautes fréquences, il suffit de l'appliquer à toutes les autres fréquences afin de translater l'ensemble pour obtenir les courbes corrigées des effets statiques.

2.2.5) Capteurs utilisés :

Comme une grande incertitude recouvre la nature du signal à enregistrer (tant au niveau intensité que sur le plan des caractéristiques fréquentielles), l'équipement de terrain doit posséder une dynamique et une sensibilité adéquates. De plus, les appareils ont besoin d'être résistants aux variations de température et d'humidité, car les mesures

du signal, à des niveaux basses fréquences ont une durée des périodes longues de l'ordre de la journée.

Pour la mesure du champ électrique, on a recours à une ligne tellurique ; la différence de potentiel est prise entre deux électrodes impolarisables (pour assurer le stabilité de la mesure en basse fréquence) dont l'espacement est de l'ordre de la centaine de mètres fournissant, une valeur moyenne du champ proche de la valeur exacte au point de mesure (une distance trop courte risquerait de donner une valeur fortement erronée dans le cas d'une mesure à proximité d'hétérogénéité). Les électrodes impolarisables consistent en un morceau de métal immergé dans une solution saline (cuivre dans sulfate de cuivre, cadmium dans chlorure de cadmium, ou argent dans nitrate d'argent) à l'intérieur d'un récipient comportant une partie en céramique poreuse. On protège autant que possible les électrodes, à la mise en place, pour qu'elles soient peu sensibles aux conditions de température. Le câble entre la paire d'électrodes doit être interdit de tout mouvement, notamment dû au vent ; en l'enterrant on doit faire attention aux racines des arbres qui répercutent les mouvements dûs au vent.

La difficulté de la mesure des composantes du champ magnétique tient son origine dans la grande dynamique de mesures (de quelques dixièmes de nT en HF à plusieurs dizaines de nT en BF) impliquant des capteurs possédant autant un seuil de détection relativement bas qu'une capacité à mesurer de fortes valeurs. Il existe plusieurs types de capteurs. Parmi les plus usuels, on trouve les magnétomètres à induction qui sont constitués d'une bobine de fil enroulé autour d'un noyau ferromagnétique (par exemple en mumétal) afin d'obtenir un ensemble à haute perméabilité magnétique ; ils sont simples de conception et robustes d'emploi. La mesure est basée sur celle de l'induction magnétique à travers la bobine qui crée une force électromotrice proportionnelle à la section de la bobine, au nombre de spires de fil, à l'induction magnétique et à l'angle entre le champ magnétique et le plan de la section de la bobine. La courbe de réponse de ces capteurs est très régulière sur une large bande de fréquences grâce à un système de contre-réaction de flux ou "feedback" : une deuxième bobine enroulée autour ou au dessous de la première assure l'intégration du signal et fournit la correction à

apporter pour obtenir la valeur de la composante du champ à partir de la tension mesurée (Clerc et Gilbert, 1964). Les désavantages de ce système sont sa sensibilité au mouvement et la difficulté d'avoir une calibration précise. Une autre technique emploie les magnétomètres à torsion (ou variomètre à aimant mobile). Ils sont constitués d'un barreau aimanté (dipôle magnétique) suspendu à un fil (par exemple de quartz). L'intensité du champ magnétique exercé sur le barreau magnétique est équilibré par une force de torsion qui se développe avec la rotation du dipôle magnétique. Les variations magnétiques s'exprime en fonction de l'angle de rotation du barreau. Leur caractéristique les rend très favorable à des mesures pour des périodes très longues (Jolivet, 1964) ; ils ont le désavantage d'être très sensible à la température. En dehors de ces deux principaux genres de magnétomètres utilisés en MT "lente", il existe aussi des magnétomètres cryogéniques ou SQUID (Super-conducting QUantum Interference Devices) qui consistent en une boucle de supra-conducteur dans un bain d'hélium ; ils ont été abandonnés du fait de leur trop grand bruit de fond et de la difficulté matérielle d'approvisionnement en hélium. Il y a aussi les magnétomètres fluxgate (sonde à saturation) qui ont un fonctionnement proche de ceux à induction, ils sont très réduits en encombrement mais assez peu sensibles.

2.3) Mesures dans la gamme de fréquence VLF :

Comme pour toute méthode géophysique, les progrès que l'on peut espérer faire dans une meilleure connaissance de la MT et de ses possibilités en exploration, supposent un nombre significatif de tests sur le terrain et d'expérimentations. Malheureusement aux basses fréquences ces expérimentations sont lourdes et les possibilités de contrôle par d'autres méthodes et par forages très limitées. Il est donc important et précieux de pouvoir utiliser des fréquences élevées, comme celles de la gamme Very Low Frequency (VLF), où le coût des expérimentations est bien moindre et où de larges possibilités de contrôle des variations réelles de la résistivité du sous-sol existent : par la méthode électrique ou une autre méthode électromagnétique et/ou par de petits forages et des excavations. La loi de similitude est l'outil permettant de transposer les conclusions établies en "hautes" fréquences aux basses fréquences et réciproquement.

2.3.1) Loi de similitude :

Le comportement des champs dans le sous-sol est régi par une équation du type (2.5) et (2.7) : $\Delta F - \gamma^2 F = 0$ dont les termes sont de

dimension physique $\frac{1}{L^2}$ (c'est-à-dire l'inverse du carré d'une

distance). On peut en l'appliquant à un cas faire varier les longueurs dans un rapport k_L , la période dans un rapport k_T et la résistivité dans un rapport k_ρ . Pour que deux cas soient semblables, il faut que ces trois rapports soient dans une relation telle que l'équation ne soit pas modifiée et donc que la fonction solution reste la même à une constante multiplicative près. Ceci impose que chacun des termes de l'équation soit divisé par la même constante k_L^2 , donc que :

$$\frac{1}{k_L^2} = \frac{1}{k_T} \frac{1}{k_\rho} \quad \text{ou} \quad k_L^2 = k_T k_\rho \quad (2.40)$$

Si par exemple, on souhaite garder les mêmes résistivités tout en divisant par 100 l'ensemble des longueurs, il suffira de multiplier par

10000 la fréquence.

2.3.2) Champs rayonnés par les émetteurs VLF :

Les émetteurs artificiels de la gamme VLF constituent une source électromagnétique bien pratique qui a été systématiquement utilisée en géophysique peu profonde depuis le milieu des années soixante (MacNeill et Labson, 1991). C'est toutefois en prospection minière, avec la mesure des composantes magnétiques du champ que ses développements et son volume d'utilisation ont été spectaculaires pour la recherche de cibles conductrices. L'utilisation des composantes électriques du champ (Collett et Becker, 1968) présente également un avantage : la possibilité de déterminer et de cartographier une résistivité apparente du terrain, et ceci même lorsque ces valeurs sont élevées, puisque la composante horizontale du champ croît avec sa résistivité. Deux techniques sont employées pour déterminer la résistivité : la mesure du "wave tilt" (rapport E_x/E_z) plutôt utilisée en prospection aérienne, et la magnétotellurique (à partir de l'impédance d'onde E_x/H_y) plutôt utilisée au sol. Cette deuxième façon de faire, dont il sera question par la suite, et que nous appellerons : méthode de résistivité MT-VLF, car on y mesure la résistivité par le rapport champ électrique horizontal sur champ magnétique horizontal perpendiculaire dans la gamme VLF, s'est développée largement depuis la fin des années soixante dans les domaines peu profonds : miniers superficiels (Fraser, 1969 ; Paterson et Ronka, 1971), hydrogéologie (Benderitter et Robin, 1987 ; Thierrin et Müller, 1988 ; Guérin et Benderitter, 1992), génie civil et environnement (Guineau, 1975 ; Fischer et al., 1983 ; Hjelt et al., 1984 ; Ogilvy et al., 1991).

Dans la gamme VLF les émetteurs ont des fréquences comprises entre 15 à 25 kilohertz (kHz), c'est à dire une longueur d'onde comprise entre 12 et 20 km, dite de type myriamétrique. Le vocable VLF a été défini par les radio-électriciens, mais il correspond pour les géophysiciens à de hautes fréquences par rapport à celles qui sont les plus normalement utilisées. Il n'existe pas de sources naturelles ayant ces fréquences, les radio-émetteurs utilisés sont militaires et destinés à la navigation et aux communications avec les sous-marins en plongée. Ils sont de grande puissance (250 kW à 1MW). Les champs émis ont une bonne

pénétration dans les milieux conducteurs comme l'eau de mer. L'émission se fait à l'aide d'une antenne verticale (quart d'onde) proche de l'interface air-sol, où oscillent des charges. La condition de rayonnement correspondant à la distance r entre l'émetteur et le point de mesure à partir de laquelle on satisfait raisonnablement aux hypothèses de la MT, nous donne :

$$r \gg r_0 = \frac{\lambda}{2\pi} \quad (\text{avec } \lambda : \text{longueur d'onde (m)} = \frac{3 \cdot 10^8}{\text{fréquence (Hz)}})$$

la distance minimale d'approche est estimée égale à $r_m = 10 r_0$, aussi pour une fréquence de 15 kHz, r_m vaut 31.8 km (pour 25 kHz, $r_m = 19.1$ km). A grande distance de l'antenne émettrice, on peut assimiler celle-ci à un dipôle électrique vertical créant sur la surface étudiée un champ primaire uniforme. Les gradients des champs horizontaux sont négligeables, l'onde peut être considérée comme plane et polarisée. L'incidence est rasante ; par conséquent, la composante du champ électrique rayonné est verticale et la composante induite dans le sol par la composante magnétique horizontale est horizontale. La composante électrique mesurée dans le sol est le champ secondaire induit par l'onde plane primaire ; sa valeur est bien plus faible que celle de la composante verticale. Le champ primaire magnétique étant horizontal, on mesure avec le capteur magnétique la composante horizontale de la somme des champs primaire et induit. Ainsi les variations importantes que l'on observe pour le champ électrique horizontal sur un sol quelconque, croissantes avec la résistivité du sol, informent sur la distribution électrique apparente du sol. Par contre, les variations du champ magnétique induit sont masquées par l'importance du champ primaire de même direction. Le niveau d'émission permet d'étudier la partie superficielle du sous-sol, la profondeur d'investigation (cf. équation (2.19) et Tableau n°2.1) est de l'ordre de 40 m pour un terrain de résistivité uniforme de 100 $\Omega.m$ (et de 10 m pour un sous-sol uniforme de 10 $\Omega.m$).

La pratique des mesures VLF a négligé pendant longtemps les variations spatiale et temporelle du signal primaire, et l'incidence de celles-ci sur la validité des mesures (Vallée et al., 1992a et 1992b). En effet, à grande distance de l'émetteur, le champ primaire est une onde guidée

entre le sol et l'ionosphère, qui peut être modifié par toute variation d'altitude ou de conductivité de celle-ci. Plusieurs paramètres interviennent dans les variations du champ primaire. En premier, ce sont les éruptions solaires qui provoquent des perturbations ionosphériques (au cours d'une éruption aucune mesure cohérente peut être réalisée), c'est d'autant plus vrai les années où le soleil, au cours de son cycle de onze ans, connaît une activité maximale, telle 1992. En second, c'est le déplacement du soleil au cours de la journée qui induit une évolution lente du champ primaire. Enfin ce sont les rapides oscillations dans l'intensité du champ primaire, telles de soudaines et brèves interruptions dans la puissance d'émission (d'ailleurs après ré-installation par paliers de la puissance, le niveau final atteint est souvent légèrement différent de celui d'avant l'arrêt).

Le Tableau n°2.2 présente une liste des émetteurs les plus couramment employés en Europe pour les prospection VLF :

Situation géographique	Indicatif	Fréquence (kHz)	Puissance (kW)
Ste Assise (Melun-France) (48°33 N - 2°34 E)	FTA2	16.8	250
Le Blanc (France) (46°37 N - 1°05 E)	HWU	18.3 (15.1)	1000
Rugby (Angleterre) (52°22 N - 1°11 O)	GBR	16	750
Anthorn (Ecosse) (55°00 N - 3°30 O)	GBZ	19.6	750
Tavolara (Sardaigne-Italie) (40°55 N - 9°45 E)	ICV	20.27	500
Cutler (Maine - USA) (44°39 N - 67°17 O)	NAA	24 (17.8)	1000
Helgeland (Norvège) (66°25 N - 13°01 E)	JXN JXZ	16.4 17.6	350
Moscou (URSS) (55°49 N - 37°01 E)	UMS	17.1	1000
Ostachkov (URSS) (57°10 N - 33°05 E)	UVH4	14.3	1000

Tableau n°2.2 : Emetteurs VLF disponibles en Europe

Notons qu'auparavant l'émission à 15.1 kHz était localisée à Croix

d'Hins près de Bordeaux (44°45 N et 0°48 O), et avait pour code FUO (MacNeill et Labson, 1991). Par ailleurs l'émetteur de Le Blanc (HWU ; 18.3 kHz - 15.1 kHz) se trouve plus précisément à proximité de la ville de Rosnay en direction de Châteauroux, à 15 km au Nord-Est de Le Blanc. Egalement en Grande Bretagne, il existe en dehors de Rugby et d'Anthorn (près de Dumfries), l'émetteur de Criggion (52°43 N et 3°04 O). Il semble que ces trois émetteurs émettent suivant 16 kHz (code GBR) et 19.6 kHz (code GBZ). Il existe aussi en Allemagne des émetteurs (23.4 kHz, localisés en 53°05 N et 7°40 E) utilisés notamment par les géophysiciens suisses. Dans la bibliographie (Paterson et Ronka, 1971), on peut trouver aussi d'autres émetteurs pas forcément répertoriés usuellement.

Il existe beaucoup d'autres émetteurs VLF en dehors de ceux accessible en Europe. Le Tableau n°2.3, ci-dessous, indique les principales émissions à travers le monde hors Europe.

Les indications de longitude et de latitude de ces deux tableaux sont données par rapport au méridien de Greenwich.

Situation géographique	Indicatif	Fréquence (kHz)	Puissance (kW)
Annapolis (Maryland - USA) (38°59 N - 76°27 O)	NSS	16.6 21.4	400
San Diego (Californie-USA) (47°36 N - 122°19 O)	NPL	15.7 19.8	
Seattle (Washington - USA) (47°36 N - 121°55 O)	NLK	15.3 24.8	125
Aguada (Porto Rico - USA) (18°23 N - 67°11 O)	NAU	28.5	100
Balboa (Panama) (9°04 N - 79°39 O)	NBA	14.9 18	
Lualualei (Hawaï - USA) (21°25 N - 158°09 O)	NPM	23.4	600
Piltun (Sakhalin - URSS) (53°20 N - 143°25 E)	EOY3	14.3	
Yosami (Japon) (34°58 N - 137°01 E)	NDT	16.2 17.4	50
North West Cape (Australie) (21°42 S - 114°09 E)	NWC	15.5 22.3	1000
Changde (Chine) (29°04 N - 111°43 E)	3SA	20.5	

Tableau n°2.3 : Emetteurs VLF disponibles en dehors de l'Europe

2.3.3) Mesures de champs et appareillages :

Pour cette gamme de fréquence, les capteurs à induction constituent une très bonne solution pour mesurer le champ magnétique, ils sont légers et de faible volume. Malheureusement on ne dispose pas pour la mesure du champ électrique de solution aussi satisfaisante. La fréquence est suffisamment haute pour que la mesure du champ électrique soit possible aussi bien dans l'air que dans le sol, en prenant la différence de potentiel entre deux pièces métalliques (mesure électrostatique ou capacitive), à condition toutefois que l'impédance d'entrée de l'amplificateur soit suffisamment élevée. Mais il est difficile de réduire la longueur de la ligne dans des proportions conformes à la loi de similitude, c'est bien regrettable car cela rendrait le capteur aussi maniable qu'un capteur magnétique. La mesure du champ dans l'air est par ailleurs rendue difficile par l'existence du champ primaire électrique vertical 10 à 100 fois plus fort que la composante électrique horizontale, ce qui impose de garder une ligne de mesure suffisamment longue pour réduire l'influence des écarts d'altitude entre les deux pôles. La première solution adoptée par les industriels (EM16R, Geonics) a consisté à utiliser une ligne de 10 m dont les électrodes pouvaient être plantées dans le sol (mesure conductive de E_x dans le sol) ou posées sur le sol quand celui-ci était trop dur (mesure "capacitive" de E_x dans l'air). Les autres solutions développées par la suite ont suivi l'une ou l'autre de ces options, ou ont gardé la double possibilité.

A partir de 1987 le Centre de Recherches Géophysiques (CRG) de Garchy a étudié et développé (Tabbagh et al., 1991), un nouveau résistivimètre VLF à capteur conducteur court : 1 m, ce qui lui confère une grande maniabilité, il peut éventuellement être mis en œuvre par un seul opérateur d'où la possibilité de multiplier le nombre de mesures par rapport aux capteurs traditionnels puis de filtrer les données a posteriori, ce qui est plus satisfaisant que le filtrage a priori, irrémédiable, consécutif à une densité moindre de mesures avec les capteurs classiques. Il permet en outre une mesure presque ponctuelle du champ (de la Comble et Tabbagh, 1988) en bon accord avec les contraintes liées à la loi de la similitude. Cet appareil a été utilisé dans l'ensemble des exemples présentés dans la suite de ce mémoire. Le bâti

portant les capteurs est présenté sur la Figure n°2.8, le boîtier d'électronique sur la Figure n°2.9.



Figure n°2.8 : Vue du porte-électrodes du résistivimètre MT-VLF

Le dernier prototype est constitué d'un porte-électrodes (un bâti triangulaire de tubes en laine de verre et résine assemblés par des pièces de nylon) dont les électrodes, de 10 cm de long, sont espacées d'un mètre, le capteur magnétique étant un enroulement de spires de fil de cuivre à l'intérieur même du bâti. Il existe plusieurs types d'électrodes : des coniques permettant un meilleur contact avec le sol, des roulettes à pointe pour réaliser des mesures en quasi continu lorsque le terrain le permet (terre nue, prairie rase). Dans tous les cas l'écartement entre les deux électrodes est maintenu strictement constant par la rigidité du bâti.



Figure n°2.9 : Vue du boîtier du résistivimètre MT-VLF

Le boîtier électronique est porté ventralement par l'opérateur, il reçoit par un câble du porte-électrodes, les valeurs mesurées : champ électrique, champ magnétique et déphasage qui sont enregistrées sur un micro-ordinateur "de poing". Le boîtier comporte plusieurs sélecteurs : gain amplificateur du champ électrique ($1, \sqrt{10}, 10, \sqrt{1000}$), gains avant et après filtre des deux champs. Les batteries d'alimentation au nombre de quatre, au plomb, de six volts chacune (+12 V et -12 V aux bornes de l'ensemble) se trouvent dans un petit sac à dos relié au boîtier électronique par un câble.

3) MODELISATION

Dans le chapitre précédent a été présentée la solution analytique générale du modèle 1D. Une solution analogue n'existe pas en 2D ni en 3D ; des méthodes de calcul numérique ou en partie numérique doivent être utilisées.

3.1) Modélisation à Deux Dimensions :

Trois méthodes numériques peuvent être employées : la méthode des éléments finis, la méthode des différences finies, et la méthode qui utilise l'analogie avec les lignes de transmission.

Nous prenons par la suite un modèle constitué par une structure à deux dimensions dont l'axe d'allongement est suivant Ox (donc $\frac{\partial}{\partial x}=0$), dans le cadre d'une polarisation électrique (champ électrique suivant la direction de la structure 2D), et une variation sinusoïdale dans le temps. Le champ E_x vérifie dans l'air l'équation : $\Delta E_x = 0$, et dans

le sol : $\Delta E_x - \gamma^2 E_x = 0$ (c'est-à-dire : $\frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} - i\omega\mu\sigma E_x = 0$).

3.1.1) Méthode des éléments finis :

La méthode des éléments finis a été présentée à plusieurs reprises par Coggon (1971), Rodi (1976), Tabbagh (1977), Théra (1977) et Kaikkonen (1979) ; c'est sur cette méthode qu'est basé le programme écrit par A. Théra au CRG de Garchy et utilisé entre autre dans ce mémoire. Des travaux plus récents (Wannamaker et al., 1986 et 1987 ; Travis et Chave, 1989 ; Valla, 1991) ont optimisé les calculs pour des structures de plus en plus complexes.

Elle consiste à découper le domaine avec des éléments polygonaux, pouvant épouser au mieux le contour du domaine, sur lesquels on choisit d'exprimer les champs par un polynôme dont les coefficients varient d'un élément à l'autre. Pour définir les relations qui lient entre eux les valeurs des champs aux différents nœuds, on cherche la fonctionnelle des champs et de leurs dérivées qui doit être minimisée. Pour ce faire plusieurs méthodes sont possibles.

3.1.1.a) La méthode variationnelle :

On peut employer comme fonctionnelle l'expression de l'énergie potentielle du système. En effet un système en équilibre stable a une énergie potentielle minimale. Donc les valeurs des champs E et H qui minimisent l'énergie électromagnétique sont solutions des équations de chacun des champs. L'énergie électromagnétique d'un système de volume V, dans lequel diffuse un phénomène électromagnétique, s'exprime par :

$$\int \left(\int_V (\mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}) dV + \int_V \mathbf{E} \cdot \mathbf{j} dV \right) dt$$

Dans un milieu linéaire, homogène et isotrope, caractérisé par : $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$, $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$ et $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$, on obtient :

$$\int_V \left(\frac{1}{2} \epsilon E^2 + \frac{1}{2} \mu H^2 + \sigma \int E^2 dt \right) dV$$

en effet $\mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \epsilon \mathbf{E}}{\partial t} = \epsilon \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{\partial \epsilon E^2 / 2}{\partial t}$

L'énergie s'écrit :

$$\int_V \left(\frac{1}{2} (\epsilon + i \frac{\sigma}{\omega}) E^2 + \frac{1}{2} \mu H^2 \right) dV$$

Pour un domaine à deux dimensions, infiniment étendu suivant l'axe Ox ($\frac{\partial}{\partial x} = 0$), dans le cadre de la polarisation électrique, on a :

$$\int_V \frac{1}{2\omega^2\mu} \left(\left(\frac{\partial E_x}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial E_x}{\partial z}\right)^2 - \gamma^2 E_x^2 \right) dV$$

De cette expression, la fonctionnelle est prise généralement égale à :

$$I(F) = \int_V \left(\left(\frac{\partial F}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial z}\right)^2 - \gamma^2 F^2 \right) dV$$

On recherche la fonction $F(y,z)$ (Coggon, 1971) qui minimise l'intégrale $I(F)$ et qui satisfait d'une part aux conditions de Dirichlet aux limites (F imposée sur une partie du contour du domaine : $F=0$ au mur du substratum et $F=\text{champ unitaire}$ au toit de l'air), et d'autre part aux conditions naturelles aux limites (sur la partie complémentaire de la précédente : $\frac{\partial F}{\partial n}=0$).

La discrétisation du problème conduit à poser que l'intégrale $I(F)$ est une fonction d'un nombre fini de variables F_i correspondant à la valeur de F aux nœuds de la discrétisation. Sur l'élément e du domaine, on admet que la fonction F de l'élément e : F^e est une fonction simple des coordonnées et des valeurs F_j^e du champ aux p nœuds de l'élément e et s'écrit :

$$F^e = \sum_{j=1}^p F_j = \sum_{j=1}^p N_j F_j^e$$

où N_j est la fonction d'interpolation qui est généralement un polynôme en y et z . Toutefois la fonction F et ses dérivées partielles, d'ordre inférieur d'une unité à l'ordre le plus élevé des dérivées apparaissant dans la fonctionnelle $I(F)$, doivent être continues à la traversée de la frontière de deux éléments. Ces conditions requises, la fonctionnelle peut s'écrire par une sommation de fonctionnelles élémentaires relatives à chaque élément.

Pour l'ensemble des p nœuds de l'élément e , on obtient un système matricielle : $(k_{ij}^e) (F_i^e) = 0$ pour i et j allant de 1 à p . Après avoir évalué la matrice (k_{ij}^e) dans le système élémentaire, on effectue un changement d'indice pour passer à la numérotation

générale de l'ensemble des nœuds ; on obtient finalement pour le domaine une matrice globale, résultat de la sommation des matrices élémentaires renumérotées, qui représente les caractéristiques physiques et géométriques du problème ramenées aux nœuds du domaine. Le produit de cette matrice par un vecteur colonne représentant les valeurs du champ F aux différents nœuds, doit être égal au vecteur correspondant aux conditions aux limites.

3.1.1.b) La méthode de Galerkin :

Soit l'équation différentielle $L(F) = 0$ définie sur un domaine \mathcal{D} , et soit la condition aux limites $C(F) = 0$ définie sur le contour de ce domaine ; si on approche la fonction F par une fonction F_a , le résidu $R = L(F_a)$ n'est pas nul. La fonction approchée peut se formuler de la manière suivante :

$$F_a = \sum_{i=1}^n F_i N_i$$

où F_i est une valeur inconnue de F, N_i est une fonction connue des coordonnées, et n le nombre de nœuds du domaine. La méthode des résidus pondérés consiste à chercher les F_i qui minimisent le résidu R sur le domaine \mathcal{D} , c'est-à-dire que la moyenne pondérée du résidu R est nulle sur l'ensemble du domaine :

$$\int_{\mathcal{D}} R W_i = 0$$

avec i de 1 à n, et W_i des fonctions de pondération linéairement indépendantes les unes des autres. Le critère de Galerkin pour lequel $W_i = N_i$ minimise l'erreur au mieux (Zienkiewicz, 1971). L'équation $L(F) = 0$ est valable pour un ensemble de points subdivisant convenablement le domaine, donc le fait que la moyenne pondérée du résidu sur le domaine est nulle peut s'écrire pour chaque élément e :

$$\int_e L(F_a) N_i de = 0$$

avec i de 1 à p, où p est le nombre de nœuds sur l'élément e. A l'assemblage des équations résultantes de chaque élément, la

continuité des N_i sur les frontières élémentaires est imposée ; comme l'opérateur L contient des dérivées d'ordre deux, les N_i sont des polynômes de degré au moins égal à deux. En général, on procède par intégration par partie pour résoudre le système afin d'abaisser l'ordre des dérivées apparaissant dans la fonctionnelle. Dans notre cas on a :

$$L = \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \gamma^2$$

On arrive au terme de la résolution, au même système d'équations que celui obtenu par la méthode variationnelle.

3.1.2) Méthode des différences finies :

La méthode des différences finies (Jones F.W. et Price, 1970) consiste à diviser le domaine à étudier par un réseau d'éléments rectangulaires, et à rechercher des expressions linéaires liant entre elles les valeurs du champ E_x aux différents nœuds. Pour cela dans l'équation de propagation du champ E_x , on substitue aux dérivations partielles, les différences de valeurs des champs aux sommets de chaque élément. A la limite de deux milieux, la continuité du champ E_x est assurée en faisant coïncider les lignes de séparation avec les lignes du réseau. La continuité du champ H_y pour une discontinuité horizontale, ou celle de H_z pour une discontinuité verticale, fournit la relation qui doit être affectée au point considéré. L'ensemble des valeurs du champ E_x aux nœuds du réseau constitue les inconnues d'un système d'équations linéaires. Le domaine maillé, tel que présenté ci-dessus, doit comprendre un nombre important de nœuds pour arriver à une solution acceptable.

Différentes publications (Williamson et al., 1974 ; Jones F.W. et Thompson, 1974 ; Brewitt-Taylor et Weaver, 1976 ; Weaver et al., 1985) ont présenté des développements pour des cas particuliers et pour des améliorations de précision des solutions.

3.1.3) Méthode des lignes de transmission :

Cette dernière méthode aboutit à une discrétisation avec des expressions

en différences finies qui ne diffèrent des précédentes que pour les points situés aux limites des milieux, tout en étant moins souple sur les conditions que l'on peut poser aux extrémités du domaine. C'est cette méthode qui est employée dans le programme de D.L.B. Jupp disponible à la CGG et utilisé également pour des calculs dans ce présent mémoire. Elle se base sur les publications de Madden et Swift (1969), Swift (1971) et Jupp et Vozoff (1975 et 1977).

3.2) Modélisation à Trois Dimensions :

3.2.1) Méthode des moments :

L'utilisation de la méthode des moments, définie à partir des équations intégrales, est choisie pour représenter synthétiquement le comportement MT de structures 3D (Harrington, 1968 ; Raiche, 1974 ; Hohmann, 1975 ; Ting et Hohmann, 1981 ; Wannamaker et al., 1984a et 1984b ; Tabbagh, 1985 ; Doherty, 1988 ; Wannamaker, 1991). C'est d'ailleurs avec le programme écrit par A. Tabbagh que les différentes modélisations ont été réalisées. Un corps de caractéristique $\sigma_s (=1/\rho_s)$ à l'intérieur d'un milieu de conductivité $\sigma (=1/\rho)$, est considéré comme équivalent à une série de sources localisées dans son intérieur au sein d'un milieu uniforme de conductivité σ . Par rapport à la méthode des éléments finis, cette technique a l'avantage de ne mailler qu'une partie de l'espace, le ou les corps créant les anomalies. Dans un sous-sol où il n'y a pas de sources primaires vraies (c'est-à-dire où il n'y a pas d'émetteur de champs électromagnétiques), on note E et H les champs totaux, et E_p et H_p les champs "primaires", c'est-à-dire les champs qui existeraient si $\sigma_s = \sigma$. En prenant pour les champs, une dépendance sinusoïdale en temps, et en négligeant les courants de déplacement, les champs totaux dans le corps s'écrivent sous la forme suivante :

$$\text{rot } E = - i\omega\mu_0 H \quad (3.1)$$

$$\text{rot } H = \sigma_s E \quad (3.2)$$

Dans le milieu homogène, sans hétérogénéité, le champ primaire serait :

$$\text{rot } E_p = - i\omega\mu_0 H_p \quad (3.3)$$

$$\text{rot } H_p = \sigma E_p \quad (3.4)$$

Des équations (3.1) et (3.3), on déduit :

$$\text{rot } (E-E_p) = - i\omega\mu_0 H - (- i\omega\mu_0 H_p)$$

$$= - i\omega\mu_0 (H-H_p) \quad (3.5)$$

D'après les équations (3.2) et (3.4) :

$$\begin{aligned} \text{rot } (H-H_p) &= \sigma_s E - \sigma E_p \\ &= \sigma_s E - \sigma E + \sigma E - \sigma E_p \\ &= (\sigma_s - \sigma) E_p + \sigma (E - E_p) \\ &= \sigma (E - E_p) + (\sigma_s - \sigma) E \quad (3.6) \end{aligned}$$

L'existence du corps (c'est-à-dire le fait que : $E - E_p \neq 0$ et $H - H_p \neq 0$) est équivalente à l'existence de sources de courant électrique : $J_s = (\sigma_s - \sigma) E$ dans un milieu uniforme de caractéristiques σ et μ_0 . Dans le cas d'un sous-sol tabulaire à plusieurs couches, l'expression sera la même, σ étant la conductivité de la couche encaissant le corps. Ces sources engendrent des champs d'anomalie (secondaires) : $E_a = (E - E_p)$ et $H_a = (H - H_p)$ qui s'ajoutent au champ primaire E_p et H_p . Pour calculer ces champs d'anomalies, nous utilisons les potentiels, car c'est la méthode habituelle pour obtenir les solutions analytiques aux problèmes impliquant le calcul de champs électromagnétiques engendrés par des dipôles sources électriques. Pour un dipôle électrique de moment $\mathcal{M}E = J dv$, on peut utiliser le potentiel vecteur magnétique A défini par :

$$H = (1/\mu) \text{rot } A \quad \text{et} \quad E = (1/\sigma\mu) \text{rot rot } A - J/\sigma$$

Dans le cas de sources fictives $J_s = (\sigma_s - \sigma) E$

$$E_a = 1/\sigma\mu \text{rot rot } A - J_s/\sigma \quad (3.7)$$

$$H_a = 1/\mu \text{rot } A \quad (3.8)$$

En introduisant (3.8) dans (3.5) on obtient :

$$\text{rot } E_a = - i\omega \text{rot } A$$

d'où en intégrant :

$$E_a = - i\omega A + \text{grad } V$$

que l'on peut identifier à (3.7) et simplifier en utilisant la jauge de Lorentz : $V = (1/\sigma\mu) \text{div } A$, d'où l'on obtient finalement :

$$\Delta A - i\omega\sigma\mu A = - \mu J_s \quad (3.9)$$

qui permet de calculer, connaissant la source, les champs créés en tout point. Soit $\mathcal{A}(r,r')$ le tenseur représentant le potentiel vecteur magnétique créé en un point de position r dans le sol, par une source électrique de moment unitaire située au point de position r' , les champs créés par l'ensemble des sources contenues dans l'hétérogénéité de volume V auront pour expression l'équation suivante (3.10) :

$$E(r) - E_p(r) = \int_V \frac{J_s(r')}{\sigma\mu} \text{rot rot } \mathcal{A}(r,r') dr' - \frac{\sigma_s - \sigma}{\sigma} E(r)$$

Dans notre étude la perméabilité magnétique des différents milieux est constante et égale à μ_0 ($= 4 \pi 10^{-7}$ H/m).

Afin de prendre un modèle réaliste géologiquement, choisissons un corps de caractéristique géoélectrique ρ_c ($= 1/\sigma_c$) et d'étendue x_1, y_1 et z_1 suivant les trois directions orthogonales x, y et z et dont le centre est situé par rapport à une origine O en surface aux positions x_c, y_c et z_c ; ce corps se trouve à l'intérieur d'une couche d'épaisseur e_1 , de propriété ρ_1 ($= 1/\sigma_1$) , au dessus du substratum de résistivité ρ_2 ($= 1/\sigma_2$) .

Soit

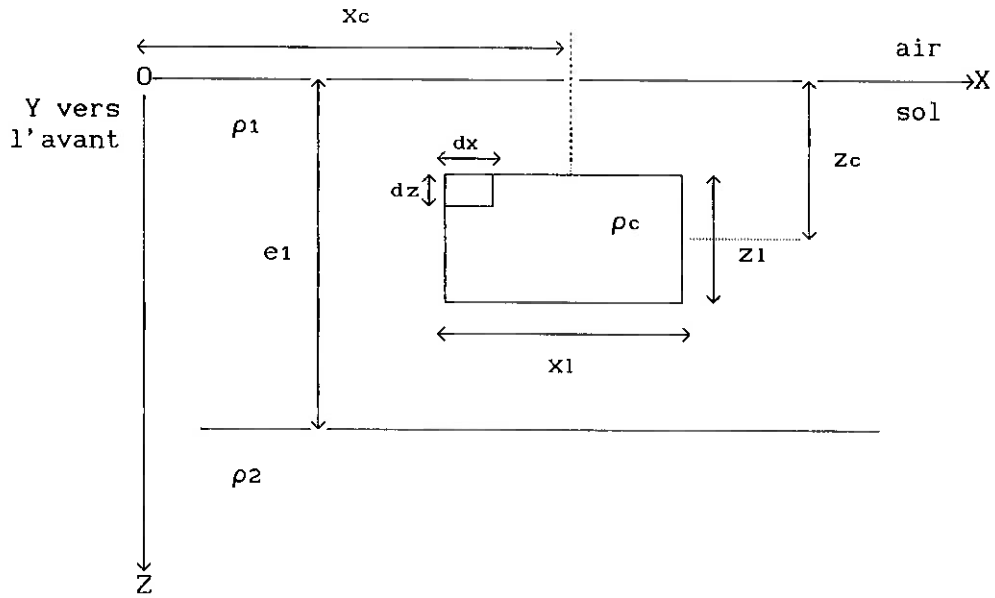


Figure n°3.1 : Description du modèle 3D dans le plan (X,Z)

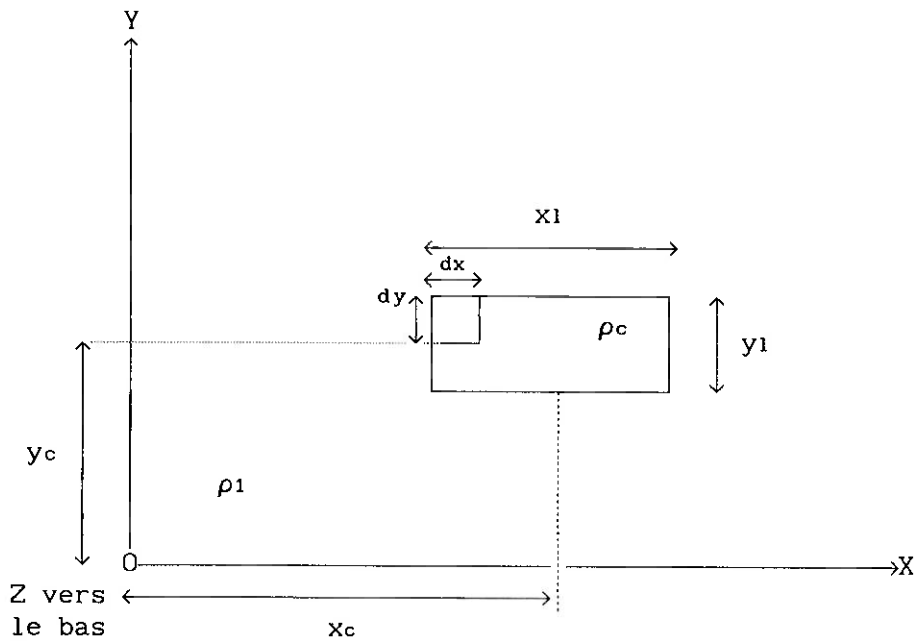


Figure n°3.2 : Description du modèle 3D dans le plan (X,Y)

L'intégration dans l'équation (3.10) peut être approchée en divisant le corps en N cellules parallélépipédiques. Dans chaque cellule, le champ

est supposé constant et égal à sa valeur au centre de la cellule. Avec chacune des N cellules, on obtient un système linéaire à 3 N inconnues qui sont les différentes composantes du champ électromagnétique au centre de chaque cellule. Ce système peut s'écrire :

$$(E) = (T) (E_p)$$

Le traitement de ce système demande plusieurs étapes (calcul des coefficients de la matrice, calcul du champ primaire, résolution du système, calcul des champs créés par chaque cellule). La matrice T peut être symétrique si les volumes de toutes les cellules sont égaux, ce qui n'est pas économique en espace mémoire si l'on veut pouvoir considérer plusieurs corps. On doit donc résoudre un système correspondant à une matrice pleine non symétrique à coefficient complexe. L'intégrale dans l'équation (3.10) est non définie pour $r=r'$, cette difficulté peut être aisément tournée en effectuant une première intégration analytique après laquelle le point courant r' ne se place plus que sur les faces de la cellule. La matrice obtenue n'est pas stricto sensu diagonalement dominante mais les termes diagonaux sont de plus grand module que les autres, ce qui favorise la résolution du système.

3.2.2) Autres méthodes :

L'utilisation de la modélisation par équations différentielles (méthode aux différences finies) des structures 3D, a progressé par les travaux de Madden et Mackie (1989), Adhidjaja et Hohmann, (1989). Hohmann (1988) a comparé les deux méthodes aux équations différentielles et celles aux équations intégrales, montrant les avantages et les inconvénients de chacune d'elles.

D'autres techniques hybrides ont fait l'objet de communications (Lee K.H. et al., 1981 et 1989 ; Pridmore et al., 1981 ; Hohmann, 1983).

La modélisation par des plaques minces, définie elle aussi à partir des équations intégrales (Vasseur et Weidelt, 1977 ; Ranganayaki et Madden, 1980 et 1981 ; Drury, 1981 ; Robertson, 1987 ; Wannamaker, 1990 ; Flores et Edwards, 1992 ; Weaver et Dawson, 1992), est un cas particulier de

cette méthode qui présente l'avantage de permettre de prendre en compte des structures plus étendues : le découpage des corps d'anomalies se fait seulement dans deux directions de l'espace ; on parle de modélisation $2D_{1/2}$. Les scientifiques russes (Fainberg et Singer, 1981 ; Zhdanov et al., 1982) travaillent depuis longtemps sur cette méthode (les années soixante dix), mais le concepteur de leur programme : Tabarovsky n'a malheureusement publié qu'en russe.

4) CARACTERISATION DES VARIATIONS LATERALES DES CHAMPS TRAITEMENT SPECIFIQUE AUX DONNEES CARTOGRAPHIEES

4.1) Comportement des champs :

Le modèle 1D permet d'établir une relation directe entre les variations temporelles des champs et les variations en profondeur de la résistivité ; cette dernière relation est valable en tout point à la surface du sol. Une telle relation n'existe plus pour un modèle 2D ou 3D car il faut prendre en compte les variations latérales de la résistivité, et l'analyse des seules variations temporelles est nécessairement insuffisante (ce point sera illustré dans le prochain chapitre sur un exemple synthétique).

Nous nous proposons ici d'étudier ce qu'apporte la cartographie des champs, à savoir une connaissance "complète" des variations en x et en y à la surface du sol. Celles-ci devraient permettre de restituer les variations dans la troisième dimension (selon z), en prenant en compte les variations temporelles.

Par ailleurs comme la pratique l'a prouvé, et comme on le développera par la suite, la cartographie met en évidence le plus souvent des effets "statiques", ou galvaniques quand on parle du seul champ électrique. Nous devons donc approfondir les conditions dans lesquelles le comportement des champs est statique, et celles où une étude électromagnétique complète (effets inductif et galvanique conjugués) est nécessaire.

On appelle comportement quasi-statique des champs, un comportement où à une fréquence suffisamment basse, les équations de Maxwell se ramènent à : $\overrightarrow{\text{rot}} \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E}$ et $\overrightarrow{\text{rot}} \mathbf{E} = \mathbf{0}$.

De ce fait, les champs sont découplés : un champ primaire électrique va

créer des champs secondaires électrique et magnétique de type statique (du fait de la circulation du courant), un champ primaire magnétique ne produira en aucun cas un champ électrique secondaire. Le comportement des champs sera décrit par les solutions de : $\Delta E = 0$ et $\Delta H = 0$.

Dans le cas particulier de la MT où les champs primaires sont supposés uniformes, il faut remarquer qu'une situation quasi-statique n'a d'intérêt que pour l'étude des structures 2D et 3D. En effet, pour une terrain 1D, on n'aurait aucune variation observable, ni du champ primaire, ni des champs secondaires, les solutions de l'équation de Laplace étant E constant et H constant. Cette situation peut apparaître comme un paradoxe : pour une structure tabulaire (1D) en MT, seul le cas électromagnétique est porteur d'information. En situation statique, par contre les structures 2D et 3D créent des variations spatiales des champs qui sont porteuses d'information sur ces structures.

4.2) Description des effets statiques :

Soit un champ électromagnétique primaire comportant un champ électrique et un champ magnétique, orthogonal l'un à l'autre. Le champ électrique va provoquer en présence d'hétérogénéités de résistivité, des champs secondaires électrique et magnétique. Le champ magnétique n'aura aucun effet : les contrastes de susceptibilité sont habituellement négligeables, et quand cela n'est pas le cas, l'effet du champ magnétique secondaire créé par des variations spatiales du champ électrique dues aux variations de conductivité, l'emporte pratiquement toujours, sur l'effet conjugué du champ magnétique primaire et des contrastes de susceptibilité magnétique.

Dans le cas d'une structure 2D, un champ de polarisation quelconque peut toujours être décomposé en deux modes indépendants correspondant aux deux polarisations principales. Ainsi dans le cas de la polarisation magnétique (champ électrique orthogonal à la direction d'allongement de la structure 2D), le champ électrique primaire crée un champ électrique secondaire tandis que le champ magnétique est constant et uniforme. Par contre, en polarisation électrique (champ électrique parallèle à la direction d'allongement de la structure 2D), le champ électrique qui est uniforme et égal au champ primaire crée un champ magnétique secondaire. En 3D, on aura en principe toujours des champs électrique et magnétique secondaires, cependant il faut que les structures soient nettement allongées et très conductrices pour que le champ magnétique statique secondaire soit observable.

Considérons par exemple (la loi de similitude permettant de généraliser le résultat sans difficulté) une structure de section carrée de 4 m de côté en x et y, sur 2 m d'épaisseur, centrée à 3 m de profondeur dans un encaissant de $150 \Omega.m$ et dont la résistivité est de $25 \Omega.m$. Etudions le profil central parallèle à l'axe des X, obtenu avec un champ primaire électrique E_p parallèle à l'axe des Y. Le champ électrique secondaire E_s parallèle à E_p est créé par les "charges" situées sur les faces parallèles à l'axe des X, l'amplitude est maximale au centre de la structure. On vérifie aisément en comparant, par exemple, les résultats obtenus à 200 Hz, 2 kHz et 20 kHz (Figure n°4.1) que le comportement du champ électrique est indépendant de la fréquence à quelques pour-cent

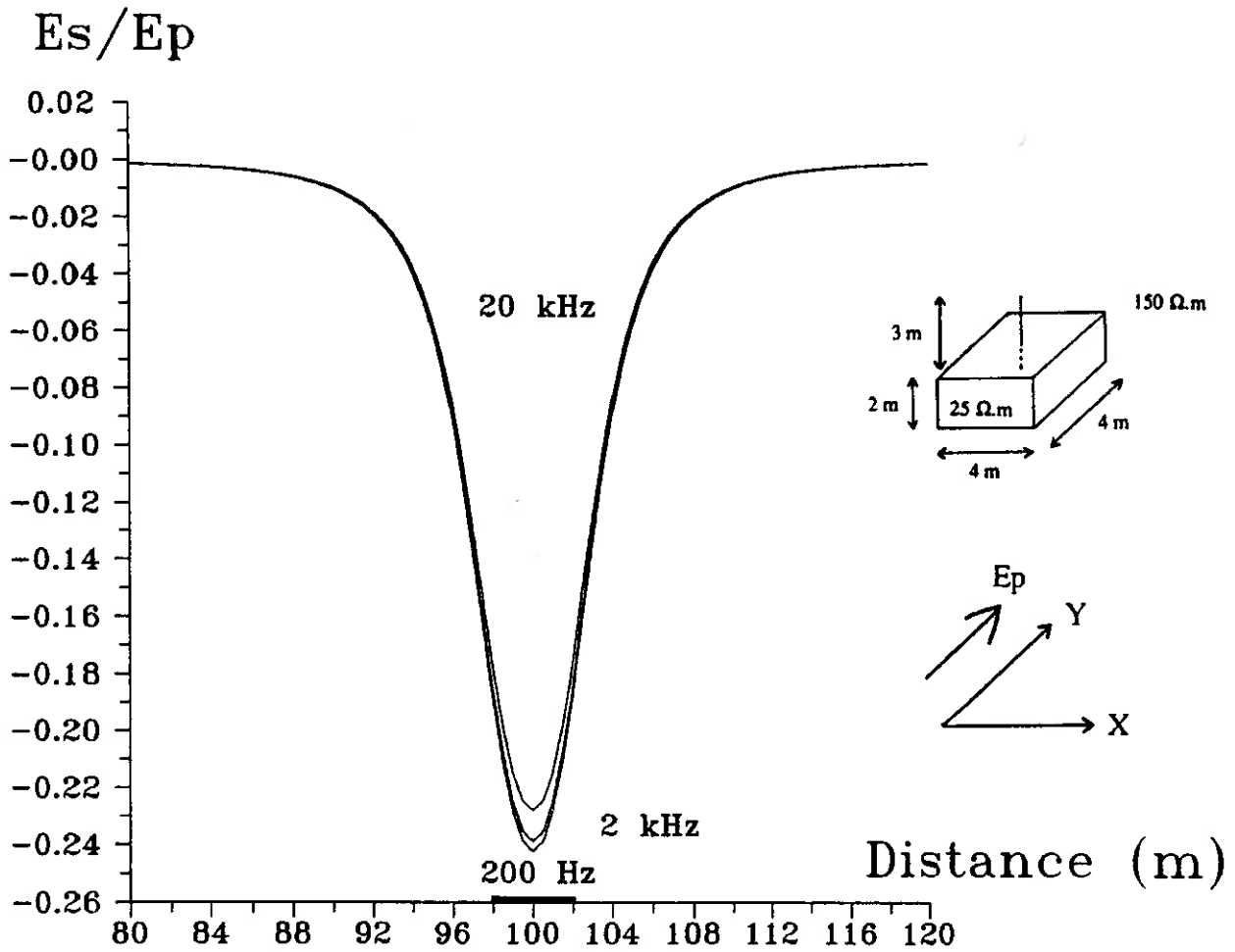


Figure n°4.1 : Comparaison de profils de champ électrique secondaire

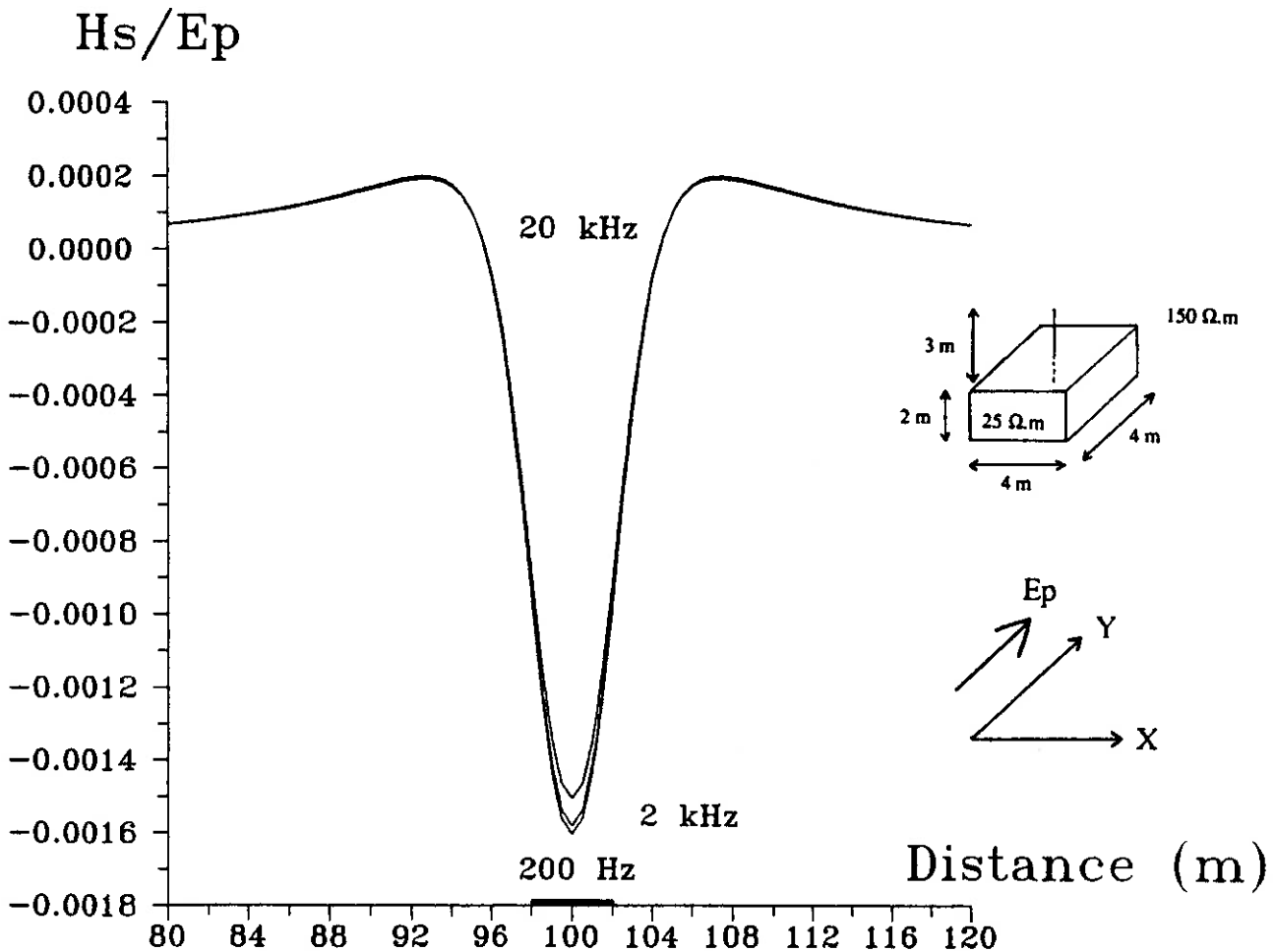


Figure n°4.2 : Comparaison de profils de champ magnétique secondaire

près. Le champ magnétique secondaire H_s perpendiculaire à E_p est particulièrement faible, son amplitude est toujours inférieure à 1 % de celle du champ magnétique primaire pour les trois fréquences étudiées. Ce champ est lui aussi indépendant de la fréquence (Figure n°4.2 : H_s rapporté à E_p).

En allongeant le corps dans la direction parallèle au champ primaire, on observe que le champ magnétique secondaire croît (Figure n°4.4) : pour un allongement de 3 (corps parallélépipédique de surface horizontale de 4 par 12 m), en gardant les mêmes valeurs aux autres paramètres, on obtient une variation de 2 % du champ magnétique primaire, et pour un allongement de 6 (corps parallélépipédique de surface horizontale de 4 par 24 m) une variation de 3.2 % . Le modèle 2D donne (Figure n°4.4) une variation de 4.8 % . Le champ électrique secondaire quant à lui décroît proportionnellement à l'augmentation de l'extension du corps : 21.1 % pour 4 par 12 m, 9.8 % pour 4 par 24 m et 0.5 % pour le 2D (Figure n°4.3). Ce champ électrique secondaire dans le cas 2D n'est plus créé par les charges situées sur les faces qui sont désormais à l'infini, il correspond au phénomène inductif classique.

En faisant varier la section ou la conductivité (pour une résistivité du corps de 15 $\Omega.m$, la variation magnétique secondaire atteint 8.7 % pour le 2D : Figure n°4.6) on peut montrer à partir de quelle valeur du produit section-différence de conductivité, les effets magnétiques seront sensibles (s'ils dépassent un seuil que l'on peut définir par convention à 5 %). On retrouve l'effet décrit par ceux qui étudient les variations spatiales basses fréquences du champ magnétique naturel, appelé effet de "static current channelling".

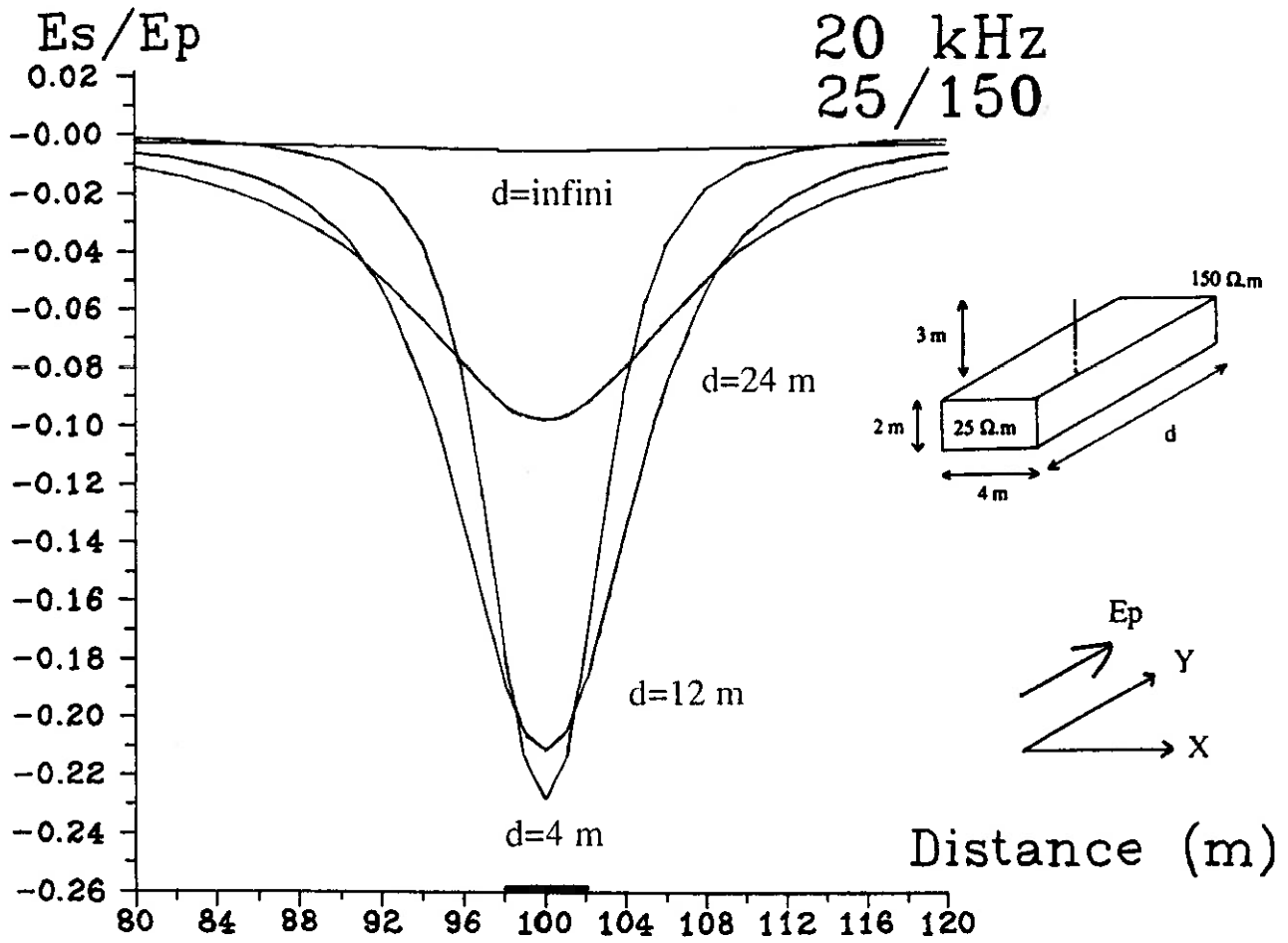


Figure n°4.3 : Comparaison de profils de champ électrique secondaire

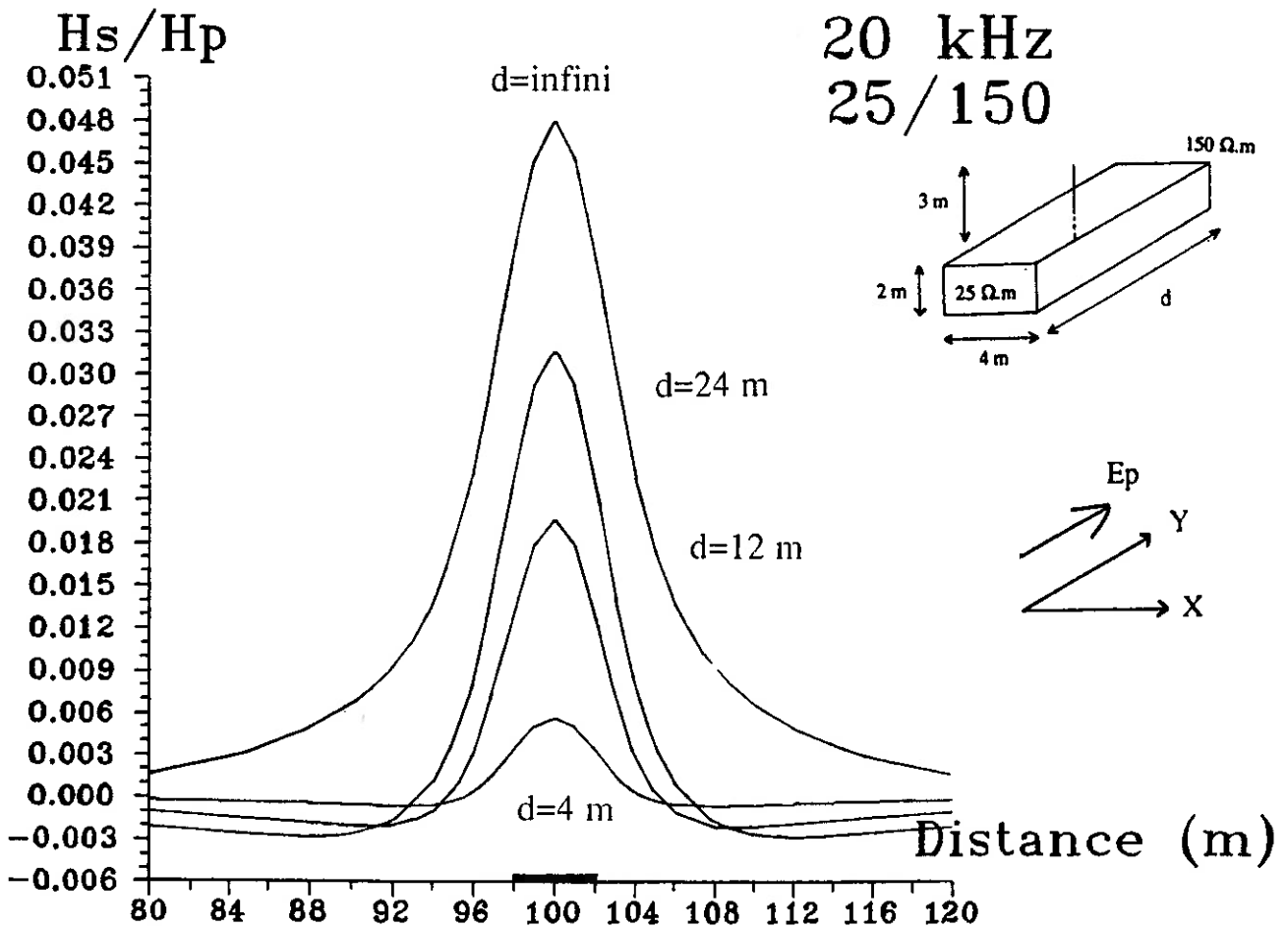


Figure n°4.4 : Comparaison de profils de champ magnétique secondaire

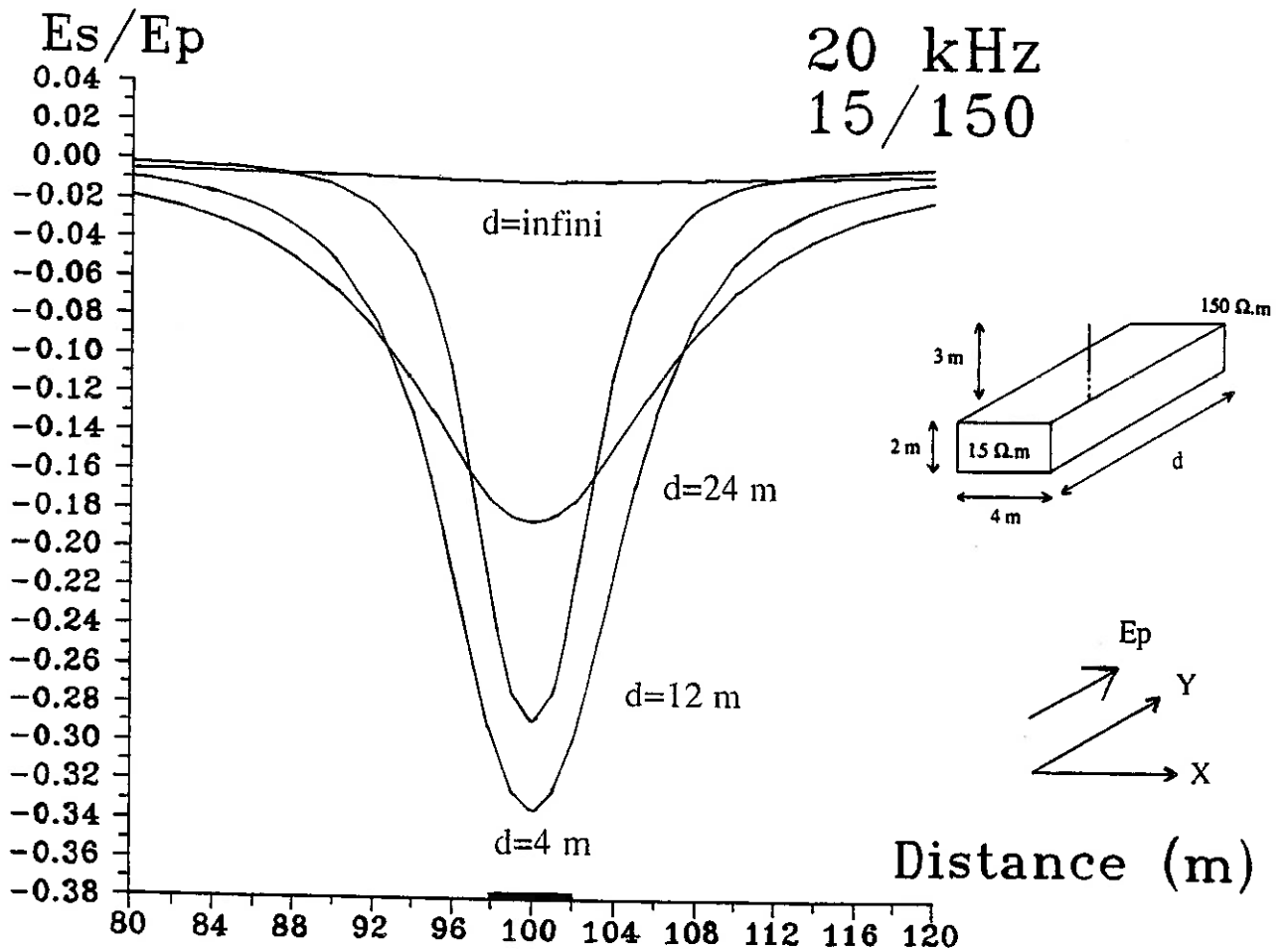


Figure n°4.5 : Comparaison de profils de champ électrique secondaire

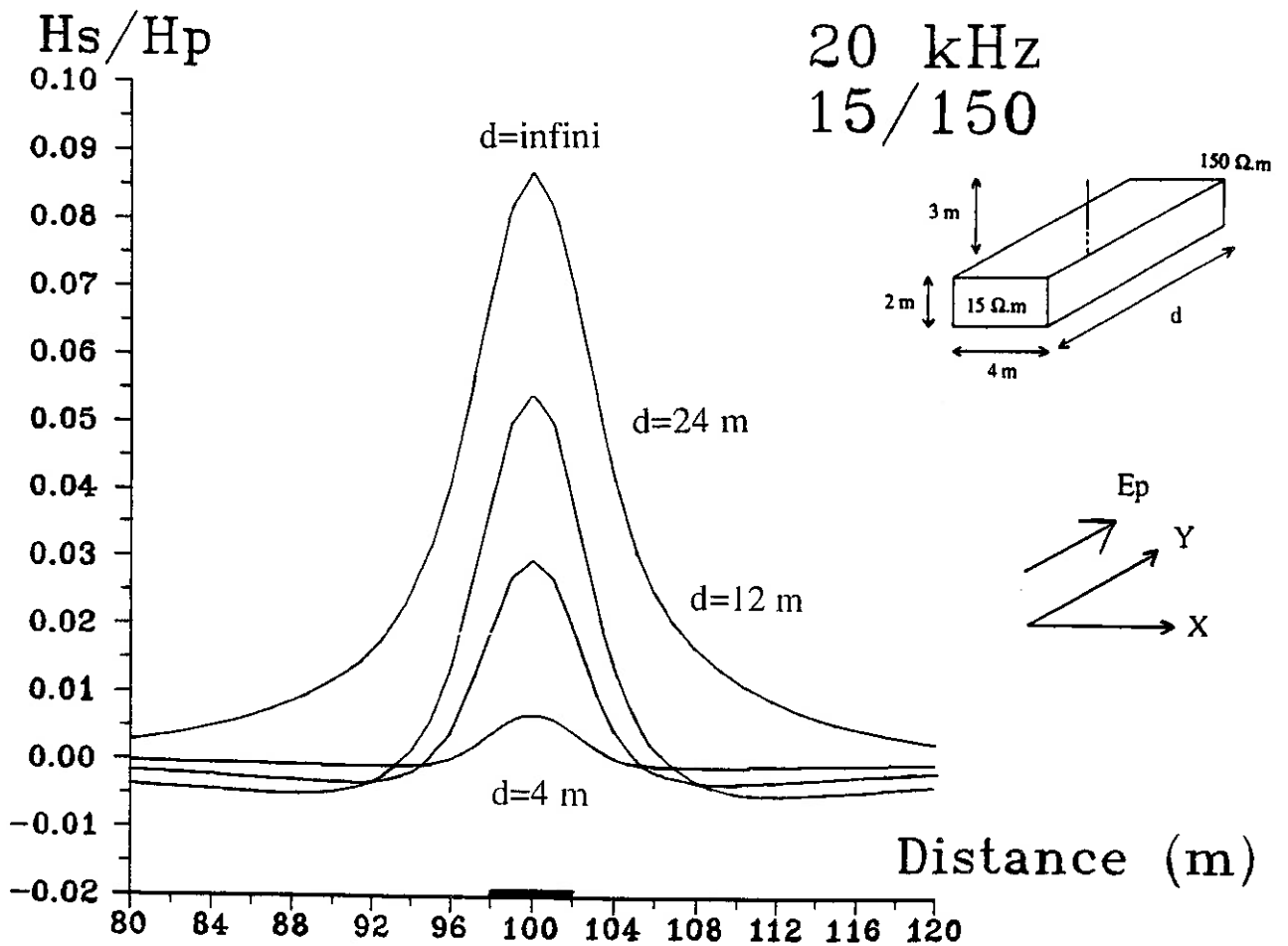


Figure n°4.6 : Comparaison de profils de champ magnétique secondaire

4.3) Etude générale d'une inclusion 3D :

L'exemple précédent montre sans ambiguïté que l'hétérogénéité 3D ou 2D choisie, donne une anomalie indépendante de la fréquence, donc statique. Les travaux réalisés sur les effets régionaux (Gasmi, 1988) montrent des effets eux aussi statiques pour des fréquences très basses. Dans bien des cas expérimentaux, en VLF en particulier (cf. infra), on fait l'hypothèse que les variations de résistivité apparente observées recouvrent en fait uniquement des variations statiques du champ électrique. On est donc dans la situation suivante : quand les effets des structures 2D ou 3D sont observables, ils sont quasi-statiques. Il est néanmoins indispensable d'étudier la réponse MT classique pour des fréquences intermédiaires de différentes inclusions 3D.

Soit une inclusion conductrice dont la profondeur du toit est supérieure aux profondeurs de pénétration des signaux étudiés. Prenons par exemple une structure de section carrée de 10 m de côté suivant X et Y, sur 4 m d'épaisseur présentant un contraste élevé de résistivité : 1 $\Omega.m$ dans un encaissant de 100 $\Omega.m$. Etudions le même type de polarisation des champs que dans l'exemple précédent : comparons les résultats obtenus à 20 kHz, pour une profondeur de son centre de $h = 5$ m, 20 m et 40 m, pour les champs secondaires électrique (Figure n°4.7) et magnétique (Figure n°4.8), respectivement dans la direction parallèle et dans la direction orthogonale au champ électrique primaire et suivant un profil perpendiculaire. L'anomalie est nette pour les profondeurs du toit égales à 5 m et 20 m, elle est quasi-nulle pour 40 m, qui est d'ailleurs égale à la profondeur de pénétration du signal étudié.

Soit une inclusion conductrice dont on fera varier l'extension verticale. Par exemple, pour une structure de section carrée de 4 m de côté suivant X et Y, dont le toit se trouve à 3 m de profondeur et dont la résistivité est de 1 $\Omega.m$ dans un encaissant de 100 $\Omega.m$, les résultats obtenus à 20 kHz (Figure n°9 et n°4.10), pour des épaisseurs L du corps de 10 m, 30 m et 70 m, montrent qu'au-delà d'un certain seuil il n'y a plus augmentation des anomalies et que la réponse d'un corps provient essentiellement de sa partie la plus proche de la surface.

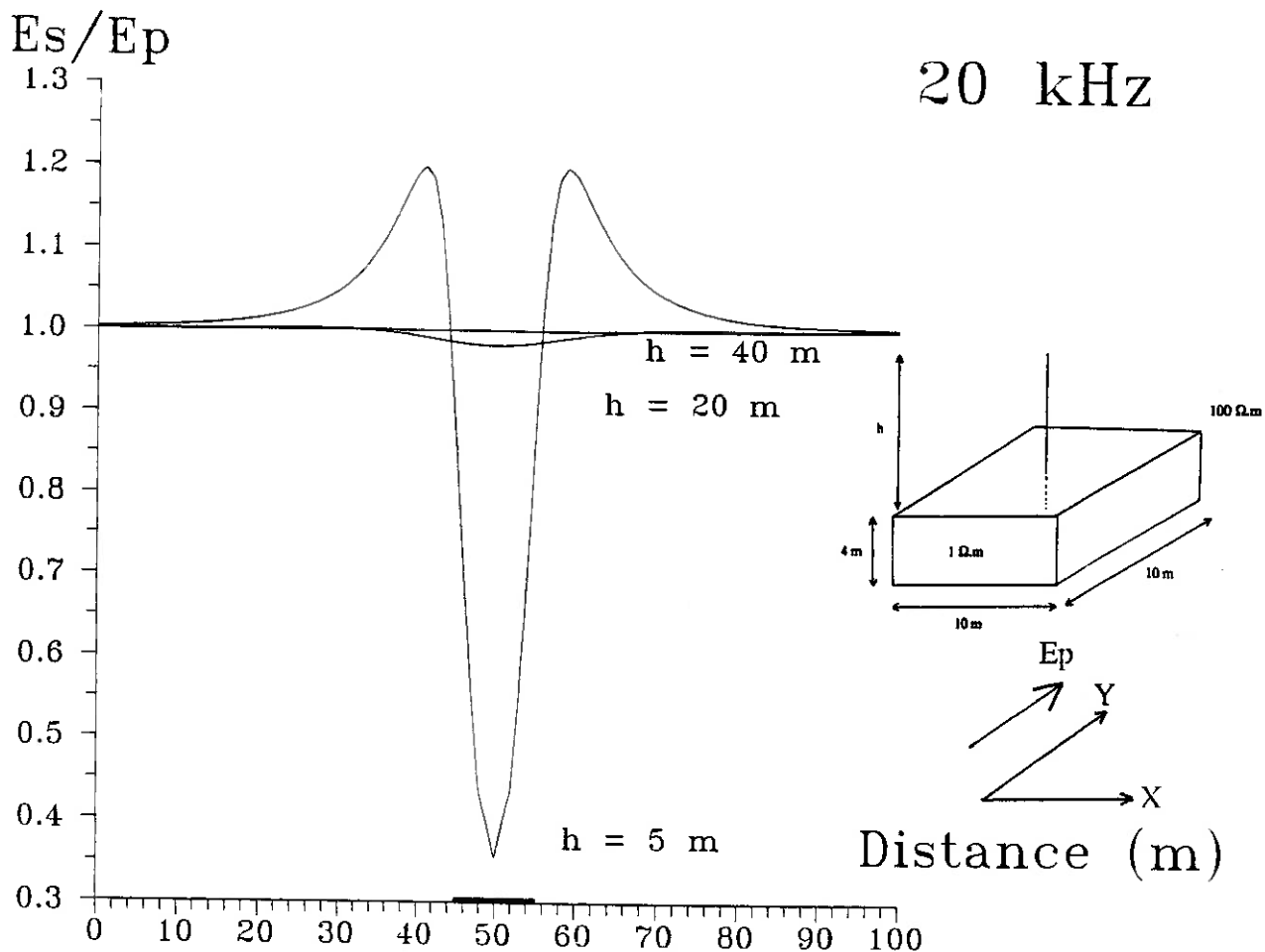


Figure n°4.7 : Comparaison de profils de champ électrique secondaire

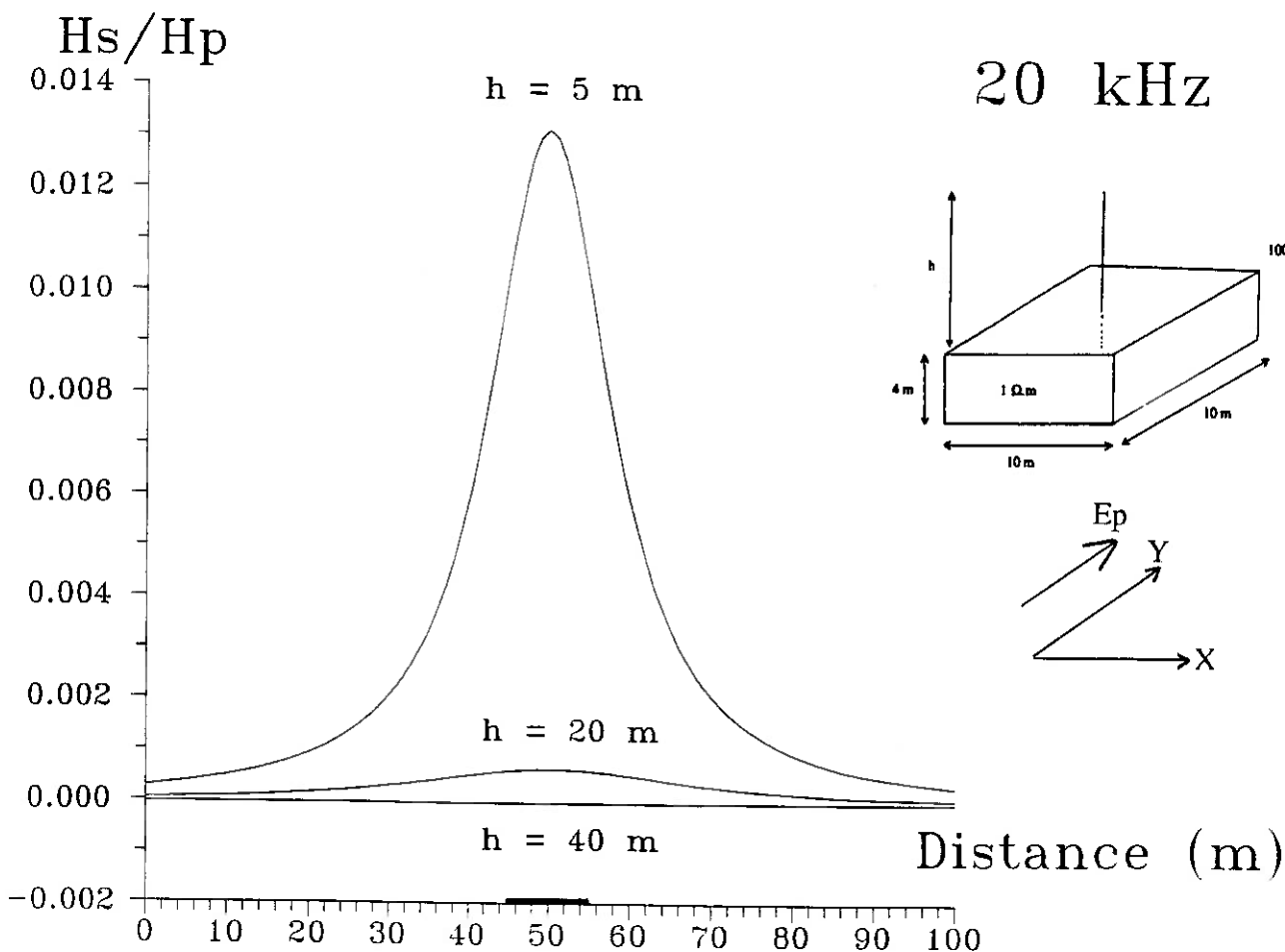


Figure n°4.8 : Comparaison de profils de champ magnétique secondaire

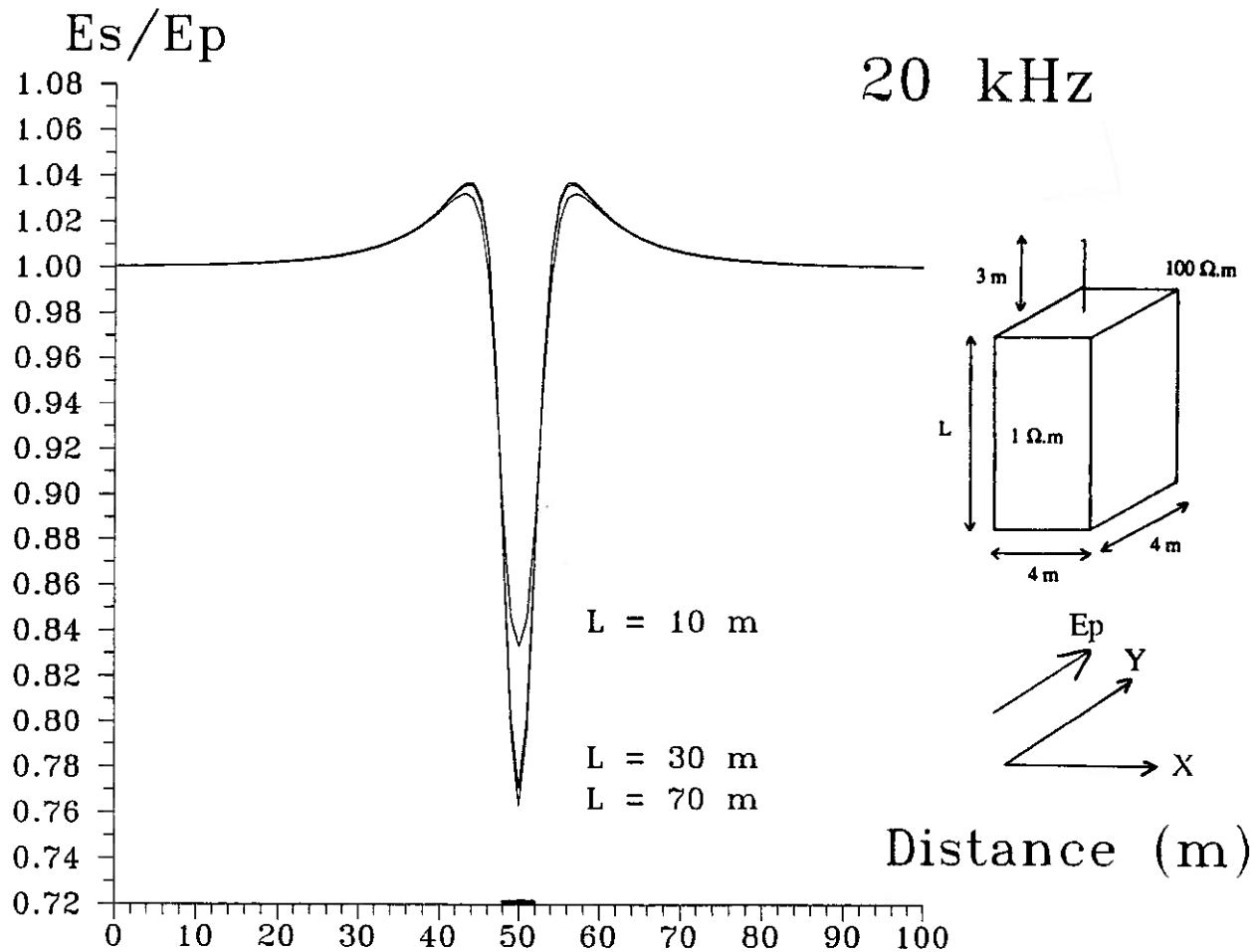


Figure n°4.9 : Comparaison de profils de champ électrique secondaire

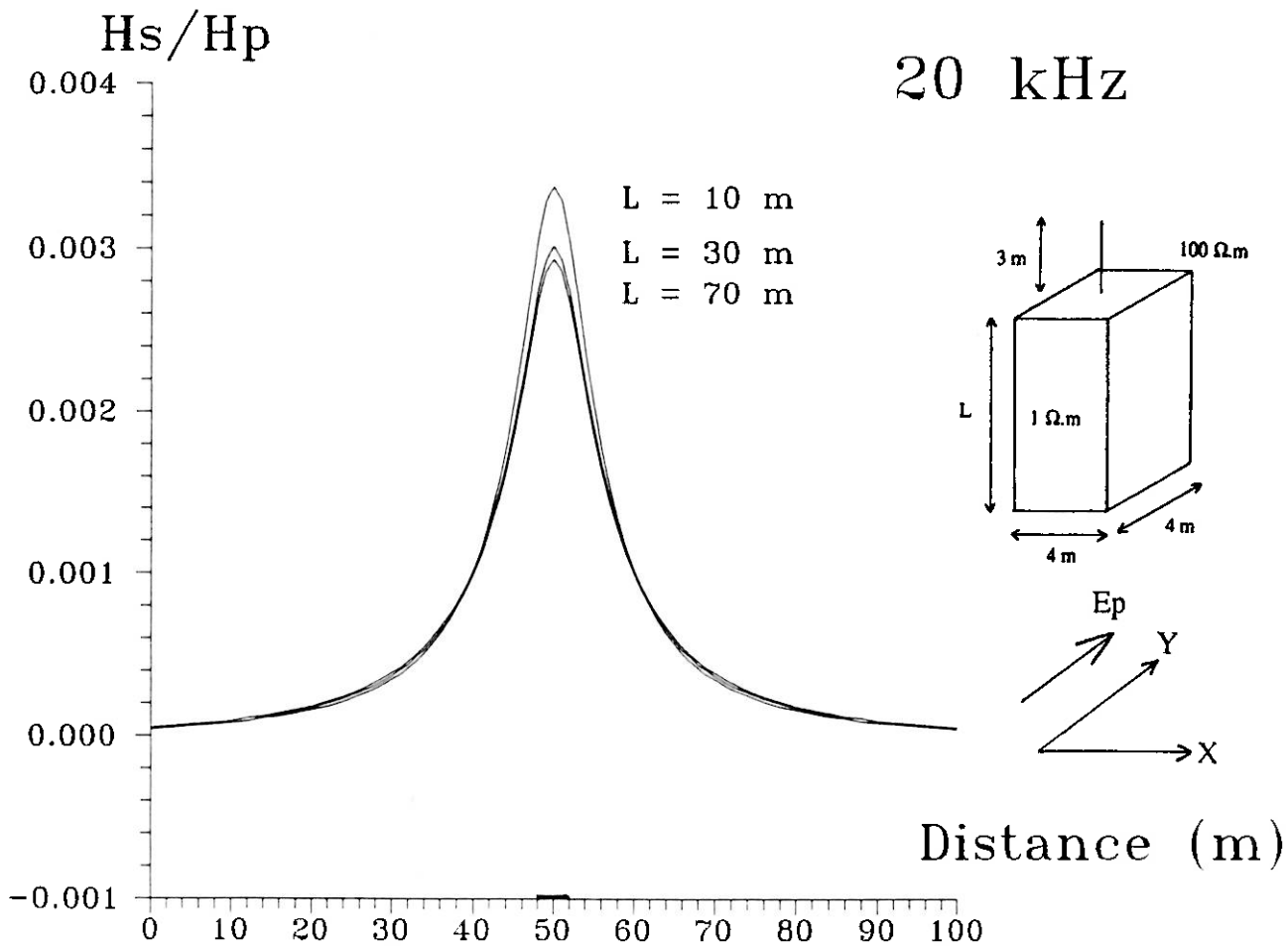


Figure n°4.10 : Comparaison de profils de champ magnétique secondaire

4.4) Traitements applicables à la répartition spatiale de chaque champ :

L'existence d'effets statiques importants conduit à proposer des cartographies et des traitements sur les champs eux-mêmes puisqu'ils ont le plus souvent des variations découplées. A l'aide de traitements adaptés dans le plan de mesure, on doit pouvoir résoudre des problèmes classiques d'élimination de bruits, d'extraction d'anomalie régionale, de suppression d'effet local, etc... . On va pouvoir utiliser des types de transformation de champs analogue à celles utilisées dans les méthodes "potentiel" : gravimétrie et magnétisme (Gunn, 1975 ; Gérard, 1990), en leur ajoutant les traitements répondant plus précisément aux objectifs ou aux caractéristiques originales des données MT, en particulier l'élimination des effets créés par des structures très superficielles.

Le premier traitement à envisager est l'élimination des valeurs erronées correspondant soit à des erreurs de mesures, soit à des variations réelles trop rapides par rapport au pas d'échantillonnage. La seule chose à faire est d'éliminer ces valeurs, et la meilleure façon de le faire est un filtrage non linéaire (vu la gamme très étendue de fréquence intéressée par une variation ponctuelle brutale).

On peut ensuite classer les types de transformations linéaires possibles en trois, selon leurs objectifs :

- prolongement vers le haut :

* éliminer les variations statiques ayant leur origine dans des structures peu profondes. Pour cela le mieux est, comme le propose EMAP et comme l'ont montré Kaufman et Andrieux (1988), de réaliser une intégration spatiale. Le prolongement vers le haut est une bonne solution pour réaliser cette intégration.

* connaître les variations régionales, le prolongement vers le haut est encore une bonne solution.

- prolongement vers le bas :

mieux localiser les causes d'anomalies ou les transitions latérales, la dérivation ou le prolongement vers le bas sont des traitements bien adaptés.

- "verticalisation" :

corriger la déformation des anomalies liées à l'orientation du

champ primaire, la "verticalisation" est une bonne solution. Cette déformation est habituellement appelée anisotropie apparente.

Ces traitements doivent être effectués sur le champ secondaire. En pratique pour le champ électrique, on normalise les données de champ mesuré correspondant à un champ total (= champ primaire + champ secondaire) en calculant une moyenne du champ total sur toute la zone, que l'on suppose égal au champ primaire (Kaufman et Andrieux, 1988) car l'intégrale du champ secondaire dans la direction du champ primaire est

nulle $\left(\int_{E_p} E_s = 0 \right)$; ce serait exactement le cas si la prospection avait

lieu sur un plan infini. En retranchant au champ total sa moyenne, puis en divisant par cette même moyenne, on obtient le rapport champ secondaire sur champ primaire :

$$\frac{(E_p + E_s) - \bar{E}}{\bar{E}} = \frac{(E_p + E_s) - E_p}{E_p} = \frac{E_s}{E_p} \quad (4.1)$$

En sortie de traitement, pour redonner une dimension identique à celle d'entrée, on "dénormalise" les résultats. Ensuite on peut recalculer la résistivité par la formule classique à partir des valeurs des champs transformés ; la dynamique est bien sûr différente mais la dimension est exacte.

L'application de ces transformations à des fonctions échantillonnées implique des précautions très particulières quant au pas d'échantillonnage spatial et aux problèmes de bord.

4.4.1) Lissage non linéaire :

Le but de ce lissage est d'éliminer des valeurs très différentes de leur voisinage. La comparaison de chaque valeur avec la médiane d'une fenêtre glissant sur l'ensemble des données et le remplacement des valeurs jugées trop différentes de la médiane elle-même sont une bonne solution largement utilisée en traitement de l'image (Pratt, 1978 ; Hansen K.M., 1991). Ce filtrage fait intervenir deux paramètres : la taille de la fenêtre (en x et en y) et le seuil que l'on choisit pour l'écart entre le point et la médiane. Il sauvegarde les variations en "marche d'escalier". D'autres types de filtres non linéaires existent utilisant

les quartiles en plus de la médiane.

4.4.2) Prolongement :

Le prolongement (Stratton, 1941 ; Roy, 1968 et 1969) est une application particulière du principe de Huygens. Les deux identités de Green permettent d'écrire qu'à l'intérieur d'un volume V, limité par une surface S, le champ électrique (ou magnétique) est complètement défini s'il est connu sur la surface S (condition de Dirichlet) et si l'on connaît l'équation qui régit son comportement et la fonction de Green G correspondant à cette équation. Le champ est alors donné par la formule :

$$E(r) = \frac{-1}{2\pi} \int_S E(r') \frac{\partial G}{\partial n} dr' \quad (4.2)$$

Si sur la surface S, ce n'est pas le champ mais sa dérivée normale qui est connue (condition de Neumann), la formule donnant le champ devient :

$$E(r) = \frac{-1}{2\pi} \int_S G \frac{\partial E(r')}{\partial n} dr' \quad (4.3)$$

Ce calcul est valable pour toute grandeur scalaire, et pour toutes composantes de champ dans un repère orthonormé. On considère que S est la surface du sol où le champ E a été mesuré. La fonction de Green est :

$$\frac{1}{r} \quad \text{si l'équation vérifiée par E est} \quad \Delta E = 0$$

et elle est :

$$\frac{e^{-\gamma r}}{r} \quad \text{si l'équation est} \quad \Delta E - \gamma^2 E = 0$$

Dans l'air, pour le prolongement vers le haut on prendra $\frac{1}{r}$; dans le sol pour un prolongement vers la bas on pourra prendre l'une ou l'autre selon la profondeur que l'on choisit. On écrira donc dans l'air :

$$E(x,y,z) = \frac{z}{2\pi} \iint \frac{E(x',y',0)}{r^3} dx' dy' \quad (4.4)$$

avec : $r^2 = (x-x')^2 + (y-y')^2 + z^2$

Cette expression correspond à un produit de convolution de la fonction $E(x,y,0)$ par la fonction :

$$\frac{z}{2\pi} \frac{1}{(x^2+y^2+z^2)^{3/2}} \quad (4.5)$$

La transformée de Fourier de cette fonction est :

$$e^{-z \sqrt{u^2+v^2}} \quad (4.6)$$

si u et v sont les fréquences spectrales correspondant à x et à y .

4.4.3) Verticalisation :

Les champs primaires étant horizontaux, la forme des anomalies observées va dépendre de la façon dont se présente l'hétérogénéité par rapport à l'orientation du champ. On cherche un filtre qui permette de corriger les déformations horizontales engendrées par la polarisation du champ primaire. L'idée de la verticalisation présentée par Tabbagh et Hesse en 1989 s'inspire de la réduction au pôle proposée par Baranov (1957) pour le magnétisme ; elle consiste à calculer les résultats, que l'on aurait eus si le champ primaire E_p avait été vertical et donc latéralement isotrope, afin de rendre les données horizontalement isotropes. Cependant notons qu'un champ électrique primaire vertical n'est pas physiquement admissible, la continuité du courant impose un champ électrique vertical nul (la continuité du champ à l'interface sol-air devant être assurée). Remarquons que la convolution de la réduction au pôle n'est pas considéré viable par Baranov et Naudy (1964), quand le champ primaire est trop proche de l'horizontale. Bhattacharyya (1965) a appliqué la réduction au pôle dans le domaine de Fourier, c'est une solution pratique pour pouvoir appliquer simultanément d'autres filtres. On associe ainsi à la verticalisation, un prolongement vers le haut afin de se prémunir des oscillations dues notamment aux calculs de la transformée de Fourier et aux bruits. Néanmoins le calcul fréquentiel nécessite une grille rectangulaire parfaitement définie ; ainsi le

sous-échantillonnage et les zones masquées sont de réels handicaps pour un travail de production ; dans le cadre de ce mémoire, on a tout de même travaillé dans l'espace de Fourier, par souci de rapidité. Des magnéticiens (Silva, 1986 ; Hansen R.O. et Pawlowski, 1989) ont cherché à résoudre les effets d'alignement dûs à ce type de filtrage ; Hansen R.O. et Pawlowski proposent, par exemple, d'établir un nouvel opérateur comprenant un estimateur de bruit construit par moindres carrés sur le spectre des données.

Toute structure présentant un contraste de conductivité électrique est assimilable à un ensemble de dipôle. En statique chaque dipôle crée un potentiel V dont le comportement satisfait l'équation de Laplace et dont l'expression est :

$$V = k \vec{M} \cdot \vec{\text{grad}} \frac{1}{r}$$

Si E_p est suivant x , le champ secondaire E_s peut s'écrire :

$$- \frac{\partial V}{\partial x} = - |M| \frac{\partial^2(1/r)}{\partial x^2}$$

M étant le moment du dipôle source et r la distance entre le dipôle source et le point d'observation ; si E_p avait été vertical, le champ secondaire aurait eu pour expression :

$$- |M| \frac{\partial^2(1/r)}{\partial z^2}$$

Et comme le potentiel a son laplacien nul, l'expression précédente s'écrit :

$$+ |M| \frac{\partial^2(1/r)}{\partial x^2} + |M| \frac{\partial^2(1/r)}{\partial y^2}$$

L'opération à réaliser correspond donc d'une part à une double intégration suivant la direction du champ primaire (c'est-à-dire dans l'espace de Fourier, à une division par : $- 4 \pi u^2$) et d'autre part à une double dérivation suivant la verticale (c'est-à-dire dans

l'espace de Fourier, à une multiplication par : $4 \Pi (u^2+v^2)$).
L'opérateur dans le domaine fréquentiel est donc égal à :

$$- \frac{u^2+v^2}{u^2} \quad (4.7)$$

Plus généralement, si le champ primaire horizontal à une direction quelconque définie par les cosinus directeurs l et m , cette fonction aura pour expression :

$$\frac{u^2+v^2}{(iul+ivm)^2} \quad (4.8)$$

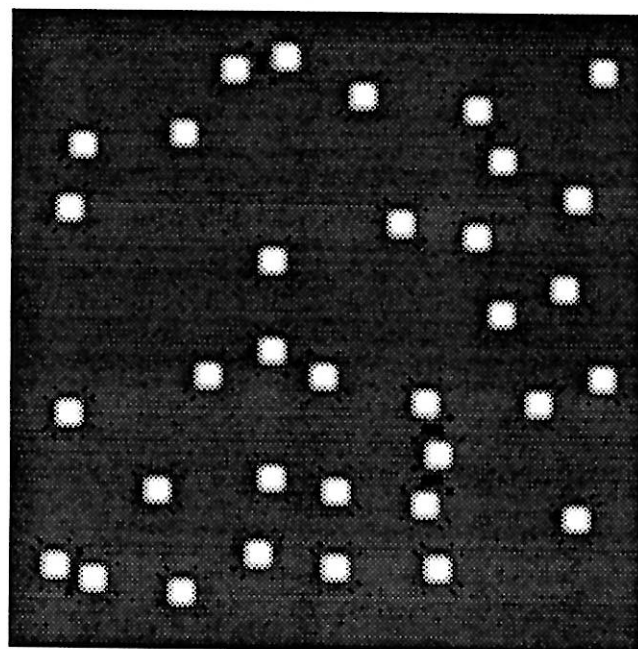
(dans l'équation (4.7), $l=+1$ et $m=0$).

Comme pour le prolongement, on recalcule en sortie une grandeur physique de dimension similaire à celle en entrée. Par ailleurs pour conserver une anomalie positive au-dessus d'un résistant (c'est-à-dire une augmentation de la résistivité apparente, donc du champ électrique), on utilise l'opposé de l'opérateur précédent, autrement nous aurions une valeur maximale de résistivité au-dessus d'un terrain conducteur. Dans le calcul sur la résistivité apparente, on obtient après transformation une pseudo-résistivité apparente que l'on peut appeler résistivité verticalisée.

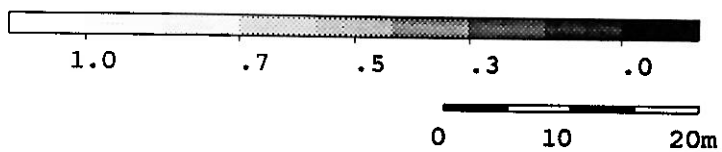
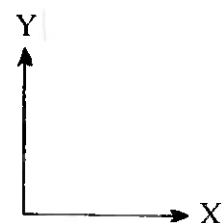
4.5) Illustration du problème de l'anisotropie apparente et de l'intérêt de la verticalisation :

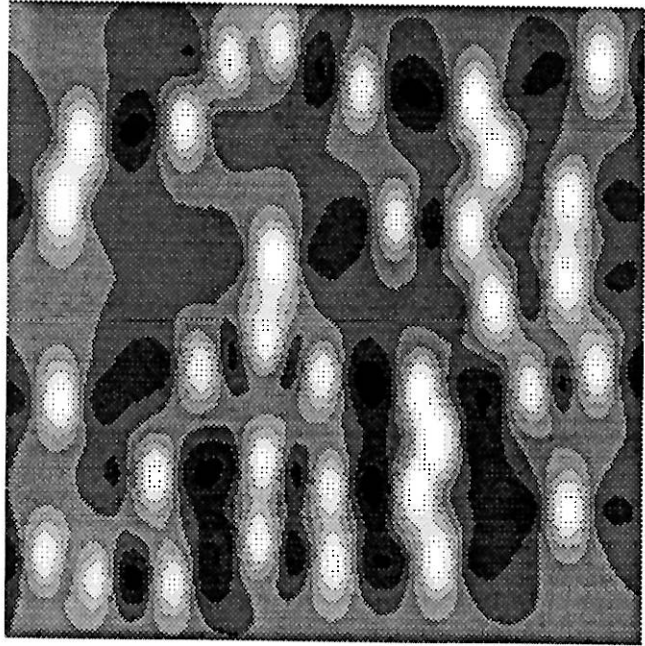
Un cas synthétique peut illustrer le problème de l'anisotropie apparente ou déformation dans le plan des anomalies associée à la polarisation du champ électrique en montrant l'incidence que peut avoir aussi le choix de la maille de mesure.

La pratique habituelle en cartographie de résistivité MT-VLF, consiste à dresser les cartes correspondant à deux émetteurs distincts (dont les directions relatives sont si possible proches de la perpendiculaire), puis à repérer un certain nombre d'accidents ou d'anomalies jugés intéressants pour les interpréter, soit directement à partir de la connaissance du cadre géologique, soit en leur appliquant une modélisation qui permette de mieux définir ce que sont ou ce que ne sont pas les caractéristiques des structures géologiques en cause. Or la direction des émetteurs induit une anisotropie dans la carte des résultats ; une structure présentant un contraste de résistivité engendrera une anomalie beaucoup plus marquée pour un champ primaire électrique orthogonal à la direction de la structure que pour un champ primaire parallèle. Autrement dit, les anomalies des structures de direction perpendiculaire au champ qui les détecte, seront accentuées. Cet effet doit être corrigé. L'analyse d'une carte suppose aussi que l'on s'inquiète de l'adaptation de la maille de mesure (les exécutants sur le terrain n'étant pas toujours complètement libres de leur choix dans ce domaine) et des perturbations présentes dans les données (bruits géophysiques engendrés par des structures "inintéressantes"). On se donne à l'intérieur d'une surface de 50 par 50 m, un ensemble de trente quatre sphères (Figure n°4.11) de localisation aléatoire, centrées à 3 m de profondeur, ayant un rayon de 2 m et une résistivité de 15 Ω .m, placées dans un terrain de 150 Ω .m. On applique un champ électrique statique horizontal $E_p=1$ (ce cas correspond au problème des effets galvaniques en résistivité MT-VLF, ou à la méthode du gradient en prospection électrique en courant continu). La maille de mesure est de 1 sur 1 m. La cartographie du champ total obtenue pour E_p parallèle à l'axe des X est présentée sur la Figure n°4.12, celle pour E_p parallèle



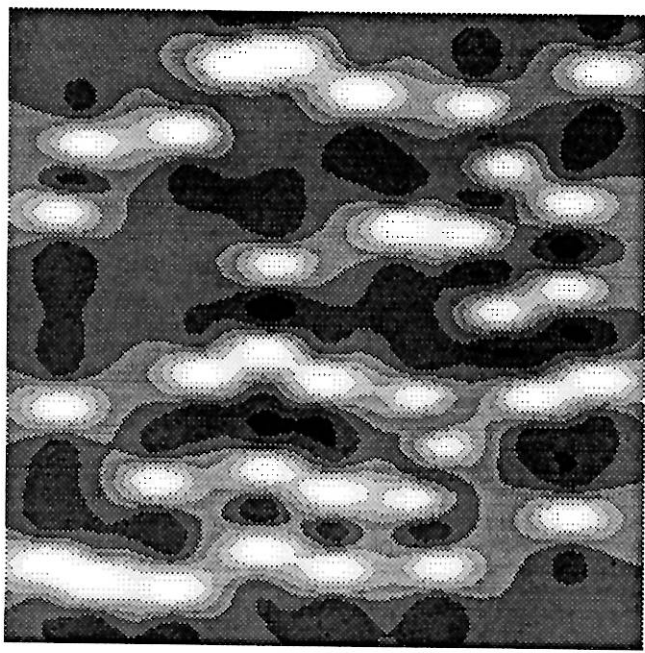
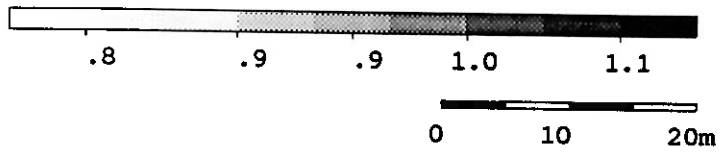
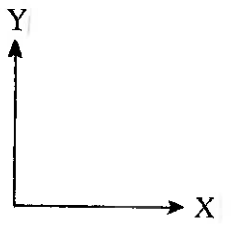
Position des sphères





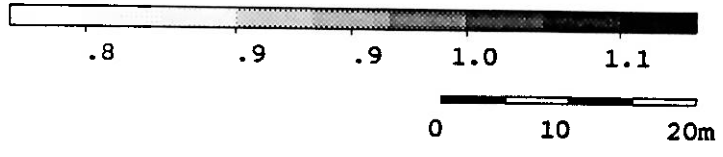
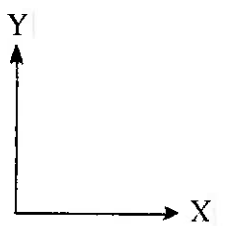
Champ Electrique pour champ primaire // à X
maille : 1 x 1 m

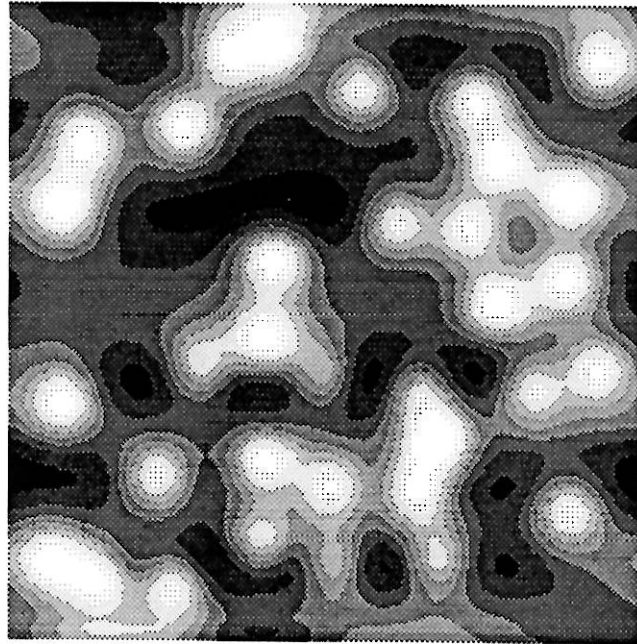
→ Ep



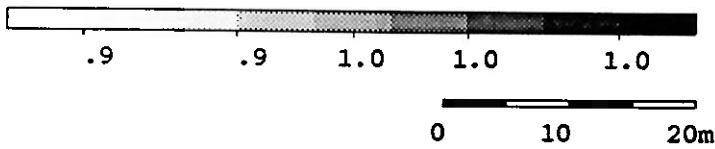
Champ Electrique pour champ primaire // à Y
maille : 1 x 1 m

↑ Ep

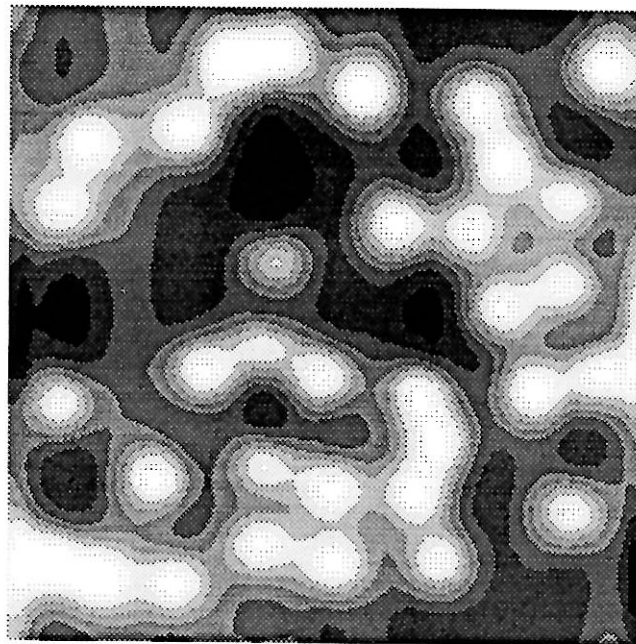
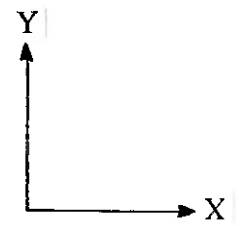




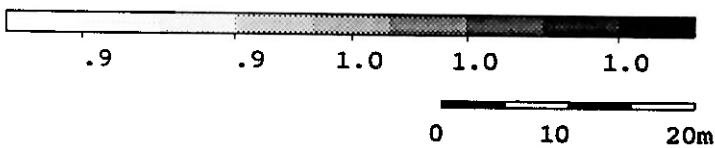
Champ Electrique pour champ primaire // à X
après verticalisation (maille : 1 x 1 m)



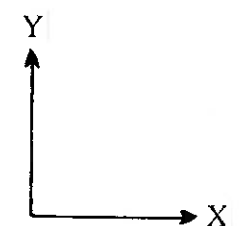
→ Ep



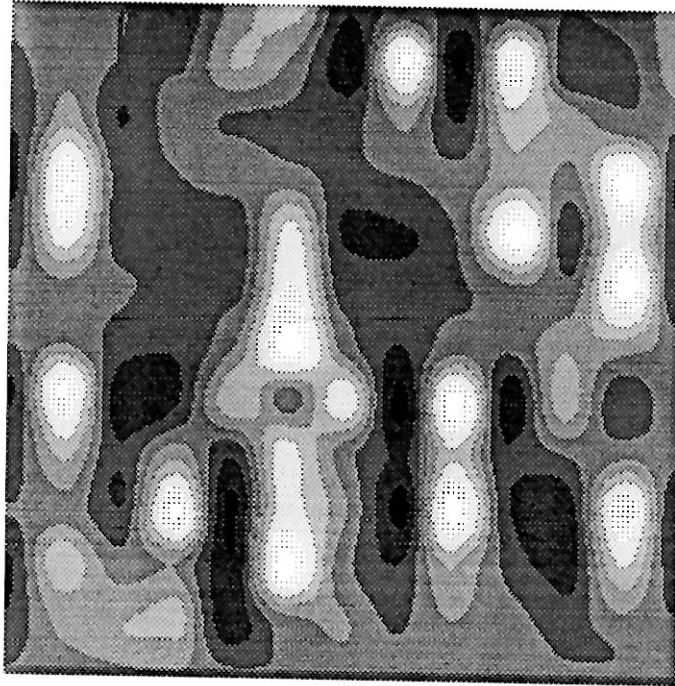
Champ Electrique pour champ primaire // à Y
après verticalisation (maille : 1 x 1 m)



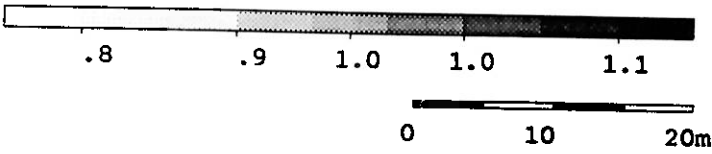
↑ Ep



à l'axe des Y l'est sur la Figure n°4.13. L'effet d'anisotropie apparente est très net sur les deux Figures, et une interprétation rapide tendrait à conclure à l'existence de deux réseaux orthogonaux de structures conductrices. La verticalisation permet de montrer que l'on a à faire (Figure n°4.14 et n°4.15) à une série de structures isotropes. Comme sur le terrain les expérimentateurs tendent à augmenter le plus possible la maille de mesure (pour des raisons de temps et de coût), on reprend alors les données des Figures n°4.12 et n°4.13 en agrandissant la maille de mesure, et on obtient les résultats présentés sur les Figures n°4.16 et n°4.17 pour une maille carrée de 4 sur 4 m de côté. Elles montrent qu'un sous-échantillonnage ne supprime pas les effets d'anisotropie apparente (dans le cas traité ici, il aurait plutôt tendance à les renforcer). La verticalisation dans ces conditions améliorerait l'aspect des cartes mais ne donnerait plus des images identiques comme c'est le cas pour des données bien échantillonnées.

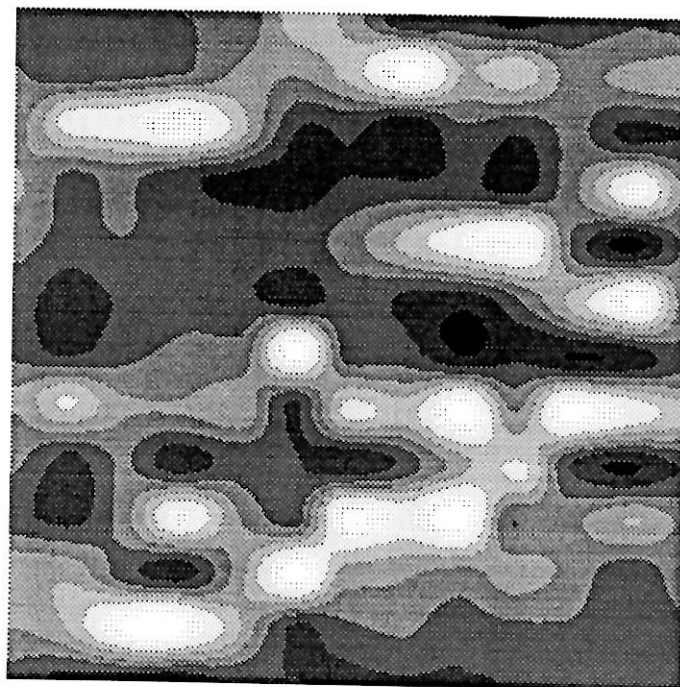
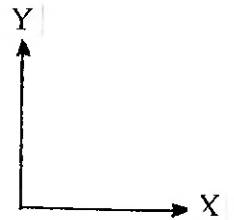


Champ Electrique pour champ primaire // à X
maille : 4 x 4 m

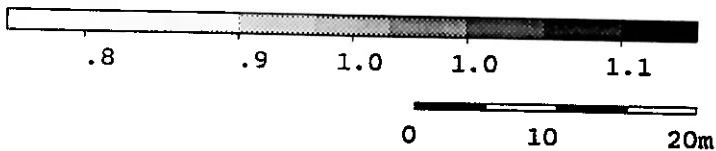


→ Ep

Figure n°4.16

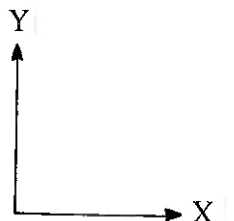


Champ Electrique pour champ primaire // à Y
maille : 4 x 4 m



↑ Ep

Figure n°4.17



5) ETUDE D'UN CAS SYNTHETIQUE : UNE STRUCTURE 3D "PROFONDE"

5.1) Présentation du modèle et des problèmes à résoudre :

Nous avons choisi un exemple schématique représentatif de l'étude d'un bassin sédimentaire : deux corps, l'un résistant ($100 \Omega.m$) d'1.5 km d'épaisseur et dont le toit est à 1 km de profondeur, et l'autre conducteur ($5 \Omega.m$) d'1 km d'épaisseur et dont le toit est équivalent au mur du premier corps ; l'étendue de cette structure à trois dimensions est de 4 km suivant l'axe des x et 10 km suivant y. Ces corps se trouvent à l'intérieur d'une couche conductrice de résistivité $20 \Omega.m$ et d'épaisseur 3.5 km représentant le milieu sédimentaire, et au-dessus d'un substratum résistant ($100 \Omega.m$) représentant le socle (Figures n°5.1, n°5.2 et n°5.3).

Les différents calculs ont été réalisés avec le programme de modélisation 3D présenté au chapitre 3) adapté à l'ordinateur Cray YMP de CGG.

En dehors du choix des caractéristiques des corps d'anomalie, nous avons dû déterminer la maille de découpage en cellules des deux corps. Cette sélection demande, outre une habitude certaine de l'utilisation du programme, une vérification de conditions simples afin que les résultats ne divergent pas ou marquent une anisotropie de calcul. Nous avons opté pour un découpage en x et en y de cellules carrées de 2 km sur 2, suivant la verticale d'un réseau de deux cellules par corps. Donc dans les deux corps le nombre de cellules est de 40.

Dans les trois figures suivantes, l'échelle est approximativement de 1.7 cm pour 1 km (soit $1/118000$) ; les lignes en pointillé correspondent aux lignes de découpage.

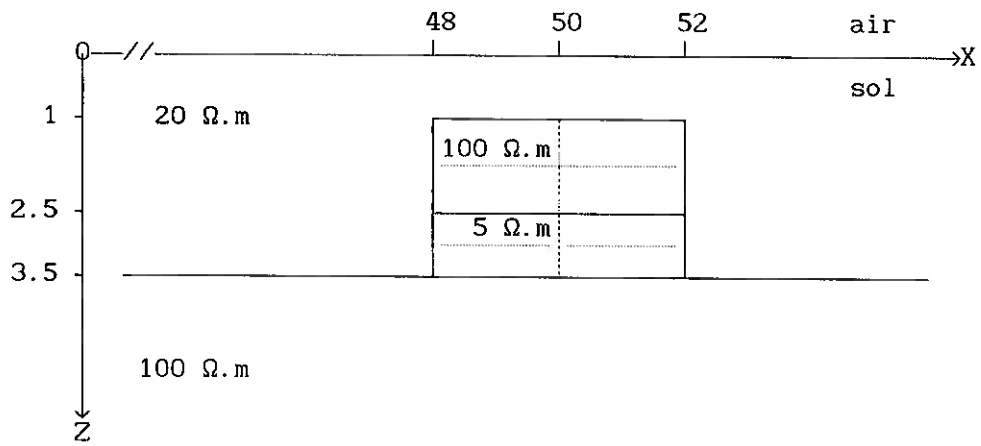


Figure n°5.1 : Modèle synthétique 3D dans le plan (X,Z)

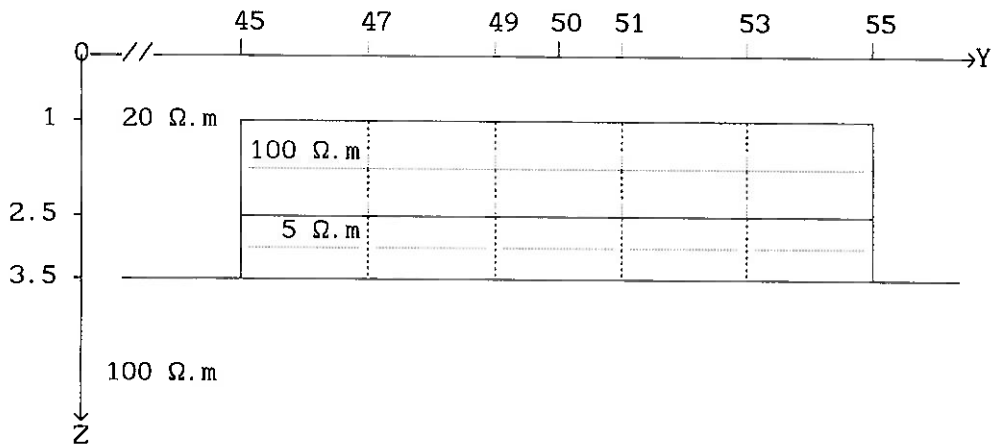


Figure n°5.2 : Modèle synthétique 3D dans le plan (Y,Z)

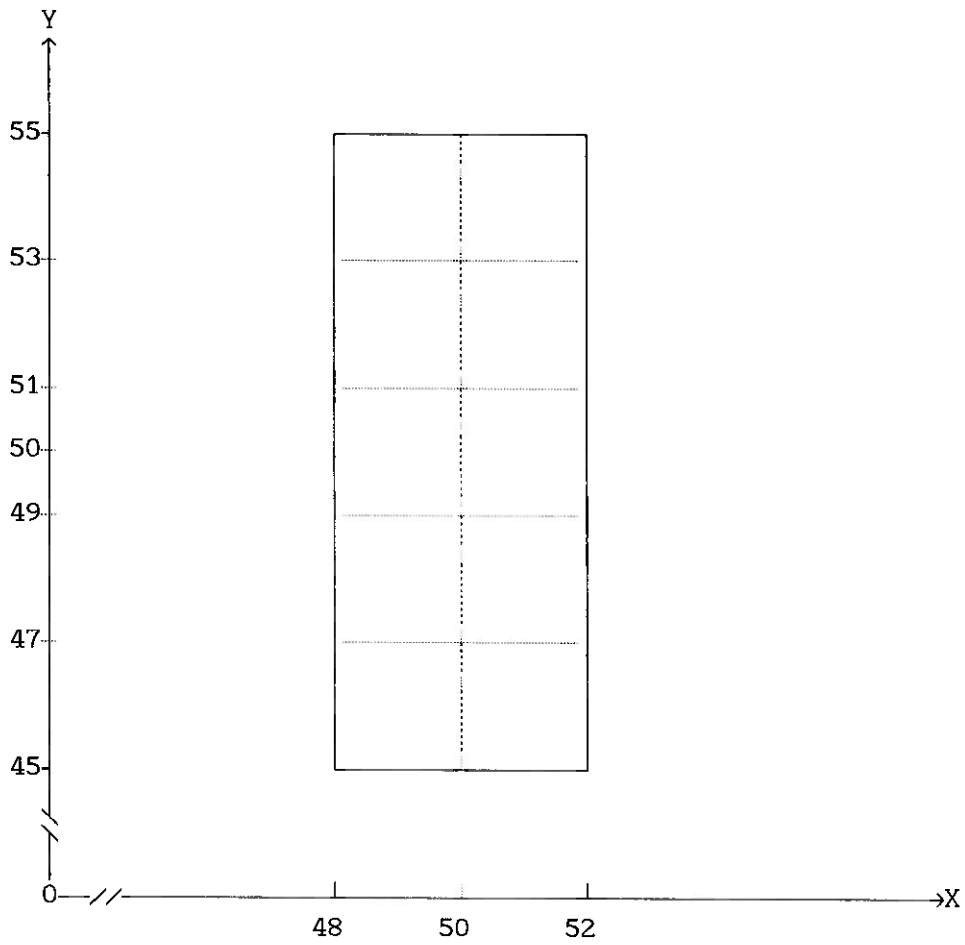


Figure n°5.3 : Modèle synthétique 3D dans le plan (X,Y)

A partir de ce modèle, on peut étudier à titre d'informations limites, les cas tabulaires avec et sans les corps d'anomalies. On obtient pour la réponse tabulaire à deux couches :

résistivité	épaisseur	conductance
20 $\Omega.m$	3.5 km	175 S
100 $\Omega.m$		

Tableau n°5.1 : Modèle tabulaire à deux couches

le sondage de la Figure n°5.4 où la résistivité apparente croît avec la période de 20 à 100 $\Omega.m$, avec cependant le creux classique en MT : le

"ringing", juste avant la pente croissante.

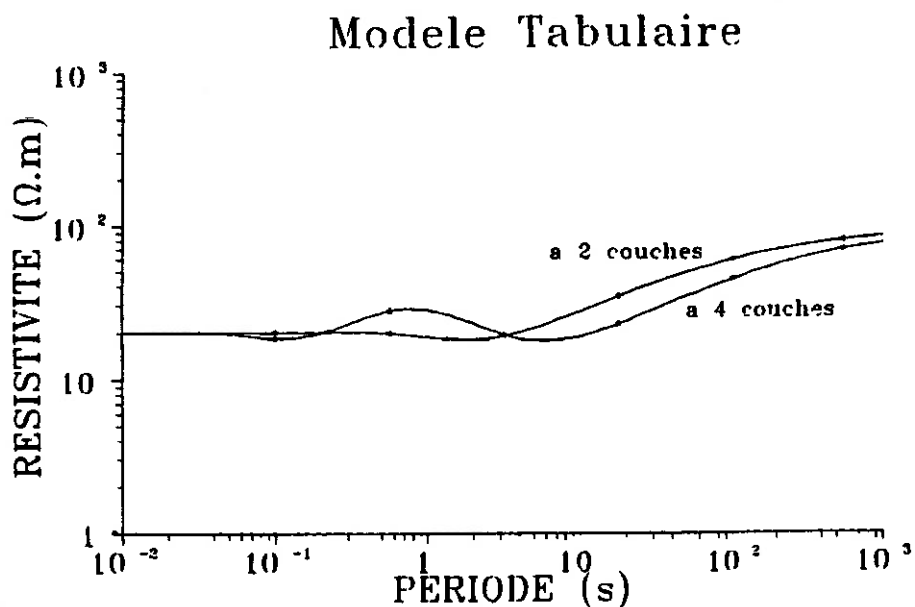


Figure n°5.4 : Sondage tabulaire à 2 couches et à 4 couches

Pour le modèle à quatre couches :

résistivité	épaisseur	conductance
20 $\Omega.m$	1 km	50 S
100 $\Omega.m$	1.5 km	15 S
5 $\Omega.m$	1 km	200 S
100 $\Omega.m$		
conductance totale = 265 S		

Tableau n°5.2 : Modèle tabulaire à quatre couches

le résultat de la Figure n°5.4 montre l'effet du conducteur un peu avant 10 s.

Nous allons tenter de résoudre trois problèmes différents et quasi-indépendants, à partir de cette structure profonde :

- dans le cas d'une prospection traditionnelle, quelle erreur fera-t-on sur la profondeur du toit du substratum résistant déterminée à partir de stations MT enregistrées au-dessus de la structure 3D ? Saura-t-on mettre en évidence l'existence d'un très bon conducteur sous la formation résistante intermédiaire ?
- si la structure constitue l'objectif de la prospection, quel paramètre faudra-t-il cartographier et quelles transformations faudra-t-il utiliser pour délimiter au mieux son extension latérale ?
- si des hétérogénéités superficielles sont présentes à l'aplomb de la structure profonde, comment affecteront-elles les paramètres mesurés et comment pourra-t-on éliminer leur influence ?

5.2) Résultats dans le cas d'une prospection traditionnelle :

Usuellement la mise en œuvre de la MT "lente" amène à chercher en différents points la succession verticale de couches géoélectriques par des sondages en ces points, sur une gamme de fréquence de 100 Hz à 1000 s. Bien que la position des sondages soit choisie avec soin, la localisation reste un peu aléatoire par rapport à des objectifs 3D tel celui de notre modèle. De plus les coûts financiers imposent jusqu'à maintenant de ne faire des points de mesure qu'environ tous les 5 km suivant des profils écartés de 15 km les uns des autres.

Etudions le profil médian parallèle à Ox (ordonnée constante $Y=50$) et représentons les courbes de sondage de résistivité apparente avec les deux pseudo-polarisations principales : la Figure n°5.5 correspond à la pseudo-polarisation magnétique, c'est-à-dire la polarisation xy où le champ primaire électrique est suivant Ox (perpendiculaire à la direction du plus grand allongement de la structure) et la Figure n°5.6 correspondant à la pseudo-polarisation électrique, c'est-à-dire la polarisation yx où le champ primaire électrique est suivant Oy.

Sur la Figure n°5.5, la position respective des différentes courbes ρ_{xy} montre l'effet attendu d'une inclusion résistante d'extension latérale limitée. La position du toit de l'inclusion se lit à partir de l'information située entre 10^{-1} et 1 seconde ; l'influence des bords de l'inclusion se traduit par une translation vers le haut des courbes pour les périodes élevées. Une interprétation 1D brutale de ces courbes conduirait à une conductance du bassin sédimentaire beaucoup trop faible sous la structure 3D, donc à la mise en place d'un "horst", image artefact due au résistant intermédiaire. La présence du très bon conducteur sous ce résistant n'est pas mise en évidence.

La Figure n°5.6 présente l'effet de l'inclusion sur les courbes ρ_{yx} . Les courbes extrêmes ($X=44$ et $X=46$) sont dues à l'effet de bord (le champ primaire électrique suivant l'axe Oy est perpendiculaire à l'arête). Les courbes ($X=49$) et ($X=50$) correspondant à des stations centrales, ne sont pas très éloignées de la courbe tabulaire, en particulier aux basses fréquences. Cette polarisation yx permet à partir d'une interprétation 1D brutale de mettre en évidence une stratification proche de la

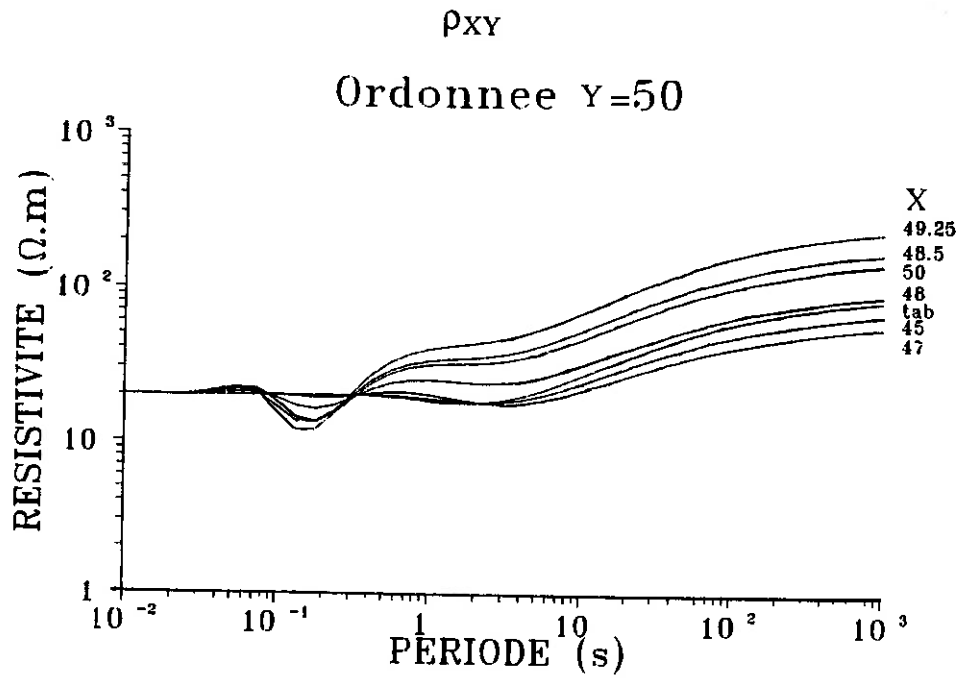


Figure n°5.5 : Sondages de résistivité apparente ρ_{XY} pour des points d'ordonnée constante $Y=50$ et des abscisses X variables

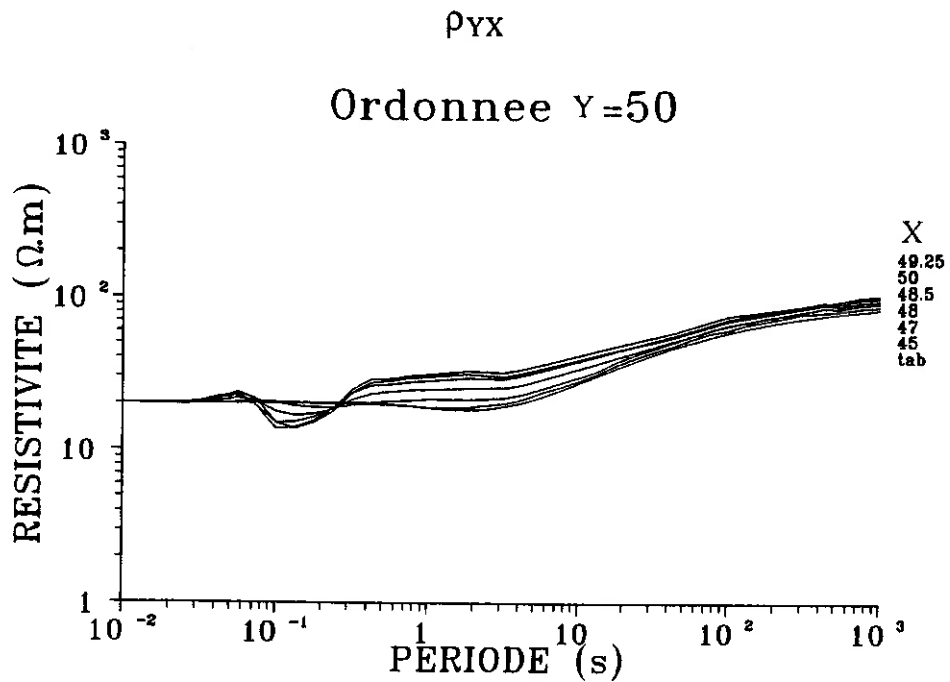


Figure n°5.6 : Sondages de résistivité apparente ρ_{YX} pour des points d'ordonnée constante $Y=50$ et des abscisses X variables

situation réelle ; notamment le "bon" conducteur intermédiaire est mis en évidence et la conductance totale est correcte.

Considérons maintenant les Figures n°5.7 et n°5.8 qui présentent les courbes de sondage de résistivité apparente ρ_{xy} et ρ_{yx} pour le profil médian orthogonal au précédent (abscisse constante $X=50$). Les courbes ρ_{xy} (Figure n°5.7) montrent un effet statique classique ; en effet, la largeur du corps est relativement faible par rapport à son extension longitudinale (suivant Oy). Les courbes ρ_{yx} (Figure n°5.8), par contre, montrent un effet voisin de l'effet obtenu en 2D avec la polarisation électrique. Une interprétation 1D de ces courbes conduirait à une structure correcte au centre et adoucie sur les bords.

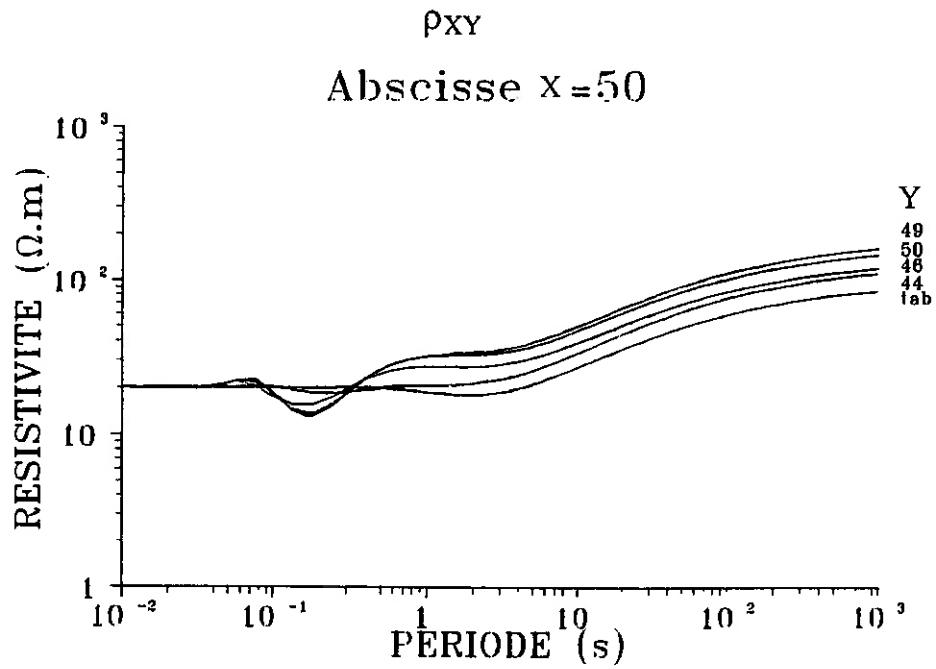


Figure n°5.7 : Sondages de résistivité apparente ρ_{XY} pour des points d'abscisse constante $X=50$ et des ordonnées Y variables

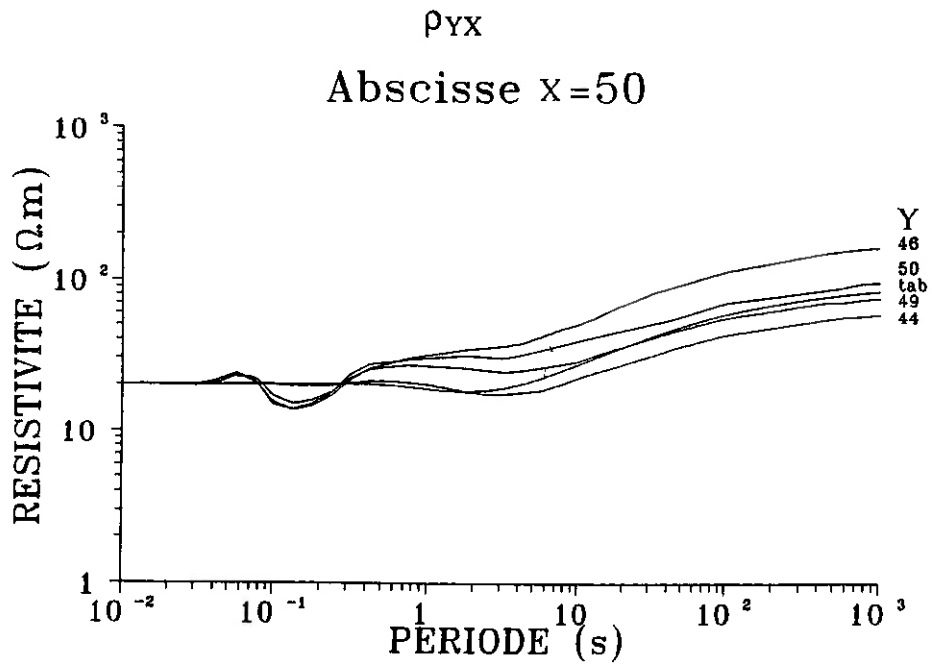


Figure n°5.8 : Sondages de résistivité apparente ρ_{YX} pour des points d'abscisse constante $X=50$ et des ordonnées Y variables

5.3) Résultats de cartographie et de transformation :

Le nombre de cartes qui pourrait être présenté est très élevé. On s'est limité à cinq fréquences échantillonnées régulièrement (marquées par des astérisques sur la Figure n°5.4) correspondant dans les cas tabulaires limites précédents à des positions remarquables (Tableau n°5.3) :

fréquence f (Hz)	période T (s)	ρ_a ($\Omega.m$) tabulaire à 2 couches	ρ_a ($\Omega.m$) tabulaire à 4 couches
10.	0.1	20.	18.3
1.778	0.562	19.7	27.7
0.316	3.162	19.1	19.4
0.056	17.78	34.2	22.6
0.01	100.	59.1	44.2
0.0017	562.3	79.3	68.7

Tableau n°5.3 : Comparaison de ρ_a pour les deux modèles tabulaires

Cinq orientations différentes ont été utilisées pour la direction du champ primaire électrique appliqué à la structure : soit suivant la direction Ox (0°) du petit côté de la structure, soit suivant la direction Oy (90°) de l'allongement maximal de la structure, soit suivant des angles de 30°, 45° et 60° avec l'axe Ox.

La maille adoptée pour l'échantillonnage spatial est de 1 x 1 km ; ce choix a été commandé dans un souci de discrétisation optimale minimisant les effets d'oscillation dans le calcul de modélisation et les effets dus à l'interpolation pour le tracé des isovaleurs.

On a reporté sur l'ensemble des cartes présentées par la suite, la position de la structure profonde par une marque en forme de L à l'aplomb de ses angles.

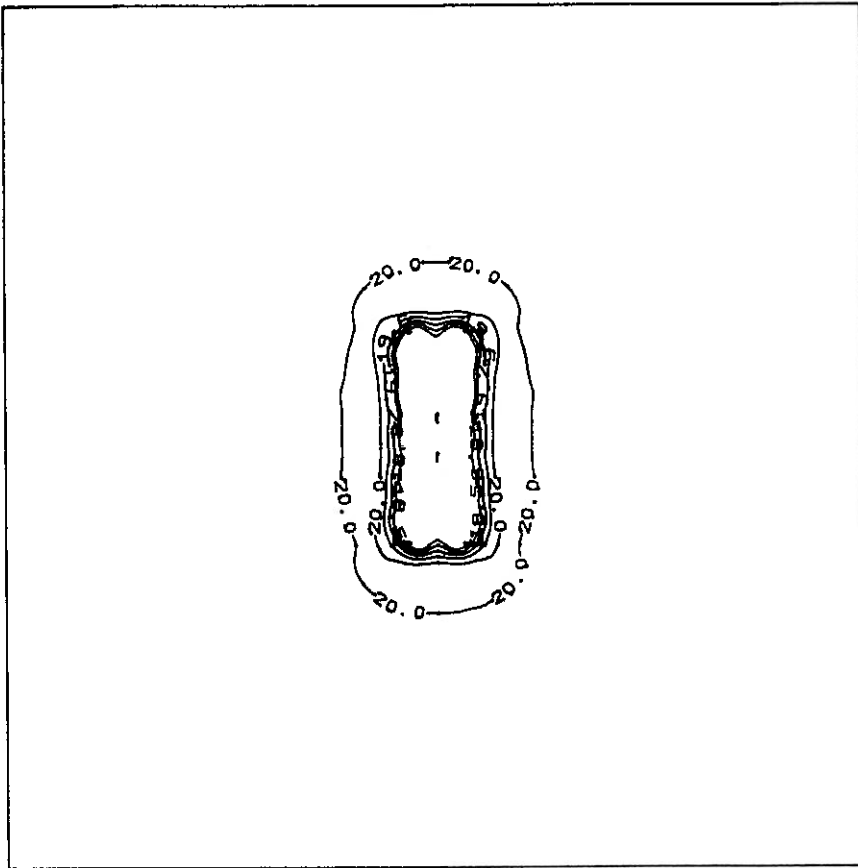
5.3.1) Cartes brutes :

Les variations des composantes magnétiques secondaires verticales Hz et

horizontales H_y étant négligeables, les paramètres cartographiés par la suite sont les résistivités apparentes ρ_{xy} et ρ_{yx} . Les Figures n°5.9, n°5.10, n°5.11, n°5.12, n°5.13 et n°5.14 présentent les cartes de résistivité apparente ρ_{xy} correspondant à un champ primaire électrique faisant un angle de 0° avec l'axe Ox , pour les six fréquences choisies ci-dessus de la plus haute (0.1 s) à la plus basse (562.3 s). Les premières Figures (n°5.9 et n°5.10) montrent une anomalie résistante suivant bien le contour du corps. Au fur et à mesure que la fréquence diminue, l'anomalie prend l'allure "statique" avec un sur-allongement (les isovaleurs montrent des bombements donnant une image plus longue de la structure dans les parties frontalières des bords suivant Ox) et deux creux latéraux (ces deux zones de minimum où la résistivité est inférieure à celle du cas tabulaire à deux couches, créent un fort gradient à l'aplomb du bord du corps). Il faut souligner que l'anomalie reste une anomalie "résistante" pour les basses fréquences, c'est bien la partie de la structure la plus proche de la surface dont l'effet est dominant. On retrouve l'aspect classique où les limites latérales sont bien marquées quand elles sont perpendiculaires à la direction du champ primaire, soit suivant Oy , et elles sont difficilement discernables quand elles sont parallèles au champ primaire, soit suivant Ox . Plus la fréquence est basse, plus l'amplitude de l'anomalie est forte. Aux fréquences les plus hautes, les contrastes de résistivité apparente sont faibles, cependant ils rendent compte de façon tout à fait satisfaisante de la forme des anomalies.

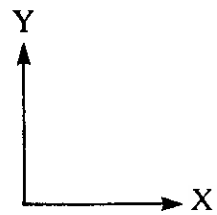
Les Figures n°5.15 et n°5.16 représentent les profils de résistivité apparente ρ_{xy} parallèles à Ox et à Oy , passant par le centre de symétrie de la structure, pour les six fréquences étudiées. L'extension latérale est définie de la même façon quelle que soit la fréquence, ce qui est cohérent avec l'effet statique visible dès environ 2 secondes (Figures n°5.5 et n°5.7).

Les Figures n°5.17 et n°5.18 montrent les cartes de résistivité apparente ρ_{xy} pour des angles de 30° et 60° , pour une fréquence unique de 17.78 s. Elles montrent une déformation des lignes d'isorésistivité périphérique mais la structure reste relativement bien délimitée.



→ Ep

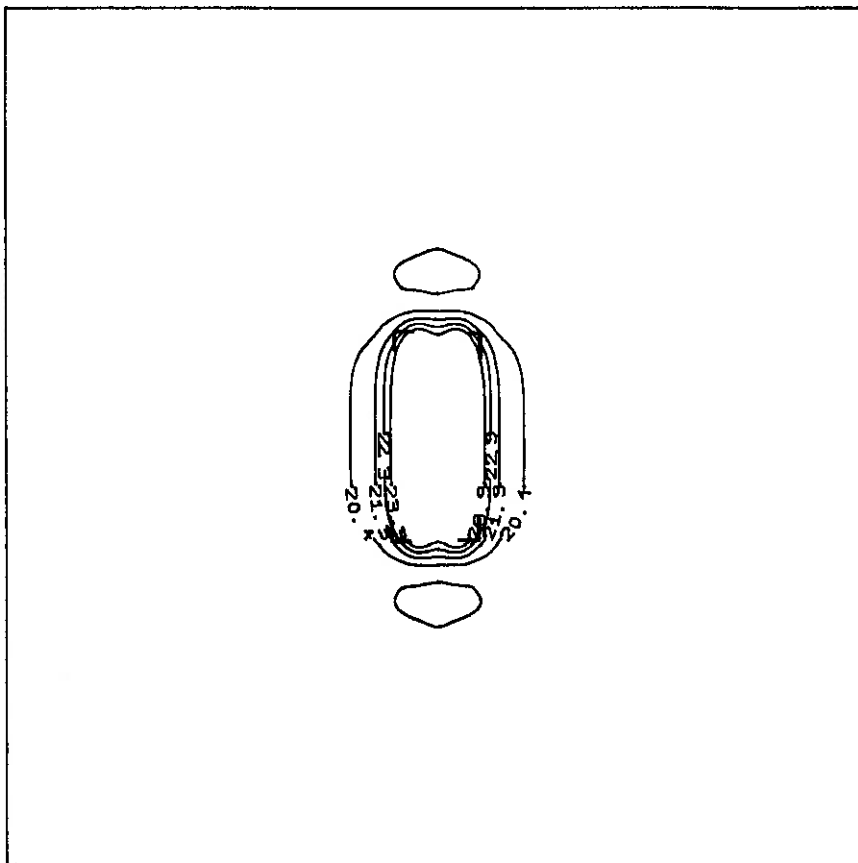
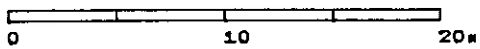
Figure n°5.9



RESISTIVITE APPARENTE - 0.1 s

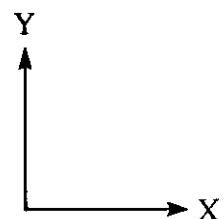
ρ_{XY}

champ primaire suivant la direction Ox



→ Ep

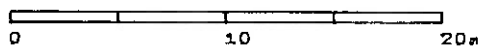
Figure n°5.10



RESISTIVITE APPARENTE - 0.562 s

ρ_{XY}

champ primaire suivant la direction Ox



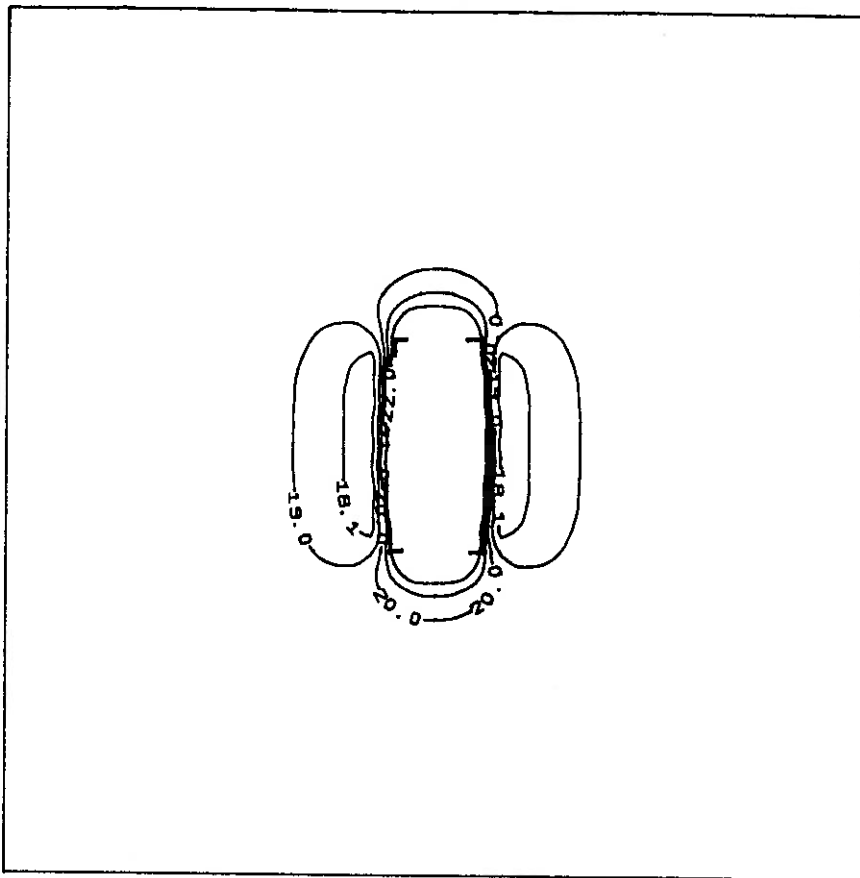


Figure n°5.11

RESISTIVITE APPARENTE - 3.162 s

ρ_{XY}

champ primaire suivant la direction Ox

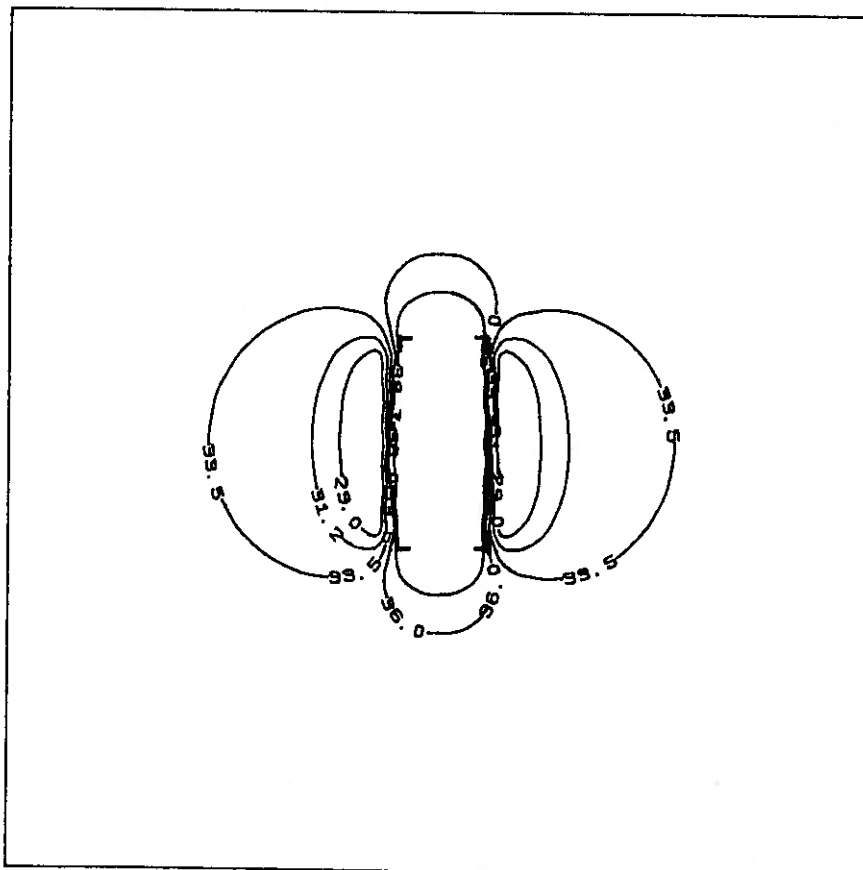
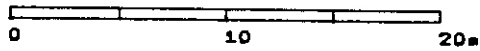
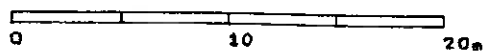


Figure n°5.12

RESISTIVITE APPARENTE - 17.78 s

ρ_{XY}

champ primaire suivant la direction Ox



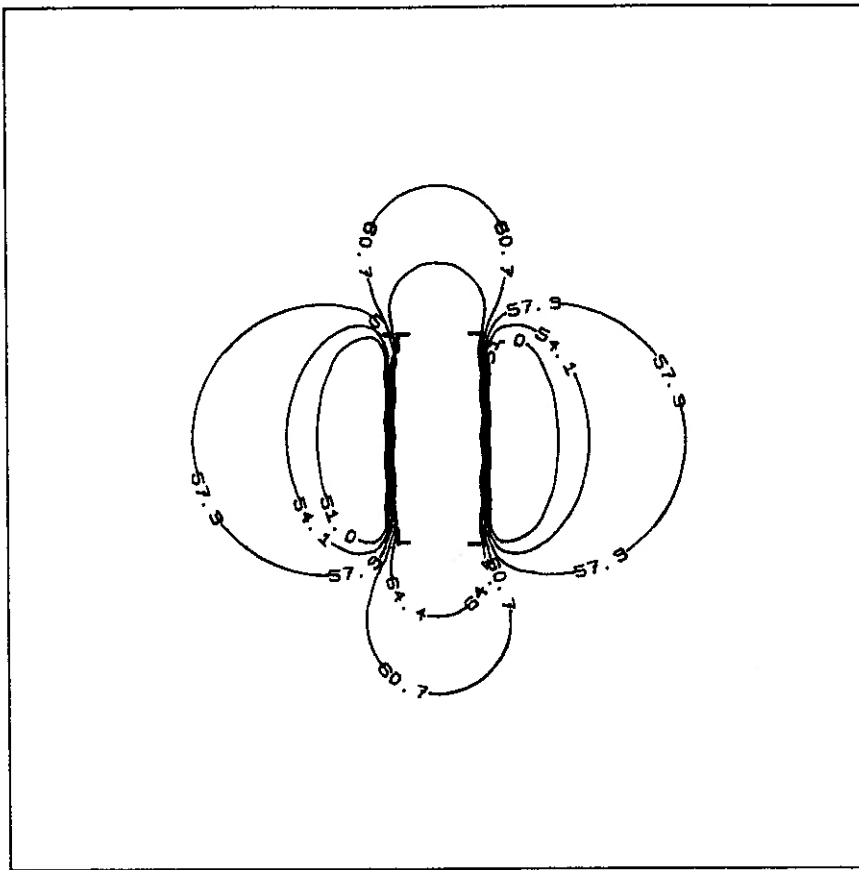


Figure n°5.13

RESISTIVITE APPARENTE - 100 Ω
champ primaire suivant la direction Ox

PXY

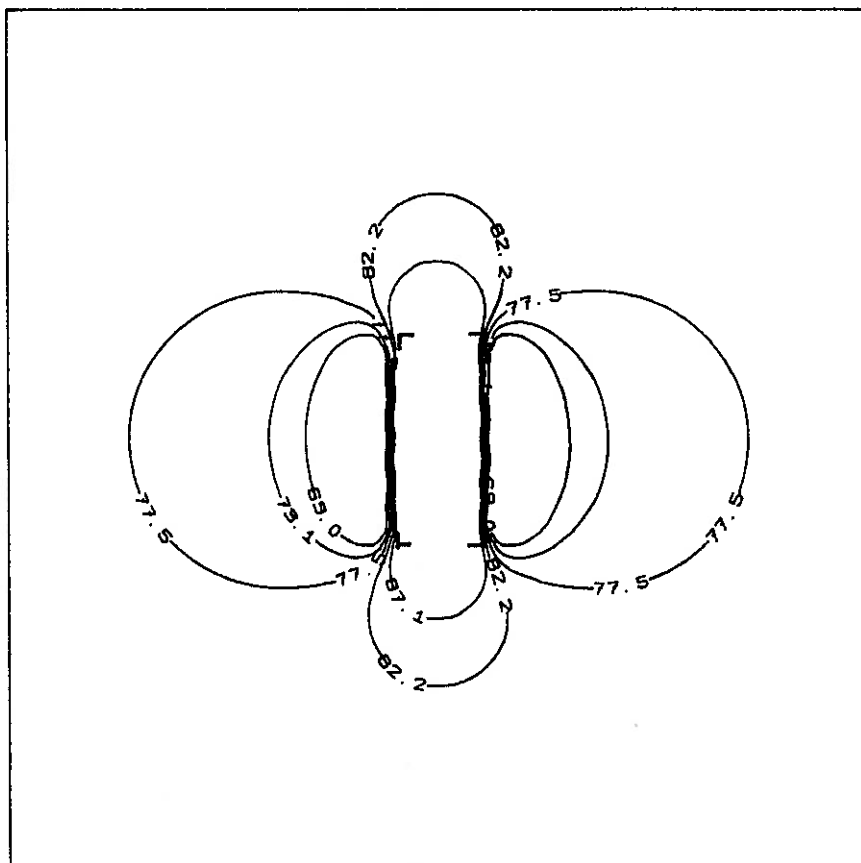
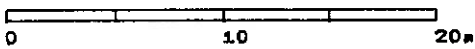
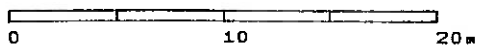


Figure n°5.14

RESISTIVITE APPARENTE - 562.9 Ω
champ primaire suivant la direction Ox

PXY



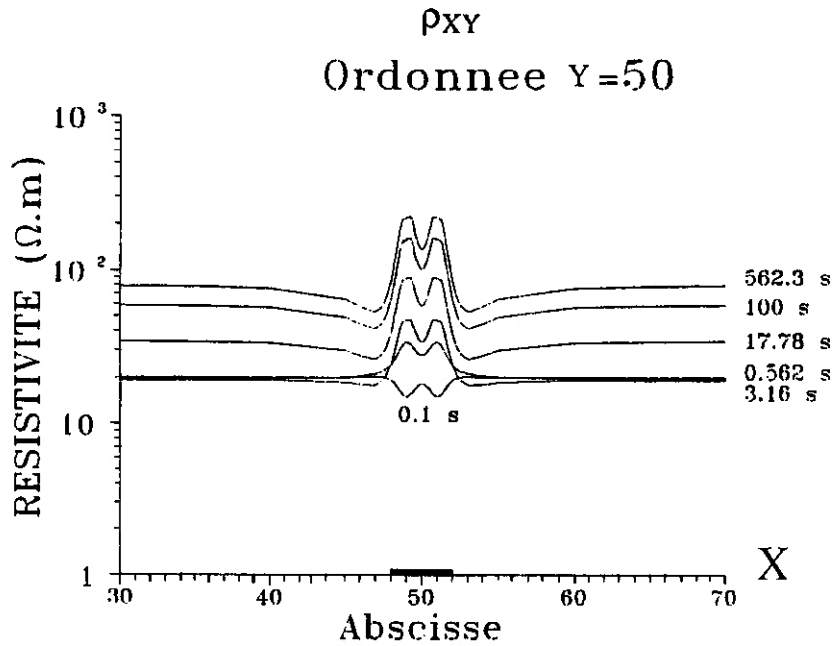


Figure n°5.15 : Profils de résistivité apparente ρ_{XY} pour des points d'ordonnée constante $Y=50$, pour un champ primaire suivant la direction Ox et pour les six fréquences

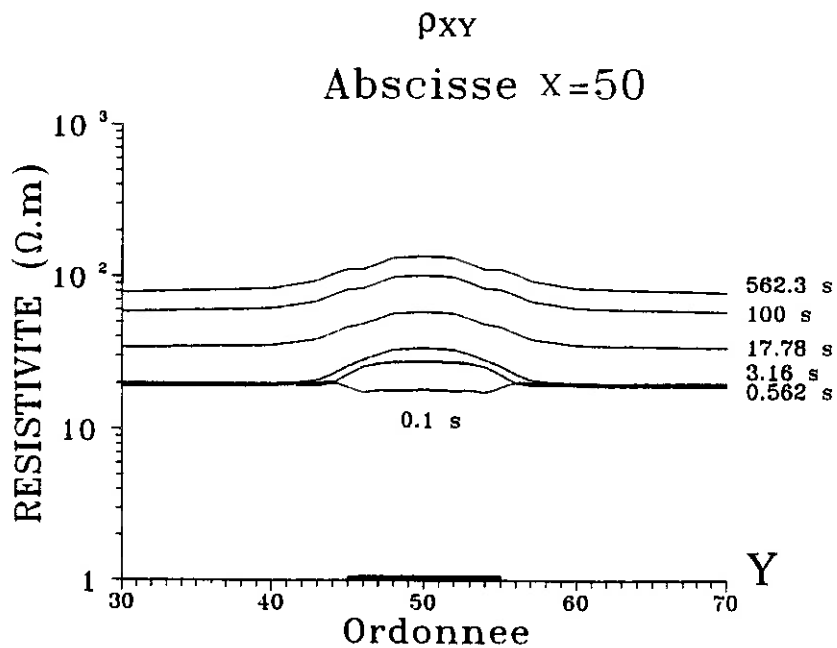


Figure n°5.16 : Profils de résistivité apparente ρ_{XY} pour des points d'abscisse constante $X=50$, pour un champ primaire suivant la direction Ox et pour les six fréquences

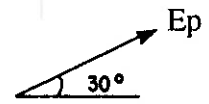
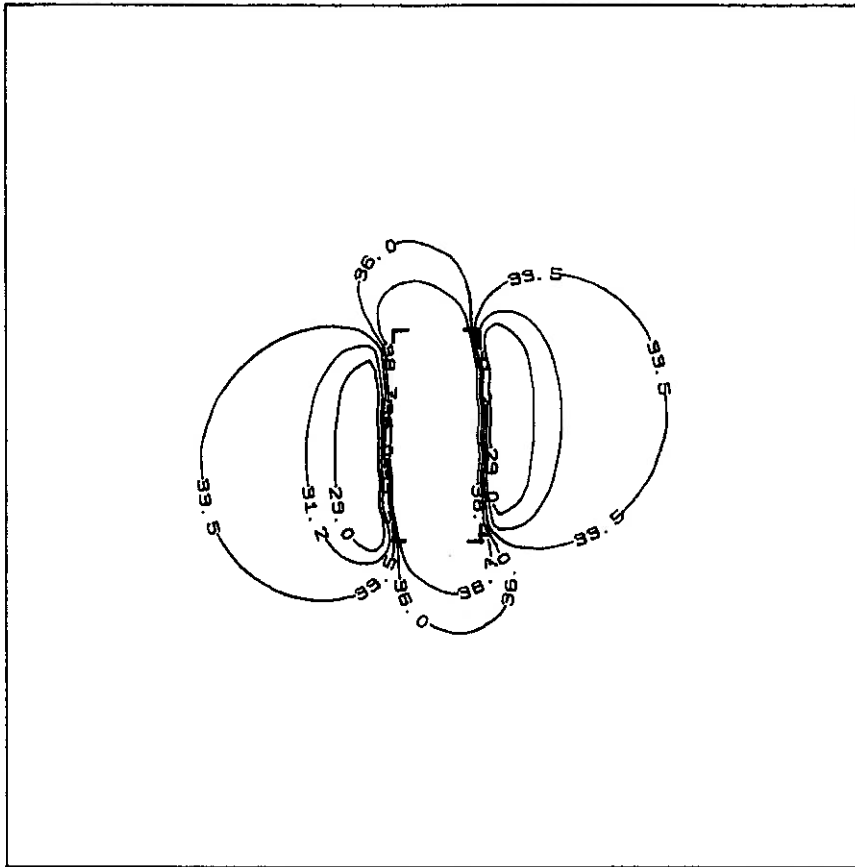
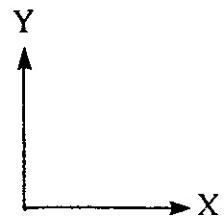


Figure n°5.17



RESISTIVITE APPARENTE - 17.78 Ω ρ_{XY}

champ primaire suivant un axe à 30° de la direction Dx

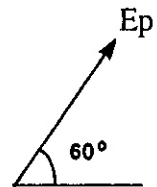
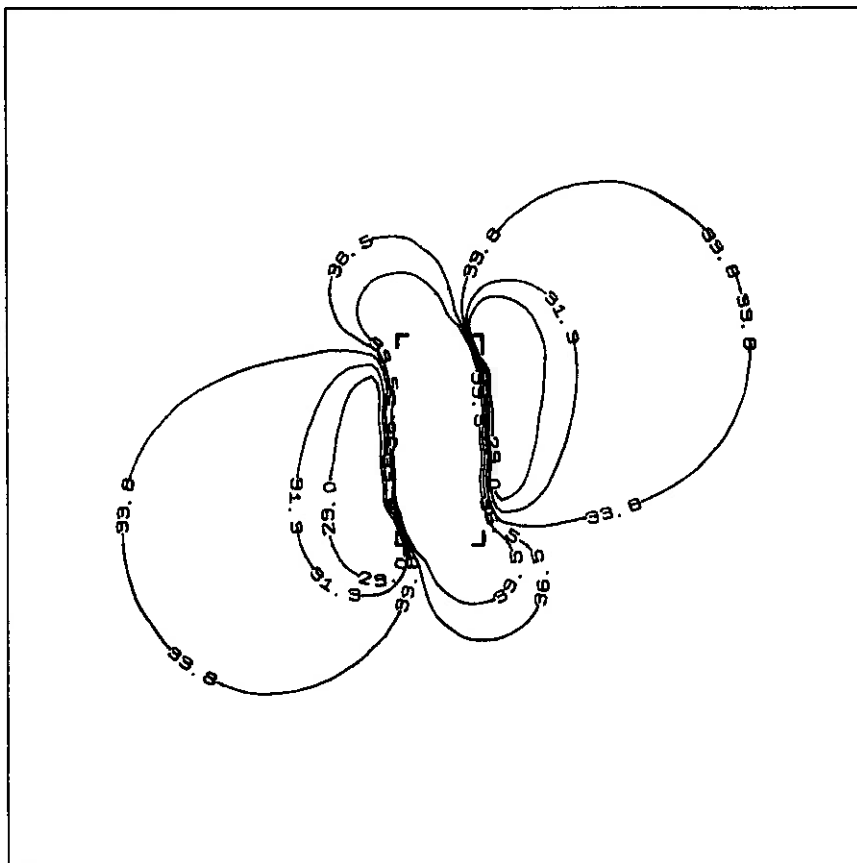
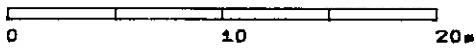
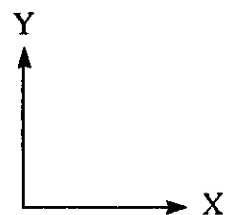
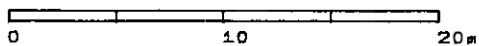


Figure n°5.18



RESISTIVITE APPARENTE - 17.78 Ω ρ_{XY}

champ primaire suivant un axe à 60° de la direction Dx



5.3.2) Cartes transformées :

Les effets sur le champ magnétique et les phases étant très faibles, les transformations sont effectuées sur les données de résistivité où les effets galvaniques sont les principales sources d'anomalie. En partant de la résistivité apparente, le traitement appliqué prend la racine carrée des résistivités pour les considérer comme des grandeurs de champ électrique, seul paramètre perturbé par le corps 3D présent.

Par la suite, on présente successivement les différents types de transformations utilisées. Les figures regroupent, quant à elles, sur une page les résultats issus de cartes brutes identiques ou proches.

5.3.2.a) Prolongement vers le haut :

Les Figures n°5.19 et n°5.21 sont des cartes de résistivité apparente ρ_{xy} prolongées vers le haut, aux fréquences de 17.78 s et de 562.3 s, pour un champ primaire électrique suivant l'axe Ox (angle de 0°). Les courbes sont beaucoup plus lisses, le filtrage passe-bas appliquée provoque une diminution de la résolution spatiale. La véritable direction d'allongement de la structure suivant Oy ne devient pratiquement plus assez visible pour déterminer la forme et la position des extrémités correspondantes (celles parallèles à Ox).

La Figure n°5.23 est la carte de résistivité apparente ρ_{yx} prolongée vers le haut, à la fréquence de 17.78 s, pour un champ primaire électrique suivant l'axe Oy (angle de 90°). On retrouve le même effet décrit précédemment, avec comme différence, cette fois-ci, les bords latéraux facilement visibles suivant Ox.

Les Figures n°5.25 et n°5.26 sont deux cartes de résistivité ρ_{yx} prolongée vers le haut, pour un champ primaire suivant un axe à 30° et à 45° de la direction Ox. Leurs aspects montrent une distorsion suivant la direction orthogonale au champ primaire.

5.3.2.b) Verticalisation :

Les Figures n°5.20, n°5.22 et n°5.24 sont les résultats obtenus après verticalisation des cartes de résistivités apparentes ρ_{xy} à

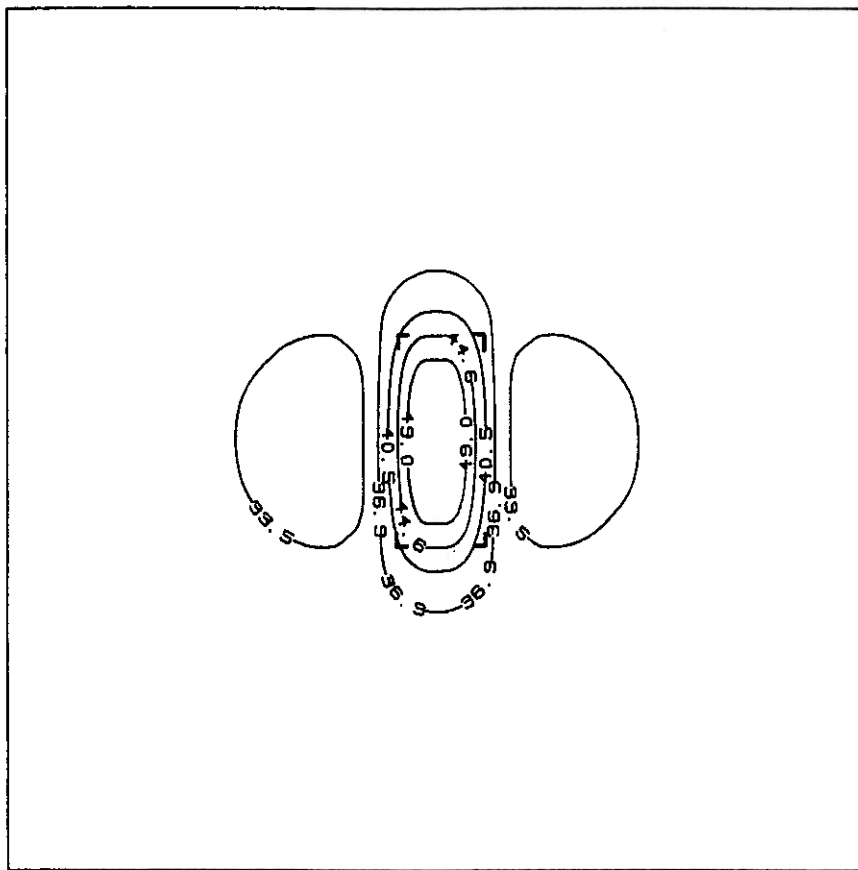


Figure n°5.19

RESISTIVITE après PROLONGEMENT VERS LE HAUT (180 m) - 17.78 s

champ primaire suivant la direction Ox

ρ_{XY}

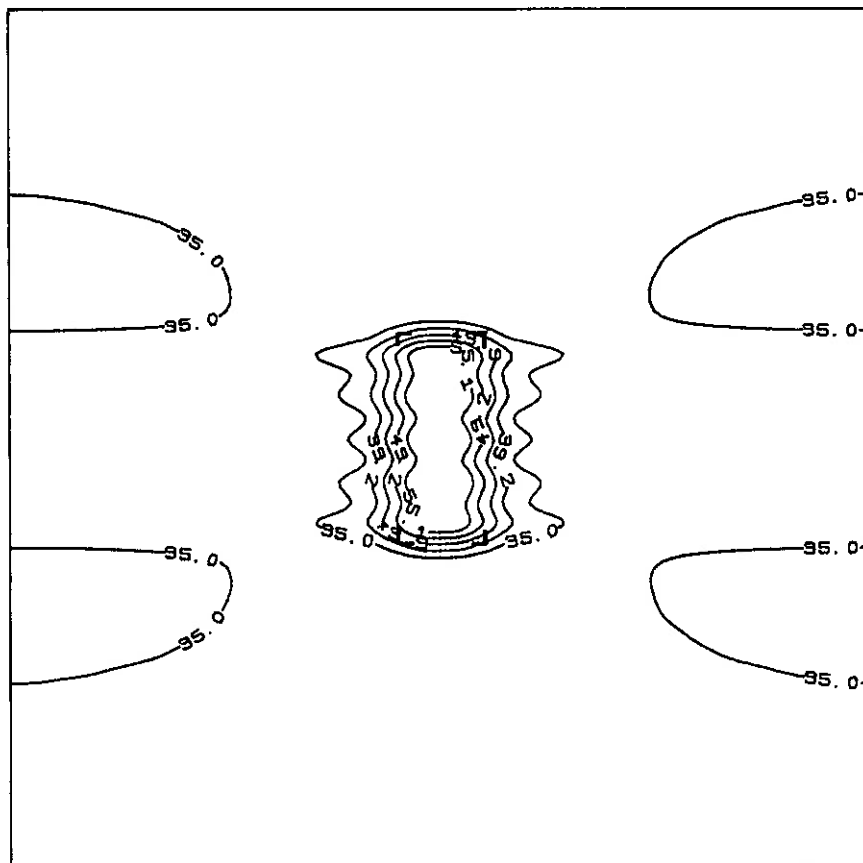
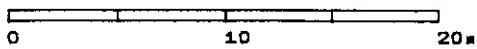
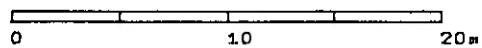


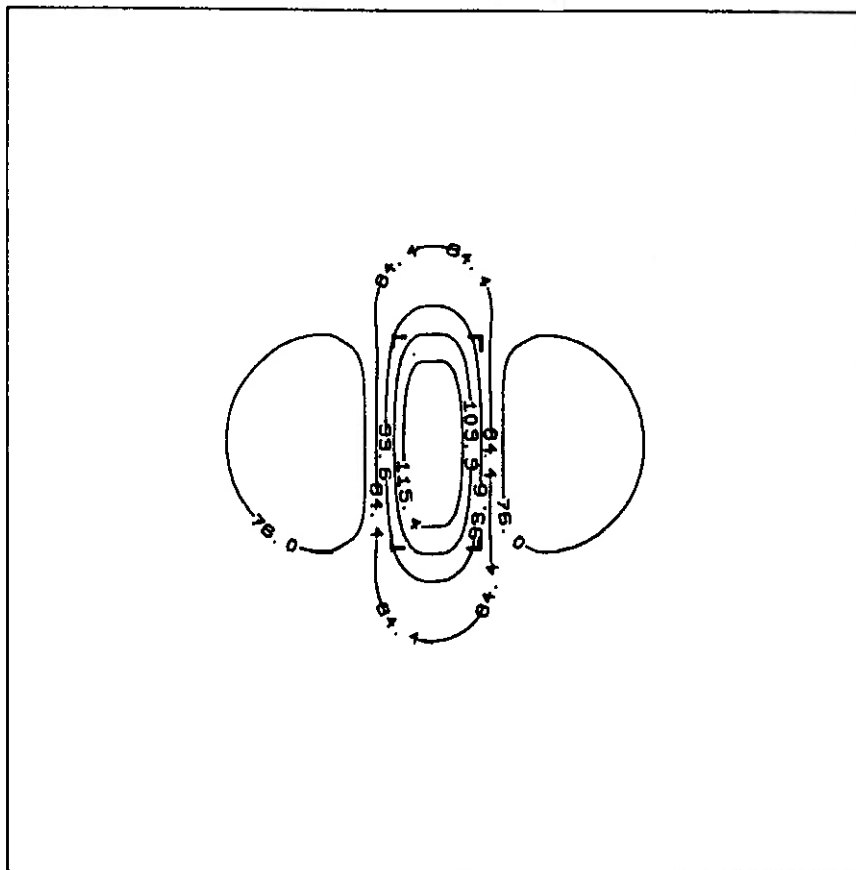
Figure n°5.20

RESISTIVITE après VERTICALISATION - 17.78 s

champ primaire suivant la direction Ox

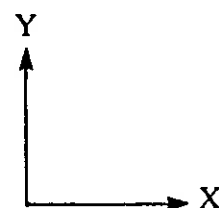
ρ_{XY}





→ Ep

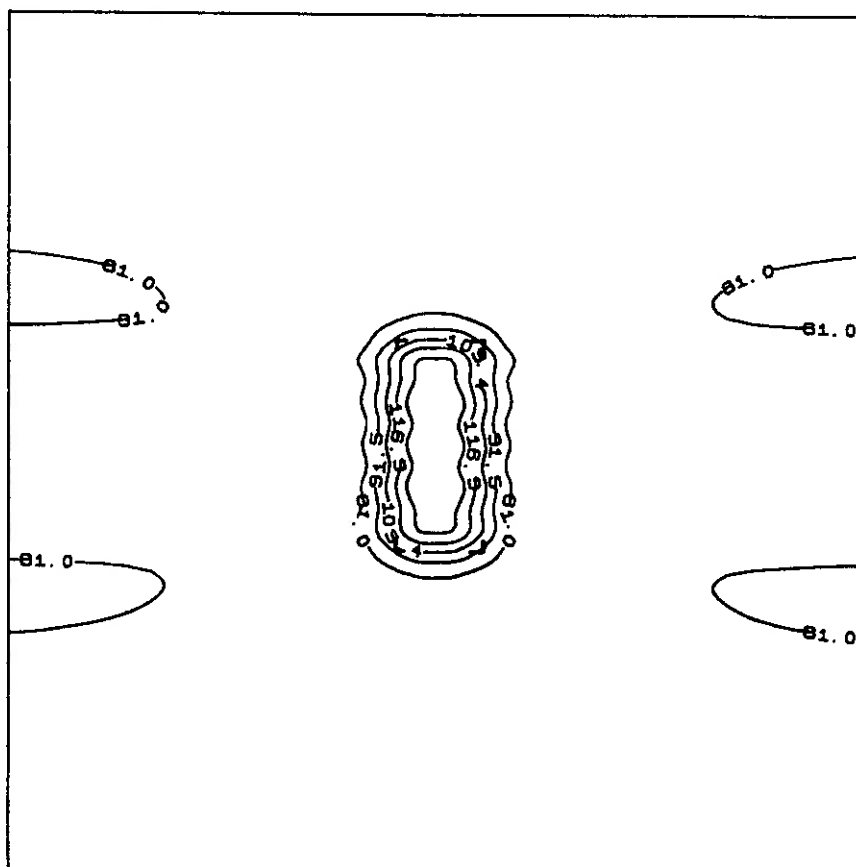
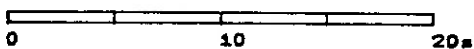
Figure n°5.21



RESISTIVITE après PROLONGEMENT VERS LE HAUT (180 m) - 562.3 s

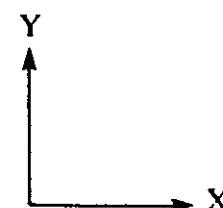
champ primaire suivant la direction Ox

ρ_{XY}



→ Ep

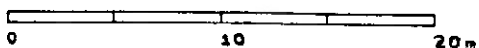
Figure n°5.22



RESISTIVITE après VERTICALISATION - 562.3 s

champ primaire suivant la direction Ox

ρ_{XY}



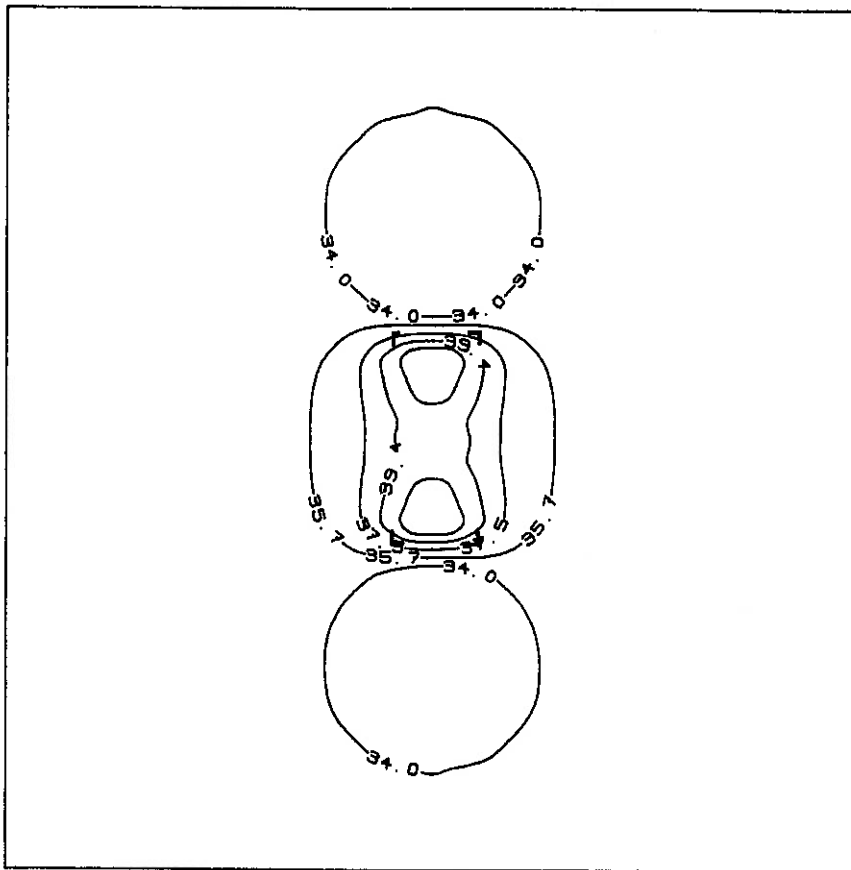


Figure n°5.23

RESISTIVITE après PROLONGEMENT VERS LE HAUT (180 m) - 17.78 s

champ primaire suivant la direction Oy

ρ_{YX}

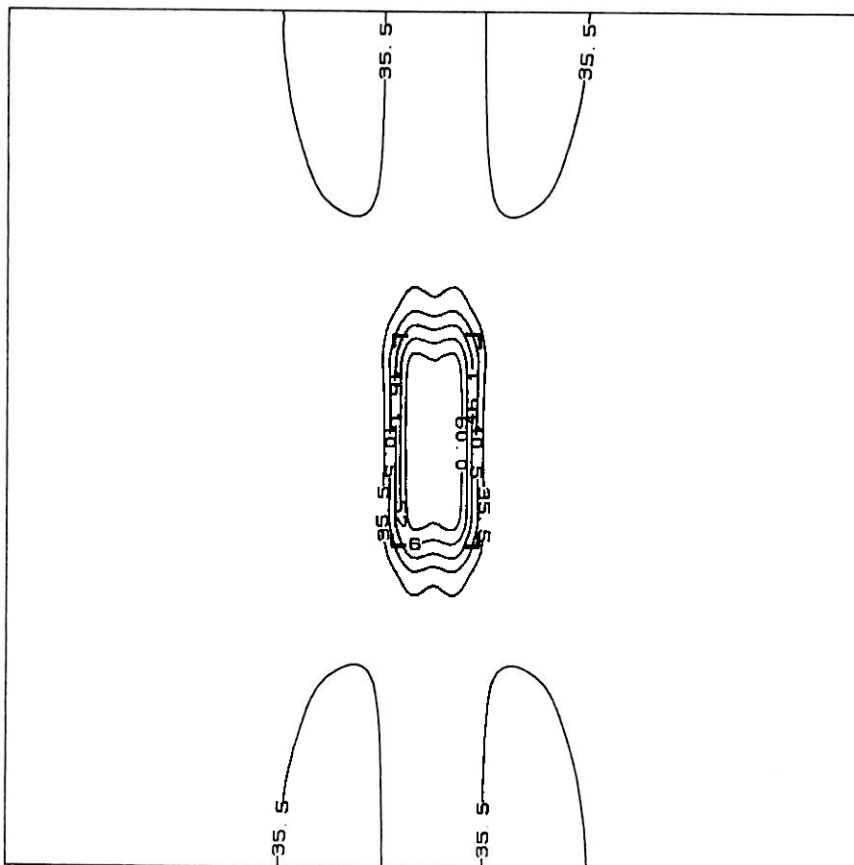
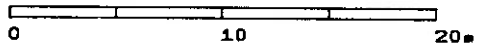
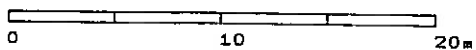


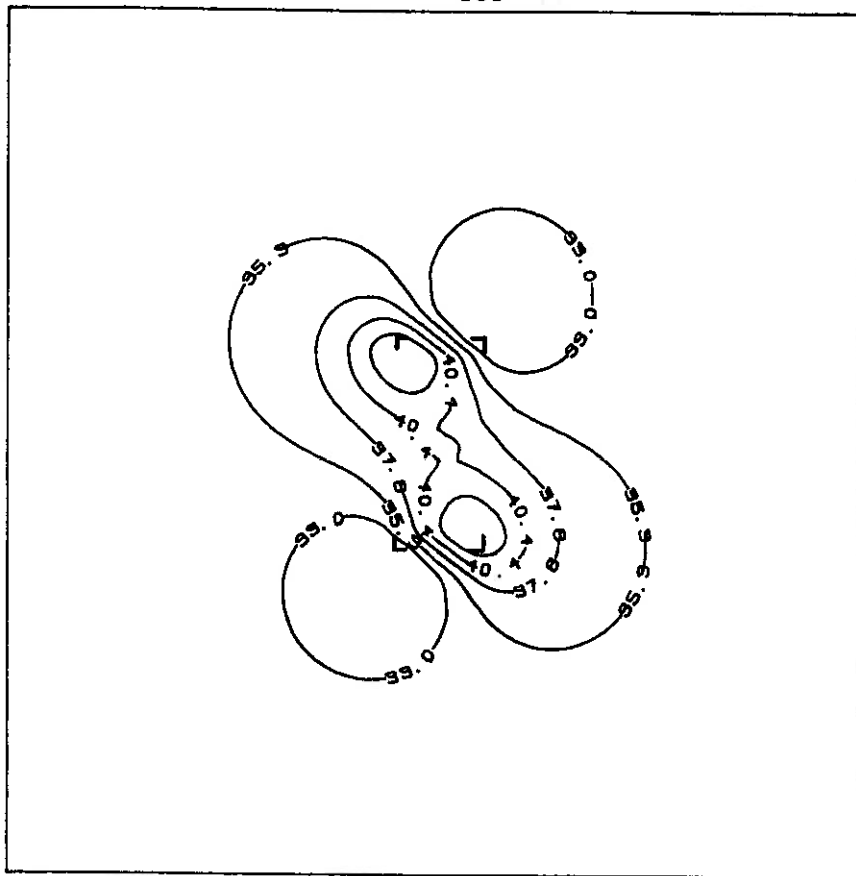
Figure n°5.24

RESISTIVITE après VERTICALISATION - 17.78 s

champ primaire suivant la direction Oy

ρ_{YX}





17.78 s, ρ_{xy} à 562.3 s et ρ_{yx} à 17.78 s. Les cartes obtenues montrent une évidente amélioration dans la détermination des limites latérales. Il reste cependant à chaque fois un bruit sur les bords de la zone d'étude, dans l'axe de la structure, suivant la direction du champ primaire électrique, c'est-à-dire la direction que l'on a essayé de corriger.

Pour appliquer la verticalisation dans le cas d'une orientation du champ primaire électrique oblique, nous avons fait pivoter les lignes de mesure (c'est une pratique classique dans les traitements de cartes de données gravimétriques et magnétiques). Après avoir recalculé une grille de résistivité par interpolation et extrapolation, en ayant changé les axes d'origine, on obtient une carte brute (Figure n°5.27) qui se transforme (Figure n°5.28) avec des caractéristiques similaires à celles des verticalisations précitées, où apparaît une orientation dominante préjudiciable perpendiculaire au champ. Ce grave inconvénient ne doit masquer ni l'amélioration obtenue avec la rotation d'axe, ni la difficulté de ce type de traitement. On se doit de rester optimiste car ces premières approches montrent de réels intérêts pour la localisation des variations latérales.

5.3.2.c) Commentaire, intérêt et limite de ces transformations :

On constate que le prolongement n'abîme pas trop les discontinuités latérales, les limites sont à peu près bien définies et si le prolongement s'avère indispensable ultérieurement pour supprimer les effets d'hétérogénéités superficielles (cf. infra), il est justifié par les résultats présentés ici.

La verticalisation non oblique a le mérite de très bien définir l'extension du corps suivant la direction perpendiculaire au champ primaire. C'est une transformation intéressante pour l'interprétation ; néanmoins, la présentation brute des résultats cartographiés ne peut être acceptable pour un client, il faudra à l'étape de l'industrialisation associé à cette transformation des filtres atténuant les oscillations et l'anisotropie propre au filtre.

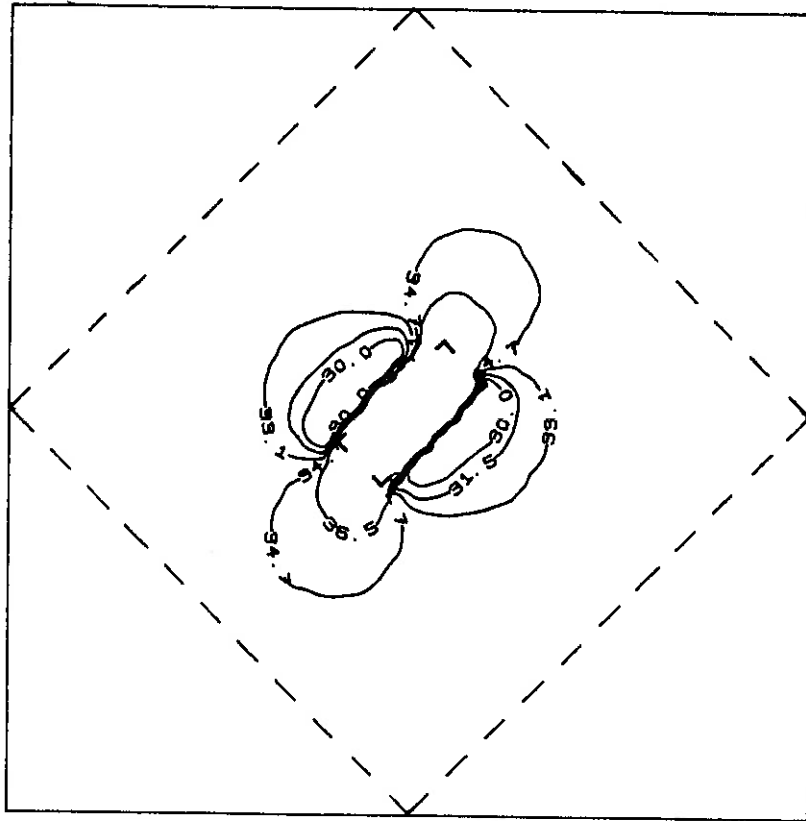


Figure n°5.27

RESISTIVITE APPARENTE - 17.78 s ρ_{XY}
champ primaire suivant un axe à 45° de la direction Ox

A horizontal scale bar with three segments, labeled 0, 10, and 20m.

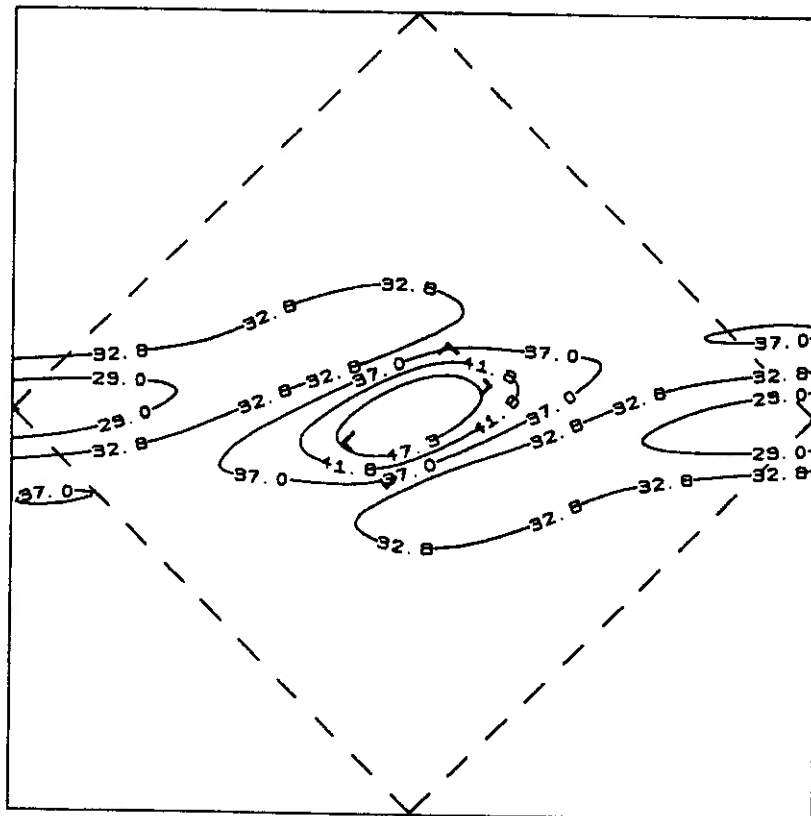


Figure n°5.28

RESISTIVITE après VERTICALISATION ρ_{XY}
champ primaire suivant un axe à 45° de la direction Ox

A horizontal scale bar with three segments, labeled 0, 10, and 20m.

5.4) Perturbations apportées par des hétérogénéités superficielles :

5.4.1) Corps superficiels anisotropes :

Nous avons choisi de superposer quatre corps superficiels affleurant, de 100 m d'épaisseur, à la structure profonde étudiée précédemment (Figures n°5.29 et n°5.30) afin de modéliser la perturbation apportée à l'analyse correcte de l'objectif 3D profond par les phénomènes liés aux hétérogénéités de surface. Cet ensemble de quatre corps est constitué de trois conducteurs (résistivité propre de 5 $\Omega.m$) et d'un résistif (résistivité de 100 $\Omega.m$). Le plus vaste est un des conducteurs ; il s'étend sur 2.5 km suivant x et sur 7.5 km suivant y, et son tiers environ se trouve au-dessus de la structure profonde. Les trois autres corps sont de section carrée de 2 km de côté, dans le plan (x,y) ; le résistif est à l'aplomb d'un angle de la structure profonde, tandis que les conducteurs sont pour l'un au-dessus, pour l'autre très en dehors. Sur les deux figures, les couples de valeurs entre parenthèses correspondent aux coordonnées du centre de chacun des corps.

(échelle : 0.85 cm pour 2 km)

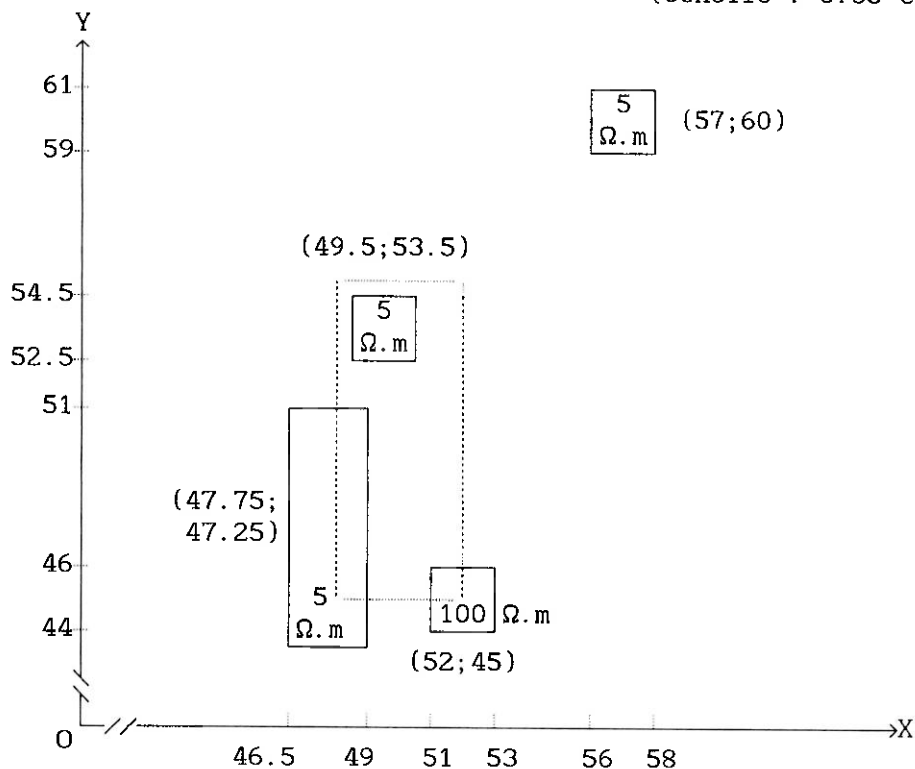


Figure n°5.29 : Modèle 3D complexe avec des corps superficiels dans le plan (X,Y)

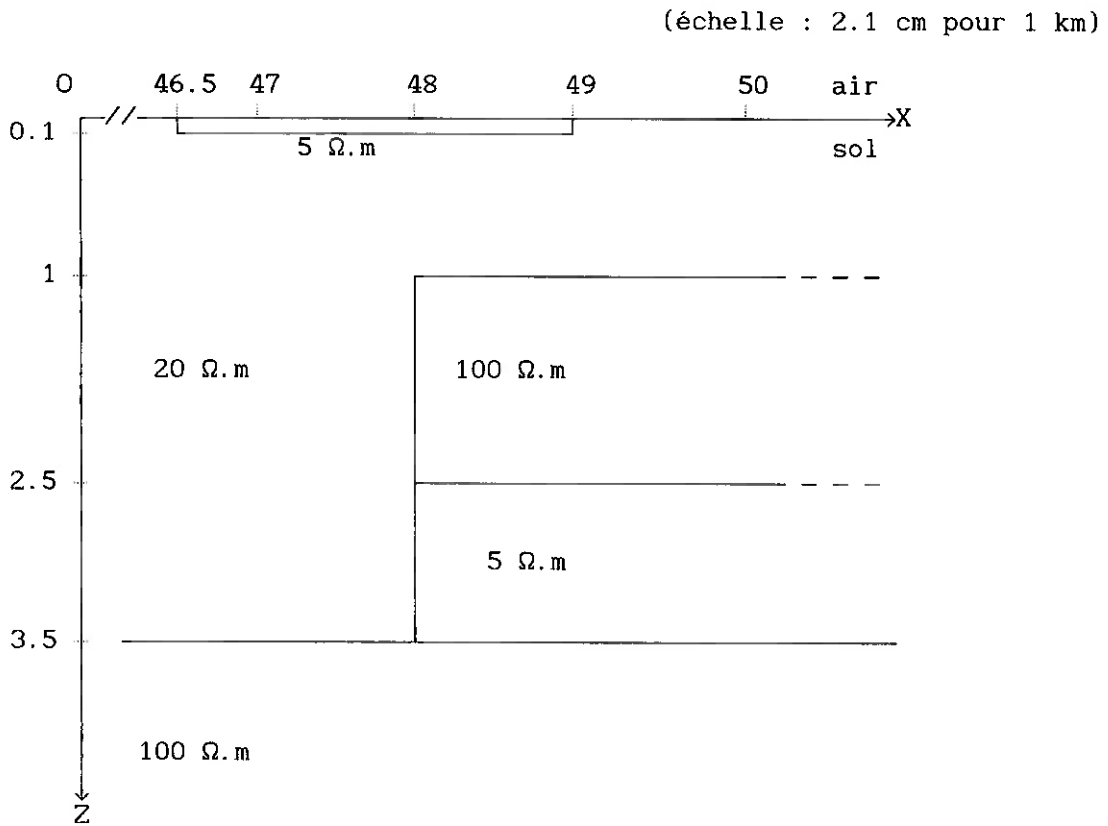


Figure n°5.30 : Modèle 3D complexe avec des corps superficiels dans le plan (X,Z)

La présence de ces quatre corps superficiels sont la cause d'effets statiques caractéristiques. Ainsi, les Figures n°5.31 et n°5.32 montrent les résultats obtenus en résistivité apparente et en phase, pour un champ primaire faisant un angle de 45° avec l'axe Ox, au point de coordonnées $(x=47.5, y=44.5)$, en les comparant aux courbes obtenus sans les hétérogénéités superficielles. Les courbes de résistivités ρ_{xy} et ρ_{yx} sont parallèles l'une à l'autre au niveau haute fréquence avec un décalage par rapport à la résistivité propre de l'hétérogénéité au-dessus duquel les mesures sont effectuées, tandis que les courbes de phases φ_{xy} et φ_{yx} se superposent. Les Figures n°5.33 et n°5.34 présentent la comparaison entre les points de sondages $(x=48.5, y=44.5)$ et $(x=49.5, y=44.5)$ pour les résistivités apparentes ρ_{xy} et ρ_{yx} , à partir d'un champ primaire faisant un angle de 45° avec l'axe Ox ; on observe qu'aux basses fréquences, les courbes se superposent.

X = 47.5
Y = 44.5

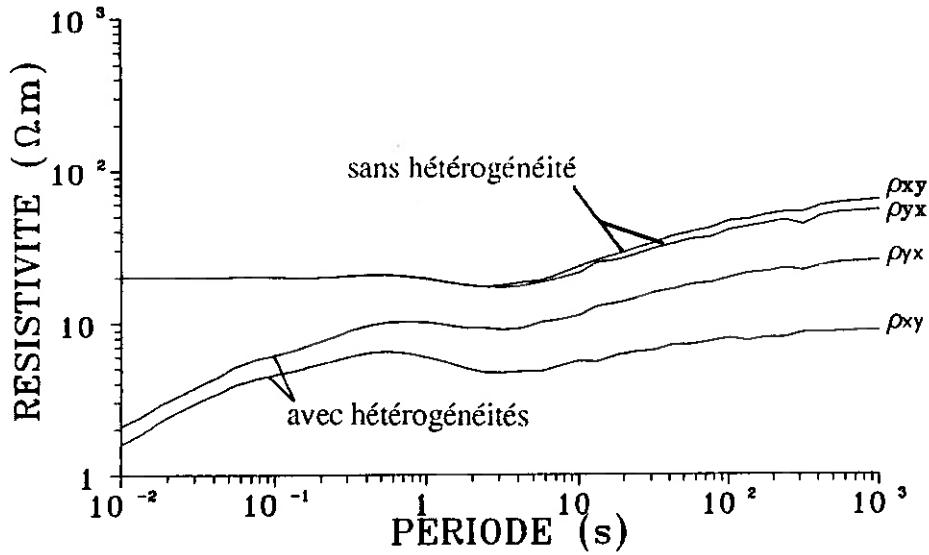


Figure n°5.31 : Comparaison de sondages de résistivités apparentes en X=47.5 et Y=44.5, pour un champ primaire électrique faisant un angle de 45° avec l'axe Ox

X = 47.5
Y = 44.5

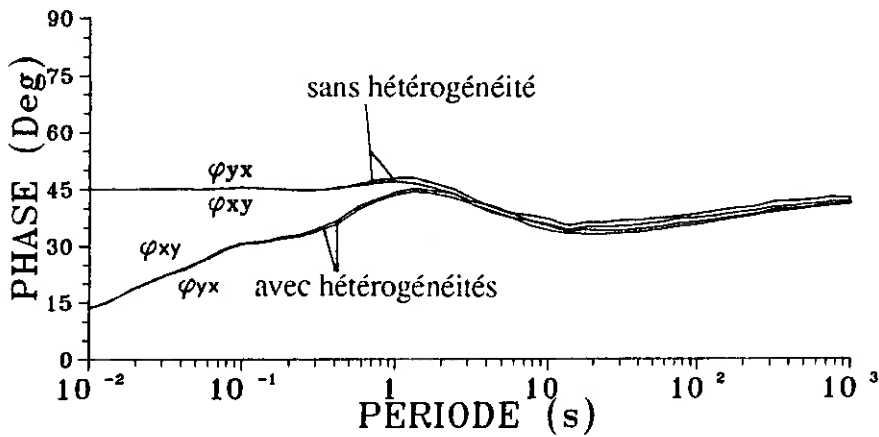


Figure n°5.32 : Comparaison de sondages de phases en X=47.5 et Y=44.5, pour un champ primaire électrique faisant un angle de 45° avec l'axe Ox

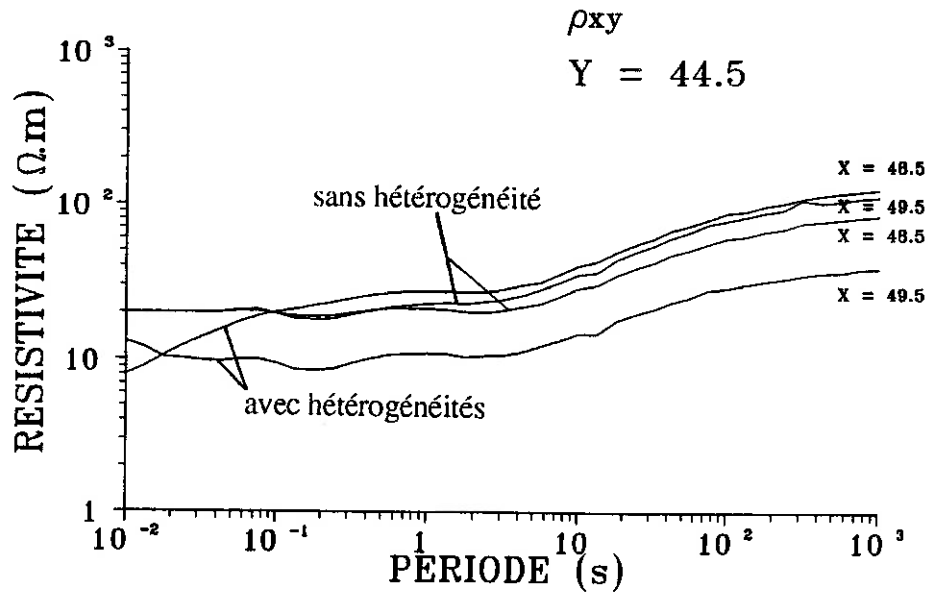


Figure n°5.33 : Comparaison de sondages de résistivité apparente ρ_{XY} en X=48.5 et en X=49.5, et Y=44.5, pour un champ primaire électrique faisant un angle de 45° avec l'axe Ox

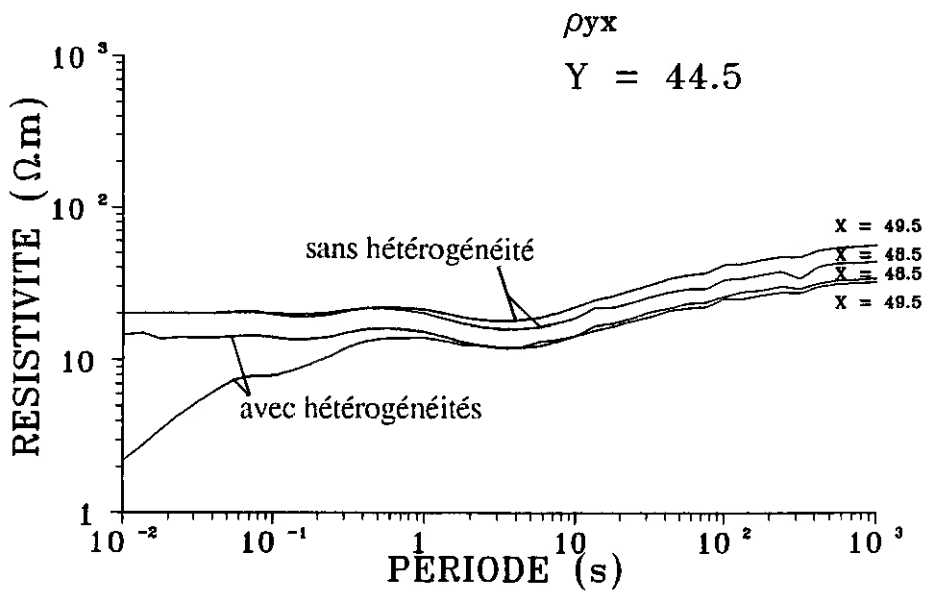


Figure n°5.34 : Comparaison de sondages de résistivité apparente ρ_{YX} en X=48.5 et en X=49.5, et Y=44.5, pour un champ primaire électrique faisant un angle de 45° avec l'axe Ox

Les résultats obtenus en cartographie sont assez bruités malgré une augmentation de la maille de mesure : 0.5 x 0.5 km ; l'augmentation du nombre de corps ne permet pas un découpage aussi serré que l'on voudrait. Les courbes de résistivités apparentes ρ_{xy} à 17.78 s (Figure n°5.35) et à 562.3 s (Figure n°5.36) pour un champ primaire suivant Ox, et les courbes de ρ_{yx} à 17.78 s (Figure n°5.37) et à 562.3 s (Figure n°5.38) pour un champ primaire suivant Oy, présentent des informations hautes fréquences liées au calcul de modélisation. L'étirement classique de l'image par rapport à la structure, parallèlement au champ primaire électrique, est clairement visible. L'influence des corps superficiels sur les isanomales est pratiquement la même aux deux fréquences représentées (17.78 s et 562.3 s). L'effet du résistif est moins important, comme on pouvait le prévoir, que celui des trois conducteurs.

Les Figures n°5.39 et n°5.40 présentent les cartes de résistivité ρ_{xy} prolongée vers le haut (180 m) issues des Figures n°5.35 et n°5.36 ; on fait disparaître la quasi-totalité des anomalies dues aux corps superficiels. L'efficacité du filtre passe-bas est montrée également avec les Figures n°5.41 et n°5.42 correspondant aux cartes de résistivité ρ_{yx} prolongée vers le haut (180 m) à partir des Figures n°5.37 et n°5.38. La réponse à partir de ρ_{xy} paraît de meilleure qualité que celle issue de ρ_{yx} .

La verticalisation (Figures n°5.43 et n°5.44 : ρ_{xy} après verticalisation pour les périodes de 17.78 s et 562.3 s) permet de redéfinir une position plus exacte du corps profond, cependant les résultats montrent des effets de distorsion amplifiés par rapport à la verticalisation effectuée en l'absence de corps superficiels.

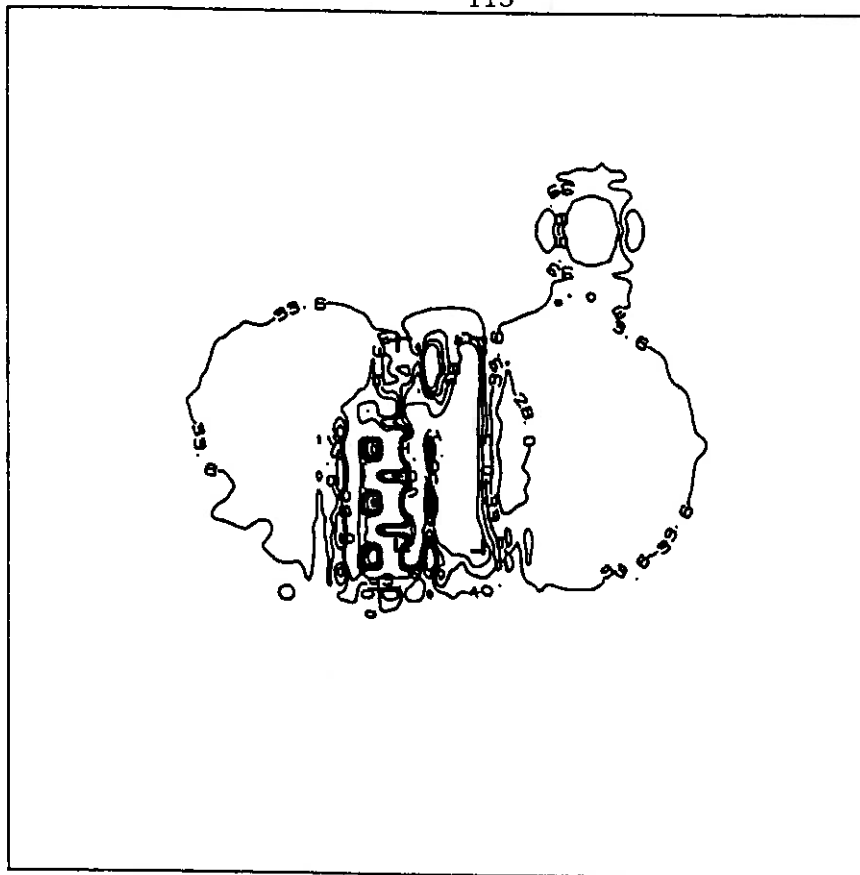


Figure n°5.35

RESISTIVITE APPARENTE - 17.78 s ρ_{XY}

champ primaire suivant la direction Ox

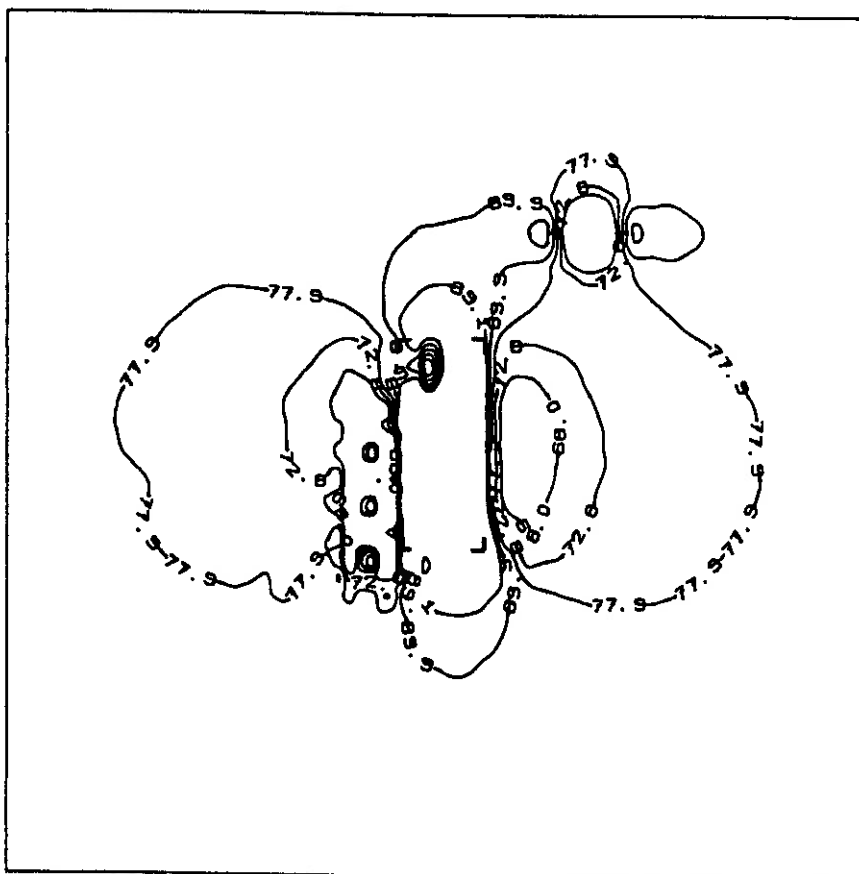
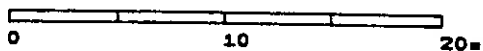
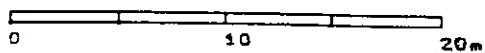


Figure n°5.36

RESISTIVITE APPARENTE - 562.3 s ρ_{XY}

champ primaire suivant la direction Ox



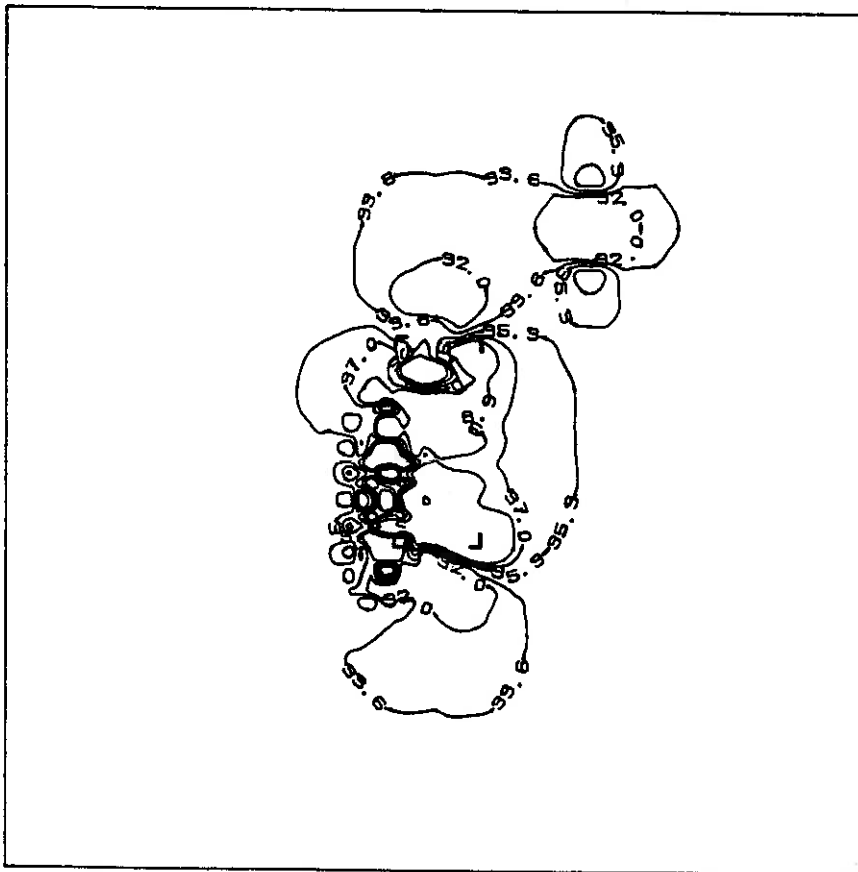
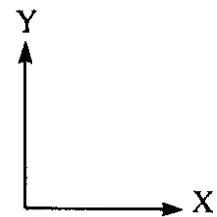


Figure n°5.37



RESISTIVITE APPARENTE - 17.78 s ρ_{yx}

champ primaire suivant la direction Oy

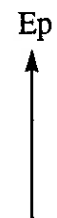
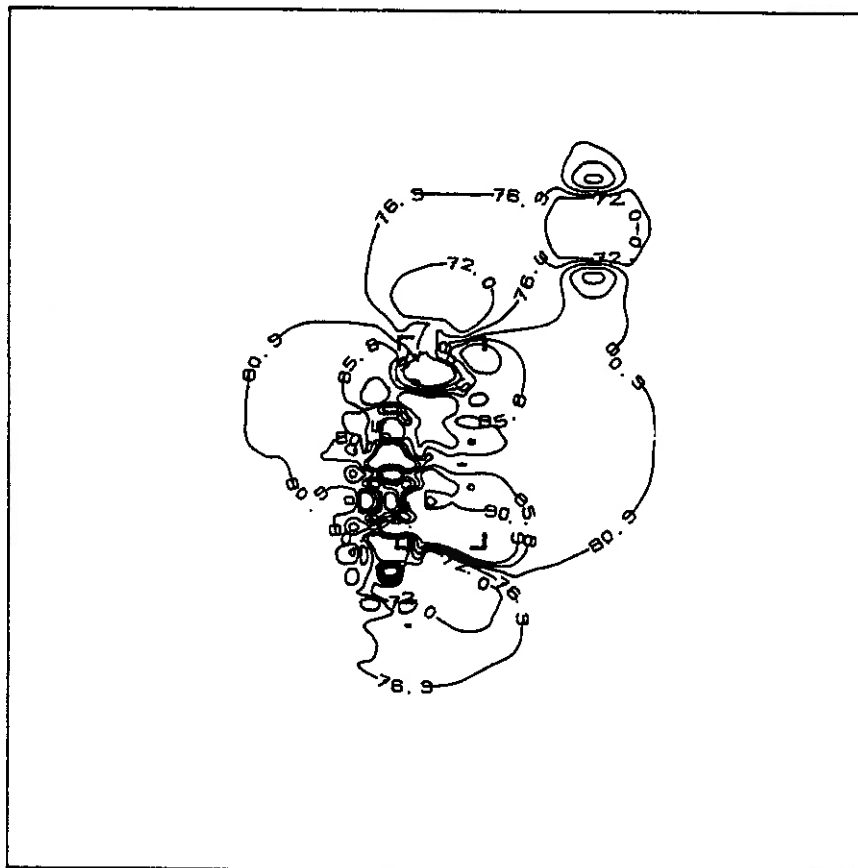
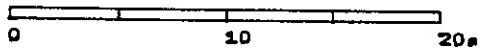
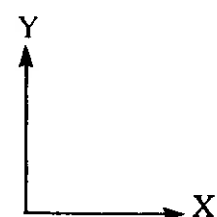
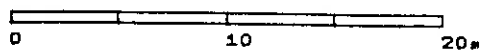


Figure n°5.38



RESISTIVITE APPARENTE - 562.3 s ρ_{yx}

champ primaire suivant la direction Oy



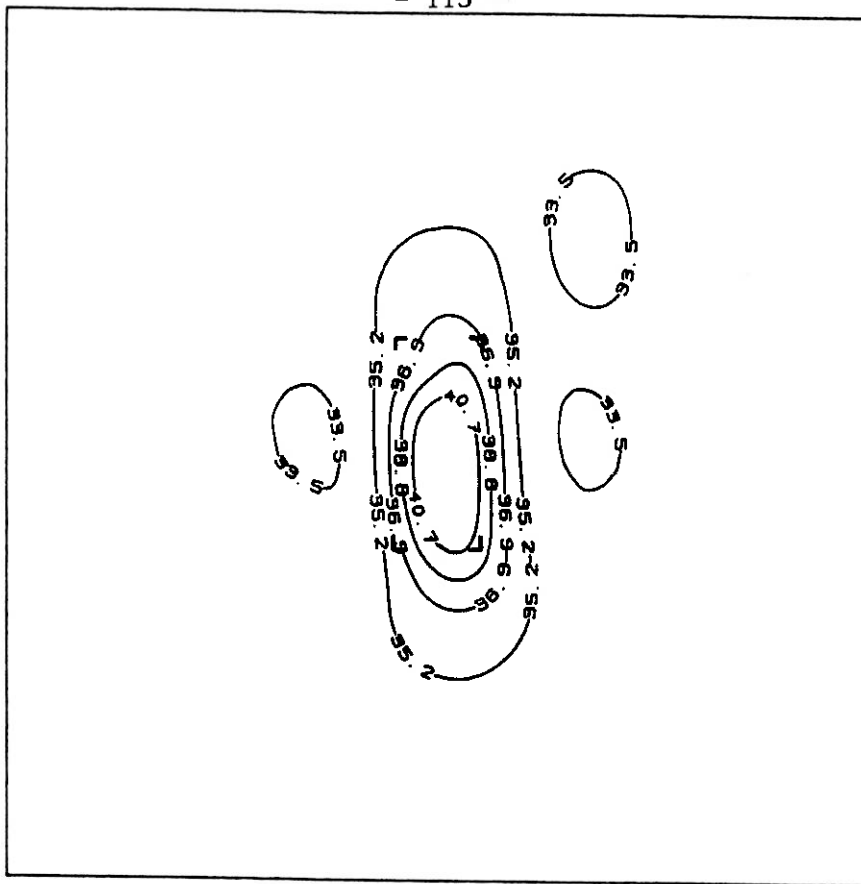


Figure n°5.39

RESISTIVITE apres PROLONGEMENT VERS LE HAUT (180 m) - 17.78 Ω

champ primaire suivant la direction Ox

ρ_{XY}

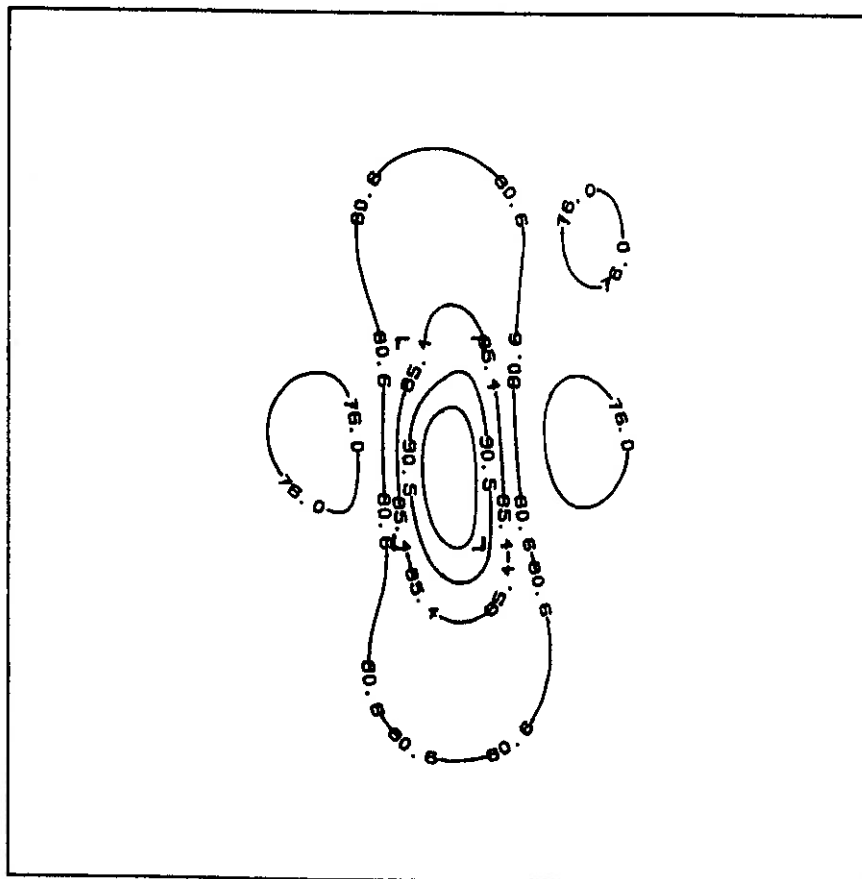
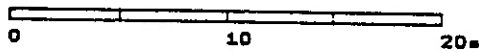
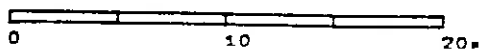


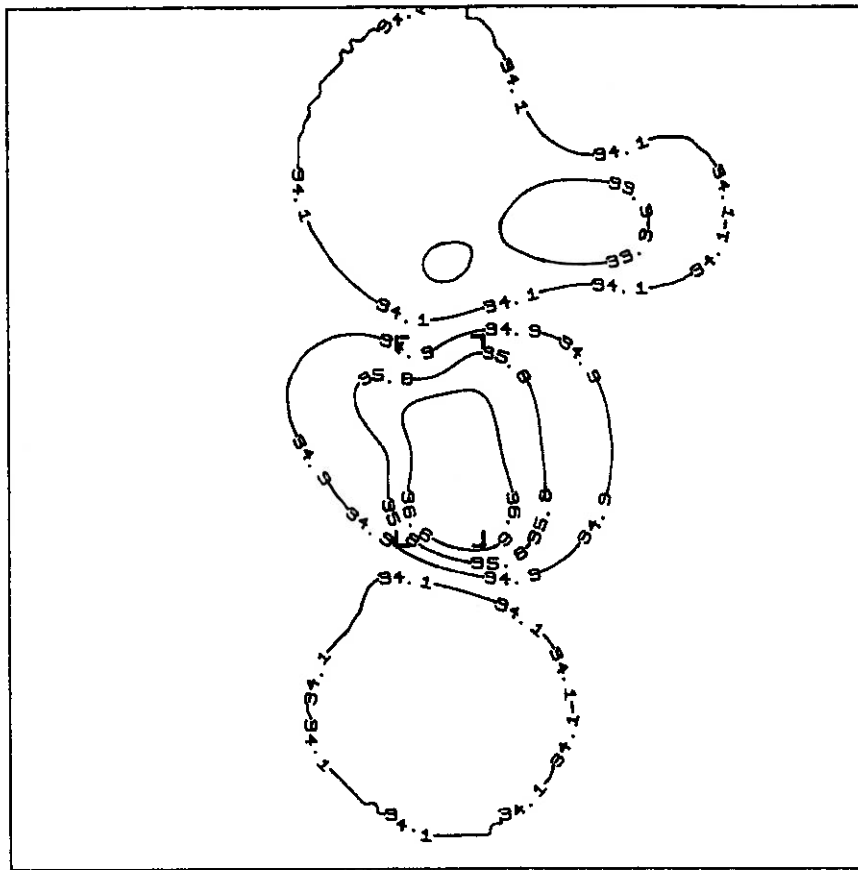
Figure n°5.40

RESISTIVITE apres PROLONGEMENT VERS LE HAUT (180 m) - 562.3 Ω

champ primaire suivant la direction Ox

ρ_{XY}





Ep



Figure n°5.41

Y

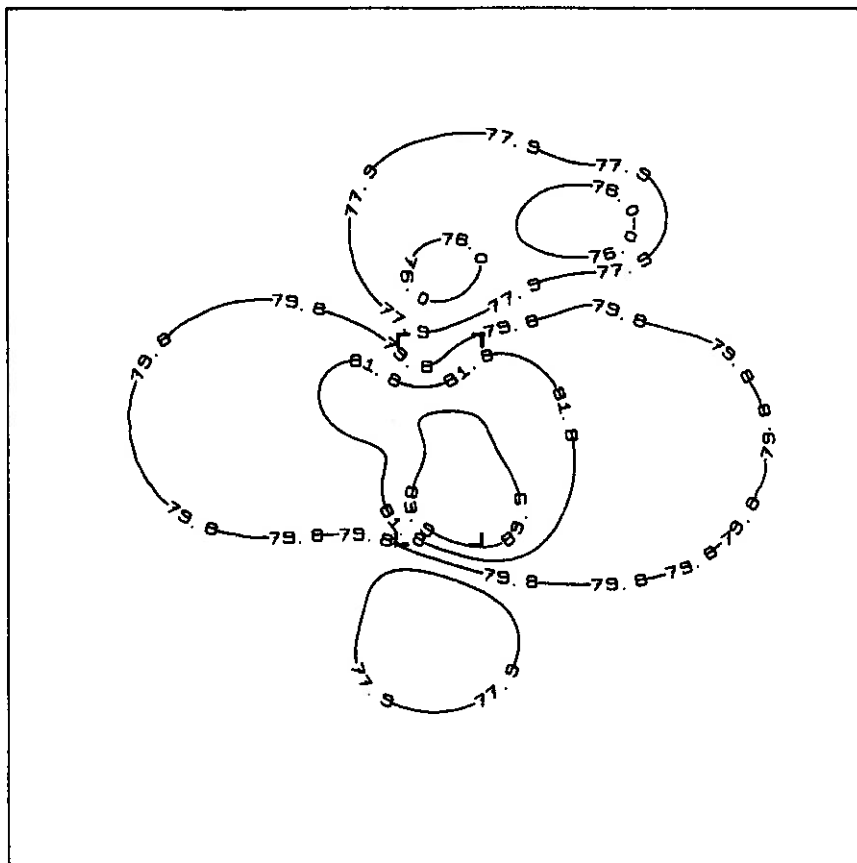
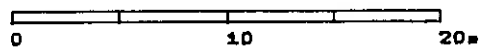


X

RESISTIVITE apres PROLONGEMENT VERS LE HAUT (180 m) - 17.78 s

champ primaire suivant la direction Oy

ρ_{YX}



Ep



Figure n°5.42

Y

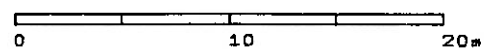


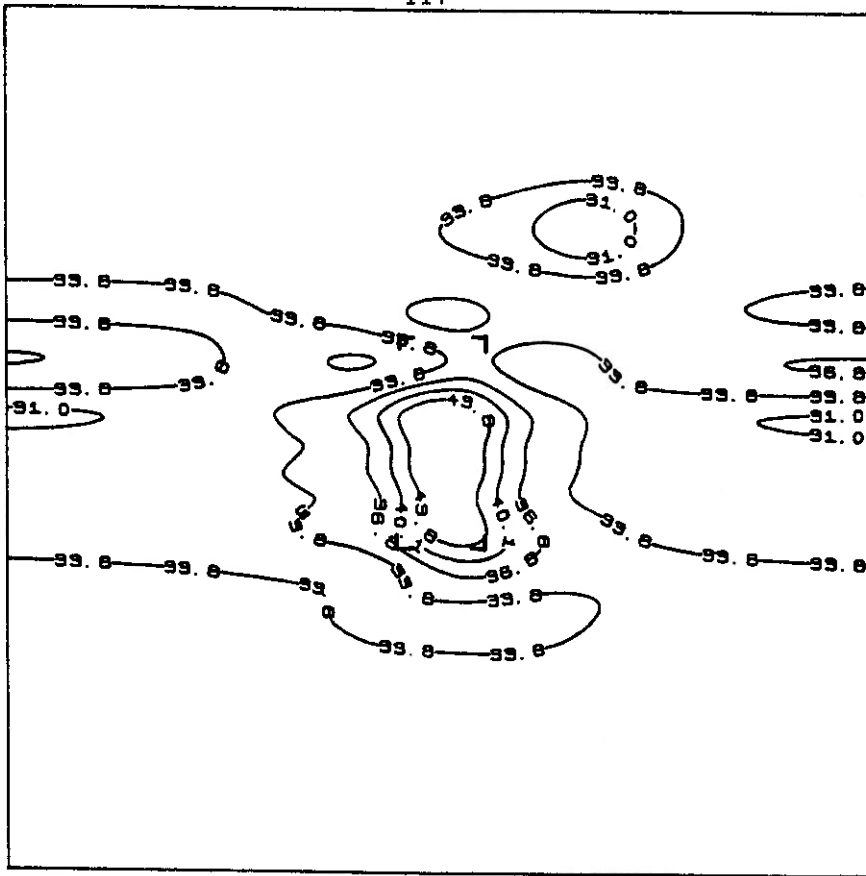
X

RESISTIVITE apres PROLONGEMENT VERS LE HAUT (180 m) - 562.3 s

champ primaire suivant la direction Oy

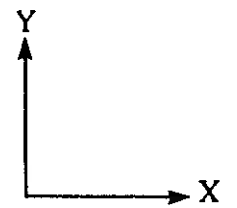
ρ_{YX}





→ Ep

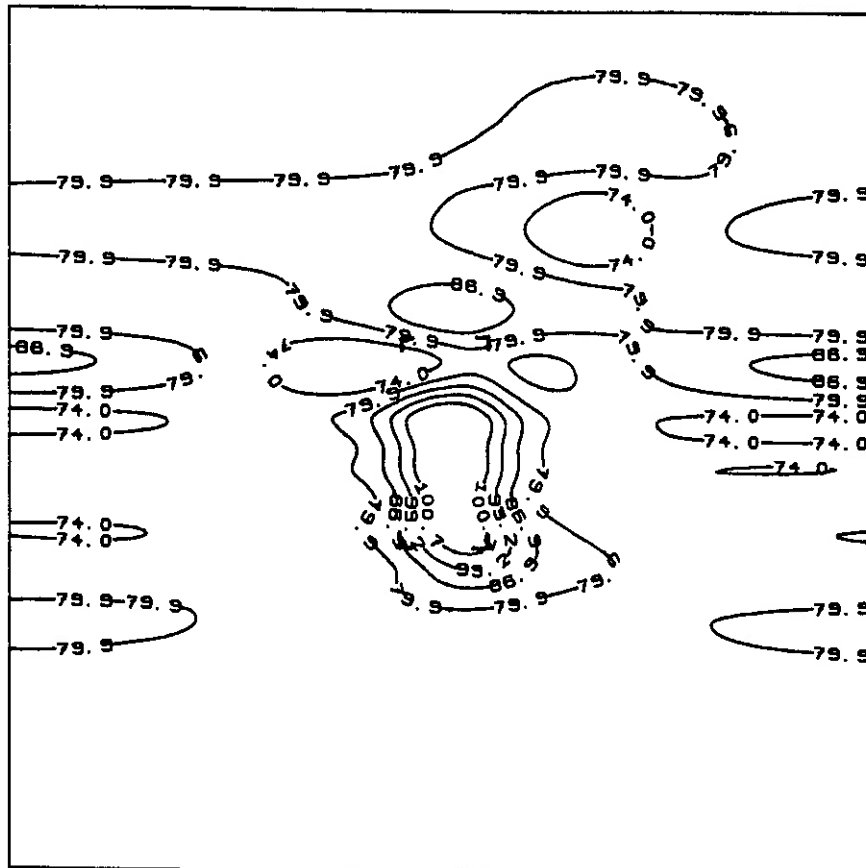
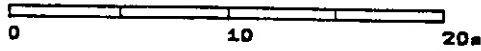
Figure n°5.43



RESISTIVITE apres VERTICALISATION - 17.78 s

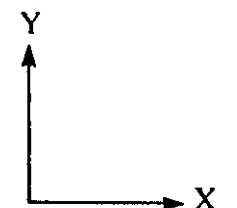
champ primaire suivant la direction Ox

ρXY



→ Ep

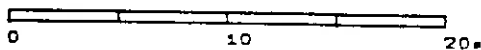
Figure n°5.44



RESISTIVITE apres VERTICALISATION - 562.3 s

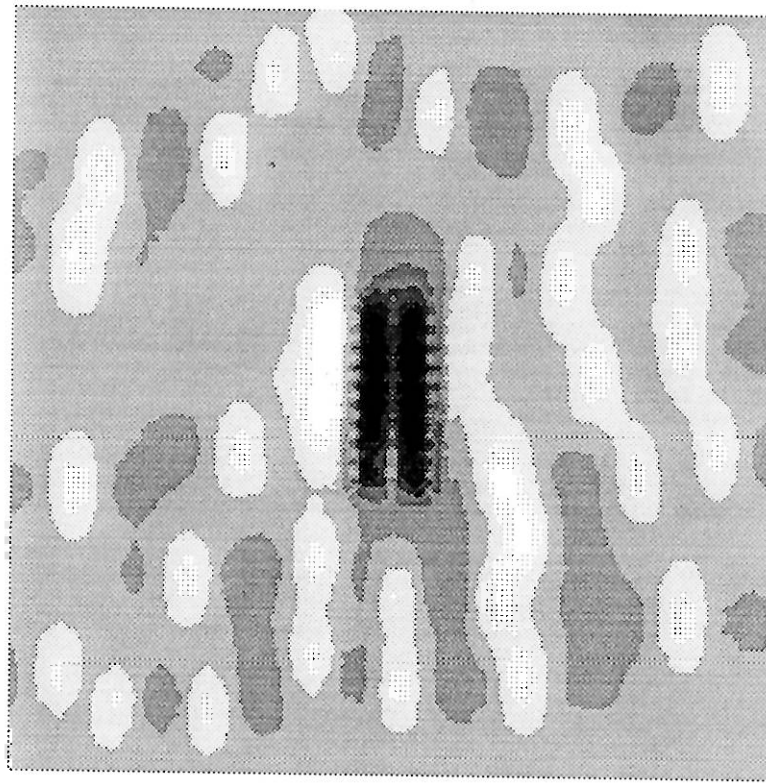
champ primaire suivant la direction Ox

ρXY



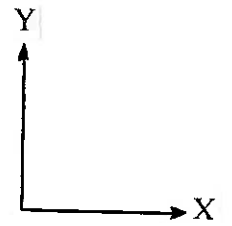
5.4.2) Cas d'un grand nombre d'hétérogénéités :

Dans le cas précédent, on s'est limité à quatre corps perturbateurs, il est important de vérifier si les traitements utilisés gardent leur efficacité avec un grand nombre d'hétérogénéités. Aussi, on a choisi d'ajouter aux corps profonds présentés au début de ce chapitre, les trente quatre sphères conductrices utilisées comme illustration de l'effet d'anisotropie apparente au chapitre précédent. On a dû pour cela effectuer plusieurs normalisations afin d'avoir des données cohérentes. Les Figures n°5.45 (ρ_{xy} à 17.78 s avec un champ primaire suivant Ox) et n°5.46 (ρ_{yx} à 17.78 s avec un champ primaire suivant Oy) montrent l'anisotropie apparente créée par les sphères, qui se superpose à l'anomalie des corps profonds. Le prolongement vers le haut (Figures n°5.47 et n°5.48) fait disparaître l'anomalie des sphères qui sont superficielles : on a bien filtré les anomalies d'origine profonde de celles d'origine superficielle. Remarquons que la carte transformée de la polarisation xy est de meilleure qualité que celle de la polarisation yx ; la raison majeure de cette différence de résultat provient de l'effet du découpage en cellule qui suivant l'axe Oy est plus grand que suivant l'axe Ox. La verticalisation (Figures n°5.49 et n°5.50) fournit le résultat attendu, c'est-à-dire la détermination de la position du corps profond, tout en laissant subsister certaines des anomalies créées par les sphères qui ne pourraient être complètement éliminées qu'au prix d'un prolongement vers le haut plus important, donc en perdant de l'information quant à la forme exacte de la structure profonde.

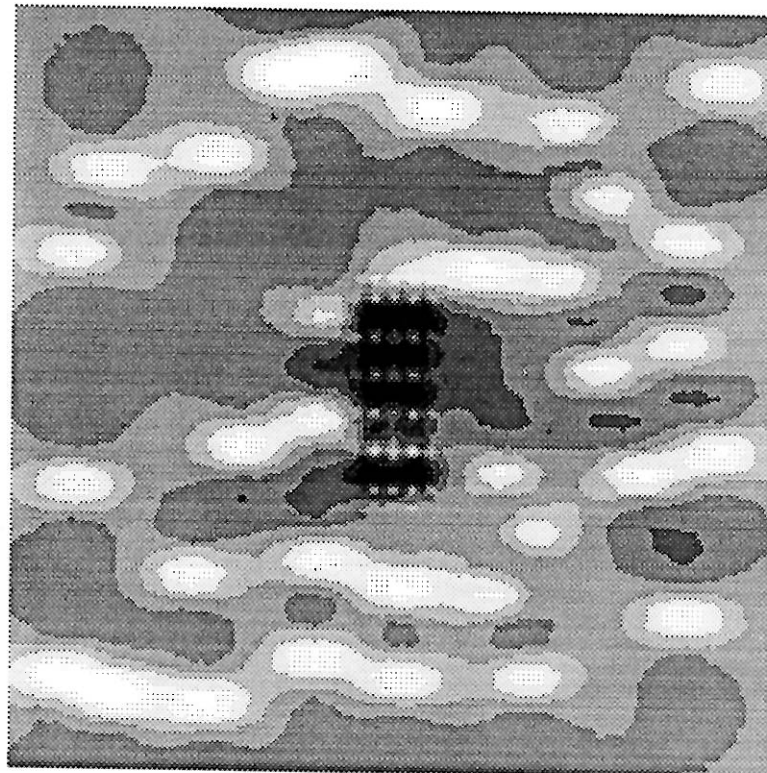
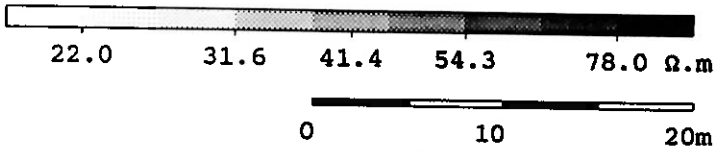


→ Ep

Figure n°5.45

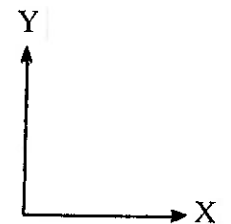


RESISTIVITE APPARENTE - 17.78 s
champ primaire suivant la direction Ox ρ_{XY}

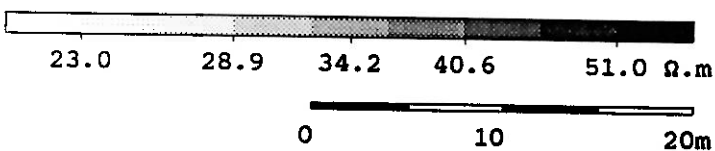


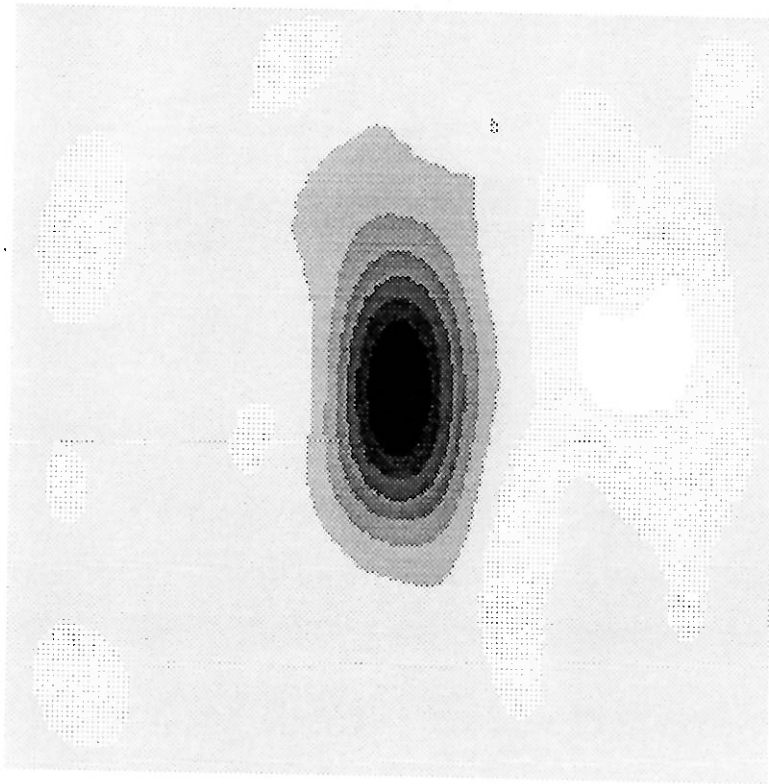
↑ Ep

Figure n°5.46



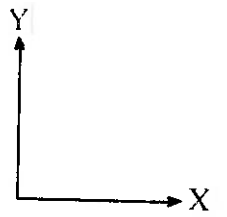
RESISTIVITE APPARENTE - 17.78 s
champ primaire suivant la direction Oy ρ_{YX}



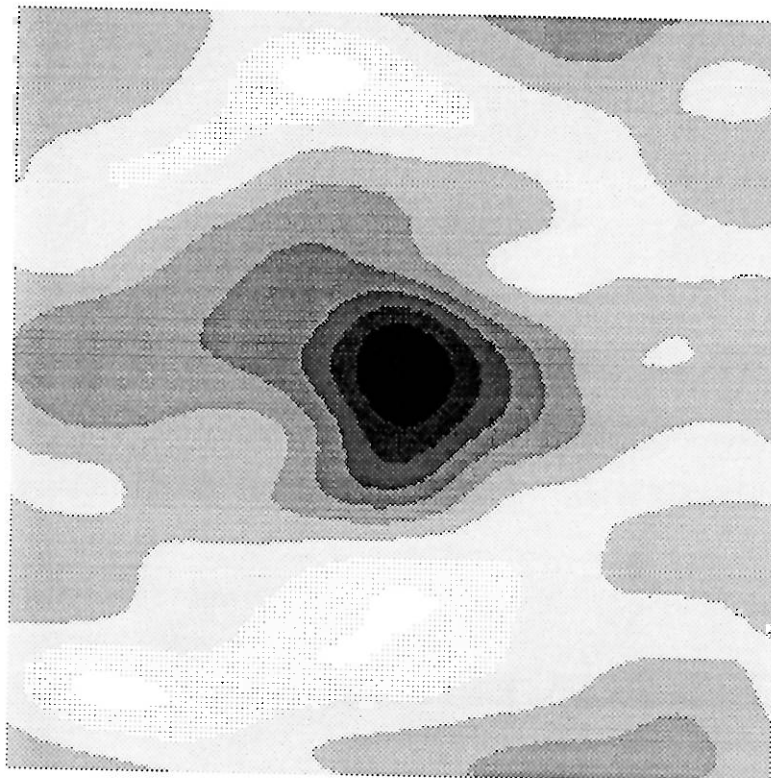
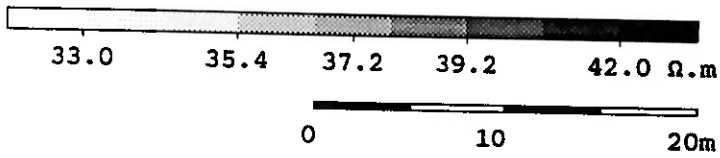


→ Ep

Figure n°5.47

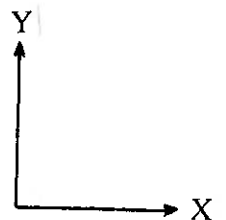


RESISTIVITE après PROLONGEMENT VERS LE HAUT (250 m) - 17.78 s
champ primaire suivant la direction Ox ρ_{XY}

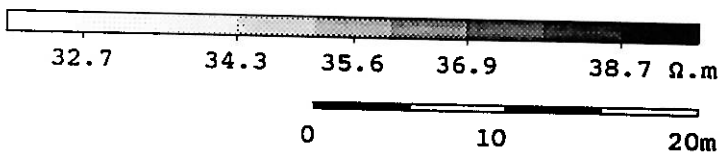


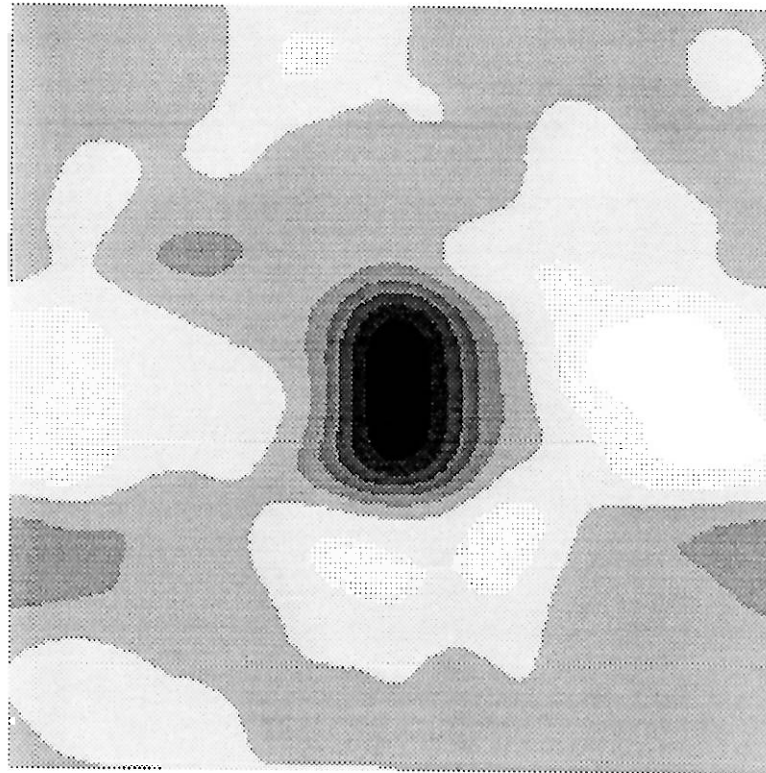
↑ Ep

Figure n°5.48



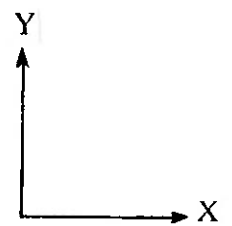
RESISTIVITE après PROLONGEMENT VERS LE HAUT (250 m) - 17.78 s
champ primaire suivant la direction Oy ρ_{YX}



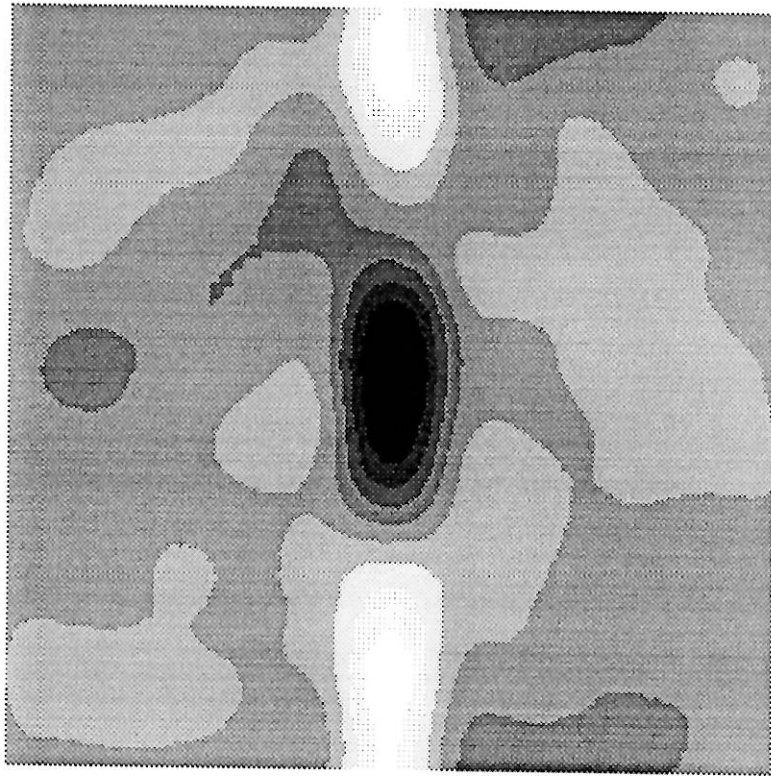
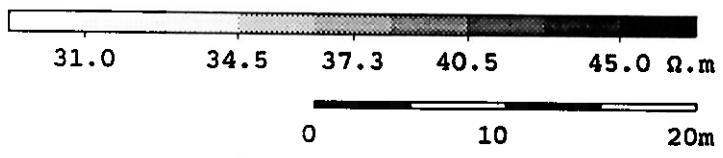


→ Ep

Figure n°5.49

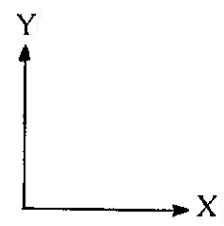


RESISTIVITE après VERTICALISATION - 17.78 s
champ primaire suivant la direction Ox ρ_{XY}

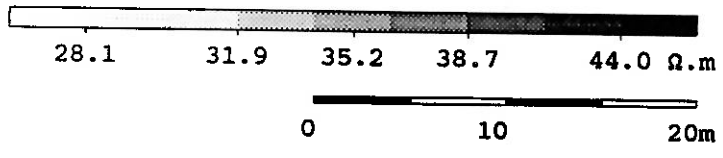


↑ Ep

Figure n°5.50



RESISTIVITE après VERTICALISATION - 17.78 s
champ primaire suivant la direction Oy ρ_{YX}



6) TRAITEMENT SPATIAL DE DONNEES DE MT "LENTE"

Les mesures d'une campagne de MT "lente", ont été réalisées par une équipe CGG menée par P.Y. Galibert selon le procédé traditionnel de sondage cinq composantes sans que les opérateurs soient attentifs au problème de densité et de régularité de la répartition des points sur la surface couverte ; ils n'avaient aucune préoccupation de cartographie. Nous avons néanmoins essayé d'analyser ce qui peut être proposé comme traitement et cartographie des données de cette campagne. L'unité d'acquisition propre à CGG fournit, en chaque point de mesure, la série entière des impédances (Z_{ij}) et des fonctions de transfert (X_{ij}).

6.1) Contexte de l'étude :

La Figure n°6.1 présente la carte topographique établie à partir des données d'altitude des soixante quatorze stations de MT lente notées par un point sur la carte.

L'étude peut se diviser en deux parties, en fonction de la lithologie en place. Dans la partie Sud, affleurent uniquement des sédiments quaternaires. On suppose qu'il existe sous le quaternaire une grande épaisseur de sédiments terrigènes tertiaires recouvrant une limite entre une plateforme carbonatée d'âge crétacé et un bassin océanique. Dans les zones Nord et Nord-Ouest, on trouve des roches d'origine volcanique (laves, tufs et cendres) de composition basaltique et andésitique. Les ensembles volcaniques montrent différentes étapes d'érosion. Le modèle géologique envisagé pour décrire la zone d'étude, comprend un bord de plateforme crétacée entourant le massif volcanique du Nord. Des objectifs économiques pétroliers se situent dans le crétacé supérieur et moyen et dans les conglomérats miocènes.

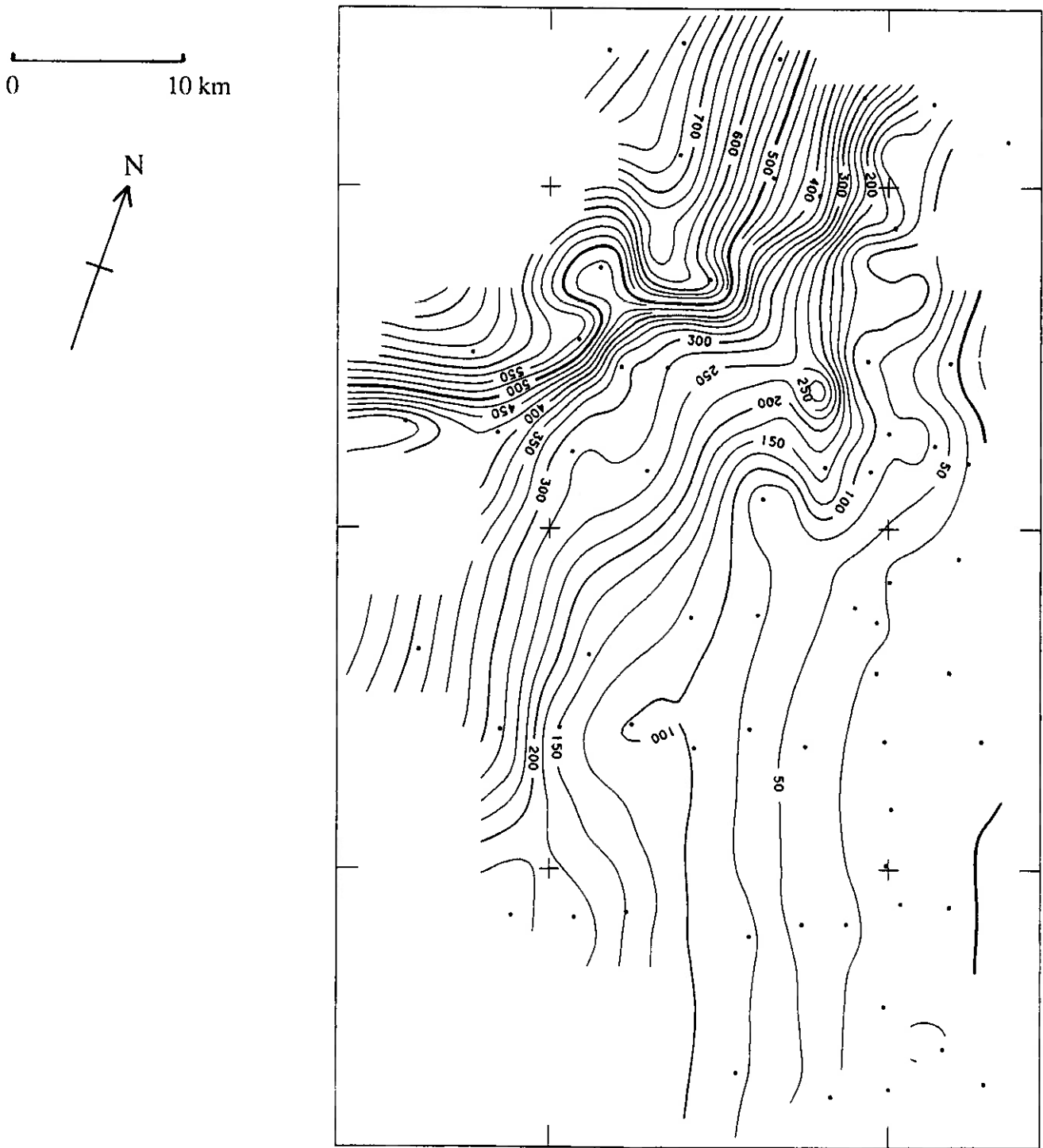


Figure n°6.1 : Carte topographique

Plusieurs explorations ont été effectuées précédemment sur la zone :

- une dizaine de forages montrant la tendance du substratum à plonger vers l'Est, et parallèlement l'épaississement des sédiments terrigènes tertiaires ; vers le Nord, il semble que les terrains mésozoïques (ère secondaire), tel que le crétacé, disparaissent.
- des mesures gravimétriques présentant une anomalie positive de type régional de plus de 1000 mgal, au-dessus du massif volcanique du Nord ; du côté Nord-Ouest de cette anomalie, on trouve un minimum relatif.
- une campagne de magnétisme aérien fournit les mêmes informations que la gravimétrie : une forte anomalie sur le massif Nord et un minimum à l'aplomb du minimum gravimétrique ; il existe en plus, une anomalie positive parallèle à la ligne de côte au Sud de l'étude, qui pourrait correspondre à un corps igné profond.
- une couverture de lignes sismiques très denses a été réalisée dans la partie centrale méridionale ; mais, à part une information sur l'approfondissement des réflecteurs mésozoïques au Sud-Est, les événements sont difficilement interprétables.

Malgré les nombreux antécédents décrits ci-dessus, la localisation du bord de la plateforme crétacée n'a pu être établie avec précision. C'est la raison pour laquelle des travaux magnétotelluriques ont été engagés ; on se proposait de caractériser les différents constituants du sous-sol par leurs différentes caractéristiques électriques. L'analyse des données de la stratigraphie électrique, montre que les principaux contrastes apparaissent au sommet du Mésozoïque, et à l'intérieur du Cénozoïque (ère tertiaire) quand il comprend des horizons de conglomérats. Malheureusement, la séquence mésozoïque présente une croissance continue de la résistivité jusqu'au substratum igné, de manière qu'il n'existe pas de contraste suffisant pour identifier le toit du substratum cristallin avec certitude.

La totalité des sondages réalisés sur la zone, montre des propriétés communes :

- dans les hautes fréquences (entre 0.01 s et 0.1 s), pratiquement tous les sondages montrent une translation entre les deux modes de résistivités (ρ_{xy} et ρ_{yx}) caractéristiques des effets statiques.
- dans les basses fréquences (entre 1 s et 100 s), apparaissent deux

types de comportement :

- * au Sud-Est, sur le plateau côtier, les deux courbes de résistivité ont la même forme, correspondant à un sous-sol tabulaire,
- * au Nord et au Sud-Ouest, les deux courbes sont différentes ; au Nord, elles montrent l'influence d'un corps conducteur, l'eau salée de l'océan, par dessus un ensemble résistant, le massif volcanique ; à l'Ouest, c'est l'effet latéral d'un corps résistant qui apparaît.

6.2) Analyse des données - approche géostatistique :

La variabilité et l'ordre de grandeur des phénomènes mesurés avec la MT peuvent être évalués par l'analyse structurale géostatistique (Matheron, 1965 ; Guillaume, 1977). Cette méthode est applicable à l'étude de toutes variables régionalisées. Dans le cas le plus général, le phénomène à étudier est considéré comme résultant de deux composantes : la première, la dérive, varie lentement sur l'étendue spatiale observée, la seconde correspond à une composante aléatoire mais néanmoins structurée du phénomène.

Les différentes valeurs $Z(x)$ mesurées au point x , peuvent être assimilées à des variables aléatoires plus ou moins fortement corrélées. La plus ou moins grande intensité de ces corrélations reflète la plus ou moins grande continuité du phénomène physique réel. Pour exprimer ces corrélations, on utilise le variogramme $\gamma(h)$ qui représente le demi-écart quadratique moyen (i.e. la moitié de l'espérance mathématique du carré de la différence des valeurs $Z(x)$ et $Z(x+h)$ observées aux points x et $x+h$) :

$$\gamma(h) = \frac{1}{2} E[(Z(x+h)-Z(x))^2]$$

Concrètement, $\gamma(h)$ représente en fonction de h , la manière plus ou moins rapide dont se dégrade l'influence d'un échantillon donné sur ses voisins de plus en plus lointains. Le comportement de $\gamma(h)$ au voisinage de l'origine lorsque h tend vers zéro, est très intéressant, $\gamma(h)$ ne tend pas forcément vers zéro, il y a alors "effet de pépite". La limite de $\gamma(h)$ est alors une constante positive appelée constante de pépite. En fait, il n'y a pas réellement discontinuité, mais la croissance de $\gamma(h)$ à l'échelle du travail, est très rapide. L'effet de pépite peut donc être dû à la présence de structures d'échelles inférieures à la maille de mesure. Mais il peut être aussi causé par les erreurs de mesure, ou la superposition des deux phénomènes. D'une manière générale, l'effet de pépite représente la variance d'un ou plusieurs phénomènes de portée plus restreinte que la maille de travail. L'effet de pépite du variogramme correspond au repliement du spectre (aliasing) lorsqu'on pratique l'analyse de Fourier.

Si la variable étudiée est stationnaire (c'est-à-dire sans dérive), le variogramme $\gamma(h)$ est égal à la différence entre la variance $K(0)$ et la fonction d'autocovariance (ou autocorrélation) $K(h)$ (qui exprime l'intensité de la liaison entre la valeur en un point et celle aux points du voisinage).

Pour les données utilisées, les écarts quadratiques sont calculés entre la valeur de la variable en un point et celle en des points du voisinage situés dans des classes de distance fixe h . Chaque classe représente une couronne de rayon h , $h+a$, Toutefois on adopte pour chaque classe le même nombre de couple de façon à améliorer la comparaison entre les classes.

On va utiliser le variogramme comme un outil permettant d'apprécier la qualité et le degré de fiabilité des cartographies des différents paramètres.

6.3) Résultats :

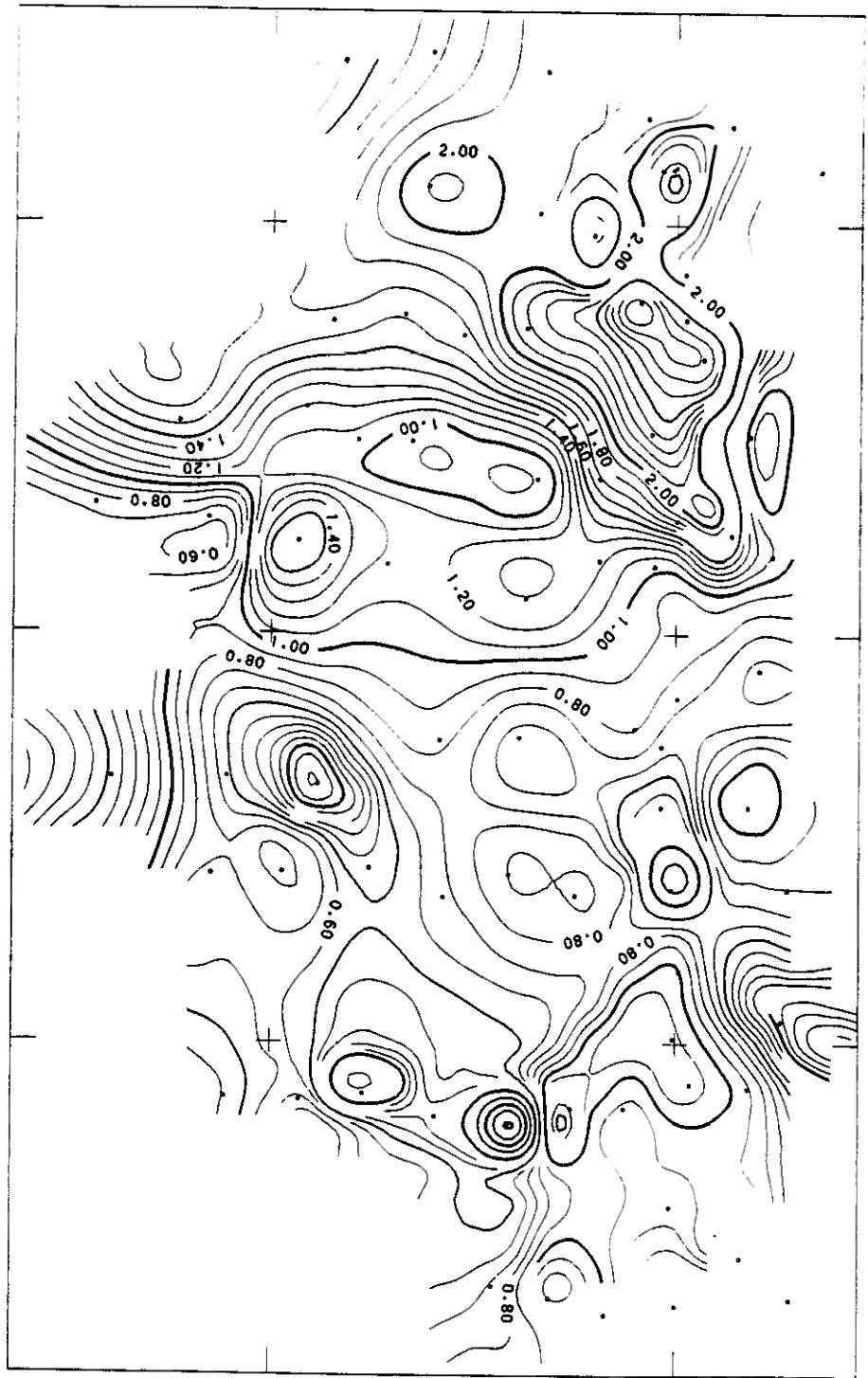
Les différents graphiques (variogrammes) et cartes de résistivité apparente, présentés par la suite, sont donnés avec une échelle en logarithme décimal de la résistivité apparente ; c'est d'une part pour des raisons statistiques (le logarithme d'une résistivité apparente représente mieux le type de variation que suit une résistivité apparente) pour le variogramme, et d'autre part pour des raisons pratiques (cohérence entre les données du variogramme et celles des cartes, et facilité de tracé). Nous allons présenter (Tableau n°6.1) les correspondances entre les logarithmes de résistivité et les résistivités elles-mêmes.

$\log_{10}(\rho_a)$	ρ_a
0	1 $\Omega.m$
0.2	1.6 $\Omega.m$
0.4	2.5 $\Omega.m$
0.6	4 $\Omega.m$
0.8	6.3 $\Omega.m$
1	10 $\Omega.m$
1.2	15.8 $\Omega.m$
1.4	25.1 $\Omega.m$
1.6	39.8 $\Omega.m$
1.8	63.1 $\Omega.m$
2	100 $\Omega.m$
2.2	158.5 $\Omega.m$
2.4	251.2 $\Omega.m$
2.6	398.1 $\Omega.m$
2.8	631 $\Omega.m$

Tableau n°6.1 : Correspondance entre $\log_{10}(\rho_a)$ et ρ_a

Les Figures n°6.2, n°6.3, n°6.4 et n°6.5 présentent les cartes de résistivité ρ_{xy} et leur variogramme associé correspondant aux quatre

0 10 km



$\gamma(h)$

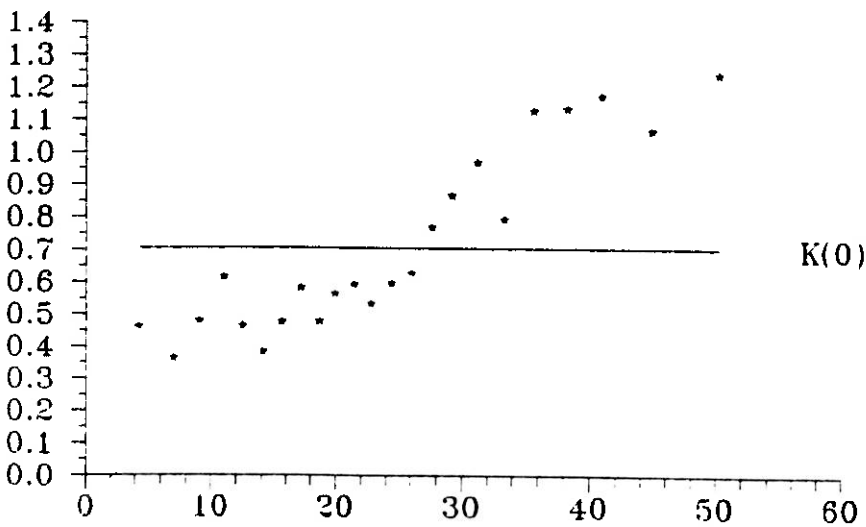


Figure n°6.2 :
Carte de résistivité apparente ρ_{XY} et
variogramme $\gamma(h)$ correspondant
pour 0.012 s

0 10 km

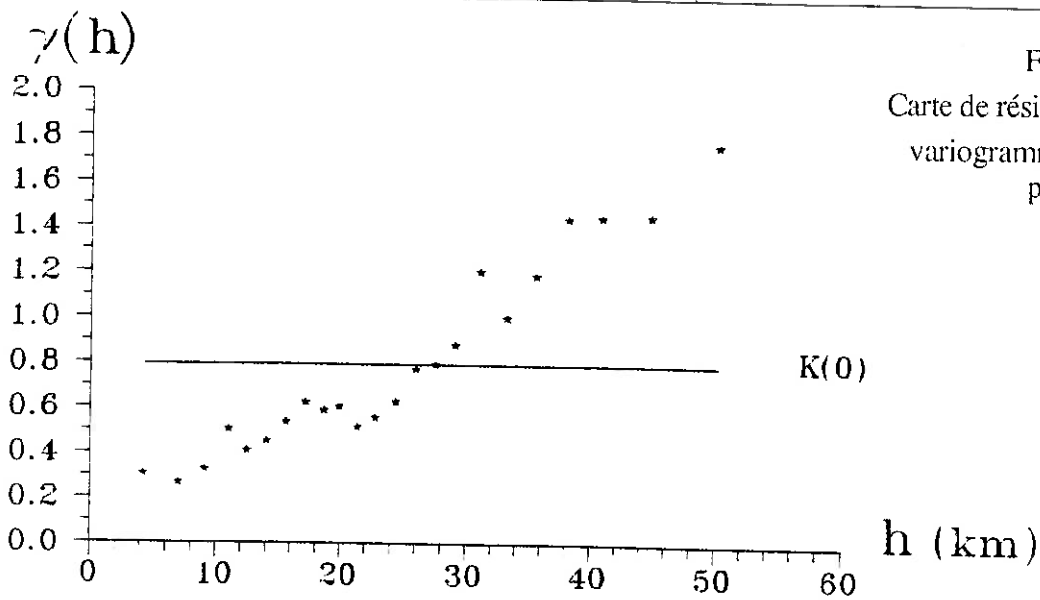
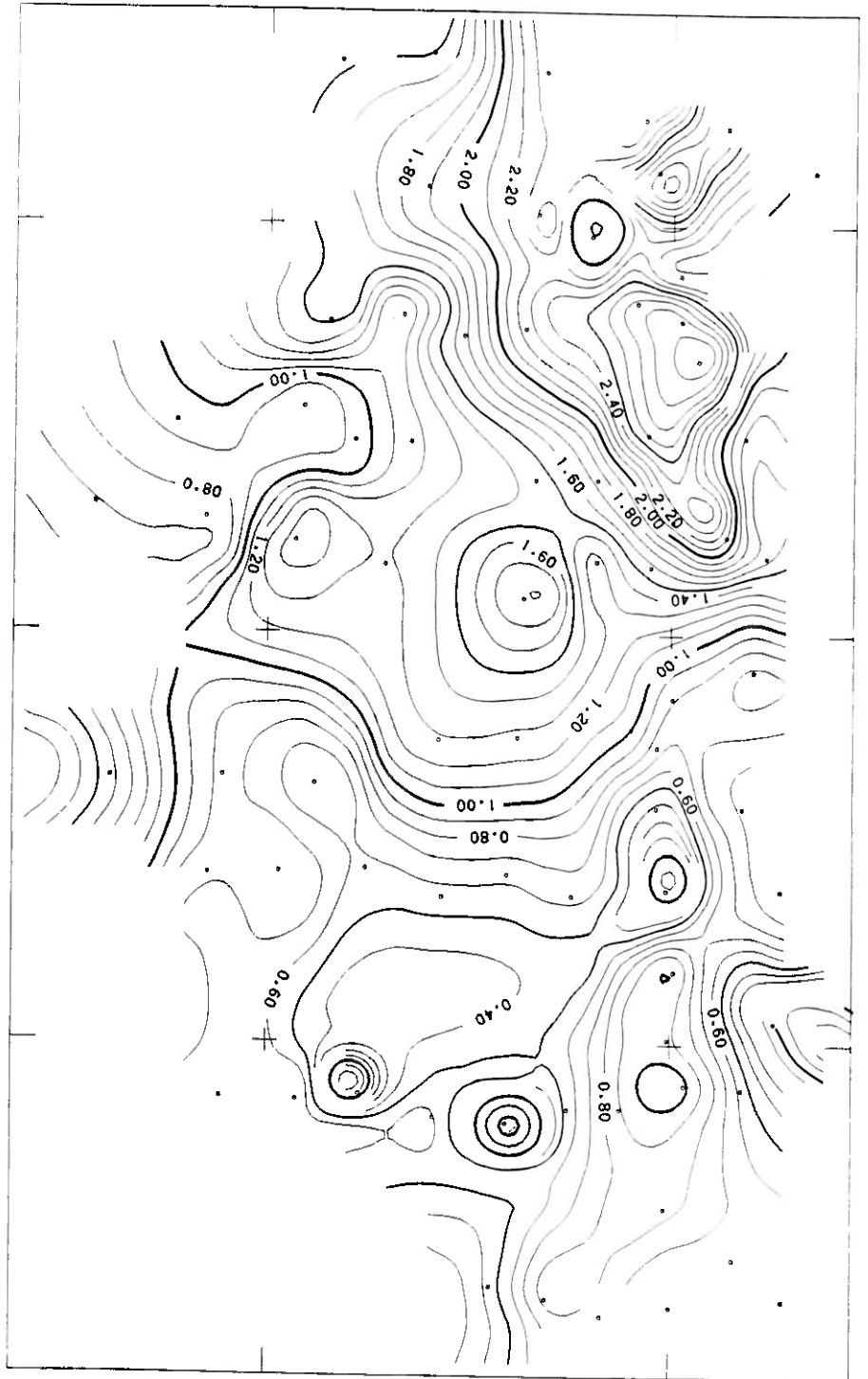


Figure n°6.3 :
Carte de résistivité apparente ρ_{XY} et
variogramme $\gamma(h)$ correspondant
pour 0.239 s

0 10 km

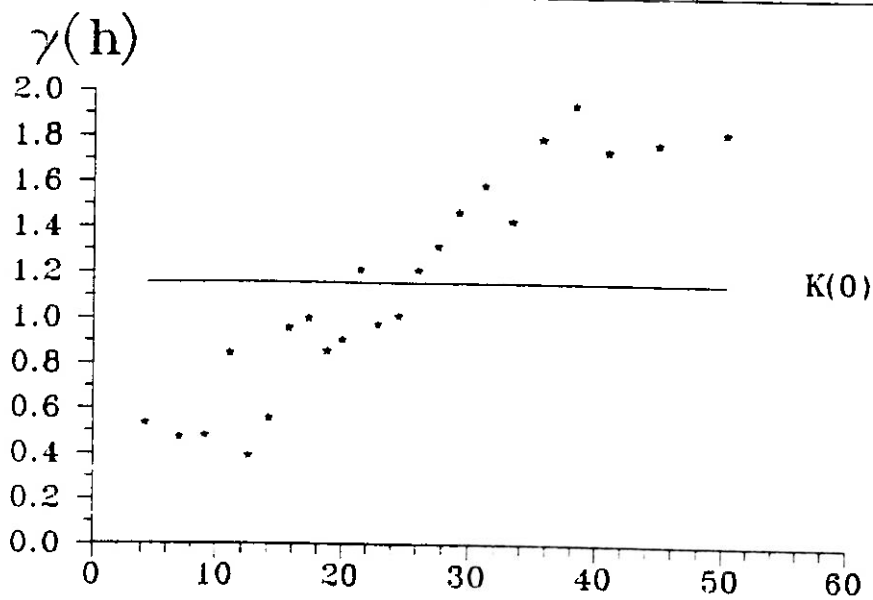
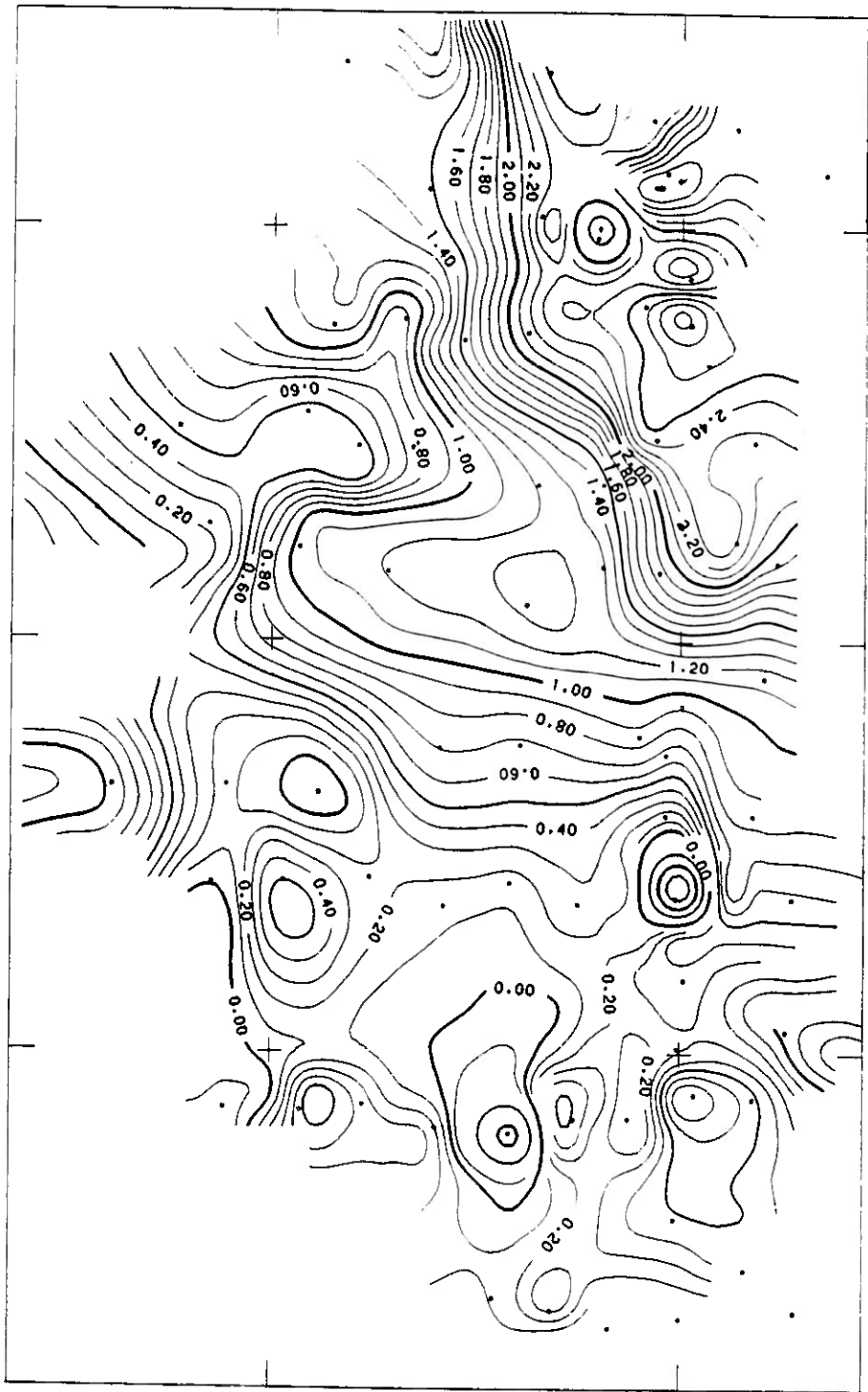
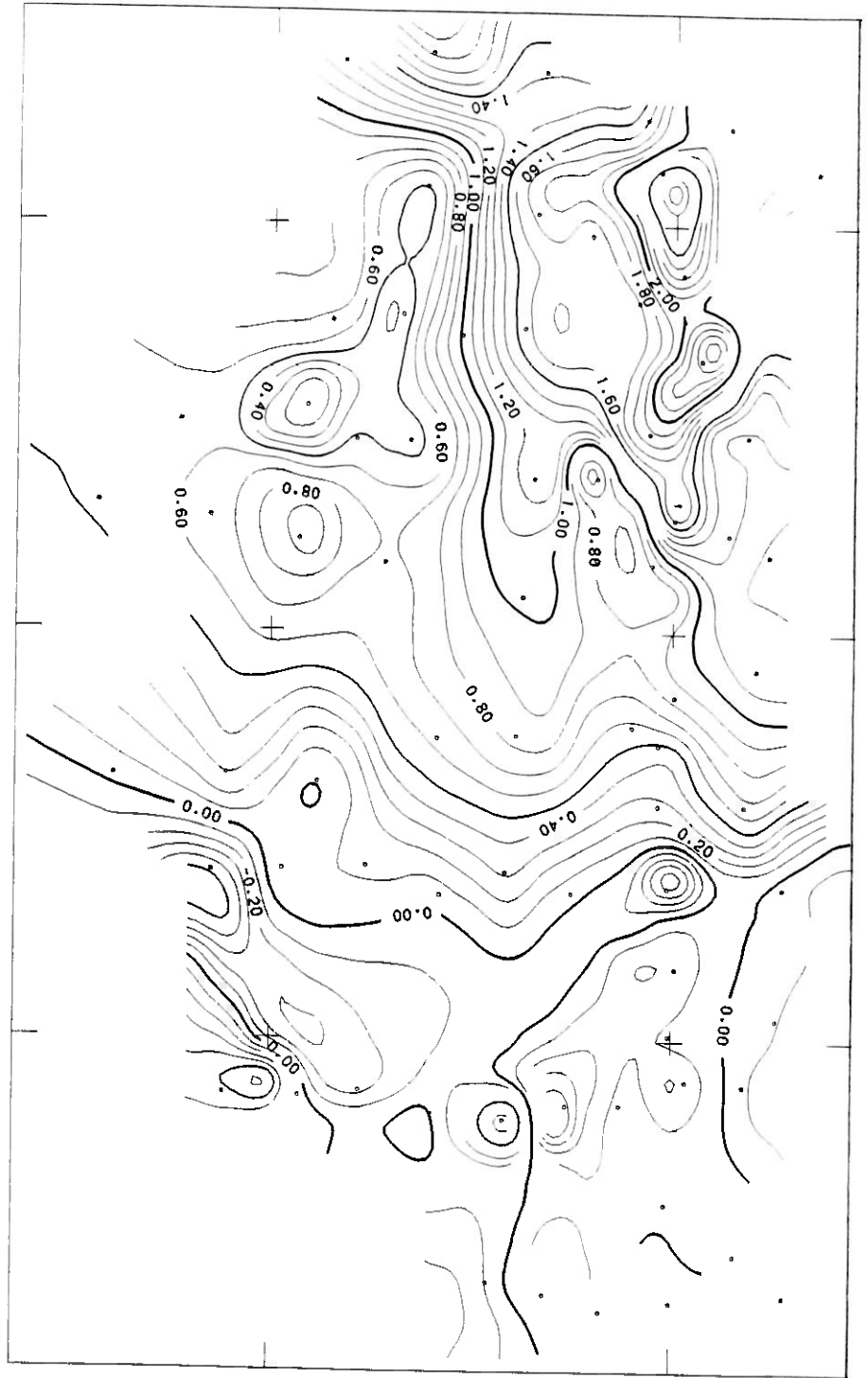
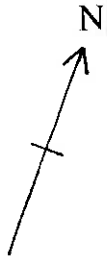


Figure n°6.4 :
Carte de résistivité apparente ρ_{XY} et
variogramme $\gamma(h)$ correspondant
pour 1.932 s

0 10 km



$\gamma(h)$

1.5
1.4
1.3
1.2
1.1
1.0
0.9
0.8
0.7
0.6
0.5
0.4
0.3
0.2
0.1
0.0

K(0)

Figure n°6.5 :
Carte de résistivité apparente ρ_{XY} et
variogramme $\gamma(h)$ correspondant
pour 30.913 s

h (km)

0 10 20 30 40 50 60

fréquences que l'on a choisies : 0.012 s, 0.239 s, 1.932 s et 30.913 s ; les Figures n°6.6, n°6.7, n°6.8 et n°6.9 sont leurs équivalents pour ρ_{yx} . L'analyse des variogrammes indique une quasi-similarité entre les deux polarisations ; la forme globale ressemble à une courbe exponentielle avec un léger décalage à l'origine. Le phénomène étudié est donc continu avec une dérive engendrant une absence de cohérence entre des points éloignés ($\gamma(h)$ passe au-dessus de $K(0)$ pour des fortes valeurs de h) justifiée par l'existence de deux zones géologiques ; le léger effet de pépite informe sur la qualité acceptable de l'échantillonnage spatial. L'observation de ces cartes montre une grande indépendance entre la topographie et l'information MT. En gardant à la mémoire les orientations d'axes habituellement pratiquées par CGG (cf. paragraphe 2.2.4.b) : x suivant l'Est et y suivant le Nord, on remarque bien l'effet d'anisotropie apparente. Ainsi les cartes de ρ_{xy} ont une tendance à avoir des isovaleurs suivant une direction Nord-Sud (c'est particulièrement visible sur la zone Nord-Est de l'étude) perpendiculaire à la composante E_x du champ électrique utilisée pour le calcul de ρ_{xy} ; les cartes de ρ_{yx} montrent le même type d'effet (courbes d'isovaleurs suivant un axe Est-Ouest). Cependant les deux polarisations présentent dans la partie Nord-Est une zone fortement résistante. Par ailleurs, on retrouve les informations géologiques décrites précédemment, c'est-à-dire un découpage en deux parties franches : une zone plus résistante au Nord correspondant au massif volcanique, et, une zone au Sud plutôt conductrice correspondant à la couverture quaternaire, séparée l'une de l'autre au milieu de l'étude par un niveau de résistivité de l'ordre de $10 \Omega.m$ (ou un \log_{10} de 1). On remarque aussi que beaucoup de courbes se referment sur elles-mêmes, en englobant un seul point de mesure ; ces points seront éliminés par lissage.

0 10 km

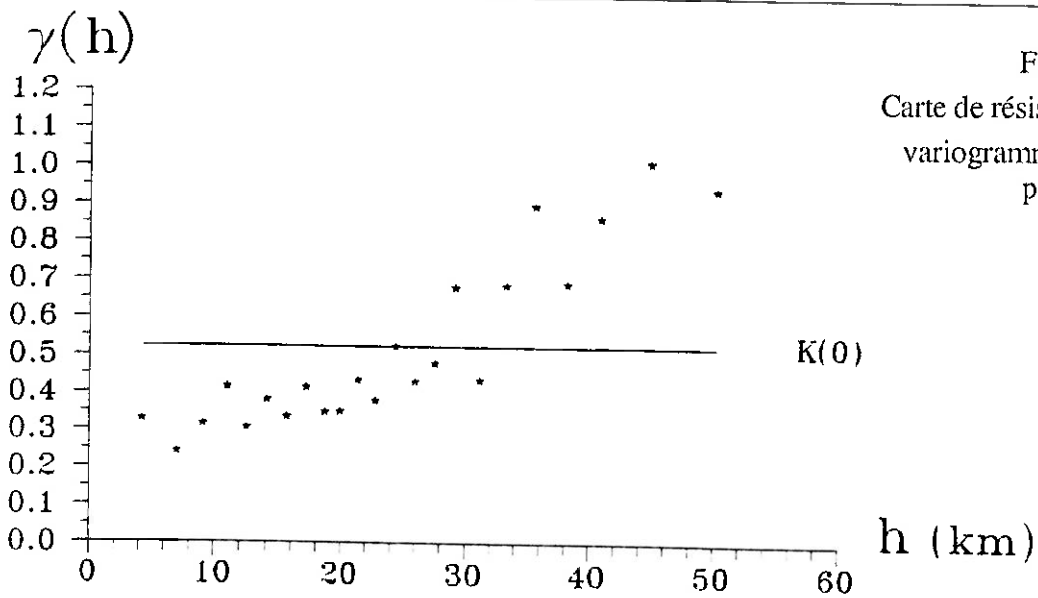
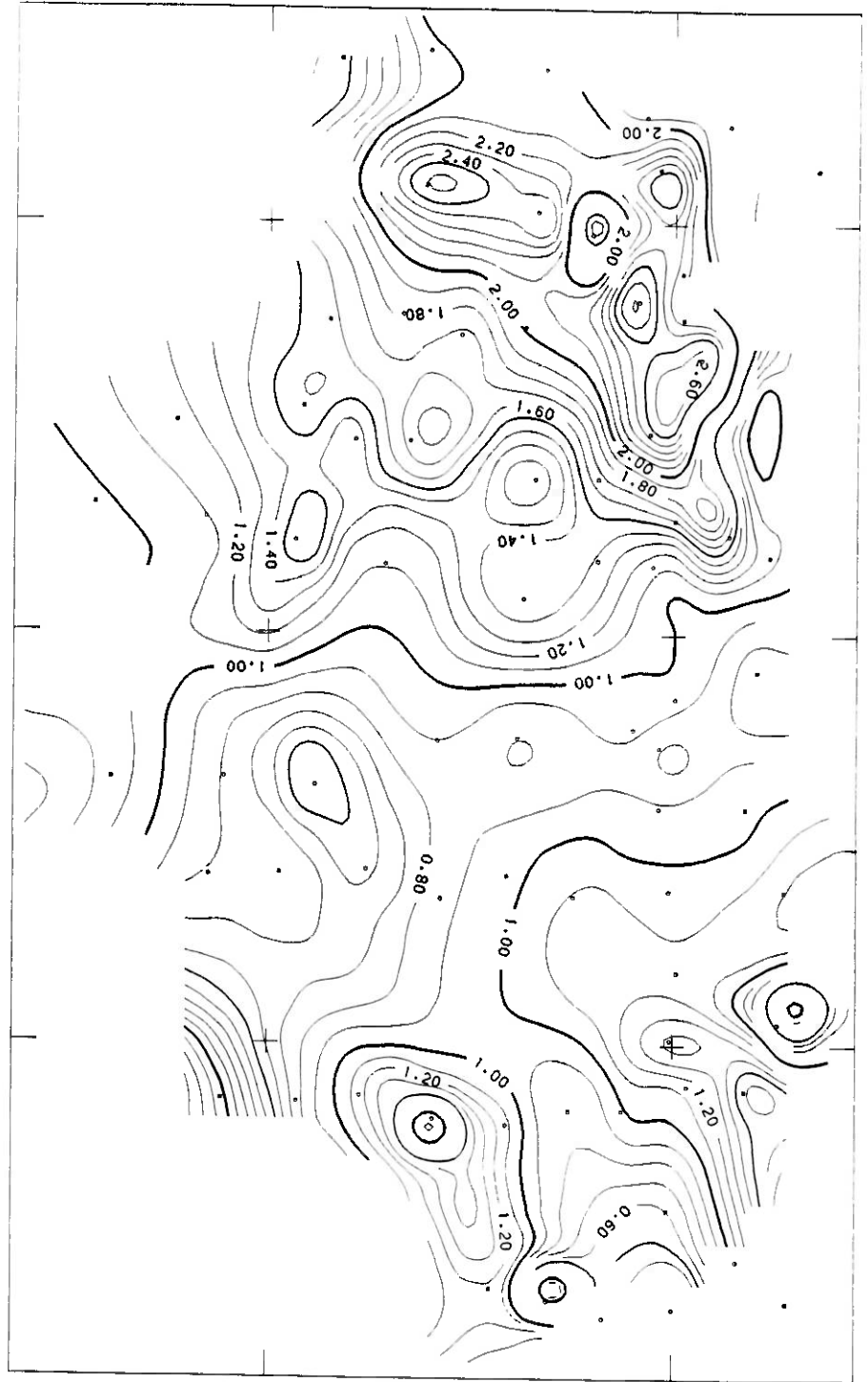


Figure n°6.6 :
Carte de résistivité apparente ρ_{YX} et
variogramme $\gamma(h)$ correspondant
pour 0.012 s

0 10 km

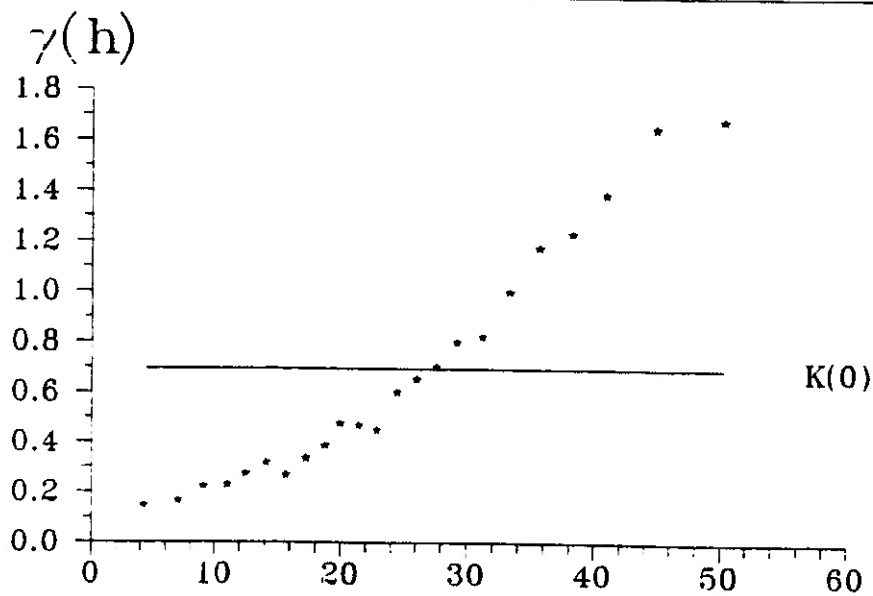
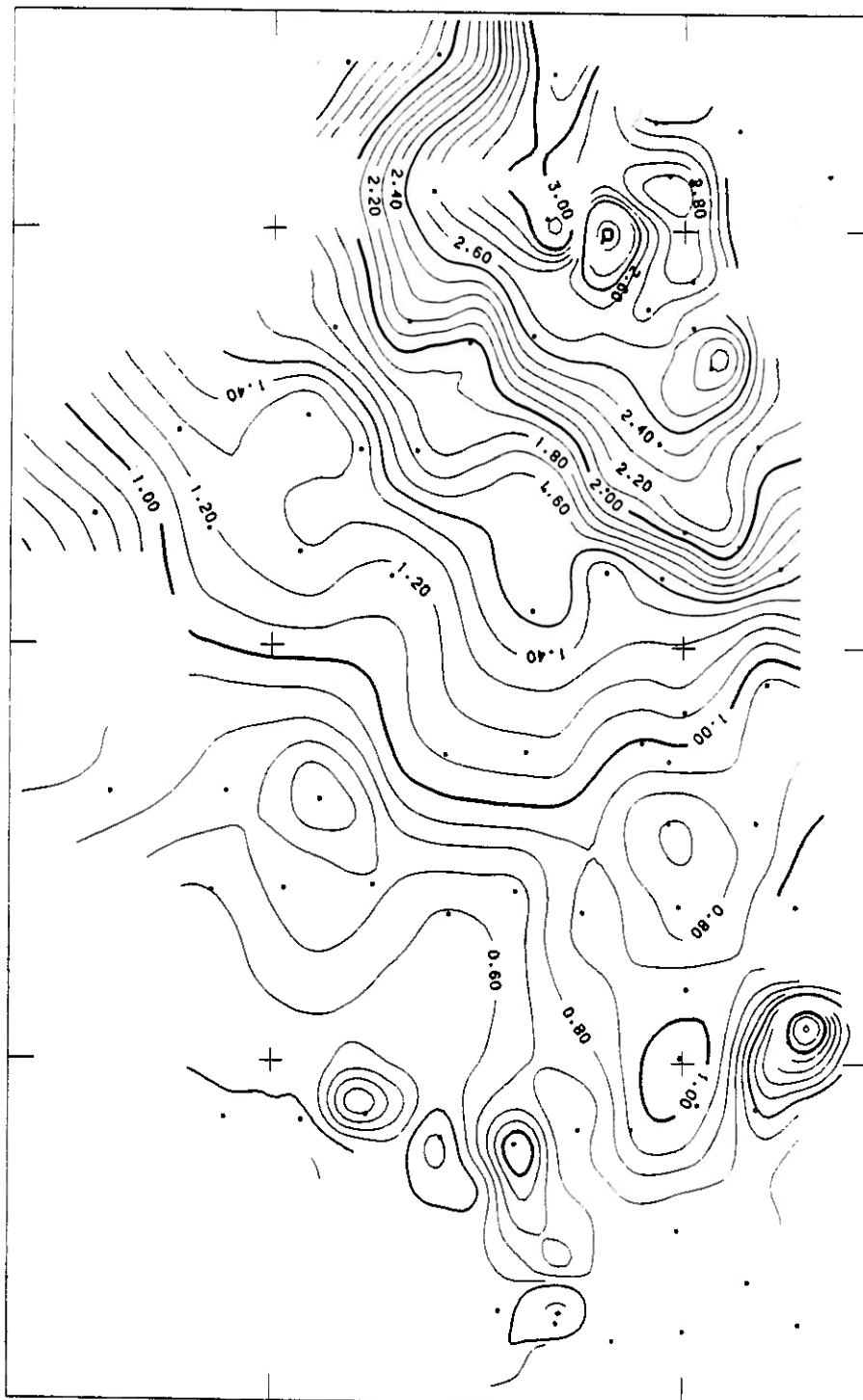


Figure n°6.7 :
Carte de résistivité apparente PYX et
variogramme $\gamma(h)$ correspondant
pour 0.239 s

0 10 km

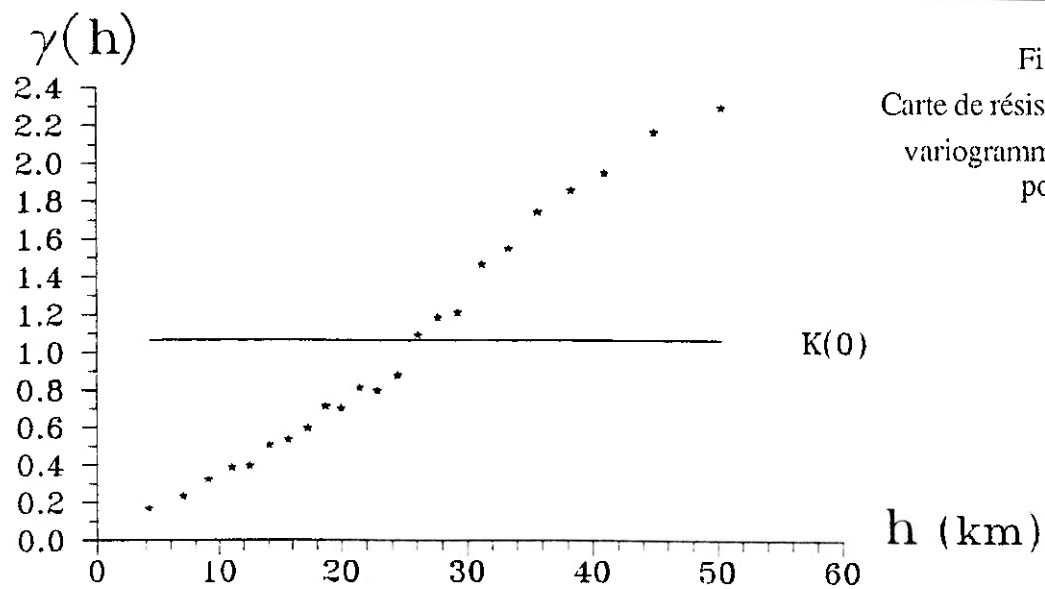
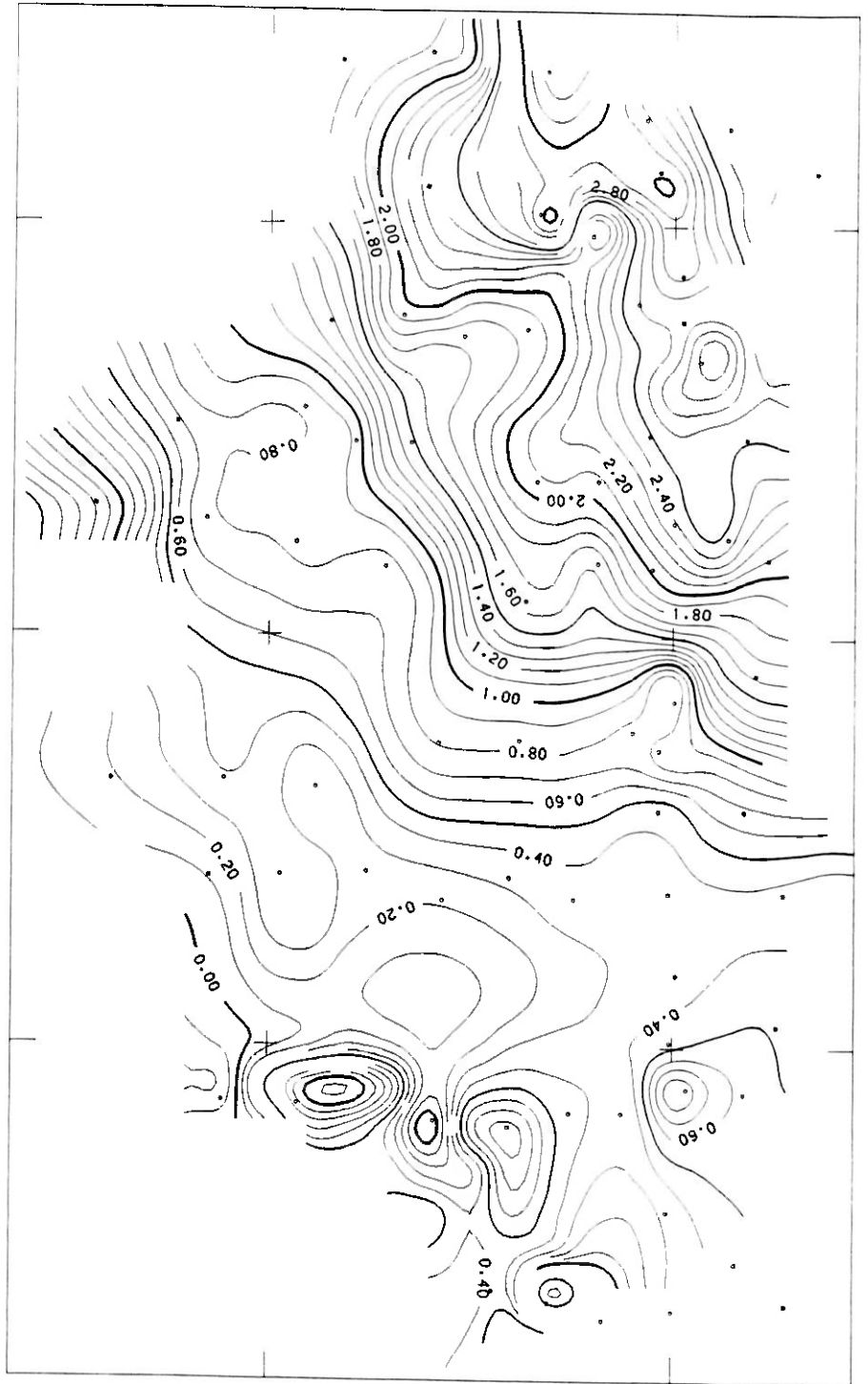


Figure n°6.8 :
Carte de résistivité apparente ρ_{YX} et
variogramme $\gamma(h)$ correspondant
pour 1.932 s

0 10 km

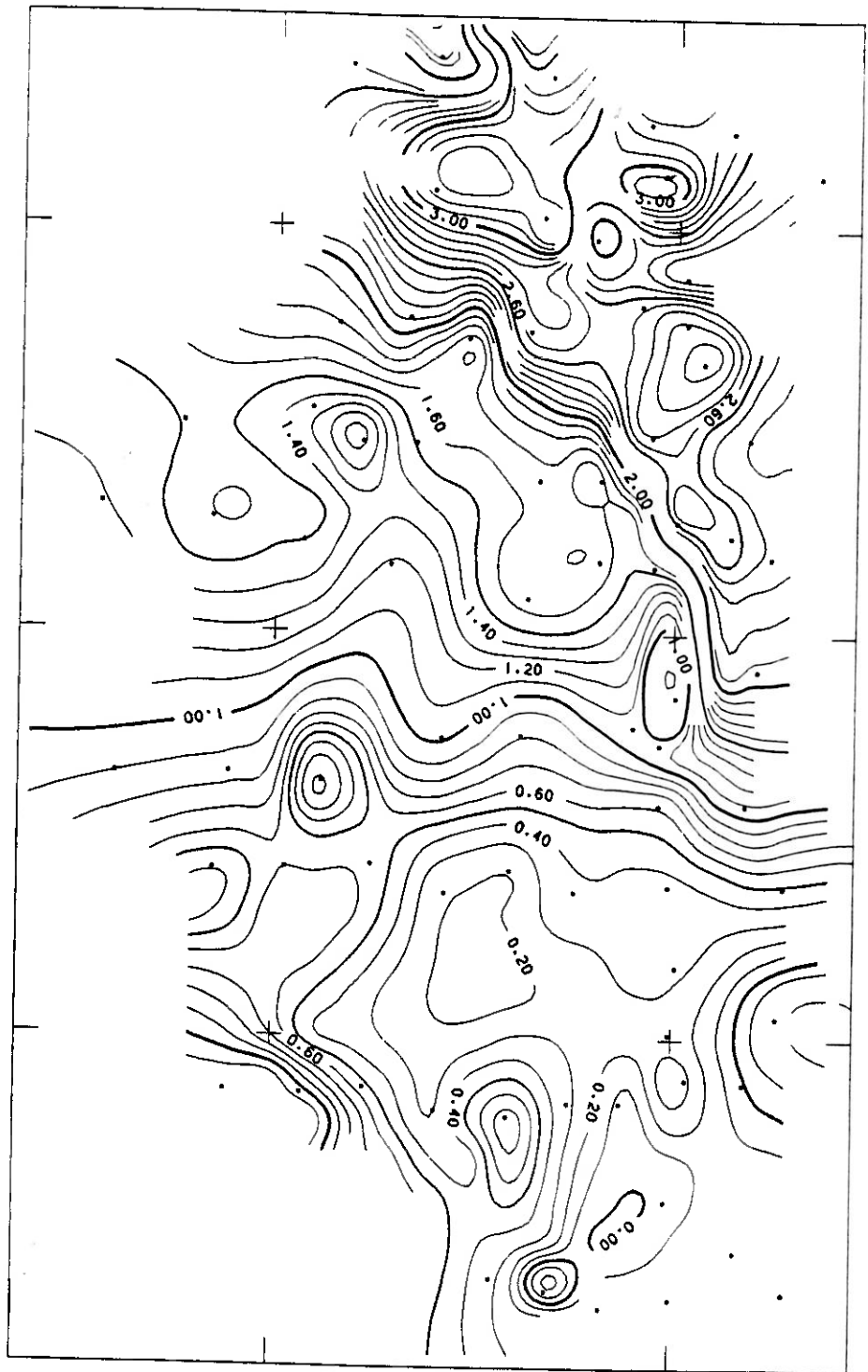
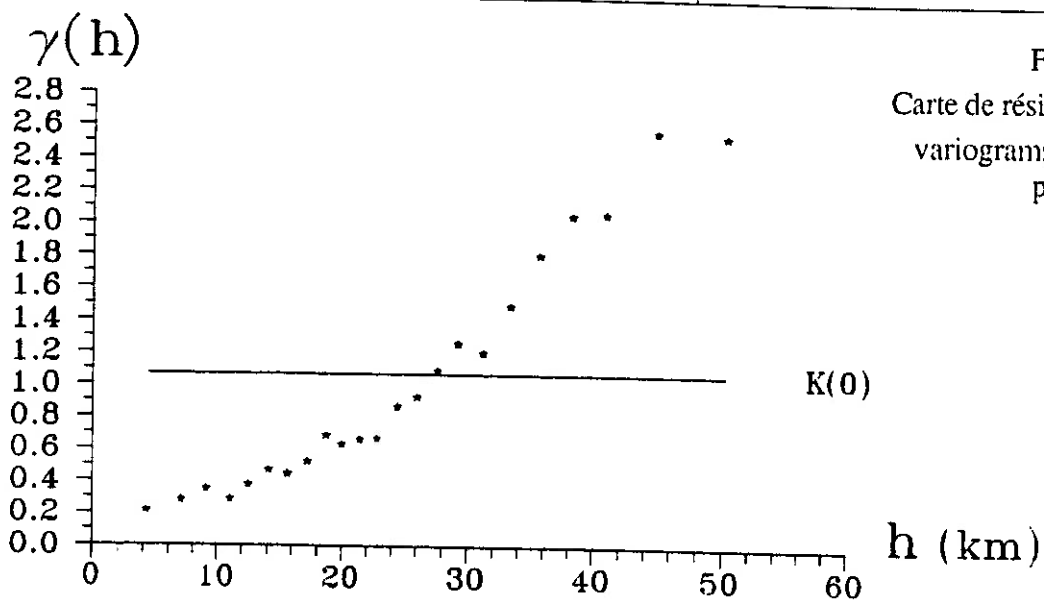


Figure n°6.9 :
Carte de résistivité apparente ρ_{YX} et
variogramme $\gamma(h)$ correspondant
pour 30.913 s



On peut réaliser un prolongement vers le haut pour faire disparaître les informations hautes fréquences, et, une verticalisation pour corriger les effets d'anisotropie apparente. L'application du prolongement aux résistivités apparentes ρ_{xy} et ρ_{yx} à la fréquence la plus basse (30.913 s) fournit des images lissées (Figure n°6.10 et n°6.11) où l'effet d'anisotropie apparente est plutôt renforcé et les informations très locales correspondant à du bruit ont disparu. Un traitement classique en méthodes potentielles : le calcul d'une régionale par approximation de la surface de mesure par moindres carrés, et de la résiduelle associée, peut être aussi appliqué. Il faut cependant rappeler que ce calcul, qui se justifie en gravimétrie par l'existence d'anomalies à des échelles beaucoup plus grandes que la zone étudiée, ne correspond pas à une réalité géologique pour des données de résistivité, où l'épaisseur de terrain prise en compte dans la mesure est limitée (en l'occurrence en MT, par la fréquence considérée). Les Figures n°6.12 (résiduelle ρ_{xy}), n°6.13 (régionale ρ_{xy}), n°6.14 (résiduelle ρ_{yx}) et n°6.15 (régionale ρ_{yx}) présentent les résultats obtenus en approchant la surface de mesure par un polynôme de degré 3, pour la basse fréquence : 30.913 s. Les cartes des régionales sont proches l'une de l'autre, elles montrent un creux conducteur suivant un axe d'azimut Est-Nord-Est. La proximité des cartes résiduelles est également bien marquée. Au Nord, un alignement Nord-Sud partage la zone en deux, tandis qu'au centre, on retrouve deux bosses résistantes, et enfin au Sud, plusieurs stations semblent très bruitées (les isovaleurs n'englobent qu'une station à la fois).

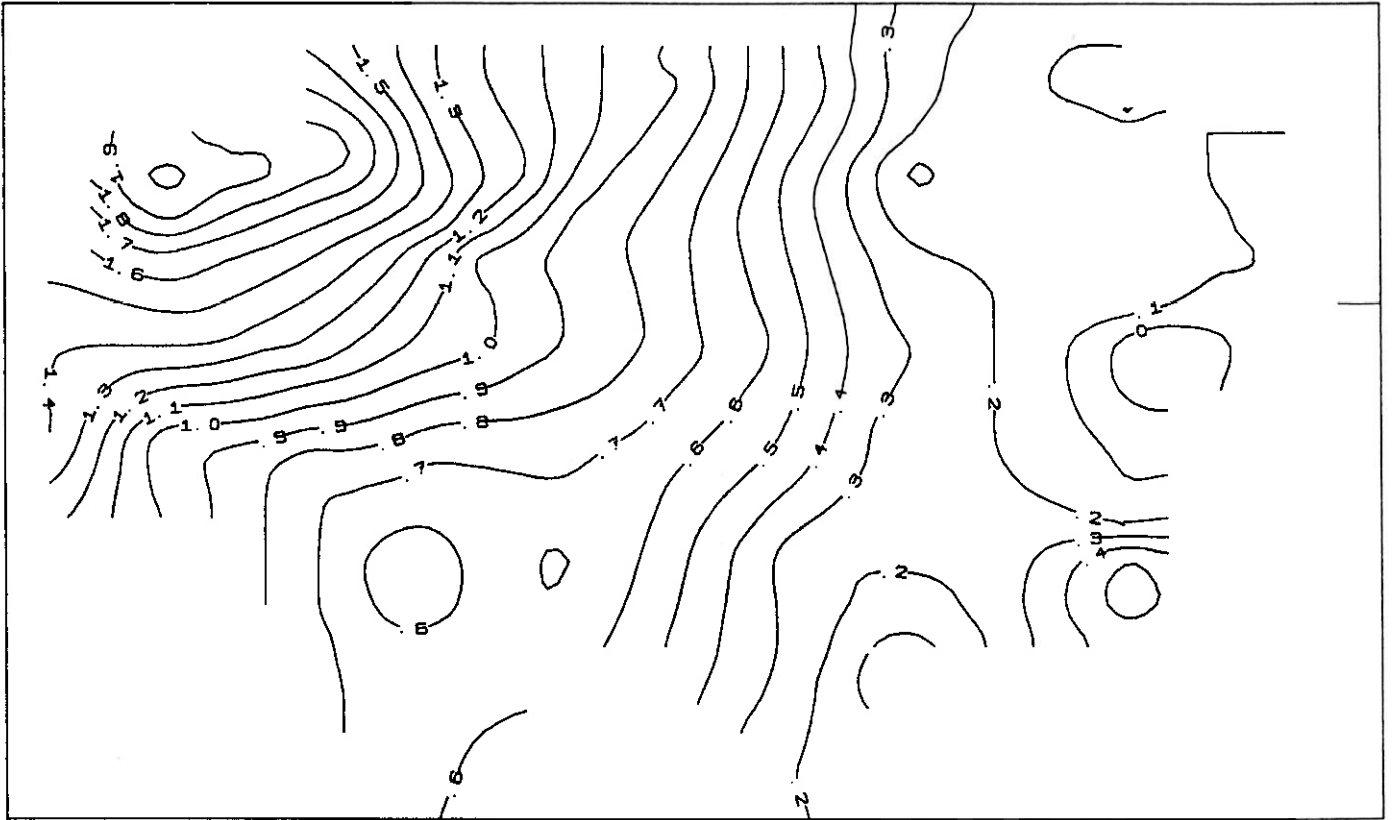


Figure n°6.10 :
Résistivité ρ_{XY} après prolongement vers le haut (1 km) pour 30.913 s

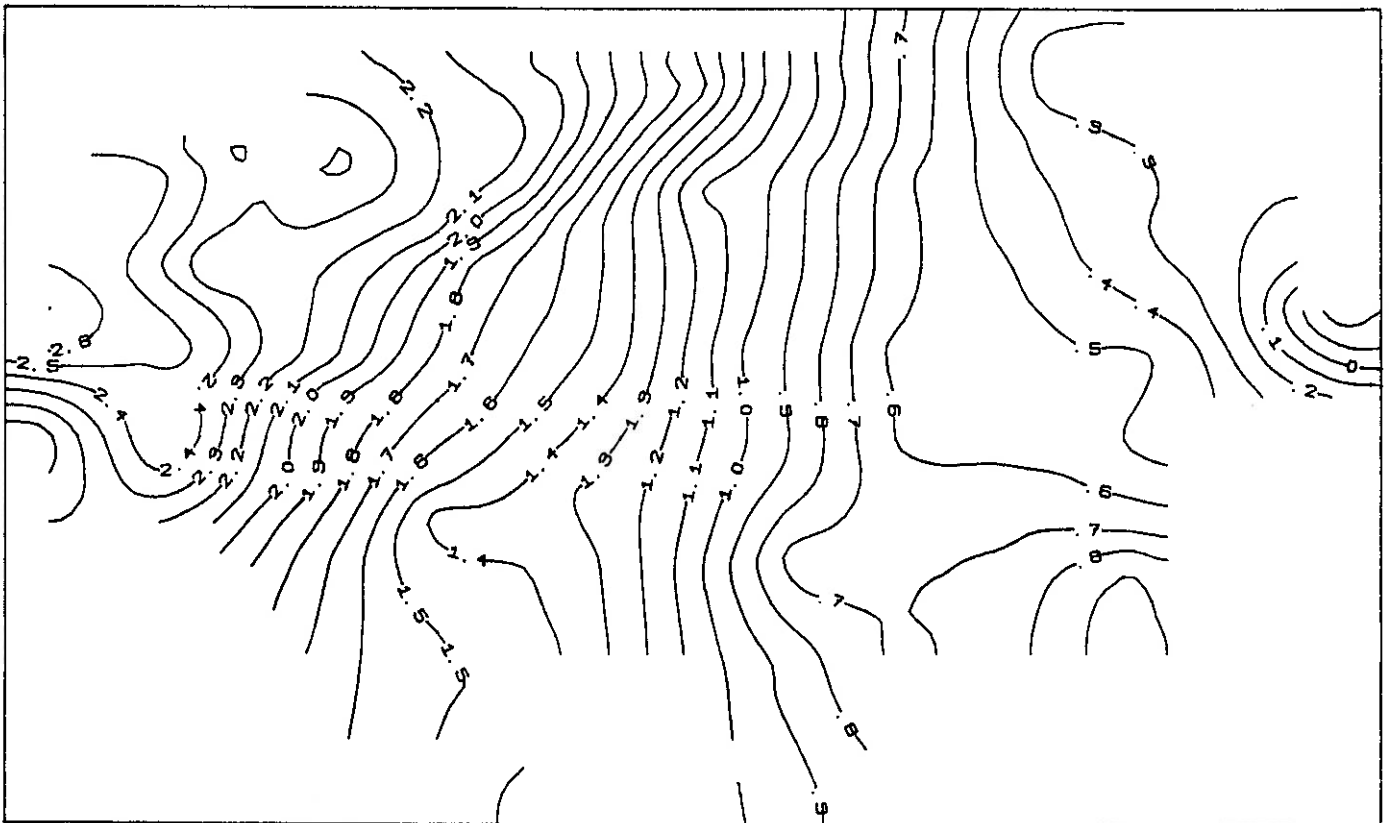
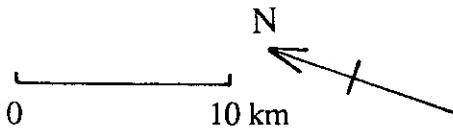


Figure n°6.11 :
Résistivité ρ_{YX} après prolongement vers le haut (1 km) pour 30.913 s

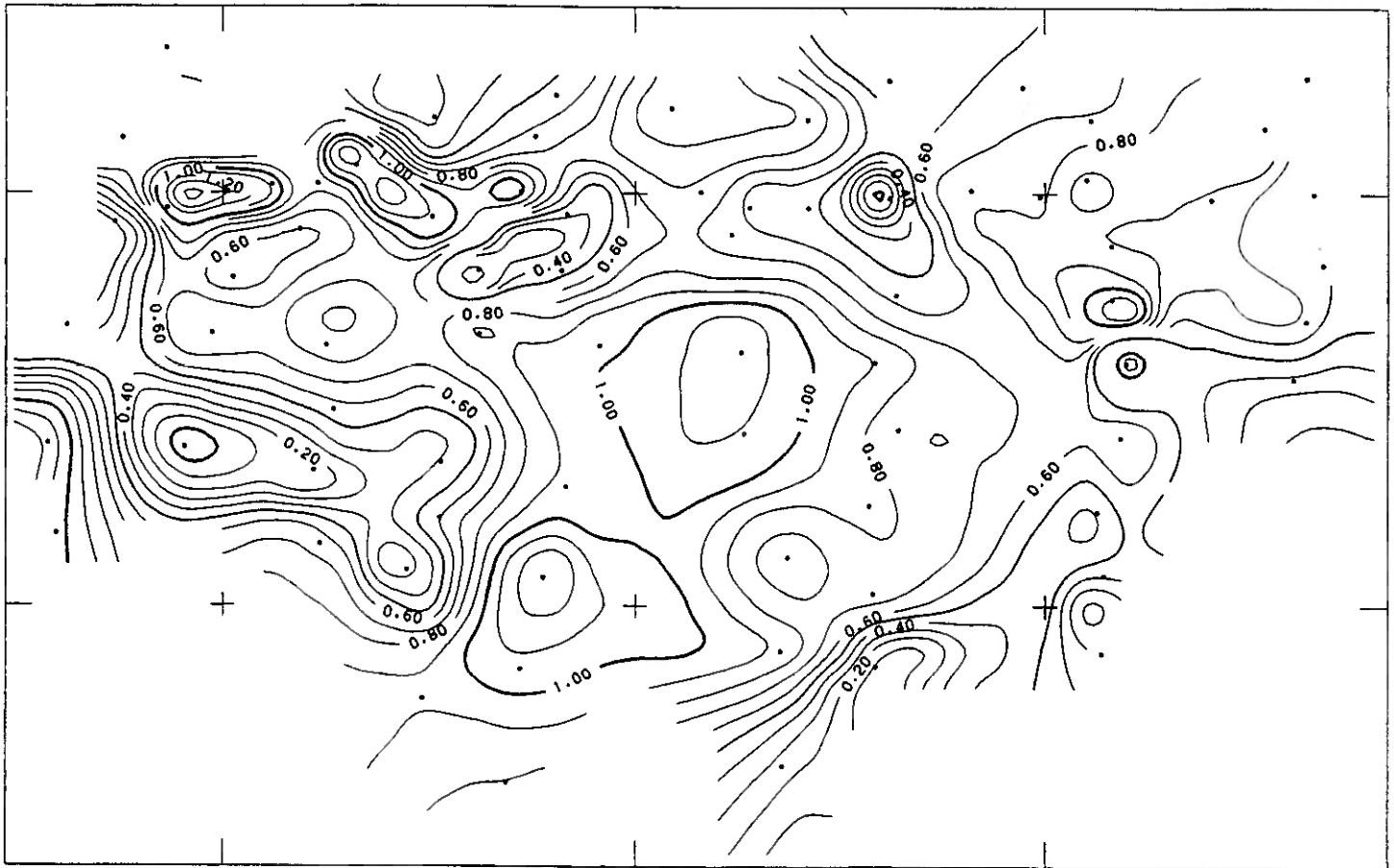


Figure n°6.12 :
Résistivités ρ_{xy} résiduelle pour 30.913 s

0 10 km

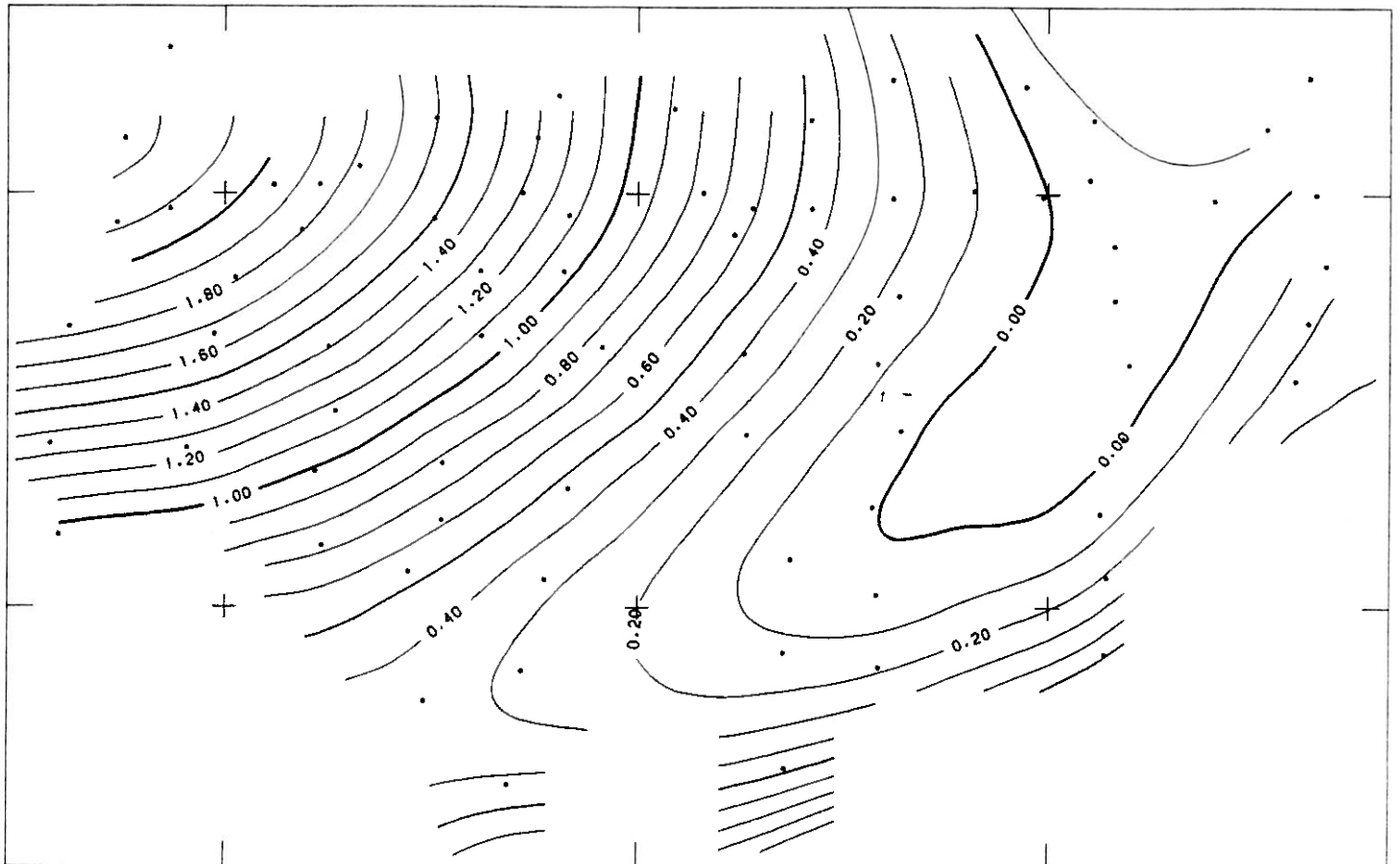


Figure n°6.13 :
Résistivités ρ_{xy} régionale pour 30.913 s

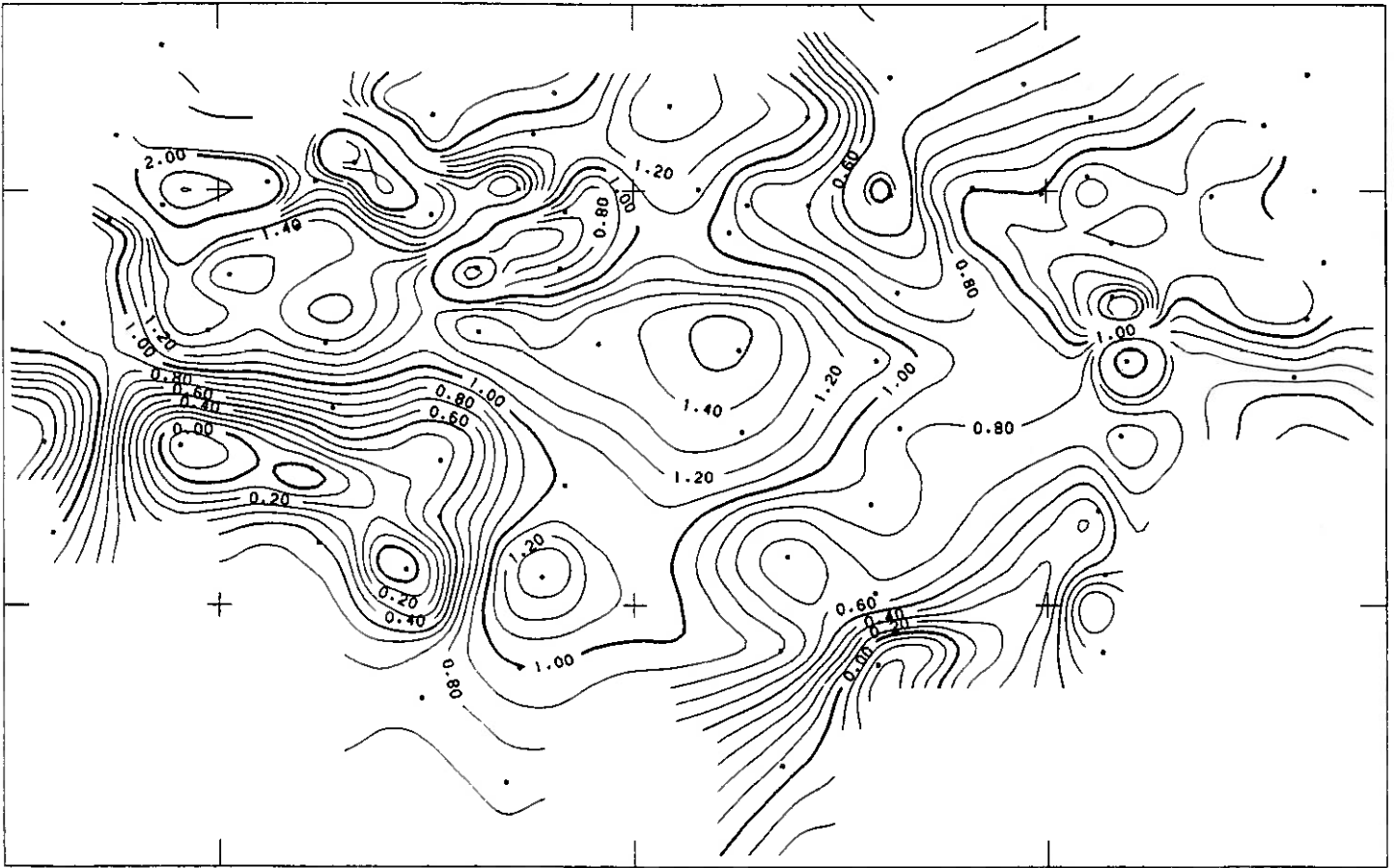


Figure n°6.14 :
Résistivités $\rho_{\gamma x}$ résiduelle pour 30.913 s

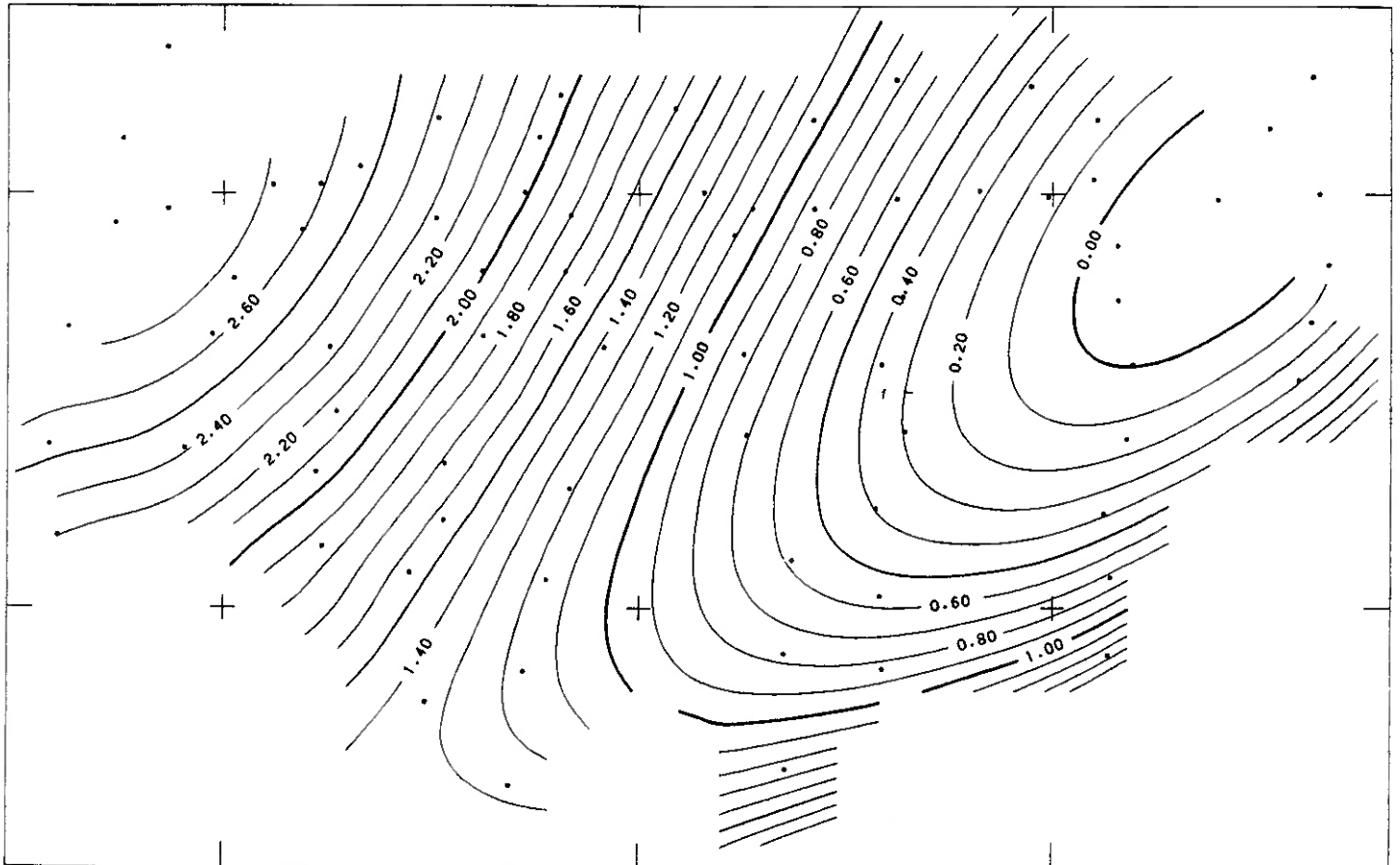


Figure n°6.15 :
Résistivités $\rho_{\gamma x}$ régionale pour 30.913 s

Les Figures n°6.16, n°6.17, n°6.18 et n°6.19 correspondent aux cartes du tipper pour les quatre mêmes fréquences. Notons qu'en raison d'une assez mauvaise qualité des données de champ magnétique vertical, les données du tipper ont dû être filtrées manuellement, c'est-à-dire que l'on a pris en compte uniquement des valeurs de tipper définies et inférieures à un. Ainsi à la fréquence 0.012 s, seulement soixante quatre stations sur soixante quatorze étaient utilisables, pour 0.239 s : soixante cinq stations, pour 1.932 s : soixante neuf stations et pour 30.913 s : cinquante deux stations. Ce nombre restreint de stations avec information sur le tipper se réduit encore si l'on étudie le tipper station par station. En effet, dans ce cas, il ne reste plus que quarante quatre stations comportant une valeur de tipper pour les quatre fréquences. En cherchant à évaluer la fréquence à laquelle l'on possède le maximum d'informations liées à la présence d'un corps créateur d'une composante magnétique verticale (cf. paragraphe 2.2.4.b), on constate que 60 % des stations précitées ont un maximum sur la plus basse des quatre fréquences (30.913 s) et 35 % pour la plus haute (0.012 s). De plus les graphiques de variogramme montrent principalement un effet de pépite, aussi semble-t-il impossible de déduire de ces données des informations. On vérifie avec cette étude, qu'il est difficile d'acquérir des données exploitables sur le champ magnétique vertical, à cause de la faiblesse du signal mesurable et des problèmes liés à l'installation des capteurs.

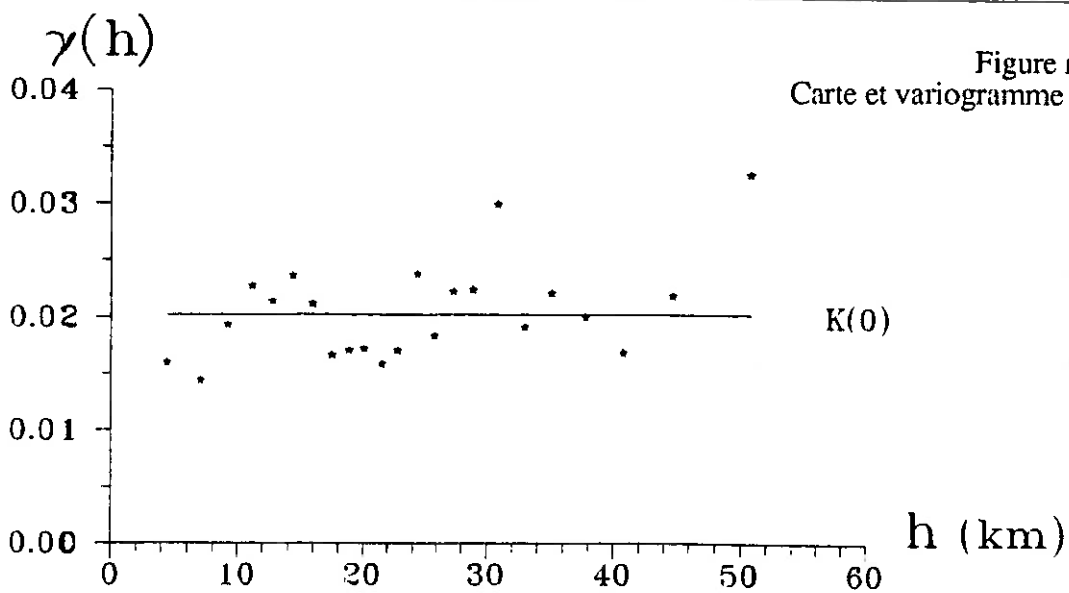
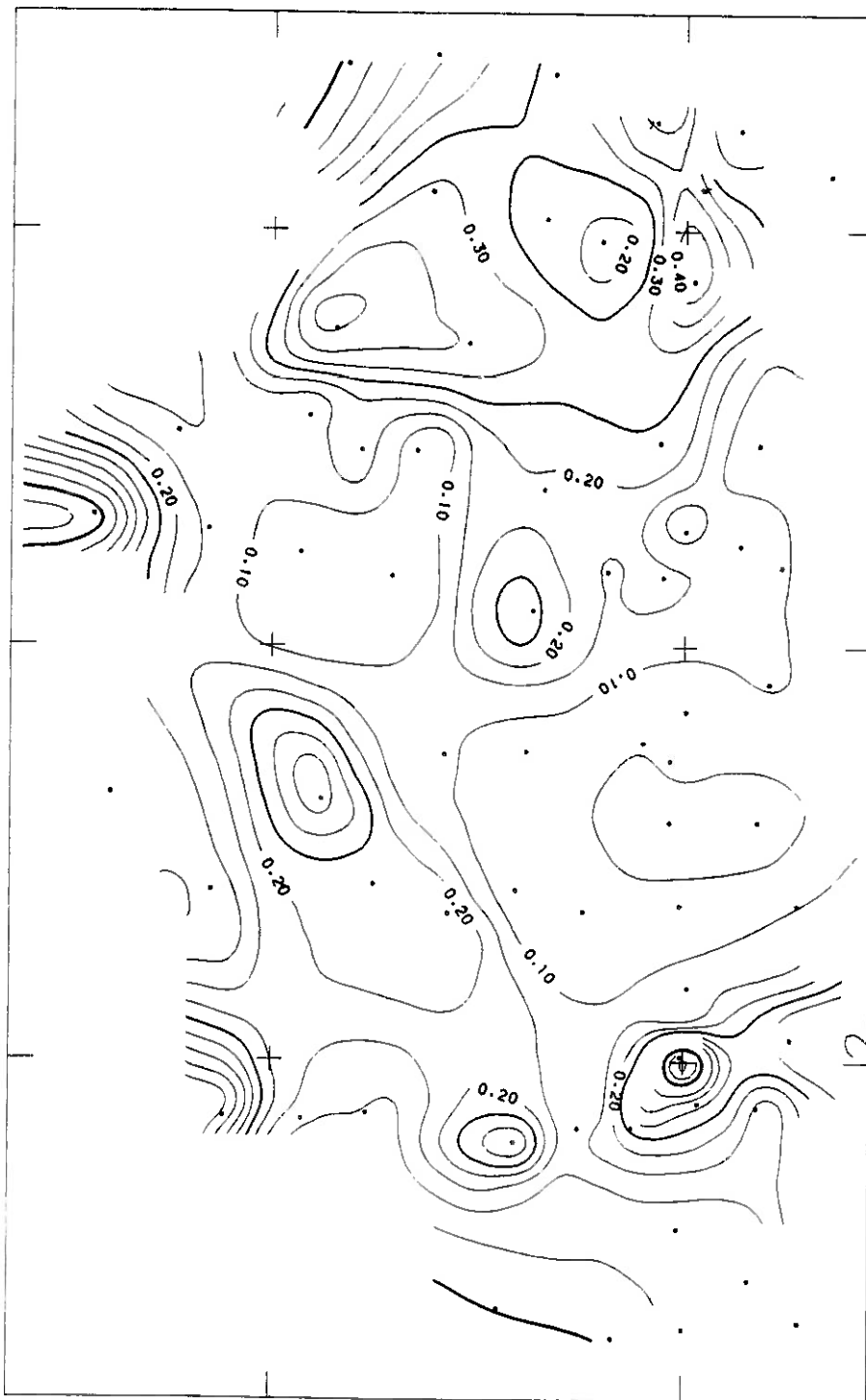


Figure n°6.16 :
Carte et variogramme du "tipper" pour 0.012 s

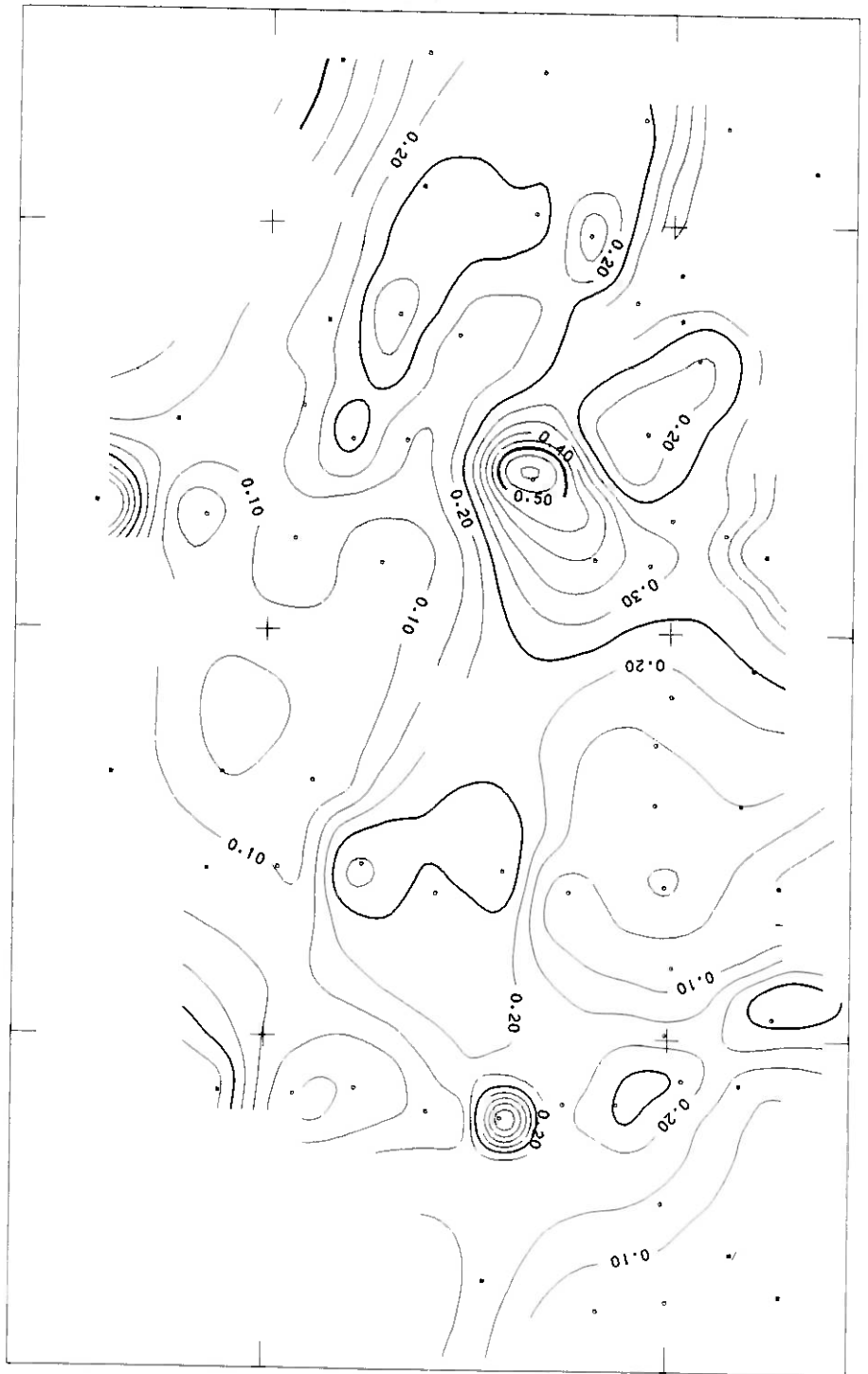
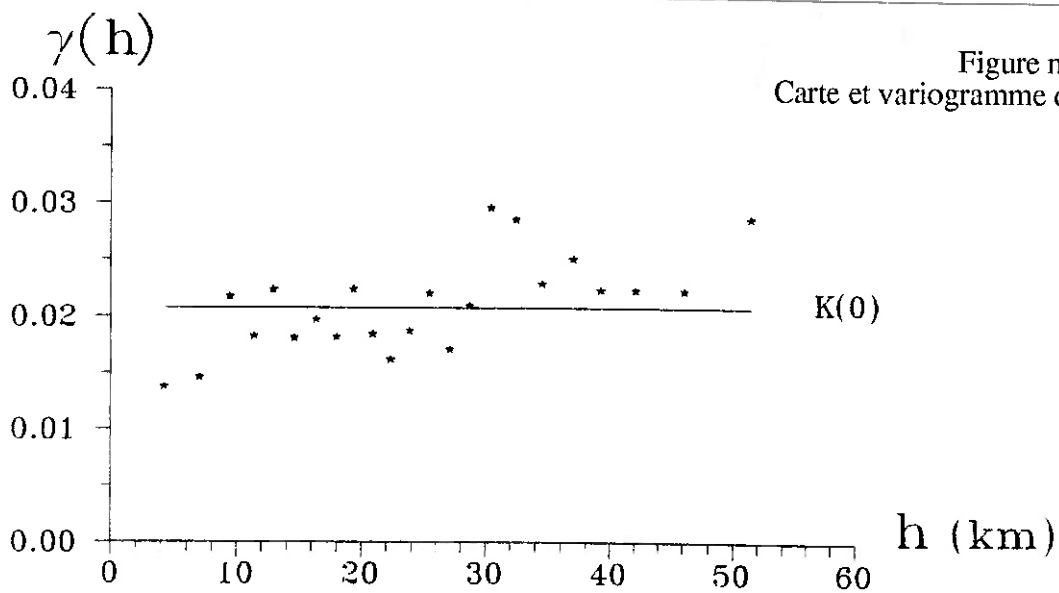
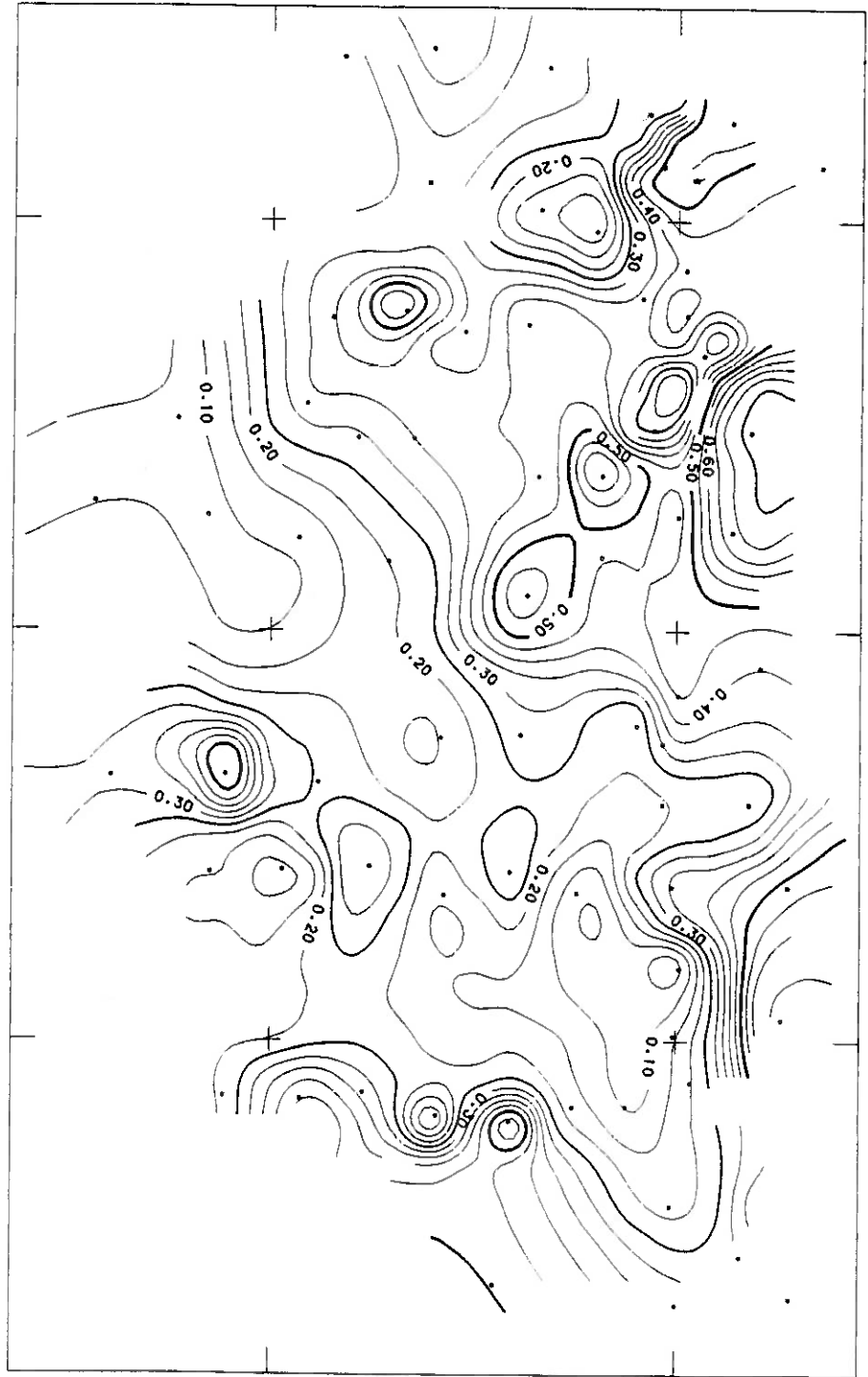


Figure n°6.17 :
Carte et variogramme du "tipper" pour 0.239 s



0 10 km



$\gamma(h)$

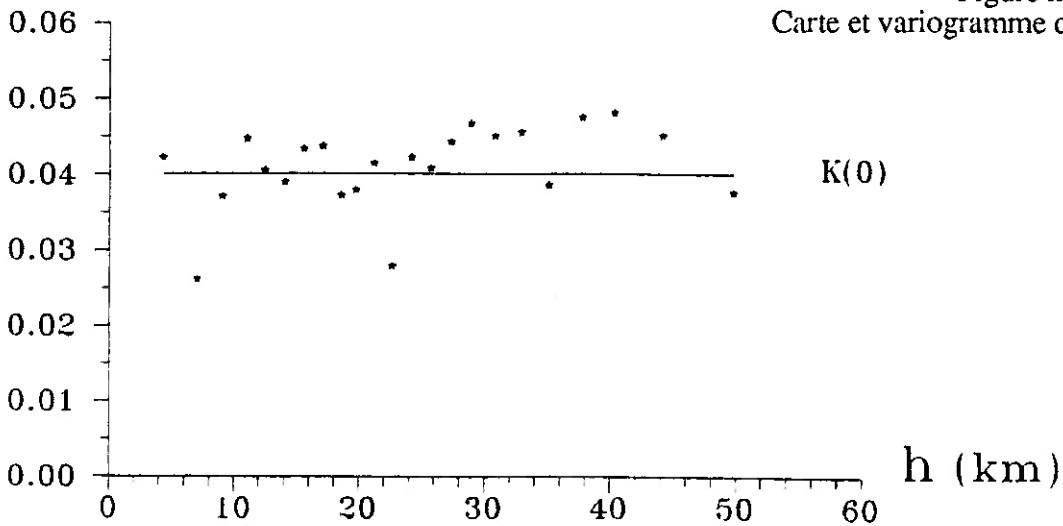


Figure n°6.18 :
Carte et variogramme du "tipper" pour 1.932 s

0 10 km

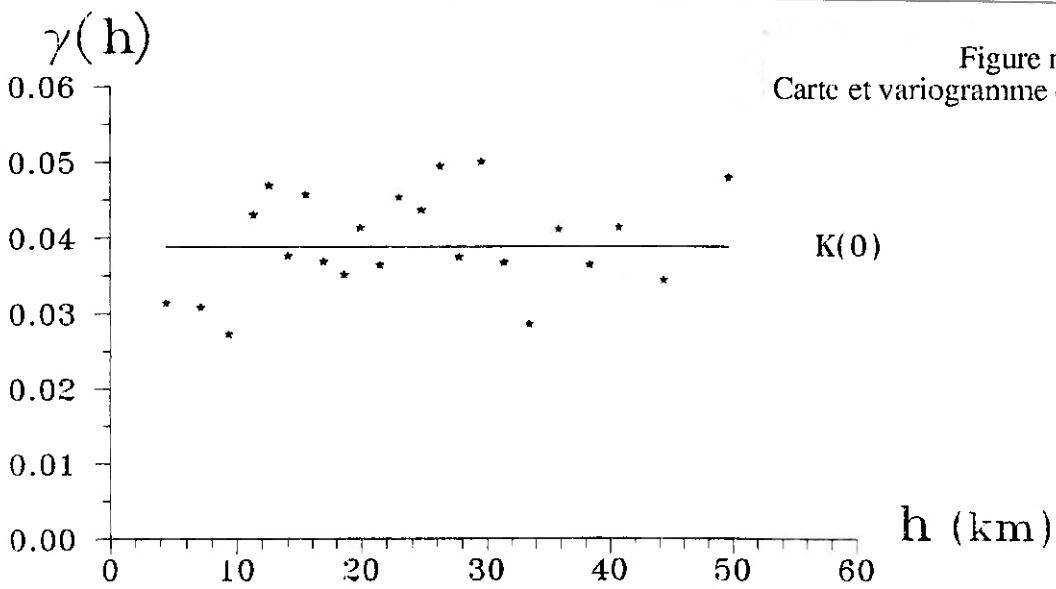
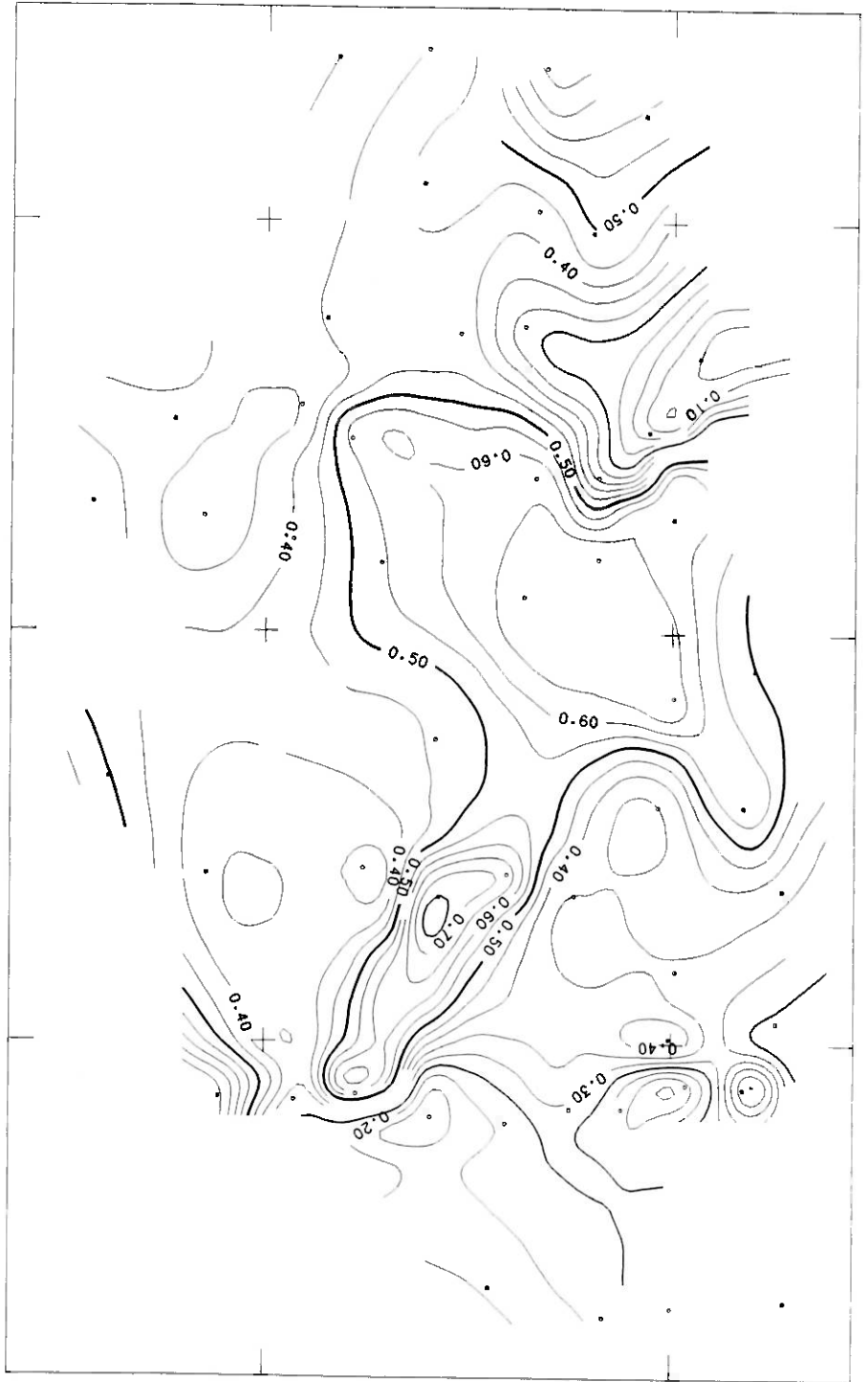
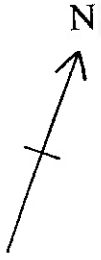


Figure n°6.19 :
Carte et variogramme du "tipper" pour 30.913 s

7) TRAITEMENT DE DONNEES DE RESISTIVITE MTLF

7.1) Site expérimental du CRG :

7.1.1) Présentation du site :

La zone choisie pour l'étude correspond à un site test du Centre de Recherches Géophysiques (CRG) de Garchy où différentes méthodes géophysiques sont régulièrement étalonnées (Hesse et al., 1986 ; Guérin et al., 1992), aussi la constitution du sous-sol sous une surface de 30 sur 50 m est parfaitement connue (Figure n°7.1). Trois types de structures représentatifs de ce qui peut être rencontré en prospection peu profonde y sont présents. Une faille subverticale de faible rejet (environ 1.5 m) met en contact un terrain calcaire résistant (résistivité de 100 à 200 $\Omega.m$, selon la saison) sous un faible recouvrement de terre (22 cm) et un terrain marno-argileux conducteur (résistivité proche de 50 $\Omega.m$ en période humide, mais qui peut croître en période sèche) ; elle est située à l'Est de la zone et est d'azimut N 30, elle correspond à un accident géologique dont on trouve des prolongements bien en dehors de la zone. Deux sondages électriques Wenner (Figures n°7.2 et n°7.3) positionnés sur la Figure n°7.1 et réalisés en période humide, confirment les informations précédentes. Un mur artificiel situé au centre de la surface étudiée, de résistivité avoisinant 500 $\Omega.m$, de section 1 m sur 1, long de 10 m, son toit étant à la profondeur de 20 cm, sa direction d'allongement étant pratiquement Nord-Sud, constitue une structure très peu profonde jouant le rôle d'hétérogénéité superficielle, source d'effet statique sur le champ électrique. Un ancien câble électrique enterré (une fouille de reconnaissance récente a mis à découvert sous 50 cm de terre un grillage, puis à partir de 71 cm du sable dans lequel se trouve à 82 cm un câble de 2 cm de diamètre), situé au Nord-Ouest et d'orientation N 60, forme un bon modèle de conducteur allongé canalisant le courant ;

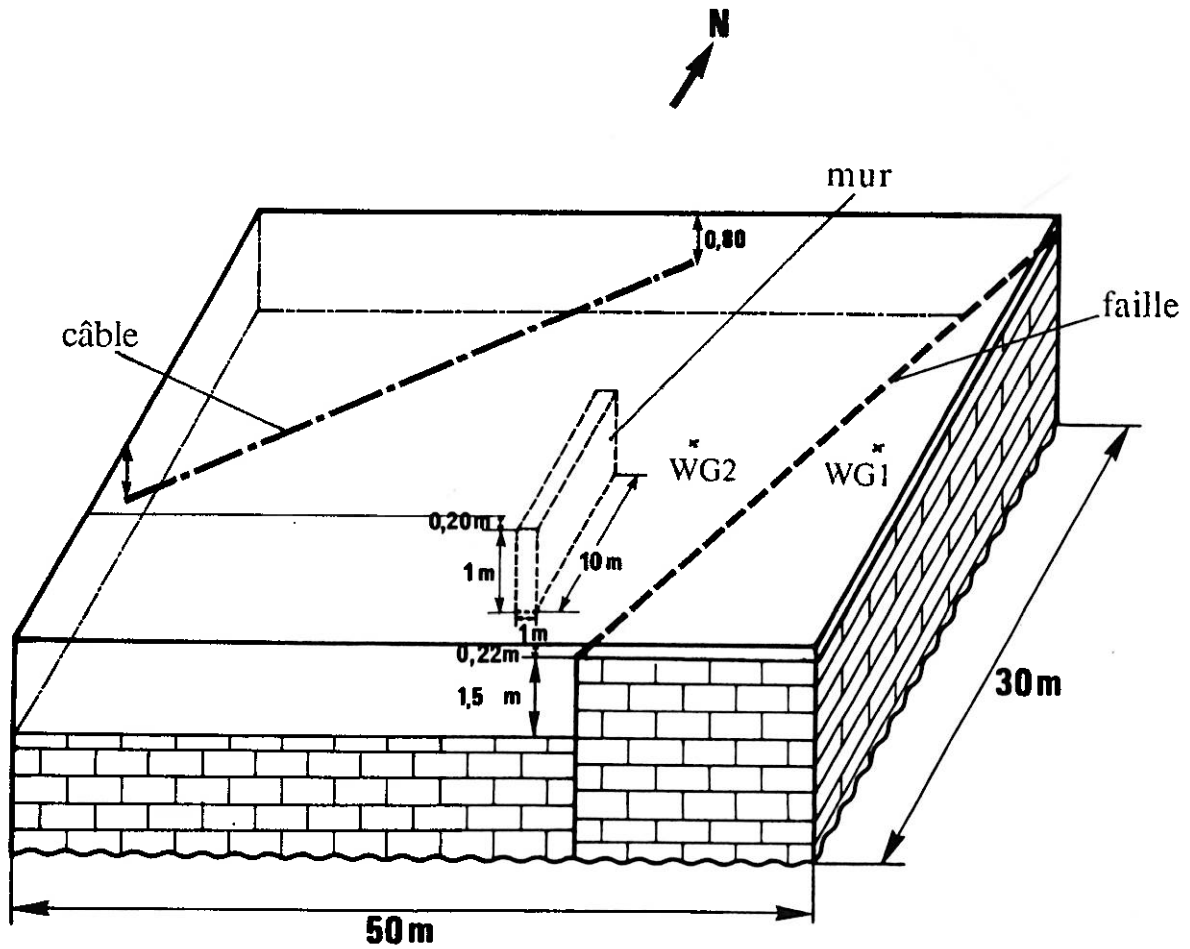


Figure n°7.1 : Bloc diagramme représentant la zone d'étude
(l'échelle verticale est dilatée par rapport à
l'échelle horizontale)

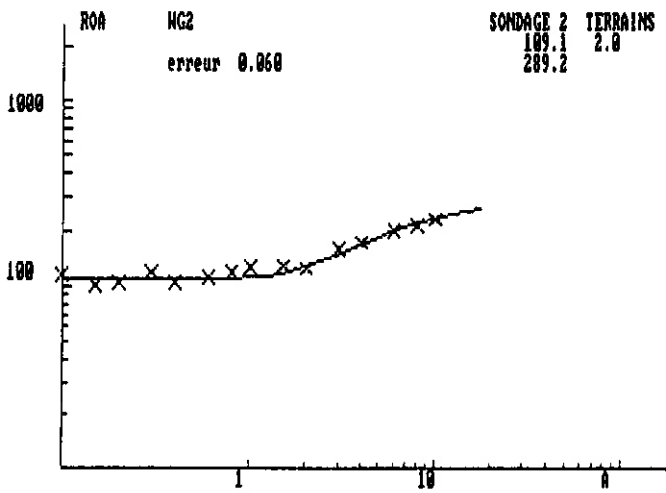


Figure n°7.2 : Sondage électrique Wenner WG2

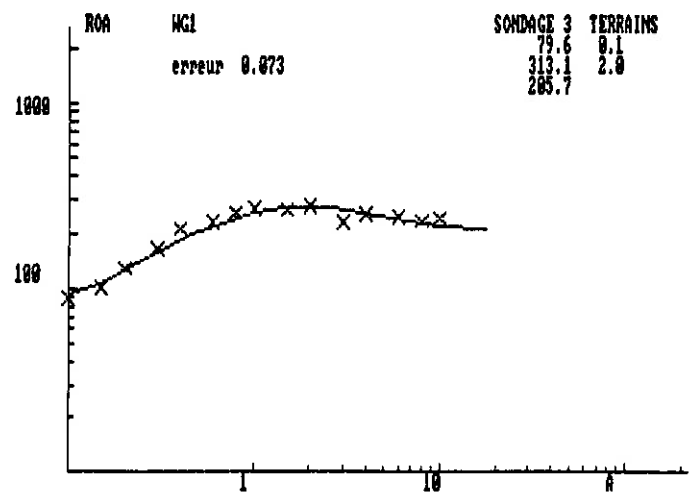


Figure n°7.3 : Sondage électrique Wenner WG1

il est aussi le siège de phénomènes inductifs habituels aux corps métalliques ; sa tranchée de mise en place a été déjà observée en prospection électrique (Hesse et al., 1986).

7.1.2) Cartographie :

L'étude de ce site s'est déroulée en deux étapes. La première a consisté à prospecter la zone avec trois émetteurs VLF d'orientations différentes afin de cartographier la résistivité apparente. Puis en sélectionnant un seul émetteur, on a cartographié séparément les champs électrique et magnétique horizontaux, ensuite on a comparé ces résultats à la carte du champ électrique en "gradient method" (ou "gradient array") avec un champ primaire uniforme de même direction que celle de ce dernier émetteur.

7.1.2.a) Cartes de résistivité apparente :

Pour bénéficier pleinement des avantages, d'une part de ce site, et d'autre part de l'appareil de mesure du CRG Garchy présenté au paragraphe 2.3), un maillage idéal a été réalisé : 1 x 1 m ; on possède donc des données bien échantillonnées garantissant l'absence de déformation. Les Figures n°7.4, n°7.5 et n°7.6 présentent les résultats brutes de résistivité apparente pour trois émissions VLF :

émetteur de Le Blanc - HWU - 15.1 kHz - direction N 240

émetteur de S^{te} Assise - FTA2 - 16.8 kHz - direction N 355

émetteur de Tavolara - ICV - 20.27 kHz - direction N 150

L'émetteur 20.27 kHz montre la faille et le mur dont les directions d'allongement sont pratiquement perpendiculaires au champ primaire électrique, par contre le câble suivant parallèlement le champ primaire magnétique n'est pratiquement pas visible. Au contraire l'émetteur de Le Blanc laisse observer le câble par une grande trace conductrice avec quelques étranglements séparant des isovaleurs plus enflées, la réponse du champ magnétique à la présence du conducteur allongé est la cause évidente de cette anomalie ; le mur est bien

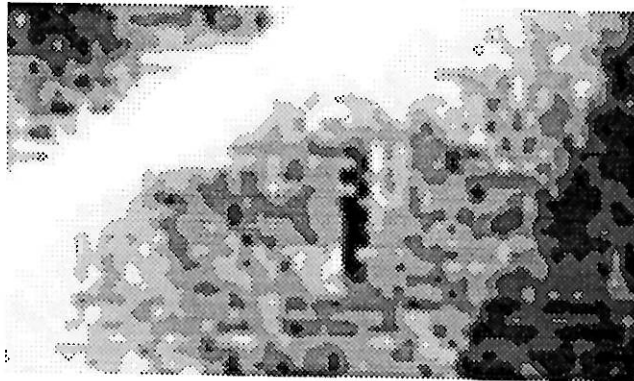


Figure n°7.4

Résistivité Apparente MTVLF 15.1 kHz (Le Blanc - HWU)

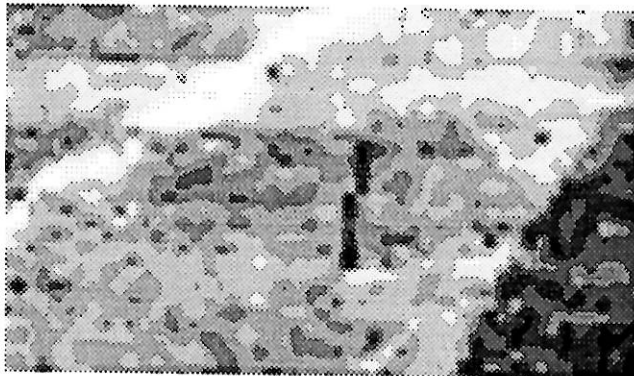
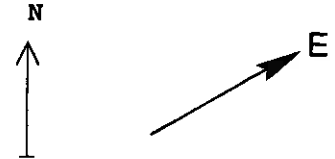
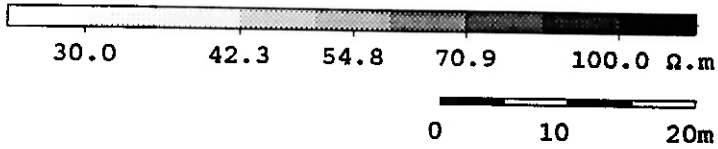


Figure n°7.5

Résistivité Apparente MTVLF 16.8 kHz (Ste Assise - FTA2)

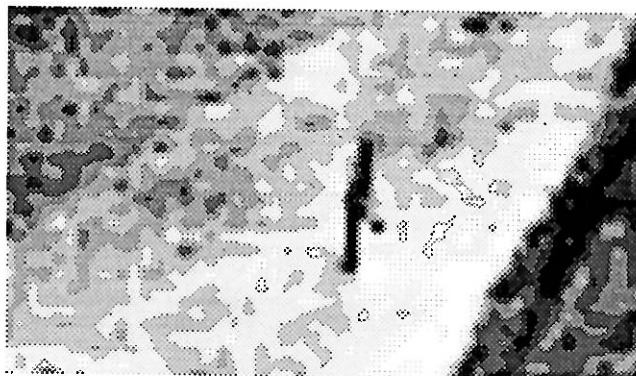
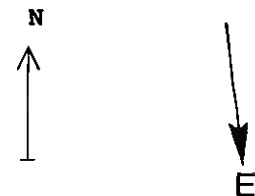
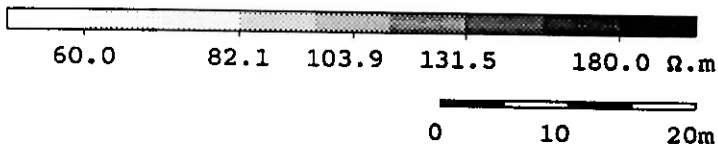
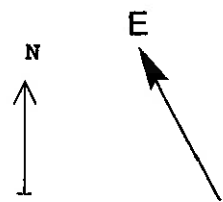
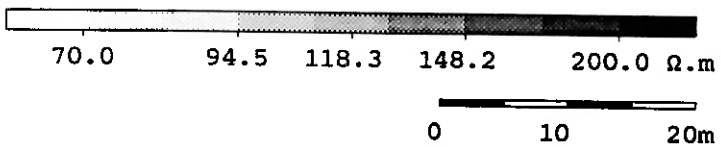


Figure n°7.6

Résistivité Apparente MTVLV 20.27 kHz (Tavolara - ICV)



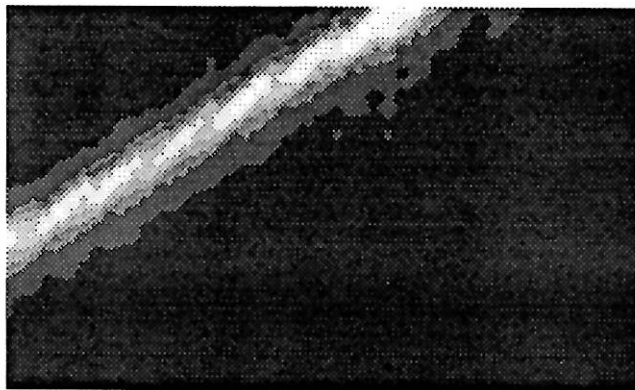
visible et la faille un peu effacée. Et enfin l'émetteur de S^{te} Assise omet partiellement chacune des anomalies donnant une allure plus estompée des trois différents marqueurs, l'anomalie du mur se dissociant en deux parties à la verticale de ses extrémités nord et sud.

Chacun de ces émetteurs met en évidence plus ou moins bien l'une des trois anomalies suivant leur azimuth et celle de l'émetteur : ce sont les effets d'anisotropie apparente liés à la polarisation du champ primaire. D'après ces résultats, le câble canalise le courant électrique et produit une augmentation du champ magnétique, d'où une diminution de la résistivité apparente. Les deux autres structures donnent des réponses galvaniques qui sont d'autant plus marquées que la direction du champ électrique primaire est proche de la perpendiculaire à leurs orientations.

7.1.2.b) Cartes de champ :

Pour vérifier les hypothèses exposées ci-dessus, l'étude séparée des deux champs s'est imposée, afin de savoir à quel champ attribuer les variations de résistivité apparente. En chaque point on a stocké les valeurs des champs électrique et magnétique ainsi que la résistivité apparente. En outre, comme l'émission VLF peut varier en intensité dans le temps de façon imprévisible (Vallée et al., 1992), la représentation de ces champs dans l'espace nous a obligés à effectuer une mesure en différentiel, c'est-à-dire des mesures simultanées avec deux appareils, l'un en un point fixe tandis que l'autre parcourait la zone, pour pouvoir corriger la dérive temporelle. Notons que la résistivité apparente ne nécessite pas de correction étant donné que cette propriété physique du sol est proportionnelle au rapport des champs électrique et magnétique, et donc que les variations temporelles des champs s'éliminent par la division.

On a effectué l'étude avec l'émetteur de Le Blanc (18.3 kHz ici, car cet émetteur avait modifié sa fréquence entre nos deux expériences) suivant une grille quinconce sur une base de 1 sur 1 m. La carte du



Champ Magnétique MTVLF 18.3 kHz (Le Blanc - HWU)

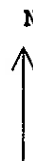
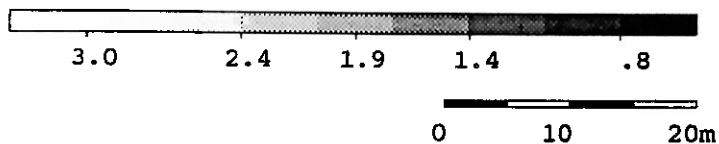
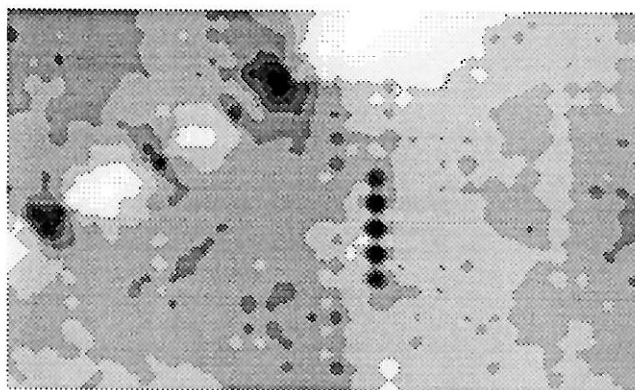


Figure n°7.7



Champ Electrique MTVLF 18.3 kHz (Le Blanc - HWU)

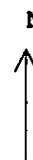
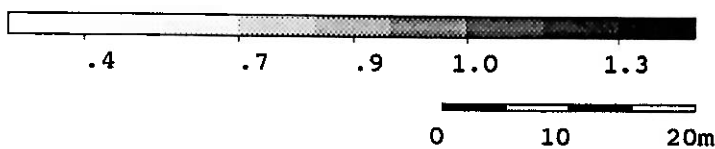
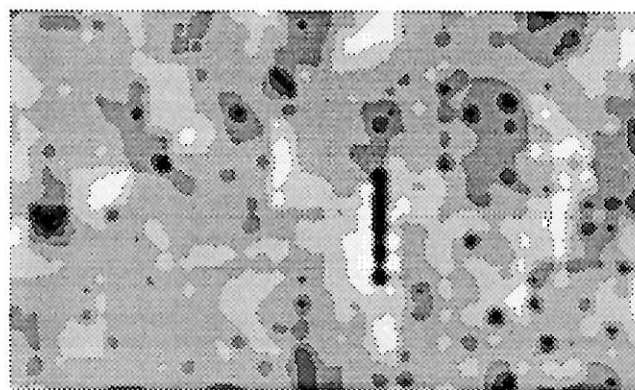


Figure n°7.8



Champ Electrique Statique (Gradient Method)
champ primaire d azimuth N 240

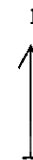
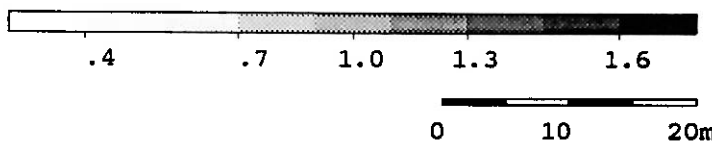


Figure n°7.9

champ magnétique ne montre que le câble (Figure n°7.7) sous la forme d'une forte augmentation à la verticale du câble et un étalement conséquent de chaque côté. Le champ électrique (Figure n°7.8) présente à peu près les mêmes particularités que la résistivité apparente : le mur apparaît bien et la faille n'est pratiquement pas visible (c'est en partie en raison de la date des mesures : le mois de Septembre, où étant dans une période sèche le calcaire altéré du côté effondré a les mêmes caractéristiques que le calcaire du compartiment haut). Par contre, la succession de pics et de creux à la verticale du câble magnétiquement détectable impose une explication plus approfondie. Il s'agit sans doute d'une constitution hétérogène de la tranchée de remblaiement creusée pour installer le câble, qui montre alors ces brusques et brèves variations du champ électrique sans affecter le champ magnétique. Ces interruptions lithologiques sont sûrement de direction (N 150) perpendiculaire au champ électrique due au remblaiement de la tranchée de façon discontinue ; elles sont la cause du festonnage apparaissant sur les cartes de résistivité apparente (Figures n°7.4 et n°7.5).

La caractérisation des effets galvaniques a été possible en comparant la carte du champ électrique de l'émetteur de Le Blanc (Figure n°7.8) à la carte du champ primaire statique, uniforme, de même direction que celle de l'émetteur considéré (Figure n°7.9), obtenue avec une prospection en gradient method (injection d'un courant en deux points éloignés, positionnés suivant l'axe de l'émetteur de Le Blanc, et encadrant la zone de mesure, pour mesurer le potentiel en deux points rapprochés). Les deux cartes sont proches l'une de l'autre ; la Figure n°7.9 montre les petits étranglements, mentionnés ci-dessus, à l'aplomb du câble, alors que la direction même du câble n'est pas directement marquée.

L'étude de cette prospection MT-VLF montre que les cartes de résistivité apparente juxtaposent les effets propres aux deux champs dont les variations spatiales sont découplées.

7.1.3) Traitement des cartes :

On peut a priori appliquer à ce site tous les traitements linéaires ou non, présentés au paragraphe 4.4). Le but d'un tel travail peut être d'éliminer les effets des structures superficielles pour ne garder que les structures géologiques significatives, en l'occurrence la faille.

7.1.3.a) Prolongement vers le haut :

En prolongeant les cartes de champ au-dessus de la surface de mesure, on fait disparaître l'effet des hétérogénéités superficielles, tel le mur dans notre étude, qui joue le rôle d'un effet statique. La Figure n°7.10 présente les résultats du prolongement vers le haut (30 cm) des mesures de champ électrique (Figure n°7.8) pour l'émetteur de Le Blanc (18.3 kHz) ; comme les mesures avaient été enregistrées suivant une maille quinconce, nous avons dû procéder à une interpolation afin de pouvoir appliquer un traitement fréquentiel (une transformée de Fourier à 2D nécessite un tableau de mesure "sans trou"). La succession de pics et de creux à la verticale du câble dans les données de champ électrique ne permet pas d'obtenir, par prolongement vers le haut, une image acceptable.

Un filtrage de type passe bas, tel que le prolongement vers le haut, souffre de deux défauts. D'une part, comme l'anomalie du champ magnétique créée par le câble est en $\frac{1}{r}$, sa décroissance plus lente avec l'altitude que celle de la faille, subsistera plus longtemps. D'autre part, ce genre de filtre fait perdre de la précision dans la localisation des transitions latérales, alors que c'est justement l'objectif dans la recherche d'une faille.

En choisissant la carte de résistivité apparente de l'émetteur de Tavolara où l'effet du câble n'apparaît pratiquement pas, l'application d'un prolongement vers le haut (30 cm) permet d'éliminer l'anomalie du mur, en perdant de la précision sur la position de la faille (Figure n°7.11).

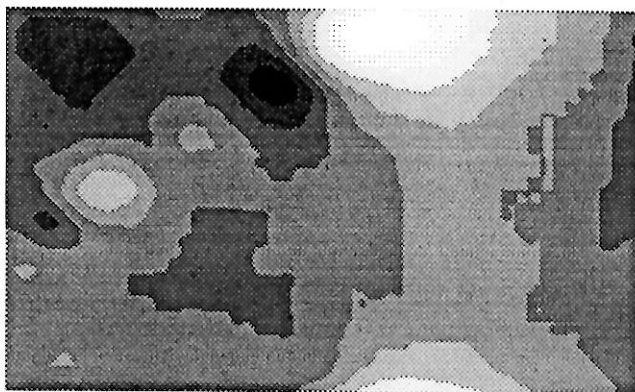


Figure n°7.10

Champ Electrique MTVLF 18.3 kHz (Le Blanc - HWU)
après prolongement vers le haut (30 cm)

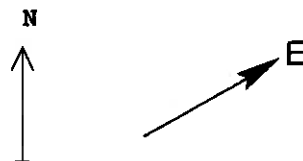
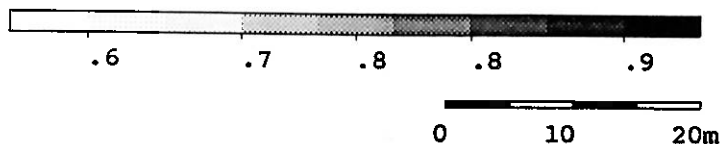


Figure n°7.11

Résistivité Apparente MTVLF 20.27 kHz (Tavolara - ICV)
après prolongement vers le haut (30 cm)

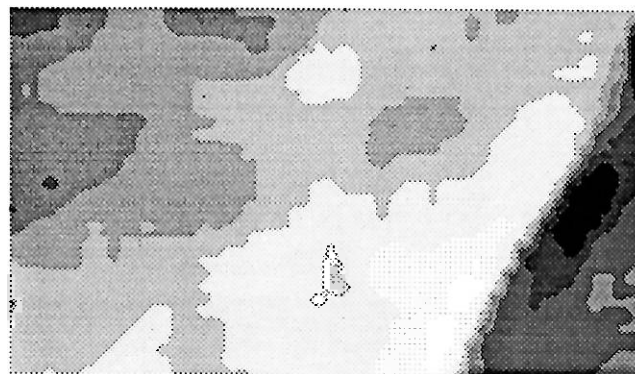
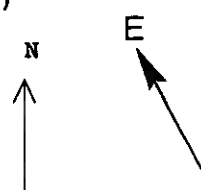
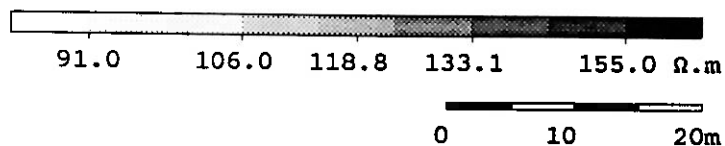
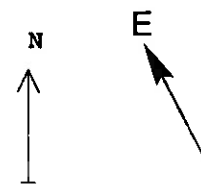
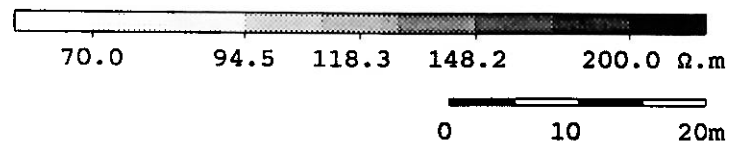


Figure n°7.12

Résistivité Apparente MTVLF 20.27 kHz (Tavolara - ICV)
après filtrage par la médiane



7.1.3.b) Filtrage par la médiane :

Avec le filtrage par la médiane sur une fenêtre glissante de 5 x 5 m, de la carte de résistivité apparente de l'émetteur de Tavolara (Figure n°7.12), on supprime facilement le mur, par contre la marche d'escalier due à la faille reste clairement visible. Le résultat obtenu dans notre cas est tout à fait satisfaisant mais rappelons que c'est juste un filtrage numérique qui lisse sans renseigner sur la répartition en profondeur des sources. La qualité du résultat est meilleure que celle obtenue avec le prolongement vers le haut, mais l'inconvénient de cette méthode est que la taille de la fenêtre ne peut croître que pas par pas tandis que l'altitude de prolongement peut suivre une variation continue de valeurs.

La verticalisation est mal adapté au traitement de ces données du fait de la présence d'anomalie du champ magnétique pour lesquels ce traitement ne convient pas, et du fait de la présence de variations hautes fréquences du champ électrique.

7.1.4) Echantillonnage :

Dans tout ce qui précède on se trouve dans le cas d'une prospection sans problème d'échantillonnage. Les Figures n°7.13 et n°7.14 montrent les erreurs induites par un sous-échantillonnage. A partir des données précédentes, en prenant une valeur sur deux (Figure n°7.13), puis une sur cinq (Figure n°7.14), on obtient de façon aléatoire des informations, notamment sur le mur ; bien sûr la zone cartographiée est moins étendue à cause des décalages spatiaux (un point tous les 1 m de 0 à 30 m peut devenir un point tous les 5 m de 3 à 28 m). Comme la largeur du mur est d'environ 1 m, on ne le perçoit qu'avec des points qui le surplombe. La nécessité de réaliser des prospections avec une maillage adéquate devient évidente.

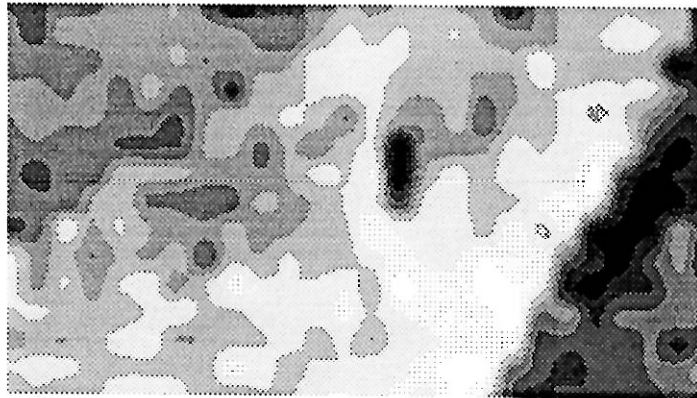


Figure n°7.13

Résistivité Apparente MTVLF 20.27 kHz (Tavolara - ICV)
après ré-échantillonnage (1 valeur sur 2)

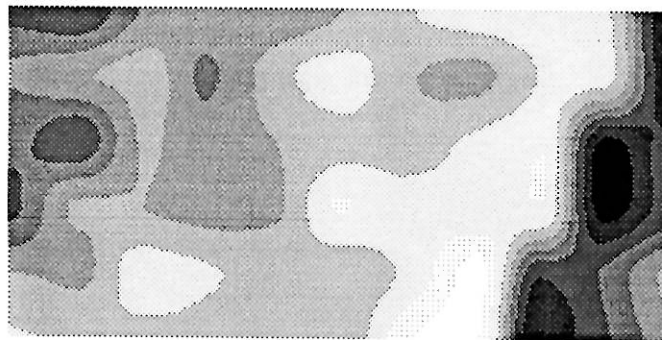
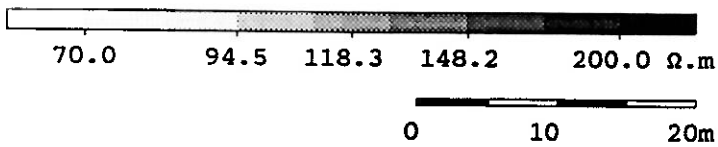
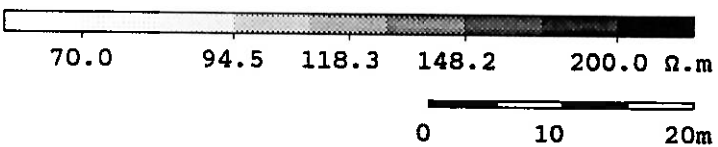


Figure n°7.14

Résistivité Apparente MTVLF 20.27 kHz (Tavolara - ICV)
après ré-échantillonnage (1 valeur sur 5)



7.2) Propection hydrogéologique du karst de Corvol d'Embernard :

7.2.1) Introduction :

Durant les dernières années la résolution des problèmes de prospection géophysique en hydrogéologie a mobilisé de nombreux spécialistes. En particulier, un effort a été fait pour cartographier et interpréter les variations latérales de la résistivité électrique en utilisant la méthode de résistivité MT-VLF (Fischer et al., 1983 ; Benderitter et Robin, 1987 ; Thierrin et Müller, 1988 ; Ogilvy et al., 1991).

Dans le cadre d'une reconnaissance de structures aquifères sur un site, déjà reconnu par des spéléologues, plusieurs méthodes ont été employées afin de caractériser un karst ou des éléments qui s'y rattachent (Guérin et Benderitter, 1992). Une précédente étude (Couturaud et Benderitter, 1985) de ce réseau n'avait pas permis de répondre à différentes questions. Est-ce que le karst est détectable à partir de la surface ? Quelles sont les informations liées à ce karst qui peuvent être accessibles à la géophysique ?

Tout d'abord, on traitera l'analyse des résultats de la dernière série de prospection géophysique ; puis on abordera l'interprétation de cet ensemble de résultats pour obtenir un modèle géologique cohérent avec les anomalies de résistivité mesurées.

7.2.2) Contexte géologique :

La "Fontaine du Canard", qu'on a appelée également la "Fontaine du Canal", ou encore rivière souterraine de Corvol d'Embernard, est à ce jour la cavité la plus longue qu'on ait explorée dans le département de la Nièvre. Elle donne naissance à un ruisseau, le Canard, qui se jette dans le Beuvron (Chabert et Couturaud, 1983), lui-même affluent de l'Yonne. Le bassin versant topographique correspondant à la "Fontaine du Canard" est exposé à l'Est. Il domine la vallée du Beuvron avec un point culminant à 370 mètres alors que la source jaillit à 255 mètres. Le bassin versant est très petit ; sa surface est d'environ un demi-kilomètre carré et il ne peut justifier à lui seul l'alimentation de la source du Canard dont le débit moyen à l'étiage est de 5 à 10 l/s,

valeur donnée par Chabert et Couturaud (1983).

La source du Canard (matérialisée par un lavoir) est une des exurgences d'un aquifère de 6 à 10 mètres d'épaisseur, constitué de calcaires à entroques (Figure n°7.15). Cette formation datant du Bajocien inférieur et moyen est limitée vers le bas par une épaisse couche imperméable de marnes du Toarcien. Elle est recouverte par une série de couches semi-perméables et perméables composée de marnes alternant avec des calcaires argileux et des calcaires datant du Bajocien et du Bathonien (Ledier, 1986). Les couches sont quasi-horizontales. Il existe en effet plusieurs données, à quelques kilomètres au Nord et au Sud, dont les cotes sont identiques à celle de la source du Canard. Par contre il est possible qu'il y ait un léger pendage vers l'Ouest.

L'aquifère du calcaire de base semble être alimenté à travers toutes les couches sus-jacentes formant le relief couvert par le bois de Corvol, la présence de failles à l'Ouest pouvant faciliter les circulations verticales. Les mêmes failles peuvent de plus bloquer l'aquifère à l'Ouest du fait de la remontée en gradins des couches du Toarcien vers l'Ouest.

7.2.3) Site d'exploration :

La zone étudiée s'étend sur une surface de 70 m sur 100 m. Les habitants du lieu racontent que le conduit a servi de cachette à plusieurs époques. Leurs déclarations sont corroborées par la présence de deux puits en partie maçonnés, qui apparaissent au Sud du site (Figure n°7.17) et dont l'un fut découvert durant la précédente étude.

La reconnaissance du réseau sur une distance de 500 m réalisée par un spéléologue (Couturaud, 1983), dépasse largement la zone étudiée ; il a dû traverser plusieurs siphons avant d'être arrêté. Il a soigneusement noté la position, la forme du conduit, les fractures visibles et les accumulations d'argile. Il a ensuite réalisé une projection de ses relevés en plan, la profondeur du conduit étant pratiquement constante. Nous disposons ainsi d'un plan du conduit karstique principal (Figure n°7.16), avec à intervalles réguliers des coupes de ce conduit présentant des formes très hétérogènes (conduit aplati dans le sens

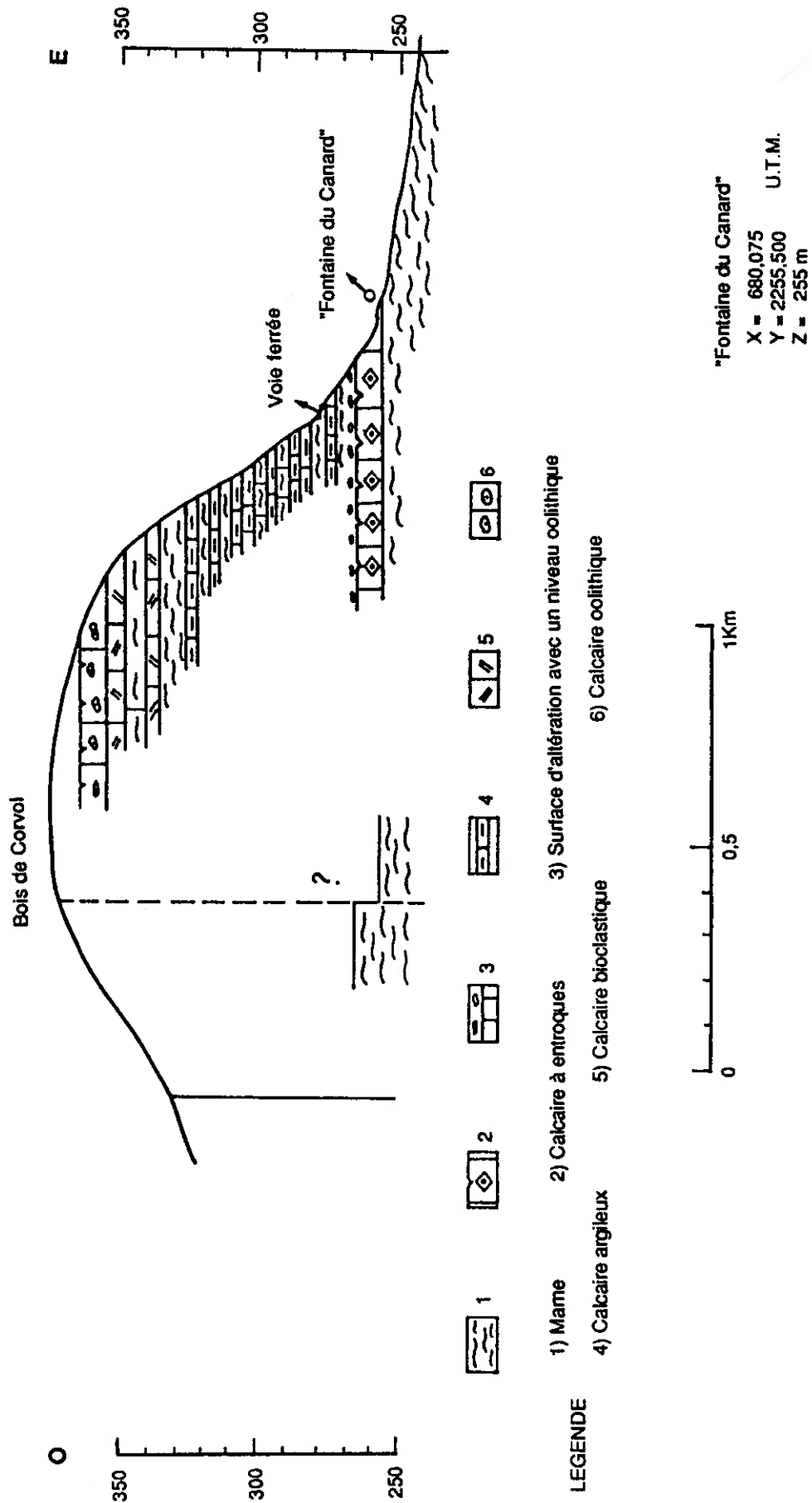


Figure n°7.15 : Contexte géologique du site de Corvol d'Embernard

PLAN DE POSITION

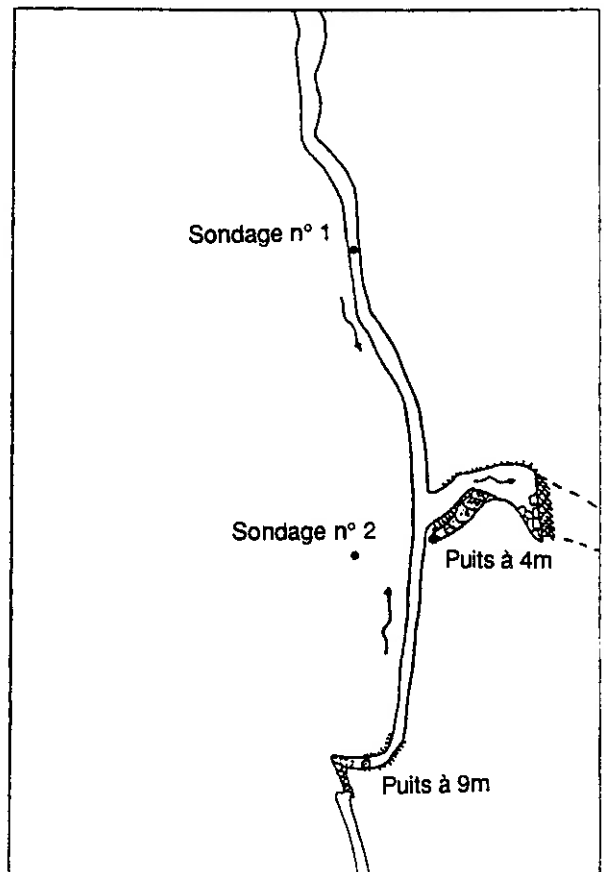
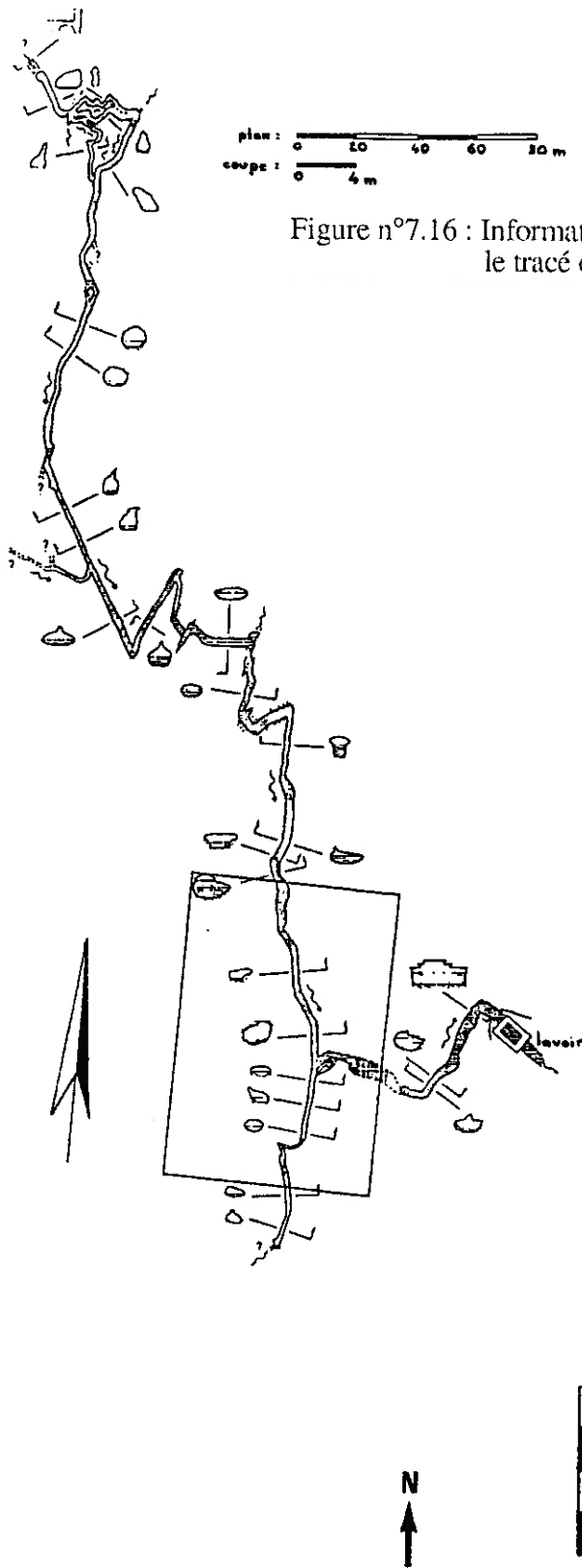


Figure n°7.17 : Carte de la zone (70x100 m) avec la position du karst, des puits, des sondages électriques

vertical ou dans le sens horizontal suivant les endroits), des types de remplissage très variables (quantité en argile, en eau et en air), l'orientation des fractures suivant deux catégories principalement NNO-SSE et NNE-SSO à l'origine de bifurcations brusques.

De plus, nous sommes en possession d'une coupe géologique assez précise (Tableau n°7.1) :

Légende géologique	Epaisseur
marno-calcaire du Bajocien et du Bathonien	1 m
calcaire à oolithe ferrugineuse	2 m
calcaire à entroques du Bajocien	7-8 m
marnes du Toarcien	

Tableau n°7.1 : Coupe géologique du site de la "Fontaine du Canard"

Ces dernières données sont à rapprocher de la position en profondeur du conduit karstique situé entre 8-9 m et 10-11 m environ suivant les endroits. La base du karst se trouve juste au toit du Toarcien, la hauteur des conduits étant au maximum de 2 m.

Les mesures se sont situées sur la pente d'un coteau (diminution d'altitude de l'Ouest vers l'Est) utilisé comme pâturage. Plus au Sud, à environ 150 m, existe un petit vallon Est-Ouest, décalé et parallèle par rapport au conduit de sortie menant au lavoir. La circulation d'eau provient soit du Nord (où le réseau est le plus connu), soit du Sud (où la connaissance du karst ne dépasse pas la zone étudiée).

7.2.4) Présentation de l'étude géophysique :

Cette étude a conduit à mettre en oeuvre plusieurs méthodes :

7.2.4.a) Prospection de résistivité MT-VLF :

L'étude géophysique a consisté surtout en des mesures dans la gamme VLF. On a utilisé pour cela l'appareil du CRG Garchy, avec deux

émetteurs : Le Blanc (HWU, 18.3 kHz) de direction N 270 , et Rugby (GBR, 16 kHz) de direction N 330 (les mesures étant faites sur la base d'un quadrillage carré de maille 2.5 x 2.5 m).

7.2.4.b) Prospection électrique en courant continu :

En complément au MT-VLF, des techniques classiques de courant continu ont été employées :

* une prospection électrique par trainé Wenner a été réalisée avec l'appareil RMCA3 de Septa (sous licence CNRS) afin d'acquérir une carte de résistivité à comparer à celles de MT-VLF. On a procédé avec des lignes de mesure suivant la direction Est-Ouest, sur une grille pré-définie (10 x 10 m), en gardant l'écartement entre les électrodes constant, égal à 20 m.

* une prospection électrique par sondage Schlumberger a été effectuée pour étalonner les informations des cartes avec des coupes géoélectriques, en deux points n°1 et n°2, positionnés sur la Figure n°7.17, où l'écartement entre les électrodes a varié de $MN/2 = 0.25$ m et $AB/2 = 1$ m , à au maximum $MN/2 = 20$ m et $AB/2 = 150$ m . Rappelons que M et N sont les électrodes de mesure de la différence de potentiel, et que A et B sont celles d'injection de courant.

7.2.4.c) Prospection magnétique :

Une prospection magnétique, pour essayer de localiser les accumulations d'argile marquées par une anomalie positive, a aussi été entreprise avec l'appareil OMNI IV de EDA. Une maille de mesure régulière de 10 sur 10 m a été choisie, la sonde du magnétomètre (à précession libre) étant maintenue à 2 m du sol.

7.2.5) Interprétation des données :

Chacune des séries de mesures évoquées ci-dessus a fourni les résultats suivants :

7.2.5.a) Résultats de MT-VLF :

Pour les données obtenues par le résistivimètre MT-VLF, on dispose en dehors des cartes brutes, de cartes où un lissage par la médiane a été réalisé en utilisant une fenêtre glissante de 3 x 3 points, et de cartes obtenues après verticalisation afin de faire disparaître l'effet d'anisotropie apparente.

* émetteur de Le Blanc - HWU - 18.3 kHz :

On observe pour la carte brute (Figure n°7.18), un gradient progressif montrant une décroissance de la résistivité de l'Ouest ($> 100 \Omega.m$) à l'Est ($< 30 \Omega.m$). Ce phénomène concorde avec la pente topographique. A cette tendance générale s'ajoute la présence d'un axe NNO-SSE de faible résistivité au centre de la carte. La partie aval du drain karstique septentrional vient se positionner exactement sur le flanc Est de cette anomalie conductrice. Par contre plus au Nord, il coïncide avec un alignement formé de plusieurs petites anomalies concentriques. S'agit-il dans ce dernier cas de la manifestation géophysique d'amas argileux répartis le long du drain, en des endroits privilégiés, en particulier en amont des siphons ou dans les zones où la vitesse d'écoulement est réduite, provoquant une sédimentation des particules fines ? Il en résulterait alors une signature très ténue, "en pointillé" du drain. Le type de signature serait masqué dans la partie Sud par des variations de résistivité beaucoup plus importantes et dont l'origine serait à rechercher ailleurs. Une première explication, reprenant les hypothèses de Couturaud et Benderitter (1985) consisterait à associer l'anomalie conductrice à une zone de recoupement de deux couloirs de fracturation. Mais alors pourquoi le drain karstique ne passe-t-il pas dans l'axe conducteur situé au centre de la carte et signalé plus haut ? Une seconde explication peut être formulée, basée sur le fait que les drains semblent en fait éviter l'anomalie conductrice située dans le coin Sud-Est de la carte. Cette constatation est plus évidente sur la carte à 18.3 kHz (Figure n°7.18) que sur celle acquise par les auteurs précédents. Il est possible de passer de l'explication précédente à l'explication présente en supposant que les zones de fracturation

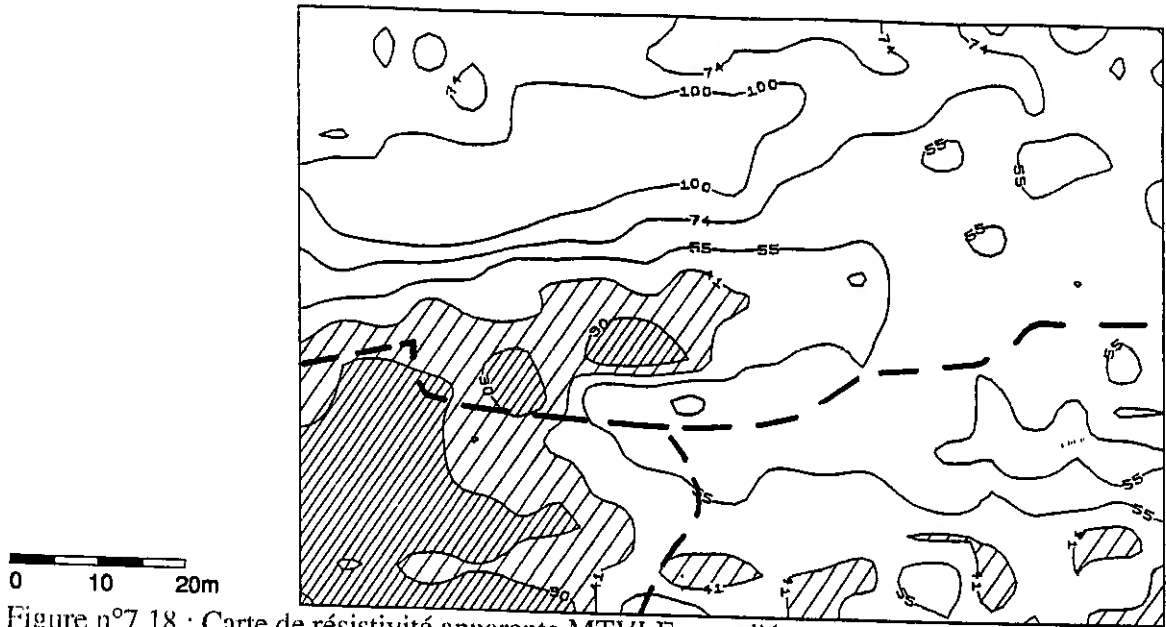


Figure n°7.18 : Carte de résistivité apparente MTVLF pour l'émetteur 18.3 kHz (Le Blanc - HWU)

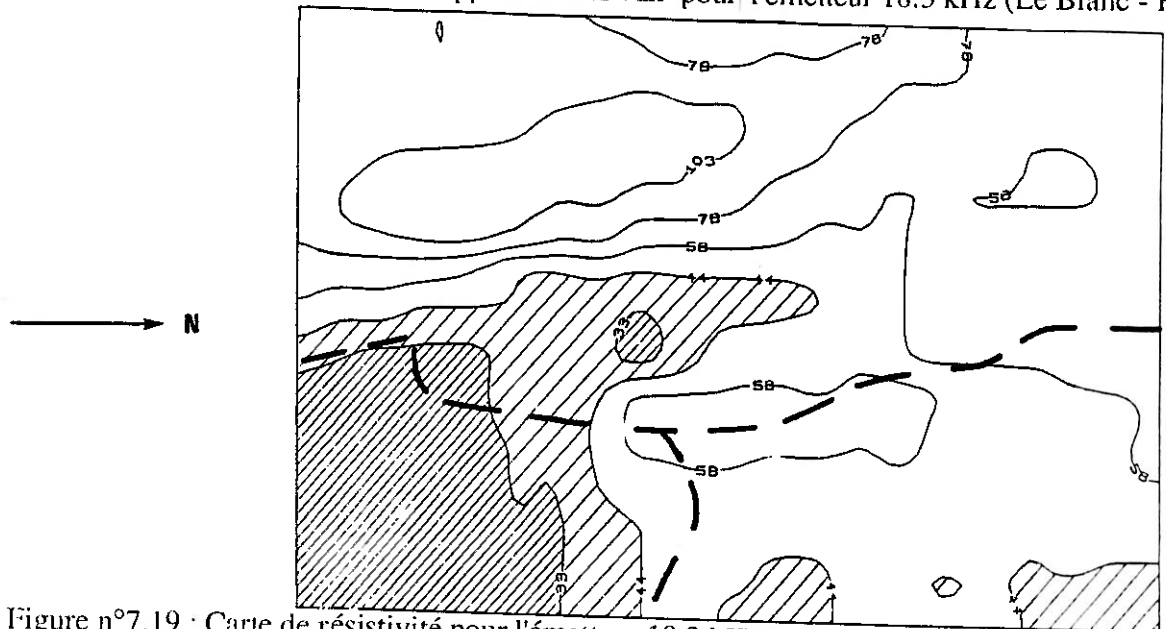


Figure n°7.19 : Carte de résistivité pour l'émetteur 18.3 kHz après un lissage par la médiane (3x3 points)

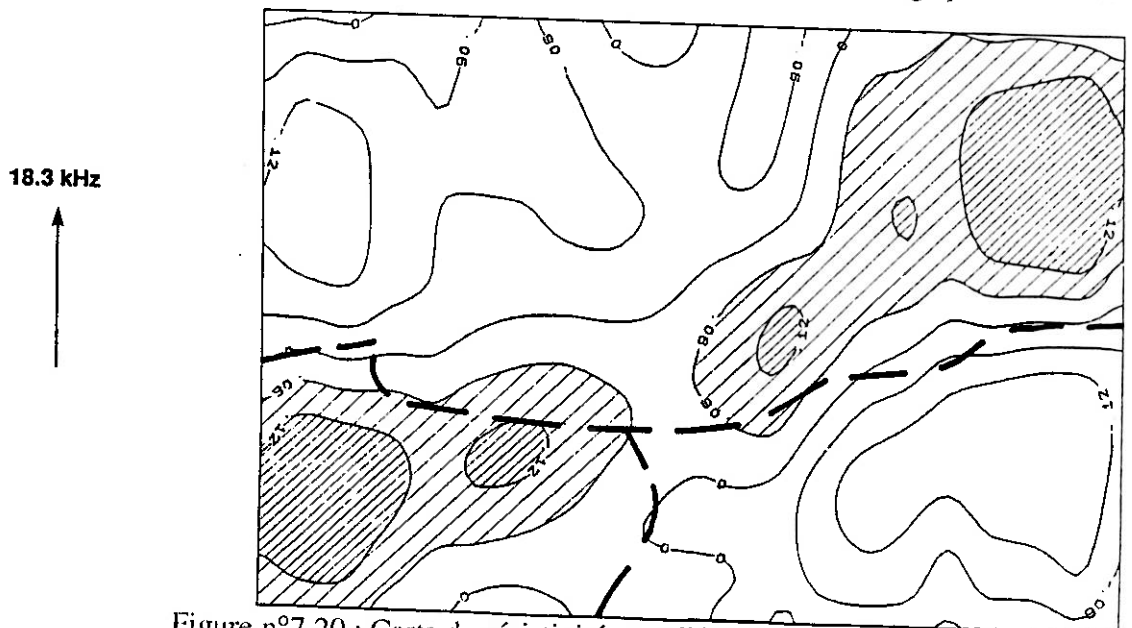


Figure n°7.20 : Carte de résistivité pour l'émetteur 18.3 kHz après verticalisation

sont colmatées de façon importante par de l'argile. Cette constatation confirme l'hétérogénéité du karst. Avec cette seule carte, la direction NNO-SSE précédente pourrait être mise en doute, car elle est favorisée par la direction de l'émetteur situé à l'Ouest dans une direction approximativement perpendiculaire. Mais la verticalisation (Figure n°7.20) conserve l'orientation de cet axe conducteur. Cette anomalie de cause profonde puisque persistante après le lissage (Figure n°7.19), semble correspondre à des directions de fracturation mises en évidence par les spéléologues. Cet axe de fracture devient prépondérant après verticalisation.

* émetteur de Rugby - GBR - 16 kHz :

Pour les deux premières cartes, celles correspondant aux données brutes (Figure n°7.21) et celles aux données lissées (Figure n°7.22), l'élément majeur recoupant les informations précédentes, est la variation de résistivité liée à la topographie (croissante de l'Est vers l'Ouest). On remarque aussi la tendance des contours des anomalies à être perpendiculaires à la direction du champ électrique horizontal (i.e. perpendiculaire à la direction Nord-Sud de l'émetteur). La baisse relative des variations de résistivité (zone résistante de résistivité apparente supérieure à 80 $\Omega.m$, zone conductrice de résistivité apparente inférieure à 45 $\Omega.m$) peut en partie s'expliquer par une profondeur de pénétration ρ du signal VLF un peu plus forte ici. Si on considère la coupe géoélectrique générique suivante, cela revient à prendre en compte de façon plus importante l'horizon conducteur du Toarcien (Tableau n°7.2) :



Figure n°7.21 : Carte de résistivité apparente MTVLF pour l'émetteur 16 kHz (Rugby - GBR)

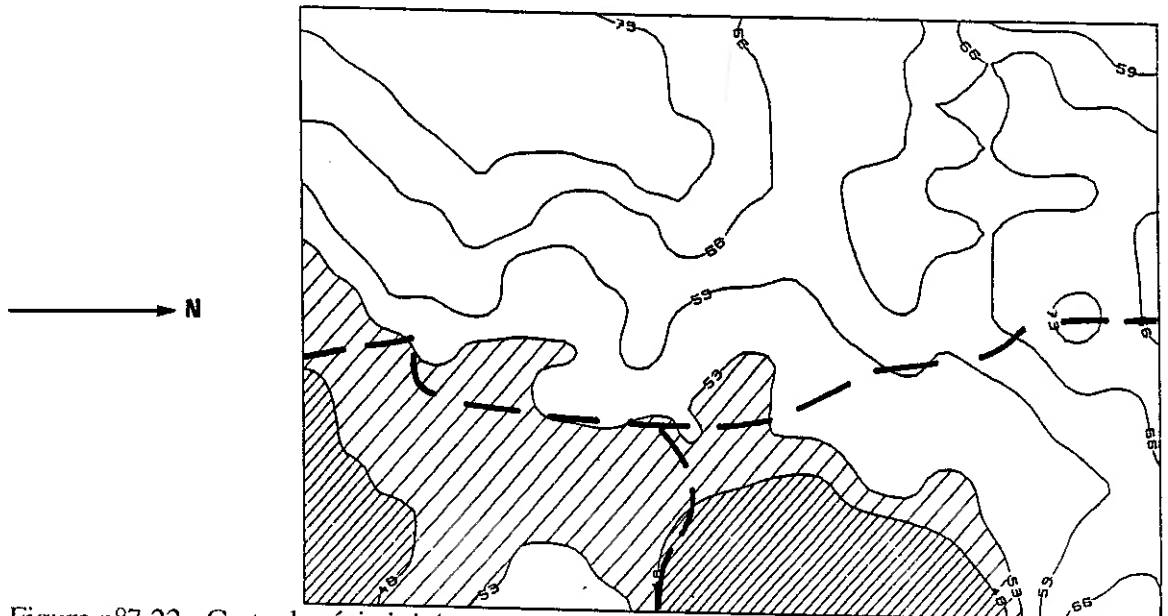


Figure n°7.22 : Carte de résistivité pour l'émetteur 16 kHz après un lissage par la médiane (3x3 points)

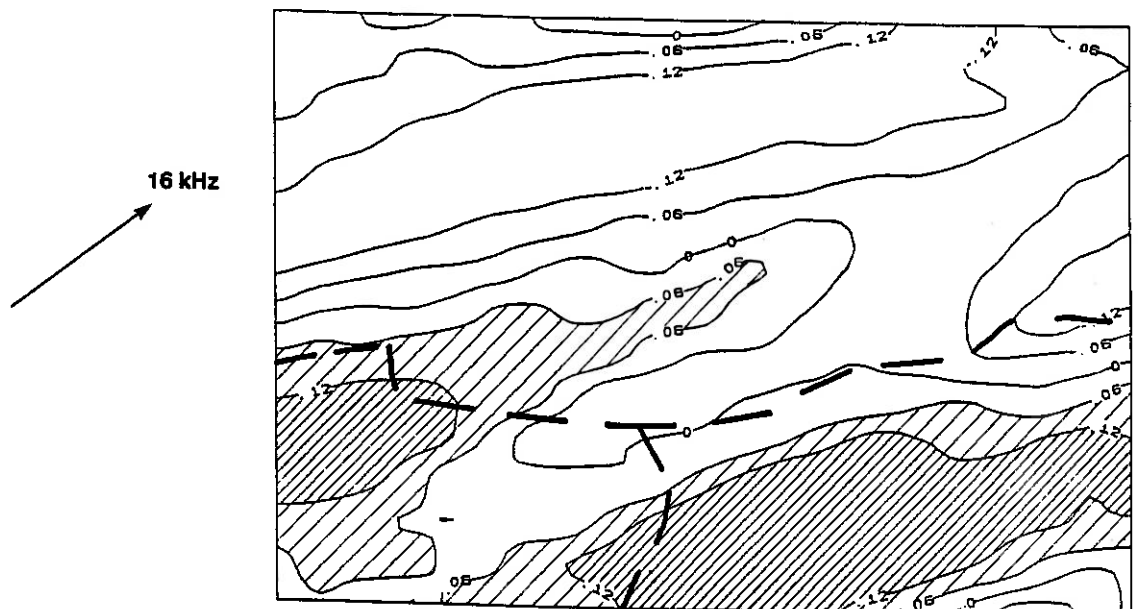


Figure n°7.23 : Carte de résistivité pour l'émetteur 16 kHz après verticalisation

Epaisseur	Résistivité - Légende géologique	
1 m	45 Ω .m	de marno-calcaire
2 m	30 Ω .m	de calcaire à oolithes
7-8 m	650 Ω .m	de calcaire à entroques
	45 Ω .m	de marnes

Tableau n°7.2 : Coupe géoélectrique

cela est confirmé par le calcul de la résistivité apparente au moyen d'un programme de modélisation magnétotellurique tabulaire. On obtient en effet (Tableau n°7.3) :

fréquence (Hz)	résistivité apparente (Ω .m)	profondeur de pénétration (m)
18300	67.1	30.6
16000	65.9	32.3

Tableau n°7.3 : Modélisation tabulaire

Les courants électriques produits par l'émetteur à 16 kHz pénètrent plus dans le substratum marneux, et de plus tiennent compte de façon relativement moins importante des terrains sus-jacents et en particulier des terrains de subsurface qui sont en général très hétérogènes. Il en résulte aussi, par rapport à ce dernier aspect, un lissage des données. En ce qui concerne la carte obtenue après verticalisation (Figure n°7.23), on retrouve les observations résultant de la cartographie à 18.3 kHz et en particulier l'existence de l'axe NNO-SSE au centre de la zone.

7.2.5.b) Résultats de courant continu :

* Les résultats du trainé Wenner (Figure n°7.24) confirment les informations apportées par le résistivimètre MT-VLF. On retrouve

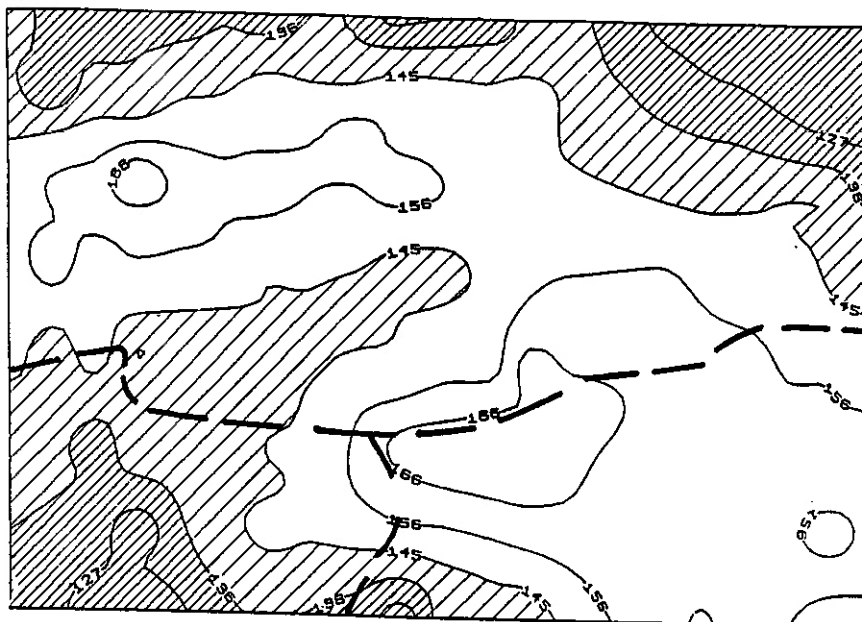


Figure n°7.24 : Carte de résistivité apparente de traîné Wenner

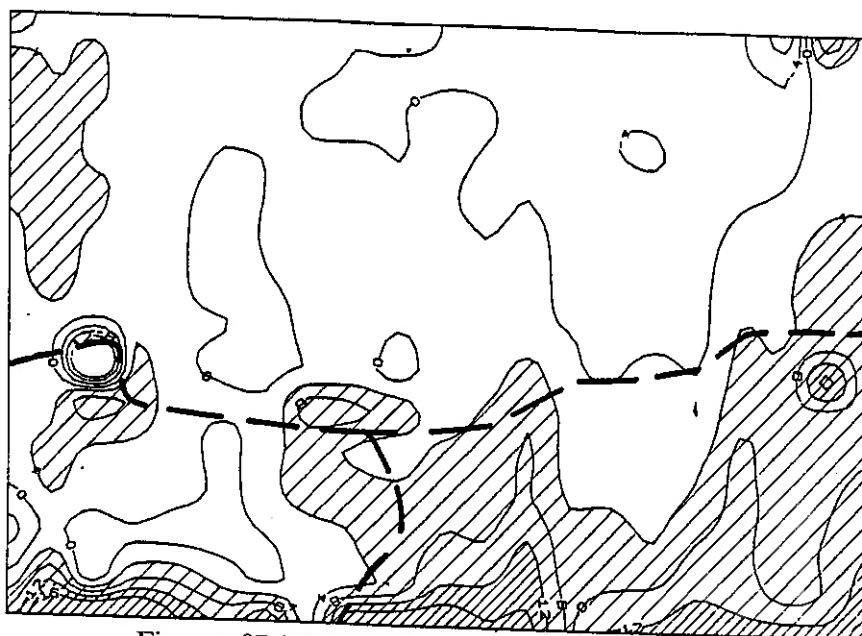
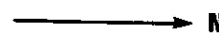
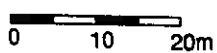


Figure n°7.25 : Carte d'anomalie magnétique

le gradient dégressif de la résistivité de l'Ouest vers l'Est lié à la topographie, et l'existence d'un axe transverse NNO-SSE dû à la fracturation du calcaire à entroques. La forte anomalie résistante du bord central Est est probablement une erreur de mesure induite par le voisinage immédiat d'une clôture électrique que les câbles du trainé disposés suivant l'orientation Est-Ouest, ont traversé.

- * On a choisi d'implanter les deux sondages électriques n°1 et n°2 au milieu de la zone d'étude (Figure n°7.17), à un niveau d'altitude moyenne, et pratiquement à la verticale du karst, en orientant les lignes de mesure dans la direction Nord-Sud, pour s'affranchir des problèmes de topographie. Les résultats (Figures n°7.26 et n°7.27) correspondent au modèle initial présenté au paragraphe 7.2.5.a). Les corrections à apporter portent sur l'épaisseur des deux premières couches (Tableau n°7.4) :

Epaisseur	Résistivité - Légende géologique
0.7 m	45 Ω .m pour le marno-calcaire
3 m	30 Ω .m pour les oolithes ferrugineuses

Tableau n°7.4 : Corrections apportées aux premières couches

Il est important de remarquer qu'entre les deux points de sondage, la différence majeure tient surtout aux épaisseurs des terrains superficiels. On a pour le sondage situé plus au Sud sur l'anomalie conductrice de l'axe NNO-SSE, une plus grande épaisseur de terrain conducteur (couche conductrice des oolithes ferrugineuses : + 0.4 m) alors que l'épaisseur du terrain résistant (calcaire à entroques) n'est réduite que de 0.3 m. Cette configuration corrobore l'existence d'un axe conducteur lié à une fracture. Une plus faible résistivité au niveau d'une cassure est logique si elle est remplie d'eau ou d'argile, ce qui expliquerait d'autant mieux le débit d'eau et les anomalies ponctuelles conductrices. La profondeur résultante, dans tous les cas, du

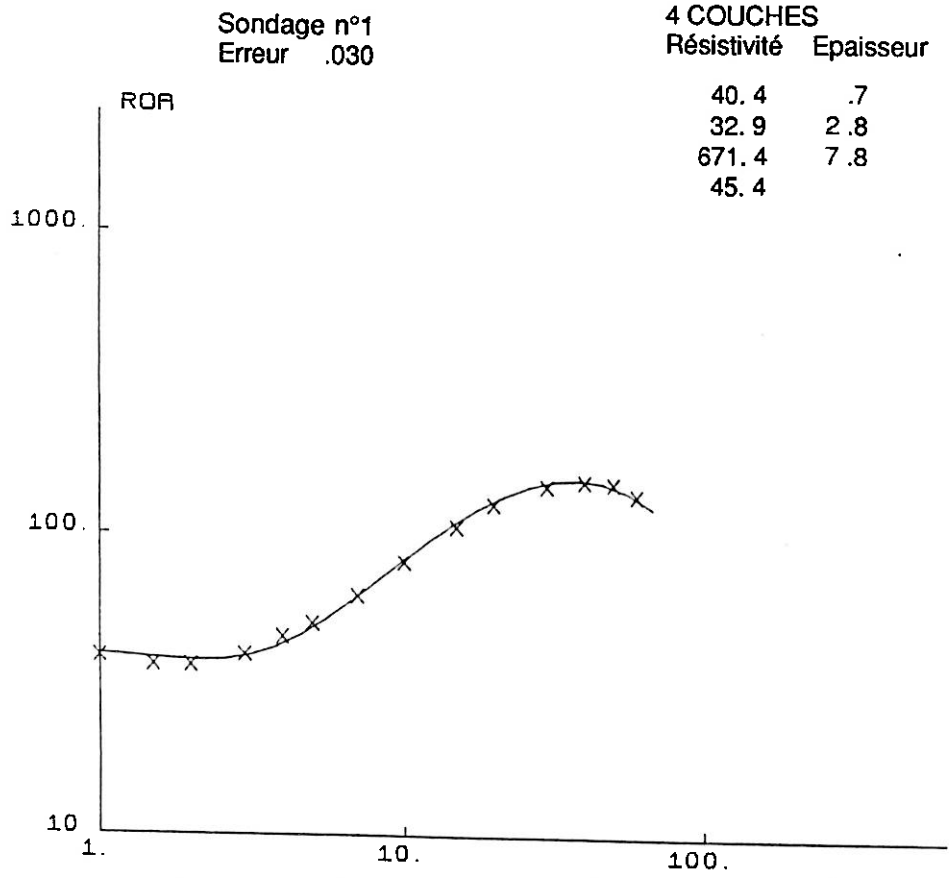


Figure n°7.26 : Sondage électrique Schlumberger n°1 AB/2

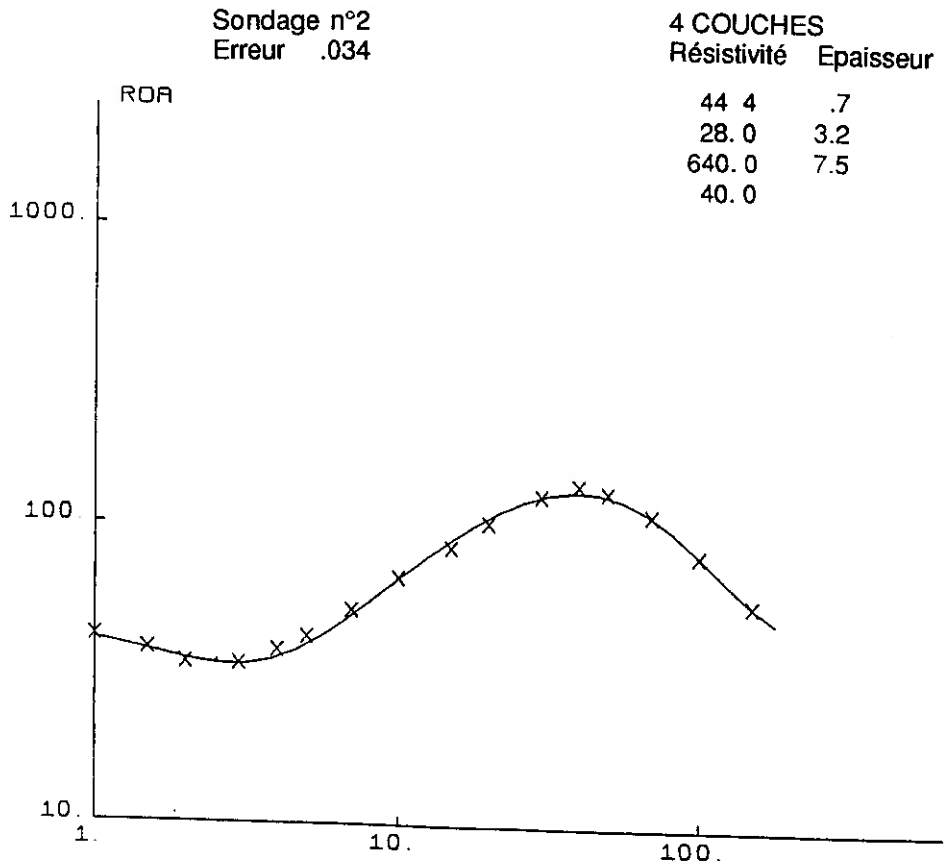


Figure n°7.27 : Sondage électrique Schlumberger n°2 AB/2

Toarcien (substratum) se trouve à environ 11.3 m, ce qui vérifie avec une bonne concordance les informations déjà connues. Le calcul des résistivités apparentes à partir des deux sondages Schlumberger donnent pour le résistivimètre MT-VLF et pour le trainé Wenner des résultats satisfaisants. La différence, parfois importante, entre la résistivité mesurée et celle calculée peut s'expliquer par une mauvaise correspondance de localisation, les différentes méthodes ayant été réalisées à plusieurs semaines d'intervalle ; le sondage n°2 se trouve notamment au bord d'un fort gradient, un décalage de position peut provoquer une variation importante de la résistivité. L'écart peut être fortement influencé par l'anisotropie de la structure : un même sondage électrique où les lignes n'auraient pas été dirigées Nord-Sud, aurait donné une courbe différente. Cependant les variations relatives aux deux points n°1 et n°2, entre les deux fréquences VLF, pour une résistivité mesurée, ou pour une résistivité calculée, sont semblables. Les résultats sont les suivants (Tableau n°7.5) :

pour le MT-VLF		résistivité mesurée	résistivité calculée
18.3 kHz	point 1	60 Ω.m	66 Ω.m
	point 2	50 Ω.m	57 Ω.m
16 kHz	point 1	60 Ω.m	67 Ω.m
	point 2	40 Ω.m	58 Ω.m
pour le trainé Wenner		résistivité mesurée	résistivité calculée
point 1		166 Ω.m	142 Ω.m
point 2		146 Ω.m	120 Ω.m

Tableau n°7.5 : Comparaison entre les mesures expérimentales et celles calculées, en MT-VLF et en Wenner

7.2.5.c) Résultats de la prospection magnétique :

Avec le magnétomètre (Figure n°7.25), on observe une zone d'anomalie faiblement négative au Nord-Ouest. Le reste de la carte présente

dans l'ensemble de faibles variations des propriétés magnétiques à l'exception de la limite Est où des courbes d'isovaleur se referment sur le bord, mettant en évidence une nouvelle fois la présence de la clôture électrifiée. A part la zone Nord-Ouest, on se trouve dans un environnement légèrement argileux assez homogène. La correspondance avec les autres méthodes est correcte : la cohérence du gradient magnétique avec la décroissance de la résistivité de l'Ouest vers l'Est. La diminution d'altitude de l'Ouest vers l'Est amène du côté Est un rapprochement du substratum marno-argileux avec la surface, et peut impliquer une augmentation de l'anomalie magnétique.

7.2.6) Modélisation :

De manière à justifier ou à infirmer l'hypothèse de l'existence de fractures, l'élaboration d'une modélisation est une bonne solution. Comme la structure à mettre en évidence est un karst ou certains de ses artefacts, de direction Nord-Sud, nous avons limité notre modélisation à une structure à deux dimensions (2D) à étudier sur un profil Est-Ouest, donc parallèle au profil MT-VLF. Avec l'émetteur de Le Blanc dont la direction suit le profil, le champ primaire électrique est perpendiculaire à la structure 2D supposée ; on se trouve donc dans le cas d'une polarisation magnétique. Pour l'autre émetteur (Rugby), l'orientation oblique du champ primaire rend impossible une modélisation simple sans l'application d'une rotation.

Le modèle de base que nous allons utiliser est inspiré de l'analyse des sondages électriques. On choisit le modèle tabulaire suivant (Tableau n°7.6) :

Résistivité	Epaisseur
42.5 Ω .m	0.7 m
30 Ω .m	3 m
650 Ω .m	7.65 m
42.5 Ω .m	

Tableau n°7.6 : Modèle géoélectrique

qui donne une résistivité apparente égale à $66 \Omega.m$ avec la fréquence 18.3 kHz , et de $65 \Omega.m$ avec 16 kHz . En insérant un conduit karstique de 1 de large sur 2 m de haut, avec une résistivité de $10 \Omega.m$ (moyenne d'un karst rempli d'air, d'eau et d'argile en quantité variable), à la base de la couche résistante, les fréquences VLF ne sont pas sensibles à cette présence ; la variation de résistivité apparente est négligeable entre la valeur à la verticale du karst et le bord où approximativement on retrouve le modèle tabulaire. En élargissant la structure karstique on arrive peu à peu à obtenir une anomalie mais encore beaucoup trop faible : variation au maximum de $5 \Omega.m$ (Figure n°7.28). Si on augmente la hauteur de la structure jusqu'à la couche conductrice supérieure, ce qui pourrait simuler une zone décompressée au-dessus du conduit, alors l'anomalie devient significative mais très pointue ; la Figure n°7.29 montre l'évolution pour des largeurs successives de 1, 5, 10 puis 15 m.

Or si on s'attache au profil d'ordonnée 45 m (Figure n°7.30) mesuré avec l'émetteur 18.3 kHz , on remarque entre les abscisses 30 et 40 m, un replat après une décroissance lente à l'Ouest et brusque à l'Est. La pente progressive et large suggère le caractère profond du phénomène, et l'étalement du creux après une rupture de pente nous informe sur la largeur de la structure. De plus, on note tout le long du profil, un gradient décroissant qui peut être expliqué par la pente topographique, c'est d'ailleurs le seul élément qui coïncide avec les valeurs mesurées pour l'émetteur 16 kHz . La structure à l'origine de l'anomalie doit donc comporter une zone centrale où la résistivité se stabilise (Figure n°7.31). Après plusieurs essais, nous sommes arrivés à un modèle plus complexe (Figure n°7.33) qui tient compte des variations sur les extrémités du profil, et aussi de la différence de pente sur les bords pour l'anomalie centrale. L'anomalie résistante du bord Est suit l'existence du débouché du karst vers l'extérieur suivant l'axe Est-Ouest, et aussi la proximité du puits maçonné. L'accord entre les courbes expérimentale et modélisée est globalement satisfaisant (Figure n°7.32). Ce modèle géophysique justifie l'idée de zones décompressées dans la couche résistante, correspondant à des fractures allant du mur au toit de ce calcaire à entroques karstifié. Cela a été également

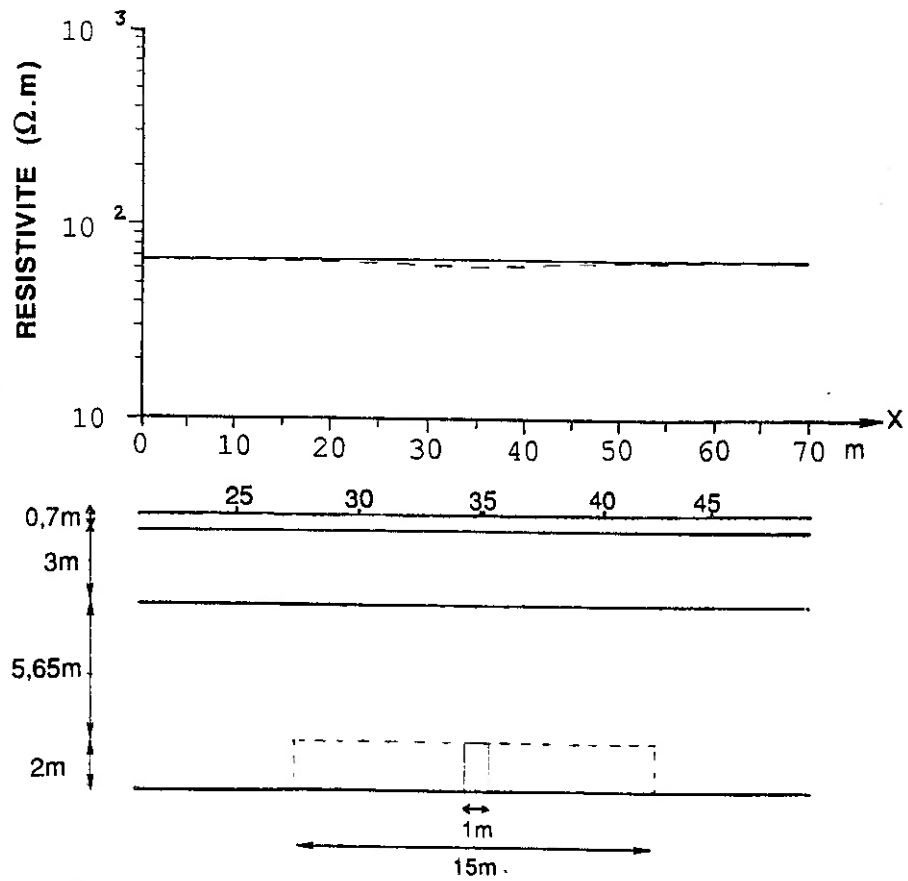


Figure n°7.28 : Profil avec au mur de la couche résistante un conducteur de 2 m d'épaisseur, et : 1 m de large (trait plein), 15 m de large (trait pointillé)

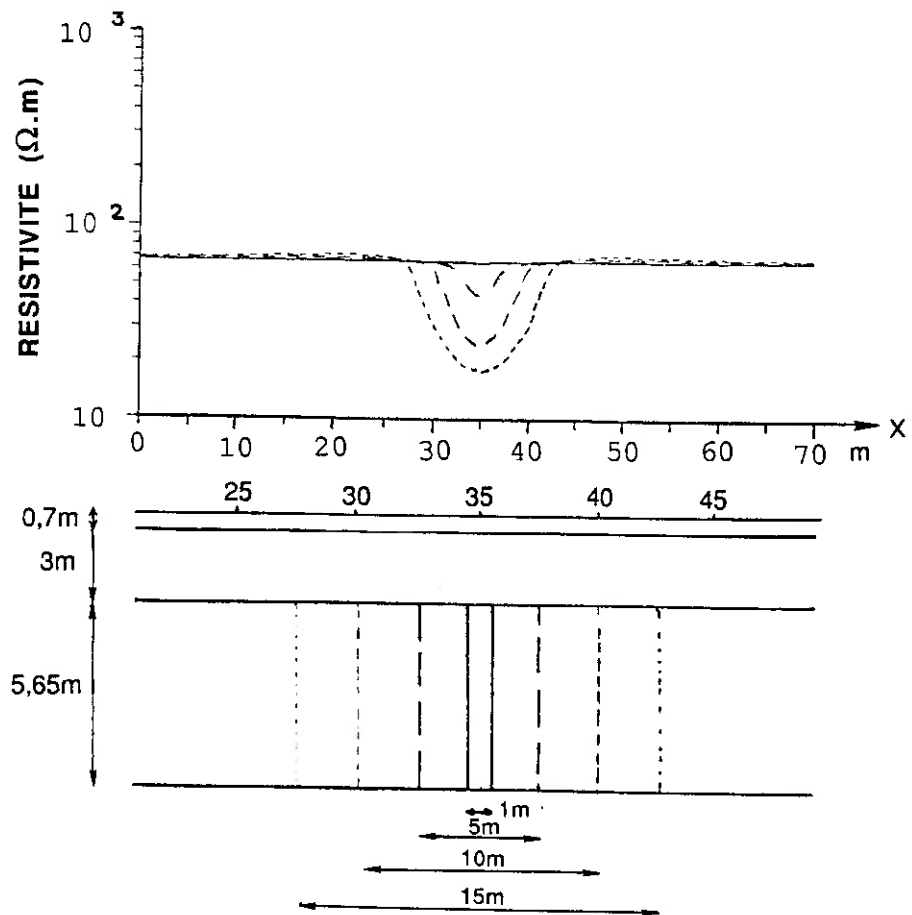


Figure n°7.29 : Profil avec au centre de la couche résistante un conducteur de : 1 m de large (trait plein), 5 m de large (trait pointillé large), 10 m de large (pointillé moyen) et 15 m de large (pointillé fin)

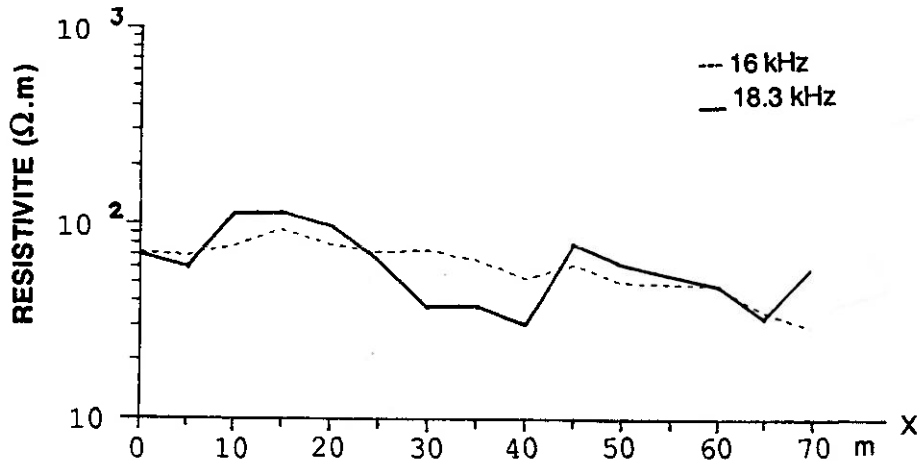


Figure n°7.30 : Profil d'abscisse 45 m mesuré avec le VLF pour les fréquences 18.3 kHz et 16 kHz

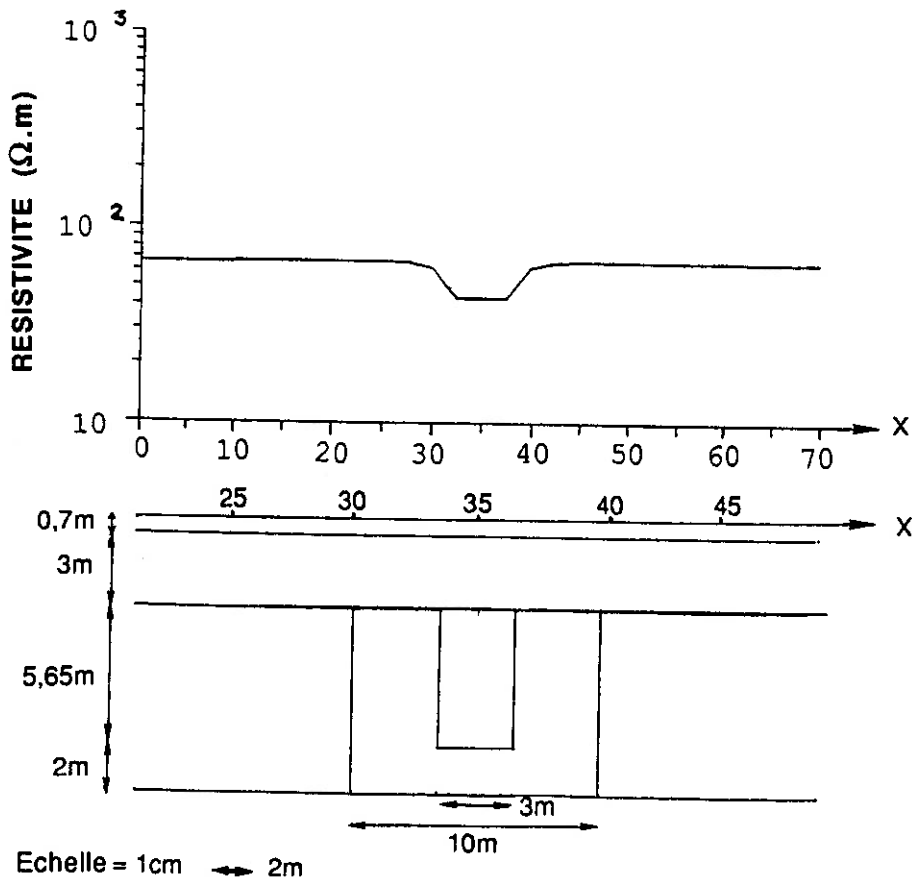


Figure n°7.31 : Profil avec une anomalie conductrice en forme de U dans la couche conductrice

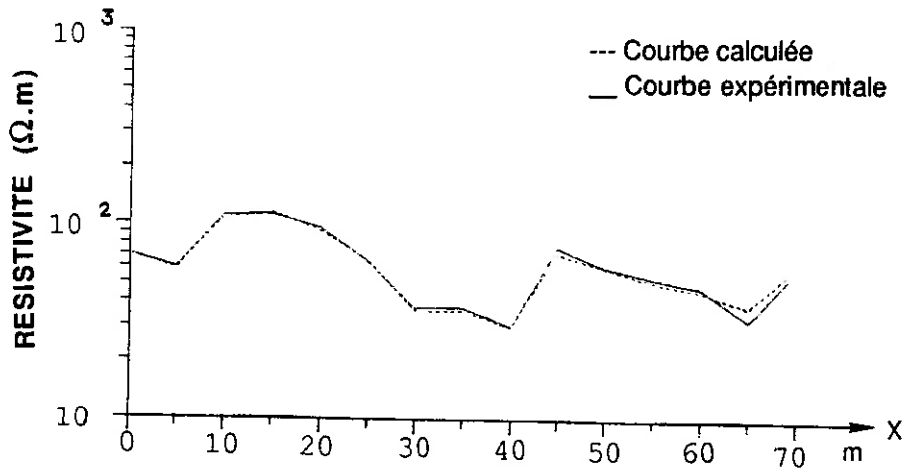


Figure n°7.32 : Comparaison entre résistivité apparente mesurée et calculée pour 18.3 kHz

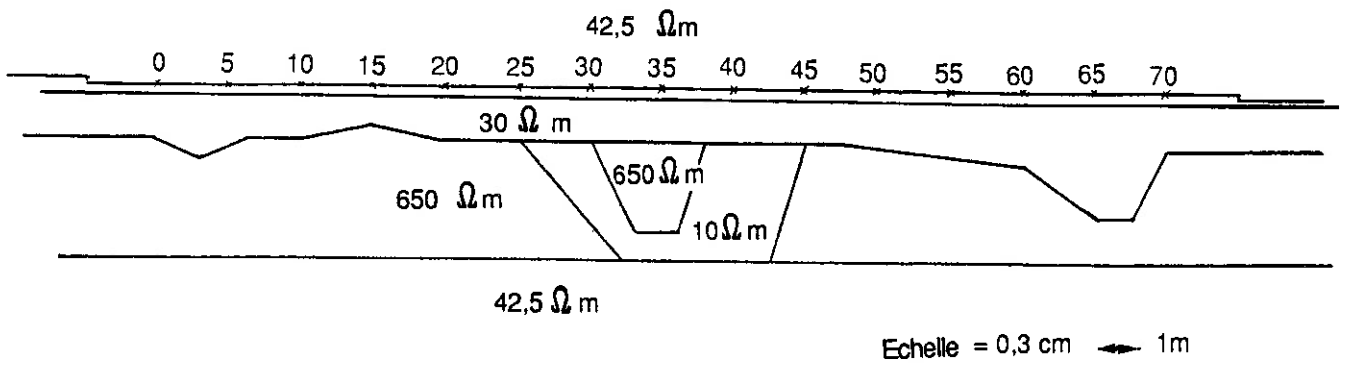


Figure n°7.33 : Modèle géologique choisi comme origine de l'anomalie

observé aux Giolins à une vingtaine de kilomètres à l'Ouest (Benderitter et Robin, 1987). Des travaux ont mis à nu un remplissage fissural colmaté sur environ 8 mètres de hauteur. Un drain alimenté par une circulation d'eau assez importante coulait à la base de cet ensemble. On se trouve vraisemblablement dans les mêmes conditions à la "Fontaine du Canard".

7.2.7) Conclusion :

La détectabilité du karst seul est quasi-nulle, et la présence des fracturations provoque des anomalies qui sont difficiles à analyser.

Néanmoins cette série de mesure sur le site de Corvol d'Embernard (Nièvre, France) a mis en évidence la série de fracturations NNO-SSE. Il reste sur ce site à reconnaître plus avant la partie Sud du réseau karstique ce qui permettrait de confirmer les interprétations proposées.

7.3) Recherche du filon de Pampailly :

7.3.1) Présentation du cadre de l'étude :

La colline de Pampailly s'élève à 519 m, au Nord du village de Brussieu (Rhône). Elle domine de plus de 200 m une petite rivière, le Cosne qui la contourne par le Nord. Depuis 1980 l'équipe d'Histoire des Mines et de la Métallurgie (Université de Paris I - CNRS), sous la direction de P. Benoît, s'attache à étudier sur ce site les vestiges d'une exploitation minière importante à la fin de Moyen Âge, les installations de traitement qui lui sont liées et tout son environnement économique et humain (Benoît, 1990).

Cette mine était la première productrice d'argent au XV^{ème} siècle en France et a suscité l'intérêt de Jacques Cœur qui s'en est rendu maître, au nom du Roi, dans les années 1440. Le "Journal" du procureur Jean Dauvet, chargé de la saisie et de l'estimation de ses biens en 1454 nous renseigne sur la mine et les biens meubles de l'exploitation. Depuis cette date l'exploitation a été poursuivie de manière très irrégulière, puis abandonnée à la fin du XVII^{ème} siècle. Les textes, pour abondants qu'ils soient, ne répondent pas à tous les problèmes d'identification et de localisation qui se posent sur le terrain. Malgré cela les archéologues ont retrouvé une partie des galeries d'exploitation, des entrées de la mine et plusieurs installations avec, dans certains cas, la collaboration du CRG Garchy.

Parmi les problèmes posés, l'identification du filon anciennement exploité ne pouvait se faire que dans la mine elle-même (azimut N 104) ou, de manière approximative, à la surface, par l'examen des traces d'exploitation dans la topographie (dépressions, haldes, chemins, ...). Une première série de mesures effectuées par M. Dabas, R. de la Comble et A. Hesse en 1988 permettait de fonder des espoirs raisonnables de détection plus précise dans l'utilisation de la méthode de résistivité MT-VLF. Les mesures ont été reprises au printemps 1991 par A. Hesse et R. Guérin, et l'ensemble des mesures géophysiques devrait faire l'objet d'une prochaine publication.

7.3.2) Résultats :

La Figure n°7.34 indique le plan de position des différentes prospections effectuées sur la butte de Pampailly et ses environs.

La zone de 50 m sur 150 m, marquée 1991, a été prospectée à l'aide du résistivimètre MT-VLF du CRG de Garchy, suivant une maille carrée de 5 m de côté ; elle recouvre le tracé présumé du filon. Deux émetteurs ont été employés : celui de S^{te} Assise (FTA2) de fréquence 16.8 kHz (faisant un angle de 25° avec la direction des profils effectués suivant la longueur de 150 m), et celui de Le Blanc (HWU) de fréquence 18.3 kHz (faisant un angle de 61.5° avec la direction des profils). Les Figures n°7.35 et n°7.36 sont les cartes de résistivité apparente trouvées respectivement avec les émissions à 16.8 kHz et à 18.3 kHz. Elles présentent une remarquable ressemblance, on retrouve deux zones principales : l'une au Sud résistante ($> 200 \Omega.m$) sur environ 2/5^{ème} de la surface, et l'autre au Nord plutôt conductrice ($< 85 \Omega.m$), séparées par un fort gradient au niveau des indices au sol tels que les haldes. Dans la partie Nord, les valeurs de résistivité apparente s'organisent en anomalies de relativement de faible longueur d'onde ; une orientation Sud-Ouest - Nord-Est visible par des alignements conducteurs peut correspondre à des failles identifiées par ailleurs par des géologues. Les différences observables entre les deux cartes sont minimes. Le champ électrique primaire de l'émetteur de S^{te} Assise, presque perpendiculaire à la grande discontinuité Est-Ouest, favorise cet axe ; tandis que l'émission de Le Blanc lui donne un caractère plus estompée. Après un prolongement vers le haut à 50 cm (Figures n°7.37 et n°7.38) et surtout après un lissage par la médiane sur une fenêtre glissante sur 3 x 3 points (Figures n°7.39 et n°7.40), la subsistance de cette anomalie nous confirme dans l'interprétation de son aspect majeur et profond. L'effet des alignements Sud-Ouest - Nord-Est, au Nord de la zone, est plus sujet à discussion ; la seule carte due à l'émetteur de Le Blanc n'aurait pas suffi à les identifier, et le lissage par prolongement les rend moins facilement détectable. Dans la suite, nous n'utiliserons plus que la carte obtenue avec l'émetteur de S^{te} Assise.

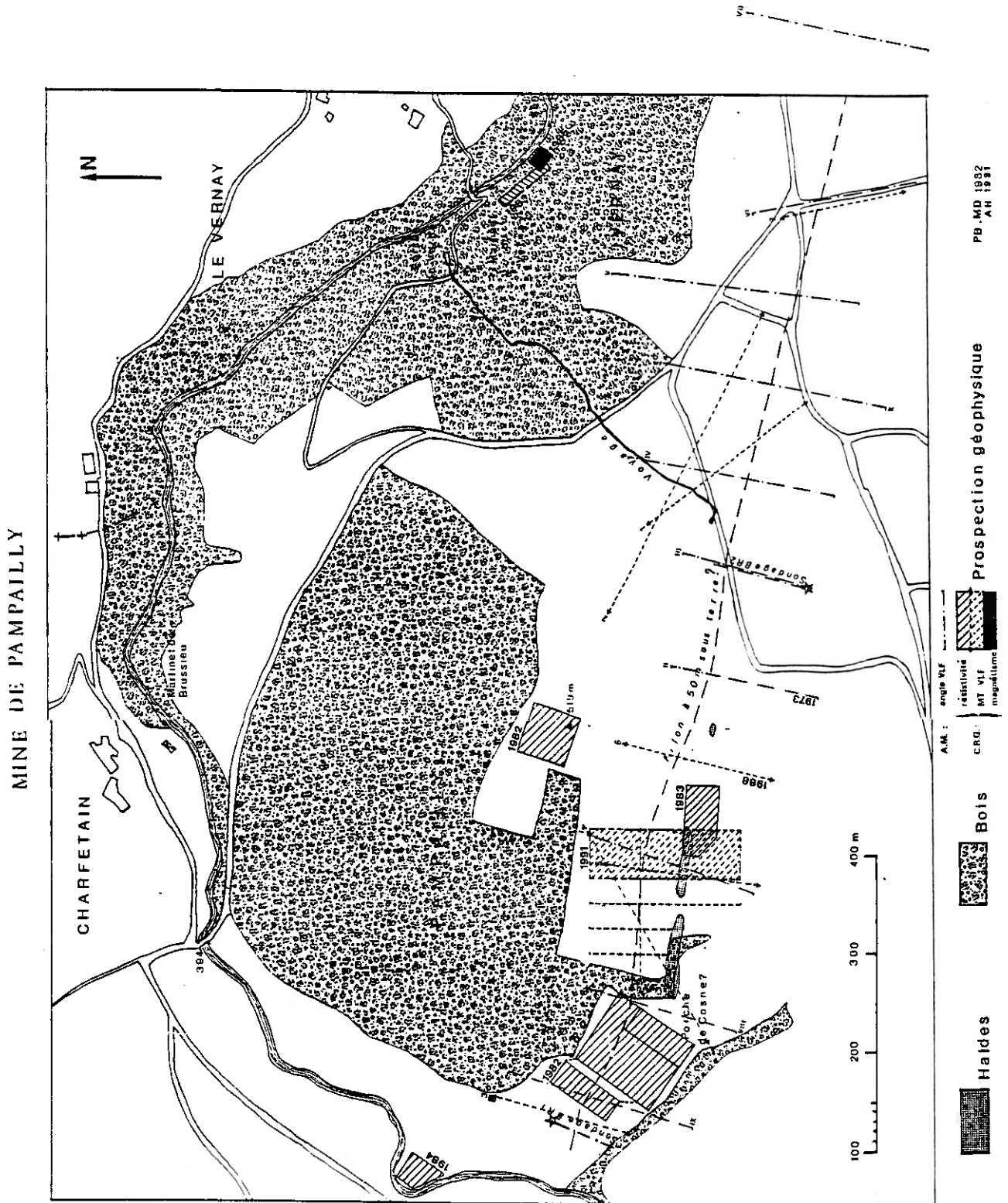
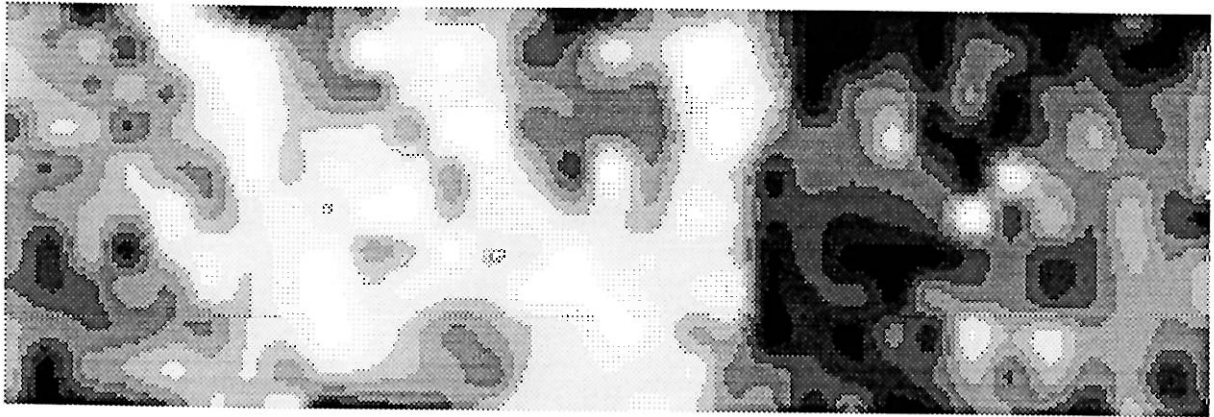
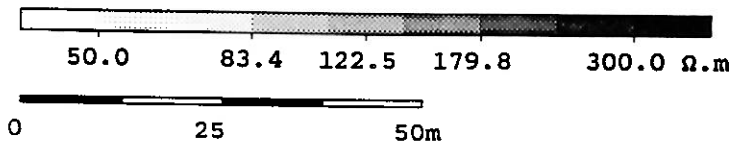


Figure n°7.34 : Plan de position des différentes études géophysiques sur le site de Pampailly



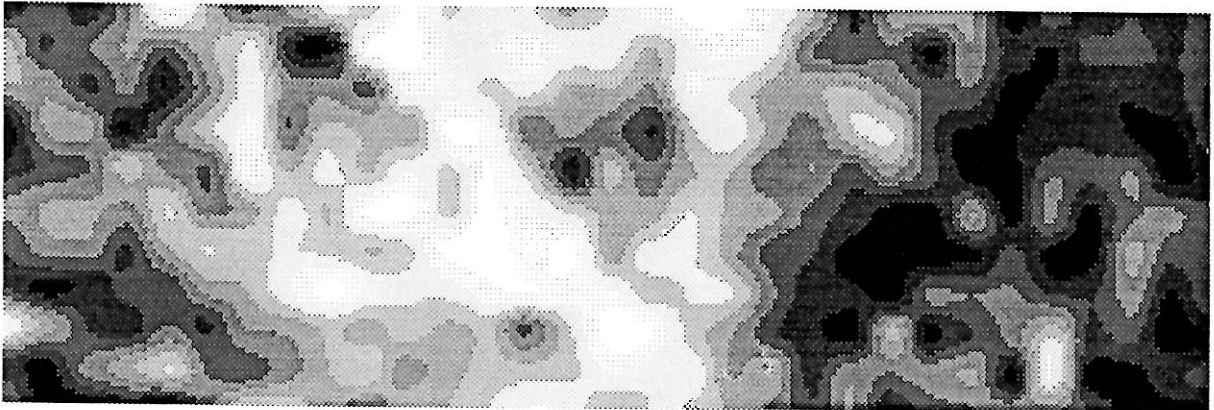
PAMPAILLY 1991 - Résistivité Apparente MTVLF
16.8 kHz (Ste Assise - FTA2)



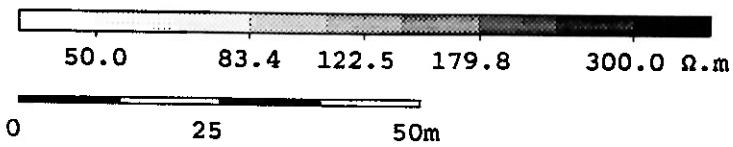
N ←

↗ E

Figure n°7.35



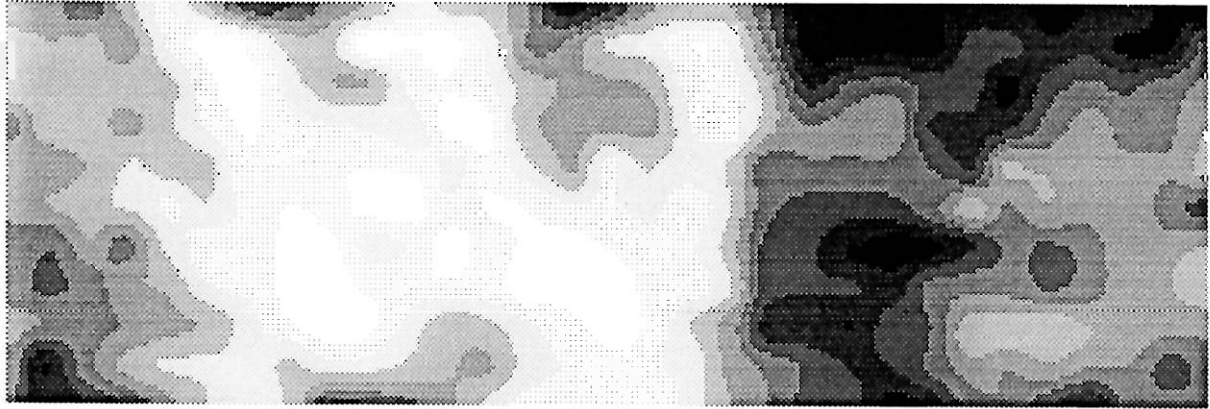
PAMPAILLY 1991 - Résistivité Apparente MTVLF
18.3 kHz (Le Blanc - HWU)



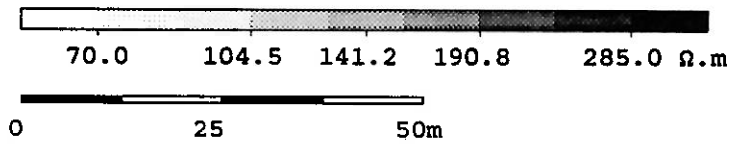
N ←

↗ E

Figure n°7.36



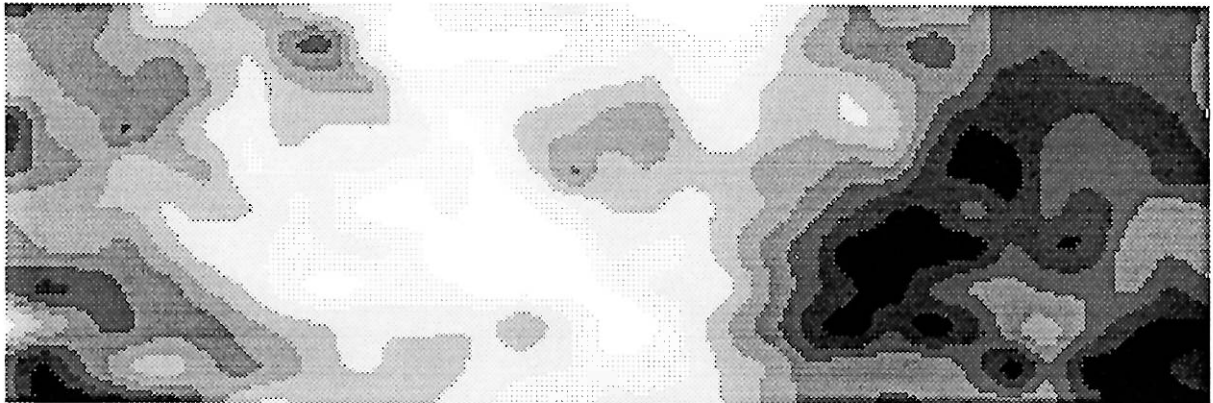
PAMPAILLY 1991 - Résistivité Apparente MTVLF 16.8 kHz
après prolongement vers le haut (50 cm)



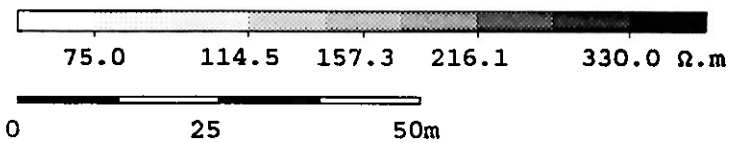
N ←

E ↗

Figure n°7.37



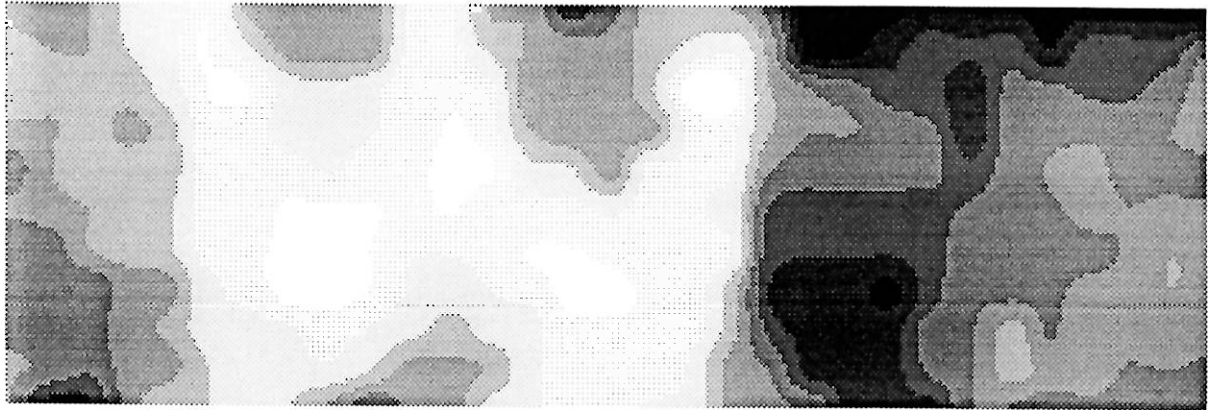
PAMPAILLY 1991 - Résistivité Apparente MTVLF 18.3 kHz
après prolongement vers le haut (50 cm)



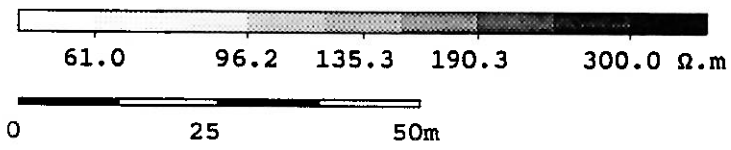
N ←

E ↗

Figure n°7.38



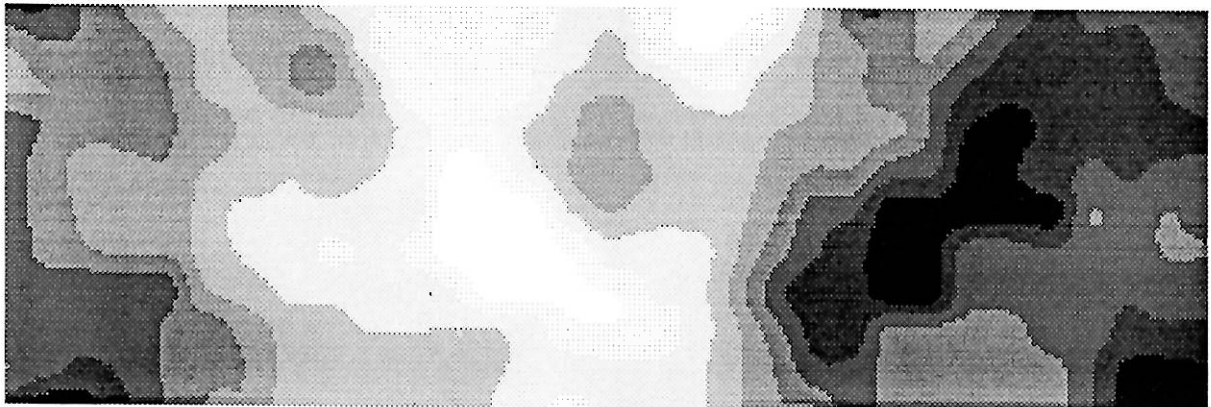
PAMPAILLY 1991 - Résistivité Apparente MTVLF 16.8 kHz
après filtrage par la médiane (3 x 3 points)



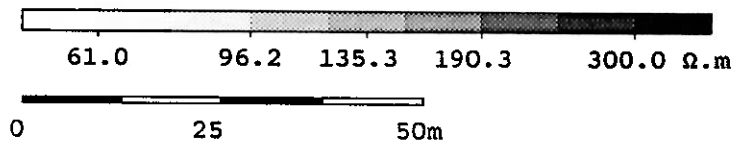
N ←

↗ E

Figure n°7.39



PAMPAILLY 1991 - Résistivité Apparente MTVLF 18.3 kHz
après filtrage par la médiane (3 x 3 points)



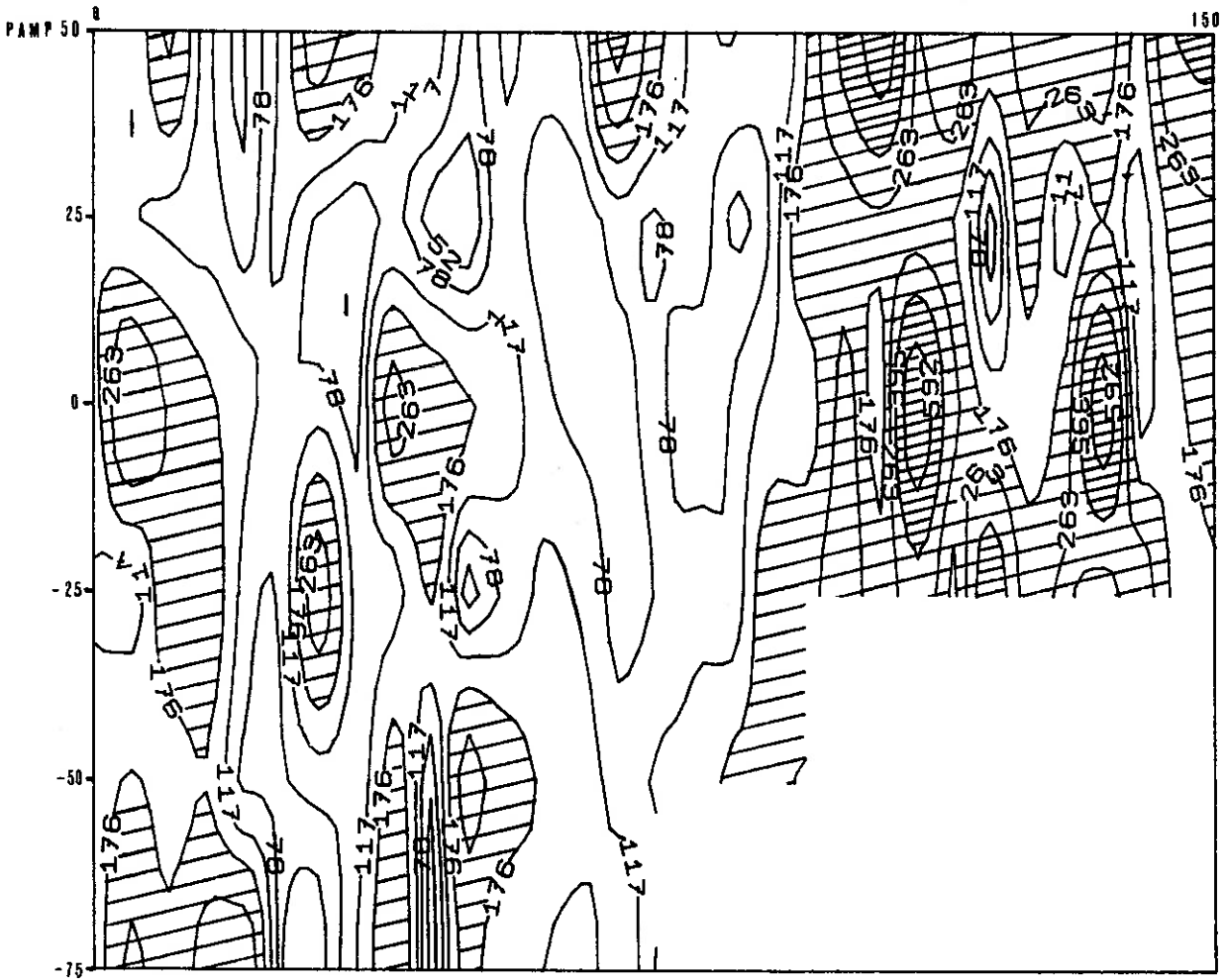
N ←

↗ E

Figure n°7.40

Pour s'assurer de l'intérêt de cette anomalie Est-Ouest, on complète les trois profils : PAMP50, PAMP25 et PAMPO déjà utilisés dans la carte précédente, par trois autres profils : PAMP-25, PAMP-50 et PAMP-75, plus à l'Ouest, pour réaliser une carte dont un bosquet limite l'étendue au Sud-Ouest (Figure n°7.41). En tenant compte de l'exagération de l'étirement des courbes d'isovaleurs par l'interpolation nécessaire sur les 25 m séparant les profils, la prolongation vers l'Ouest de la grande discontinuité est incontestable : elle longe le bosquet où les archéologues ont observé des haldes et où ils ont découvert après des fouilles de nombreuses tranchées d'exploitation.

Les deux cartes sont ensuite insérées dans une représentation de l'ensemble des mesures effectuées (Figure n°7.42) où l'on retrouve la carte de résistivité Wenner ($a = 3$ m) de 1983 et un profil de résistivité MT-VLF (PAM 06) de 1988. La bordure Nord de la carte de résistivité Wenner montre une grande anomalie conductrice linéaire, qui se place exactement dans le prolongement de la discontinuité montrée par les cartes MT-VLF précédentes. Le profil de résistivité MT-VLF réalisé avec l'émetteur de S^te Assise, présente une augmentation brusque au point d'abscisse n°36, après une zone de minimum entre les points n°28 et n°35. Ce gradient correspond, cette fois encore, à la continuité de l'anomalie précédente. L'axe, ainsi mis en évidence par l'ensemble des mesures, n'est pas orienté parfaitement Est-Ouest. Son azimuth dépasse un peu 100°, et on ne peut s'empêcher de l'identifier à celui du filon reconnu pour N 104 dans l'intérieur de la mine. Cependant, la structure détectée ne doit être qu'une manifestation relativement superficielle du filon.



PAMPAILLY 1991 - Resistivite Apparente MTVLF

16.8 kHz (Ste Assise - FTA2)

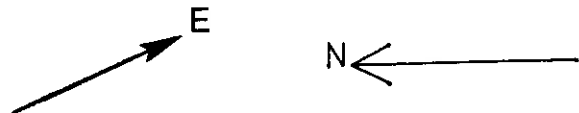
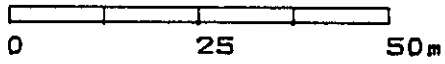


Figure n°7.41

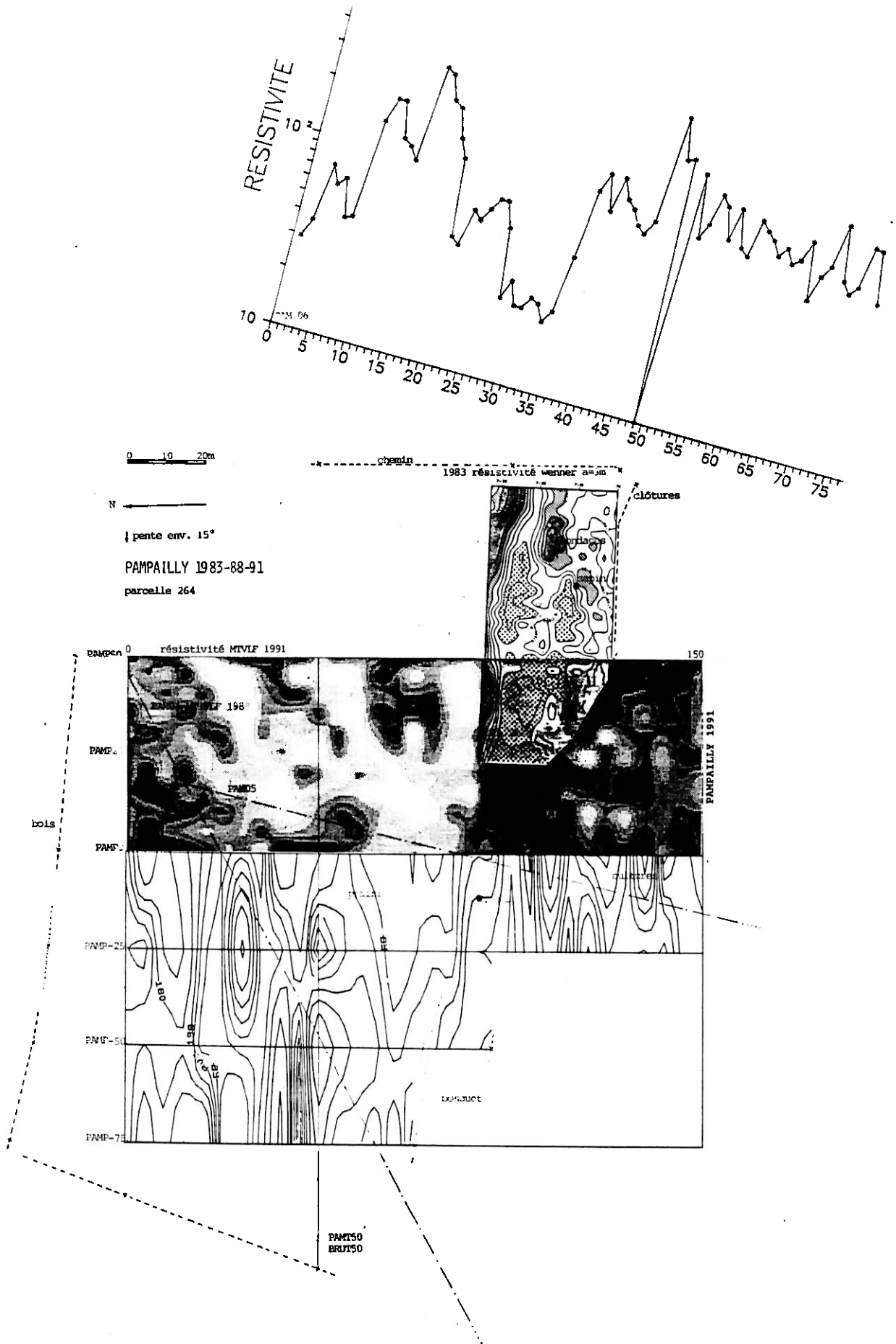


Figure n°7.42 : Assemblage de différentes cartes

8) TRAITEMENT DE DONNEES DE PROSPECTION ELECTRIQUE A CHAMP PRIMAIRE UNIFORME

8.1) Présentation de l'étude :

Le cadre géologique de cette étude est celui d'un bassin volcano-sédimentaire d'âge carbonifère (Viséen), bordé de roches éruptives : granite dévonien et rhyolite stéphanienne. Ce bassin est rempli de tufs rhyolitiques à fines intercalations gréseuses et charbonneuses, recoupés par des filons de granite de type aplitique. Une fracturation importante, à dominante Est-Ouest, localement N 150, est à l'origine d'importantes brèches argilo-siliceuses et de bourrages charbonneux ayant fait l'objet de petits travaux miniers. Le bassin est compartimenté en panneaux de puissance métrique à décamétrique ayant subi une forte altération hydrothermale (argilisation et localement silicification), avec enrichissement en sulfures disséminés (pyrite principalement, mispickel et stibine ayant une géologie plus massive) représentant 2 à 6 % de la roche encaissante. Notons que des placages argilo-sableux tertiaires, ainsi que des alluvions plus développées dans les vallées, recouvrent sur des épaisseurs de 1 à 5 m, une partie du secteur étudié.

Le but de l'étude était de repérer les zones les plus altérées et/ou minéralisées. Les mesures de résistivité apparente étaient préconisées pour mettre en évidence les zones altérées ou fracturées, généralement plus conductrices que les tufs encaissants. La méthode de courant continu employée : le gradient method (ou rectangle), permet de couvrir une grande superficie de terrain pour une mise en œuvre relativement rapide.

L'étude est constituée de deux campagnes de mesures effectuées à deux années d'intervalle, par une équipe CGG dirigée par A. Bouvier et C. Boulanger, sur une surface d'environ trente hectares, la seconde

prospection étant décalée vers le Nord-Est par rapport à la première (Figures n°8.1 et n°8.2).

8.1.1) Prospection en 1986 :

Les stations de mesure sont réparties le long de profils parallèles et distants entre eux de 50 m. Le long des profils, le pas de mesure est de 10 m. Le choix de la longueur AB de la ligne d'injection de courant (1500 m) a permis une couverture plus rapide de la zone, celle de l'écartement du dipôle MN (20 m) permettant de limiter les bruits hautes fréquences et d'augmenter de façon raisonnable le rapport signal sur bruit. La direction des lignes AB a été choisie Nord-Sud, c'est-à-dire grossièrement perpendiculaire aux axes structuraux reconnus par les connaissances antérieures de la zone. La longueur des profils n'excède pas, dans la mesure du possible, le tiers de la longueur AB. La zone d'étude s'étend des abscisses (profils) 100 à 900 m de l'Ouest vers l'Est, et des ordonnées 55 à 455 m du Sud vers le Nord.

Les valeurs de résistivité apparente sont comprises entre 150 et 800 $\Omega.m$. La carte de résistivité apparente (Figure n°8.1) pour un champ primaire orienté Nord-Sud présente deux plages conductrices (résistivité inférieure à 300 $\Omega.m$) lenticulaires, de 50 à 100 m de large, de direction moyenne Ouest-Nord-Ouest - Est-Sud-Est, l'une traversant presque la totalité de la zone de la limite Ouest (coordonnées : 100, 295) au point de coordonnées (650,200), l'autre sur le bord Est à partir du point (750,285) jusqu'au point (900,245). On trouve, de plus, trois micro-lentilles : l'une au Sud au point (600,115), et deux autres à l'Est de coordonnées (750,325) et (850,325). Ces zones conductrices où la résistivité est localement inférieure à 200 $\Omega.m$ au sein des tufs, correspond à des secteurs fracturés surtout le long d'accidents transverses Est-Ouest ; localement, ces accidents matérialisent une zone de contact brutal entre granite et tuf (c'est le cas entre les profils 400 et 550 au Sud de la grande anomalie conductrice). La présence de sulfures (pyrite) et éventuellement de graphite, en relation avec ces accidents, semble être la cause principale de la diminution des valeurs de résistivité. Par ailleurs, l'élément prépondérant, mais surprenant par rapport à la géologie, de cette carte réside dans le fait que l'on observe des alignements Est-Ouest qui sont perpendiculaires à

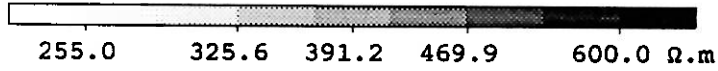
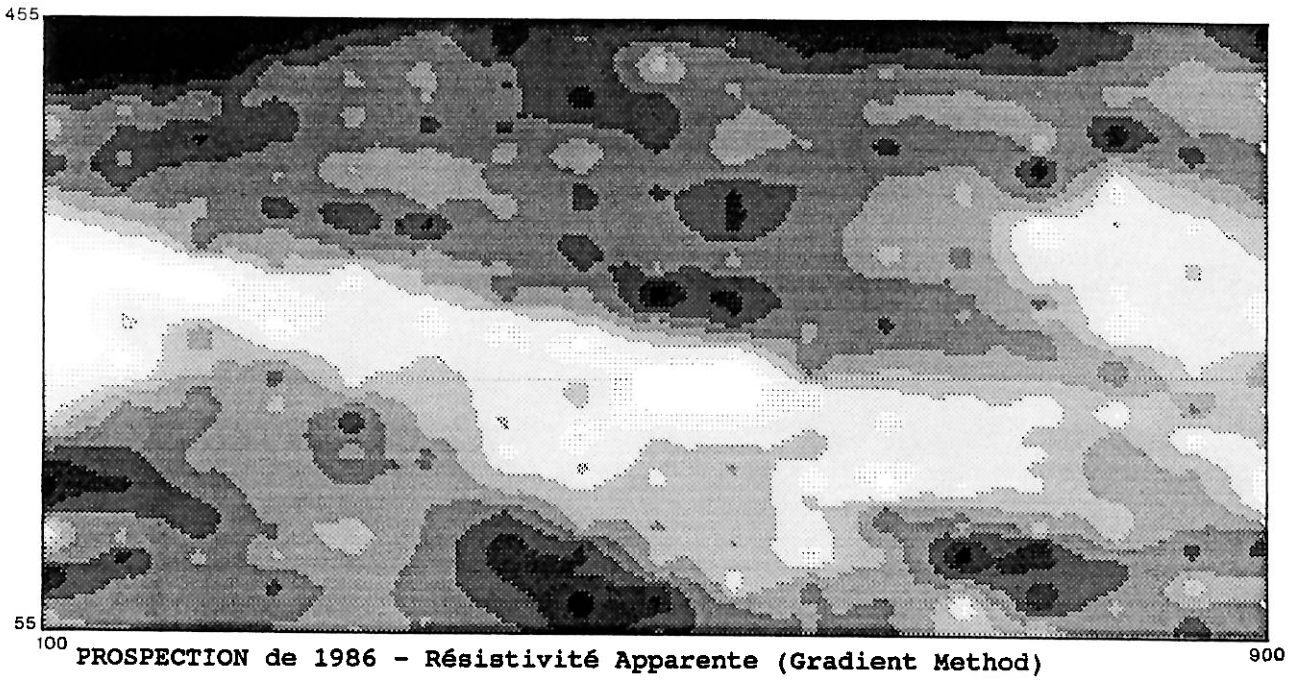
l'orientation de la ligne d'injection.

8.1.2) Prospection en 1988 :

La campagne 1988 a été réalisée avec des lignes d'envoi de courant Est-Ouest afin de localiser les structures conductrices transverses à celles mises en évidence en 1986. Les profils espacés globalement de 50 m étaient resserrés vers le centre : espacement de 25 m. Les longueurs AB et MN sont égales respectivement à 1000 m et 10 m. La zone s'étend des ordonnées (profils) 175 à 525 m du Sud au Nord, et des abscisses 95 à 935 m de l'Ouest vers l'Est ; elle ne recouvre malheureusement pas la même surface que les mesures faites en 1986.

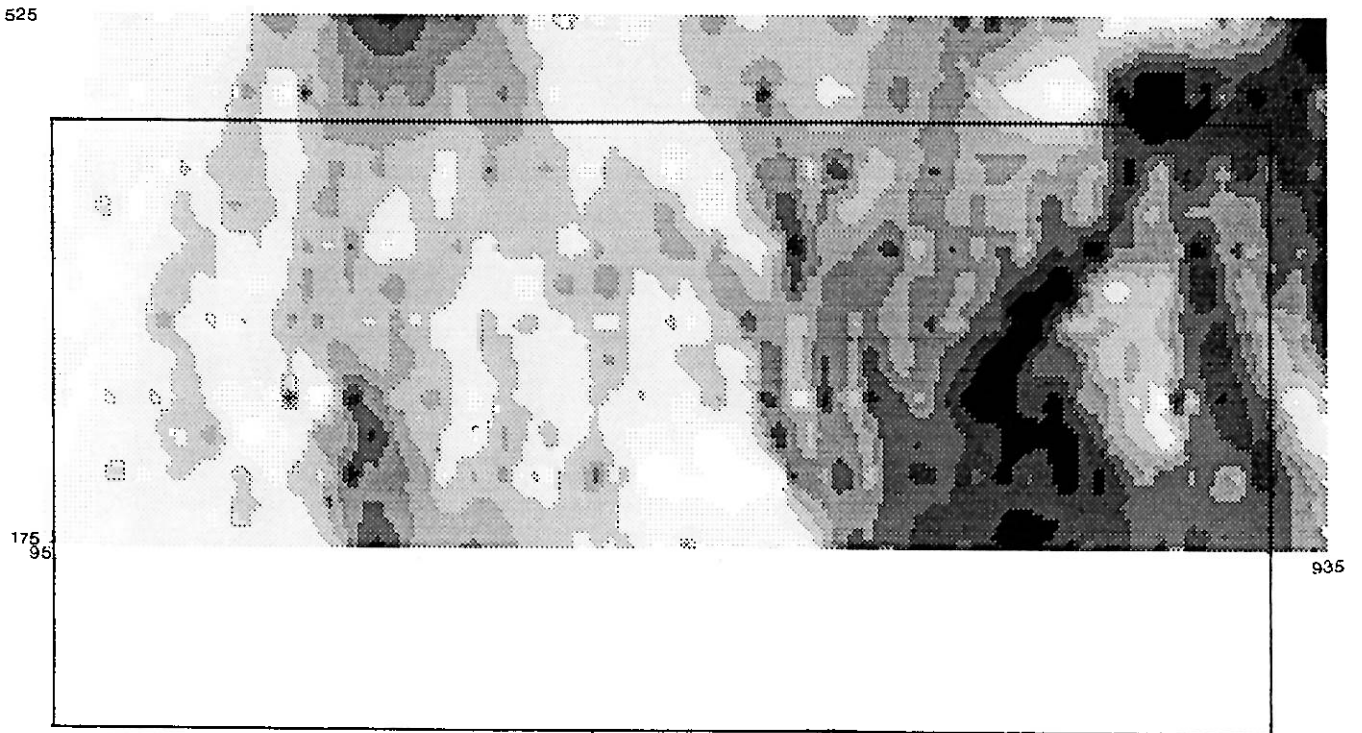
Les résistivités obtenues pour cette étude se situent dans la même fourchette de valeurs qu'en 1986, entre 150 et 950 $\Omega.m$. Il existe trois grands domaines de résistivité séparés par des zones de contact plus ou moins prononcées (Figure n°8.2) : un domaine résistant à l'Est (résistivité moyenne égale à 550 $\Omega.m$), un domaine conducteur sur la moitié Ouest (résistivité de l'ordre de 250 - 300 $\Omega.m$) et un domaine intermédiaire coincé entre les deux compartiments précédents. Plusieurs alignements correspondent à des fractures : ainsi des deux axes de direction Nord-Ouest-Nord - Sud-Est-Sud très proches l'un de l'autre entre les points de coordonnées (615,175) et (535,525). L'anomalie conductrice du Sud se superpose exactement avec l'anomalie centrale de la campagne 1986.

Il faut cependant se garder d'établir une relation directe entre la taille d'un accident géologique et sa réponse géophysique, certains phénomènes comme la silification pouvant en modifier les caractéristiques électriques. Aussi est-il intéressant à partir des deux cartes précédentes de tenter de séparer celles des informations qui sont dues à l'orientation du champ primaire, de celles qui correspondent à de véritables structures géologiques. Le traitement des données dans le domaine spatial paraît tout à fait approprié à cet objectif.

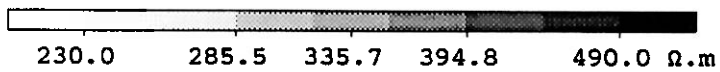


0 25 50m

Figure n°8.1



PROSPECTION de 1988 - Résistivité Apparente (Gradient Method)



0 25 50m

Figure n°8.2



8.2) Traitements :

Avec des prolongements vers le haut à 2 m (Figure n°8.3 et n°8.4), les cartes des deux campagnes ont tendance à avoir des aspects encore plus éloignés les uns des autres ; l'effet d'anisotropie apparente est renforcé et les quelques indices de structures communes aux deux cartes initiales disparaissent (notamment sur la carte de 1986, la poche centrale très conductrice de la grande lentille Est-Ouest se noie dans la direction d'allongement de la lentille). La verticalisation va permettre de lever les indéterminations dues à l'existence ou non de structures Est-Ouest relevées avec les mesures de 1986. En effet, son application aux données de 1986 (Figure n°8.5) permet de "casser" cette orientation et de faire apparaître des axes structuraux Nord-Nord-Est - Sud-Sud-Ouest qui sont visibles sur les cartes issues des données de 1988 et qui sont géologiquement correctes.

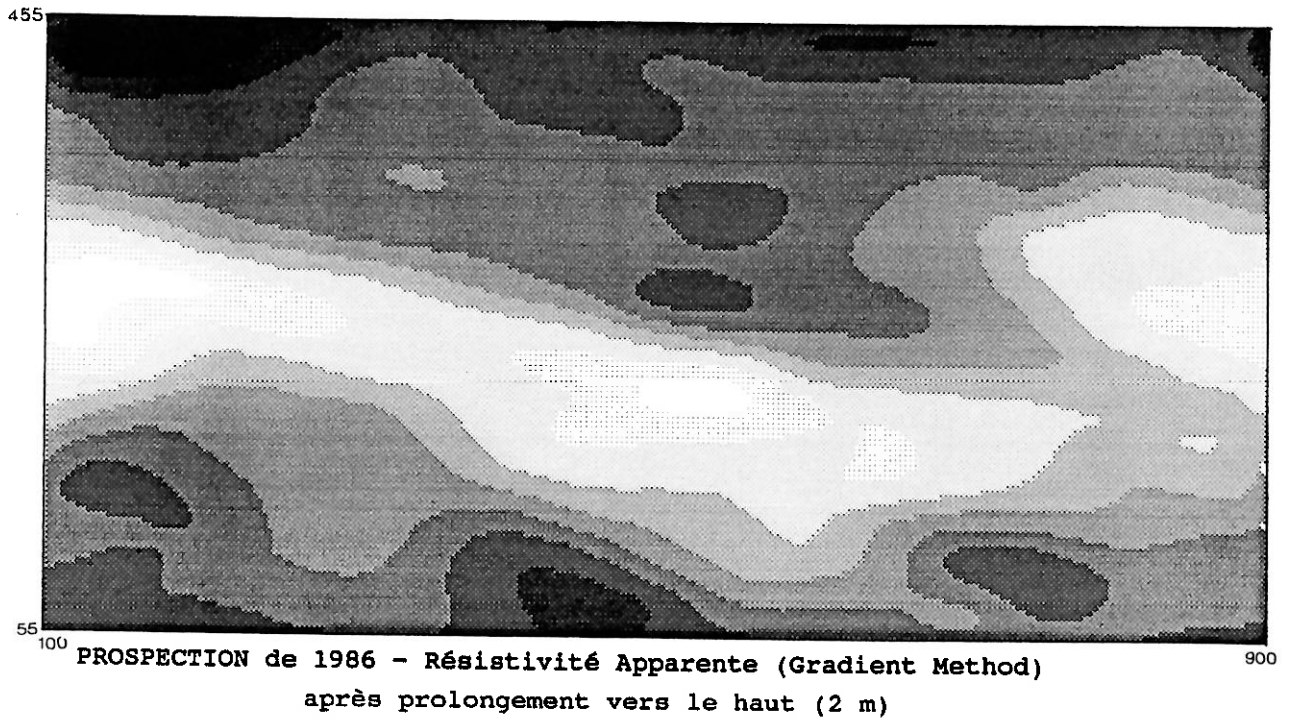


Figure n°8.3

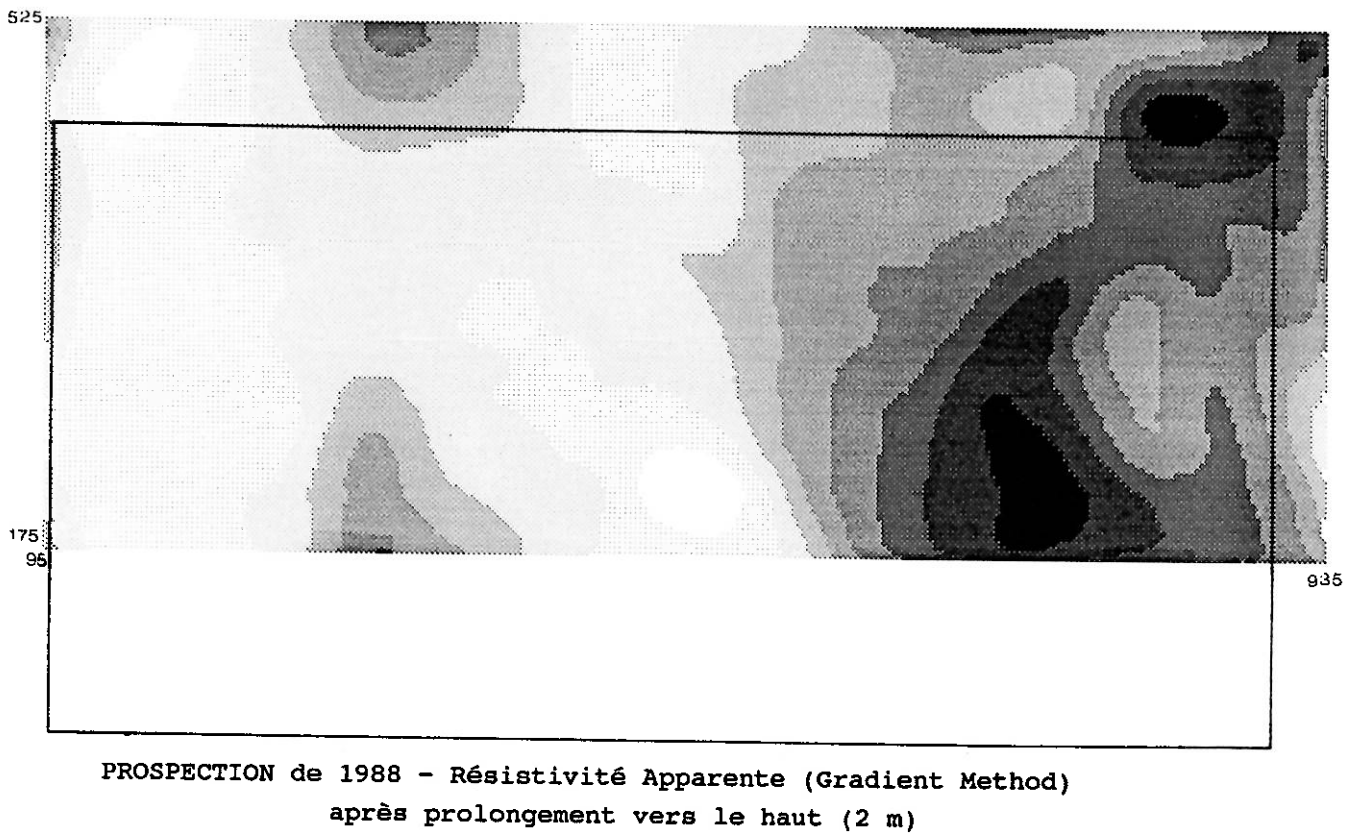
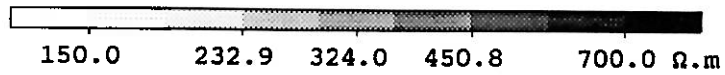
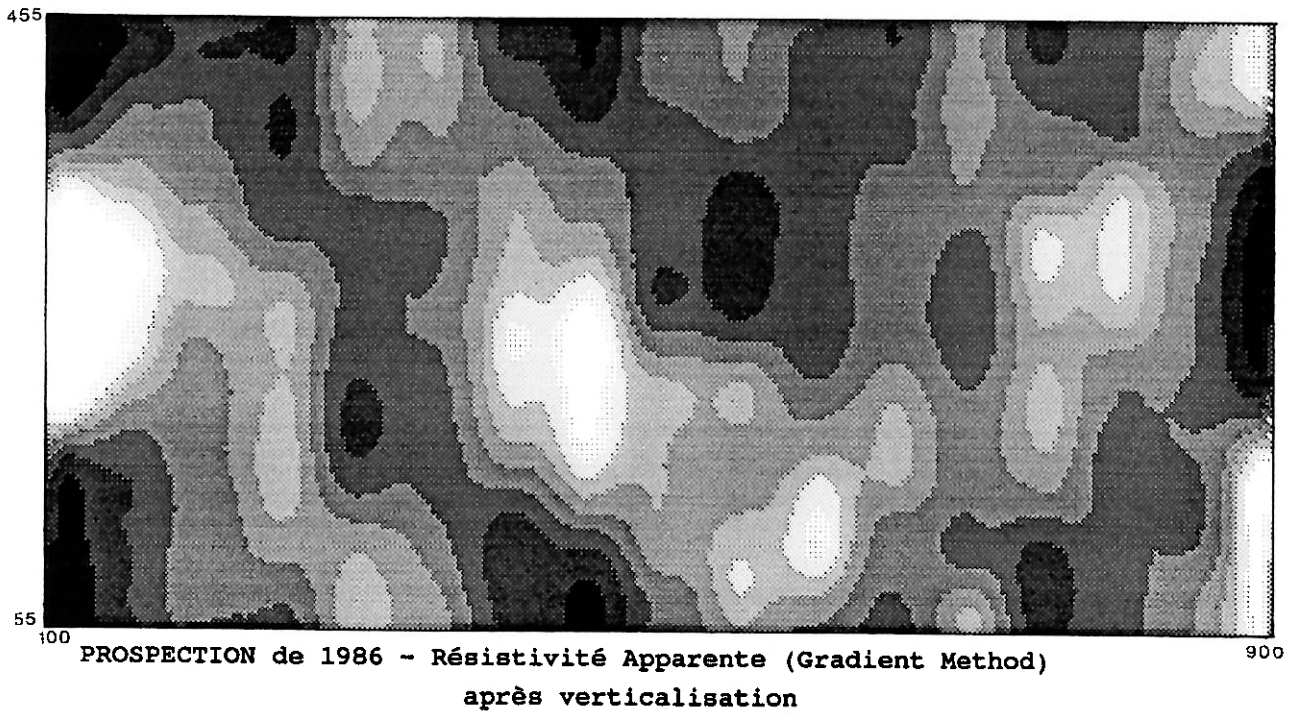


Figure n°8.4



0 25 50m

Figure n°8.5



9) CONCLUSION

L'objectif que nous nous étions fixé au début de ce travail était d'améliorer la qualité de l'interprétation qualitative et quantitative de la méthode magnétotellurique appliquée à l'exploration pétrolière.

Compte tenu des lois de similitude, nous nous sommes intéressés à la méthode MT-VLF et au courant continu, ne serait-ce que pour vérifier sur des données expérimentales la qualité des outils que nous avons développés.

Au terme de ce travail, nous proposons donc un certain nombre de concepts et d'outils nouveaux, utilisables dans chacune des trois méthodes étudiées, destinés à faciliter le travail de l'interpréteur et à améliorer la qualité du produit fini qu'il doit livrer.

La conclusion générale de ce travail est que toutes les variations latérales observées en MT correspondent à des effets statiques ; dans la grande majorité des cas, effet statique sur le champ électrique, et dans le cas de la présence de corps allongés très conducteurs, effet statique sur le champ magnétique. Utilisée pour la cartographie ou le profilage, la MT est en fait une méthode "potentiel".

Les principaux résultats obtenus sont résumés ci-dessous :

- La séparation du champ électrique et du champ magnétique :

L'intérêt de cette séparation est clairement démontré en MT-VLF (chapitre 7). Elle n'est pas déterminante pour la caractérisation de la cible, sauf dans le cas particulier d'un câble conducteur isolé qui ne répond pas au champ électrique. Elle est par contre déterminante pour la caractérisation et l'élimination des bruits géologiques superficiels et régionaux qui influencent d'abord et en particulier le champ électrique. L'application de cette procédure suppose une mise en œuvre sur le terrain plus

contraignante que celle classiquement utilisée. Aujourd'hui néanmoins, la technologie de l'acquisition et du traitement la rendent tout à fait réaliste.

- Elimination des valeurs aberrantes et des effets liés aux hétérogénéités de surface par le filtre dit "de la médiane" :
C'est une technique classique dans le traitement des images. Elle ne fait aucune hypothèse sur la nature du phénomène physique étudié. Elle s'avère très efficace pour les trois méthodes étudiées, qu'elle porte sur les champs ou sur les résistivités apparentes. Dans une certaine mesure, elle peut constituer la première étape des corrections dites "statiques".
- Elimination des effets liés aux hétérogénéités de surface par la technique du prolongement vers le haut :
Cette technique s'applique aux cartes du champ électrique ou aux cartes de résistivités apparentes après en avoir pris la racine carrée. Elle peut se justifier par le fait que le champ créé par les charges électriques situées sur les surfaces de discontinuité de résistivité, est "coulombien". Elle s'avère très efficace pour les trois méthodes étudiées ; elle permet de séparer les sources d'anomalies suivant leur profondeur. C'est un bon outil de "correction statique" en magnétotellurique comme il a été démontré par l'étude de la structure profonde 3D synthétique surmontée de corps perturbateurs.
- Anomalies régionales, anomalies résiduelles :
La séparation du champ primaire et du champ secondaire, avant l'application du prolongement, peut être réalisée par cette technique. Le champ primaire peut être considéré comme défini par une surface polynomiale de degré 0, 1, 2 ou 3. Cette technique, comme il a été démontré avec les résultats d'une campagne de MT "lente", a de plus l'avantage de mettre en évidence l'effet de structures très profondes ou des effets de la géologie régionale.
- Correction de l'effet de l'anisotropie du champ primaire - Verticalisation :
Cet effet pervers d'un champ primaire uniforme polarisé est la

difficulté principale en prospection MT-VLF et avec le dispositif rectangle. La verticalisation semble constituer une solution théorique élégante. Elle est efficace sur les exemples synthétiques (les sphères conductrices) et sur quelques exemples de prospection (notamment pour les données de courant continu). Elle est cependant particulièrement sensible à la qualité des données brutes. Très souvent, elle apporte une aide à l'interpréteur sans pouvoir cependant fournir un document définitif, acceptable en l'état par le géologue. La recherche d'un scalaire isotrope dérivé d'une étude tensorielle intégrant les données de plusieurs émetteurs, est certainement une voie prometteuse pour "corriger" cet effet d'anisotropie dû au champ primaire et pour fournir des cartes plus faciles à lire par le géologue.

- Echantillonnage spatial :

L'importance de l'échantillonnage spatial a été démontrée à la fois par un modèle synthétique (sphères conductrices) et par l'étude des données de MT "lente". Dans le premier cas, le phénomène d'aliasing fait que les champs étant mal échantillonnés, il devient impossible d'extraire l'information géologique pertinente. Dans le deuxième cas, l'introduction des outils de la géostatistique permet de valider l'interprétation des cartes de résistivité apparente mais non celle des cartes du "tipper".

- Modélisation :

Les programmes de modélisation pour des structures à deux et à trois dimensions ont été utilisés de deux façons. D'une part, ils ont fourni des données de base sur lesquelles les techniques de traitement ont été appliquées, d'autre part ils ont permis l'interprétation quantitative des données expérimentales, c'est le cas de Corvol d'Embernard. La précision des calculs est suffisante par rapport à la précision expérimentale que l'on peut atteindre.

- Programmes prototypes et programmes industriels :

Près de cinq programmes de traitements prototypes ont été réalisés au cours de ces travaux ; ils ont été appliqués à des champs de données relativement limités (81 x 81 points au maximum). Leur

transformation pour en faire des programmes industriels appliqués à des champs de données classiques en exploration nécessitera inéluctablement un travail important d'un informaticien professionnel.

Dans l'avenir, plusieurs thèmes sont à développer ou tout du moins à garder en mémoire :

- Sur le plan de la méthodologie d'acquisition de données, l'adoption des traitements spatiaux et de la cartographie ne sera viable qu'avec un échantillonnage adéquat. Ce problème est résolu dans la gamme de fréquences VLF où les mesures sont usuellement réalisées suivant un maillage régulier pour une représentation cartographique des données. Par contre, en MT, il faut se convaincre qu'une prospection réaliste doit passer par une densité beaucoup plus grande de mesures, même si une augmentation du coût en résulte.
- En ce qui concerne les appareillages, l'utilisation de capteurs tensoriels en prospection MT-VLF permettrait de raisonner en impédance, et d'appliquer alors tous les traitements classiques de la MT comme notamment la recherche des directions principales. Des travaux récents (Pedersen et al., 1992) portent d'ailleurs sur un sujet proche.
- Sur la modélisation 3D, la progression phénoménale des moyens de calcul devrait permettre de réduire le coût, et apporter la possibilité de calculer des structures plus complexes, donc plus proches de la réalité, avec une précision accrue.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- ADHIDJAJA, J.L., and HOHMANN, G.W., 1989, A finite-difference algorithm for the transient electromagnetic response of a three-dimensional body. *Geophysical Journal International* (formerly entitled *Geophysics Journal of the Royal Astronomical Society*), Vol. 98, n°2 (August), 233-242.
- ANDRIEUX, P., and WIGHTMAN, E., 1984, Correction static effect in magnetotellurics. Case history in a volcanic covered area. 54th Annual International Meeting SEG, Atlanta (Georgia, USA), Expanded Abstracts, 43-44.
- BAHR, K., 1988, Interpretation of the magnetotelluric impedance tensor : regional induction and local telluric distortion. *Journal of Geophysics (Zeitschrift für Geophysik)*, Vol. 62, n°2, 119-127.
- BAKER, G.J., 1946, Dimensions and units of electromagnetic quantities. *Geophysics*, Vol. 11, n°3 (July), 373-384.
- BARANOV, V., 1957, A new method for interpretation of aeromagnetic maps : pseudo-gravimetric anomalies. *Geophysics*, Vol. 22, n°2 (April), 359-383.
- BARANOV, V., and NAUDY, H., 1964, Numerical calculation of the formula of reduction to the magnetic pole. *Geophysics*, Vol. 29, n°1 (February), 67-79.
- BEAMISH, D., 1986, Geoelectrical structural dimensions from magnetotelluric data : methods of estimation, old and new. *Geophysics*, Vol. 51, n°6 (June), 1298-1309.
- BENDERITTER, Y., et ROBIN, G., 1987, Approche singulière des discontinuités de perméabilité en milieu carbonaté. *Hydrogéologie*, 3, 161-168.
- BENOÎT, P., 1990, Mines et métallurgie dans les Monts du Lyonnais du Moyen Âge au XVIII^{ème} siècle. Rapport terminal inédit, PPSII Rhône-Alpes, 244 p..
- BERDICHEVSKY, M.N., and DMITRIEV, V.I., 1976a, Distortion of magnetic and electrical fields by near-surface lateral inhomogeneities. *Acta Geodaetica, Geophysica et Montanistica, Academiae Scientiarum Hungaricae*, Tomus 11, fasciculi 3-4, 447-483.

- BERDICHEVSKY, M.N., and DMITRIEV, V.I., 1976b, Basic principles of interpretation of magnetotelluric sounding curves. *Geoelectric and Geothermal Studies*, KAPG Geophysical Monograph, editor A. ADÁM, Akadémiai Kiadó, Budapest, 165-221.
- BERDICHEVSKY, M.N., VANYAN, L.L., and DMITRIEV, V.I., 1989, Methods used in the USSR to reduce near-surface inhomogeneity effects on deep magnetotelluric sounding. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, Vol. 53, n°3-4 (March), 194-206.
- BHATTACHARYYA, B.K., 1965, Two-dimensional harmonic analysis as a tool for magnetic interpretation. *Geophysics*, Vol. 30, n°5 (October), 829-857.
- BOSTICK, F.X. Jr., 1986, Electromagnetic array profiling survey method. United States Patent n°4591791, May 27 ; abstracts of 56th Annual International SEG Meeting, Houston (Texas, USA), November 1986.
- BRACEWELL, R., 1965, The Fourier transforms and its applications. Mac Graw-Hill Book Company, New York, 381 p..
- BREWITT-TAYLOR, C.R., and WEAVER, J.T., 1976, On the finite difference solution of two-dimensional induction problems. *Geophysics Journal of the Royal Astronomical Society*, Vol. 47, n°2 (November), 375-396.
- CAGNIARD, L., 1953a, Principe de la méthode magnéto-tellurique, nouvelle méthode de prospection géophysique. *Annales de Géophysique*, Tome 9, Fascicule 2 (Avril-Juin), 95-125.
- CAGNIARD, L., 1953b, Basic theory of the magneto-telluric method of geophysical prospecting. *Geophysics*, Vol. 18, n°3 (July), 605-635.
- CAGNIARD, L., 1967, Théorie et pratique de la prospection magnéto-tellurique. *Pétrole Informations*, n°435, 121-129, Paris.
- CHABERT, C., et COUTURAUD, A., 1983, Les Annales du pays nivernais - La Nièvre des grottes et des rivières souterraines. Tome 1, n°38, 12.
- CHAVE, A.D., and BOOKER, J.R., 1987, Electromagnetic induction studies. *Reviews of geophysics*, Vol. 25, n°5 (June), 989-1003.
- CHAVE, A.D., THOMSON, D.J., and ANDER, M.E., 1987, On the robust estimation of power spectra, coherences, and transfer functions. *Journal of Geophysical Research (Solid Earth and Planets)*, Vol. 92, n°B1 (January), 633-648.
- CHAVE, A.D., and THOMSON, D.J., 1989, Some comments on magnetotelluric response function estimation. *Journal of Geophysical Research (Solid Earth and Planets)*, Vol. 94, n°B10 (October), 14215-14225.

- CLARKE, J., GAMBLE, T.D., GOUBAU, W.M., KOCH, R.H., and MIRACKY, R.F., 1983, Remote-reference magnetotellurics : equipment and procedures. *Geophysical Prospecting*, Vol. 31, n°1 (February), 149-170.
- CLERC, G., et GILBERT, D., 1964, La contre-réaction de flux appliquée aux bobines à noyau magnétique utilisées pour l'enregistrement des variations rapides du champ magnétique. *Annales de Géophysique*, Tome 20, n°4 (Octobre-Décembre), 499-502.
- COGGON, J.H., 1971, Electromagnetic and electrical modeling by the finite element method. *Geophysics*, Vol. 36, n°1 (February), 132-155.
- COLLETT, L.S., and BECKER, A., 1968, Radiohm method for earth resistivity mapping. Canadian Patent n°795919.
- de la COMBLE, R., et TABBAGH, A., 1988, Méthodes électriques de prospection : réponse spatiale des capteurs de champ électrique à contact conducteur avec le sol. *Revue d'Archéométrie* 12, 11-16.
- COUTURAUD, A., 1983, Quelques contributions de la géophysique à la connaissance des aquifères karstiques. Exemples nivernais. Essais de la mise en évidence de drains karstiques, étude de leur environnement. Mémoire de DEA de Sciences de l'Eau, Université Pierre et Marie Curie (Paris VI), 50 p., 28 fig..
- COUTURAUD, A., et BENDERITTER, Y., 1985, Essais de mise en évidence et étude de l'environnement des drains karstiques par des techniques géophysiques. *Karstologia*, n°5, 17-22.
- CRAVEN, J.A., JONES, A.G., BOERNER, D.E., GROOM, R.W., and KURTZ, R.D., 1990, Correction of static shift in magnetotelluric data from the lithoprobe southern canadian cordillera transect. 60th Annual International SEG Meeting, San Francisco (California, USA), Expanded Abstracts, 561-564, (September 23-27).
- DOHERTY, J., 1988, EM modeling using surface integral equations. *Geophysical Prospecting*, Vol. 36, n°6 (August), 644-668.
- DRURY, M.J., 1981, Comment on 'Generalized thin sheet analysis in magnetotellurics : an extension of Price's analysis' by R.P. RANGANAYAKI and T.R. MADDEN. *Geophysics Journal of the Royal Astronomical Society*, Vol. 65, n°1 (April), 237-238.
- EGBERT, G.D., 1990, Comments on "Concerning dispersion relations for the magnetotelluric impedance tensor" by E. YEE and K.V. PAULSON. *Geophysical Journal International* (formerly entitled *Geophysics Journal of the Royal Astronomical Society*), Vol. 102, n°1 (July), 1-8.
- EGBERT, G.D., and BOOKER, J.R., 1986, Robust estimation of geomagnetic transfer functions. *Geophysics Journal of the Royal Astronomical Society*, Vol. 87, n°1 (October), 173-194.

- FAINBERG, E.B., and SINGER, B.Sh, 1981, Electromagnetic induction in a spherical model of the earth with a real distribution of near-surface conductivity. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, Vol. 25, n°1 (April), 52-56.
- FAINBERG, E.B., and SINGER, B.Sh, 1987, The influence of surface inhomogeneities on deep electromagnetic soundings of the Earth. *Geophysics Journal of the Royal Astronomical Society*, Vol. 90, n°1 (July), 61-73.
- FISCHER, G., LE QUANG, B.V., and MÜLLER, I., 1983, VLF ground surveys, a powerful tool for the study of shallow two-dimensional structures. *Geophysical Prospecting*, Vol. 31, n°6 (December), 977-991.
- FLORES, C., and EDWARDS, R.N., 1992, Approximate calculation of low-frequency three-dimensional magnetotelluric responses using a multiple plate model. *Geophysics*, Vol. 57, n°1 (January), 106-115.
- FOURNET, G., 1985, *Electromagnétisme à partir des équations locales*. 2^{ème} Edition, MASSON, 501 p..
- FRASER, D.C., 1969, Contouring of VLF-EM data. *Geophysics*, Vol. 34, n°6 (December), 958-967.
- GAMBLE, T.D., GOUBAU, W.M., and CLARKE, J., 1979a, Magnetotellurics with a remote reference. *Geophysics*, Vol. 44, n°1 (January), 53-68.
- GAMBLE, T.D., GOUBAU, W.M., and CLARKE, J., 1979b, Error analysis for remote reference magnetotellurics. *Geophysics*, Vol. 44, n°5 (May), 959-968.
- GASMI, M., 1988, *Perturbations des sondages magnéto-telluriques (S.M.T.) dues aux bruits géologiques. Hétérogénéités superficielles, Géologie régionale. Thèse de Doctorat de l'Université Pierre et Marie Curie (Paris VI), 24 Juin, 246 p., 107 fig., 2 annexes.*
- GERARD, A., 1990, *L'interprétation des champs magnétiques et de pesanteur par méthodes fréquentielles*. BRGM Département Géophysique.
- GOUBAU, W.M., MAXTON, P.M., KOCH, R.H., and CLARKE, J., 1984, Noise correlation lengths in remote reference magnetotellurics. *Geophysics*, Vol. 49, n°4 (April), 433-438.
- GREGORI, G.P., and LANZEROTTI, L.J., 1980, Geomagnetic depth sounding by induction arrow representation : a review. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, Vol. 18, n°1 (February), 203-209.
- GROOM, R.W., and BAILEY, R.C., 1989a, Decomposition of magnetotelluric impedance tensors in the presence of local three-dimensional galvanic distortion. *Journal of Geophysical Research (Solid Earth and Planets)*, Vol. 94, n°B2 (February), 1913-1925.

- GROOM, R.W., and BAILEY, R.C., 1989b, Some effects of multiple lateral inhomogeneities in magnetotellurics. *Geophysical Prospecting*, Vol. 37, n°6 (August), 697-712.
- GUERIN, R., ANDRIEUX, P., and TABBAGH, A., 1992, Separation of the fields and transformations in the space domain VLF resistivity prospecting. 54th EAEG Meeting, Paris, Technical Programme and Abstracts of Papers, 708-709, (June 1-5).
- GUERIN, R., and BENDERITTER, Y., 1992, Exploration of a shallow karst drainage gallery using the VLF resistivity technique. *Geophysical Prospecting*, submitted.
- GUILLAUME, A., 1977, Analyse des variables régionalisées - Traitement du signal en Sciences de la Terre. DOIN Editeurs, Paris, 182 p..
- GUINEAU, B., 1975, Exemples d'application de la méthode magnéto-tellurique de prospection géophysique à l'étude des structures ou de formations géologiques situées sous un très faible recouvrement. *Geophysical Prospecting*, Vol. 23, n°1 (March), 104-124.
- GUNN, P.J., 1975, Linear transformations of gravity and magnetic fields. *Geophysical Prospecting*, Vol. 23, n°2 (June), 300-312.
- HANSEN, K.M., 1991, Head-banging : robust smoothing in the plane. *IEEE Transactions on Geosciences and Remote Sensing*, Vol. 29, n°3 (May), 369-378.
- HANSEN, R.O., and PAWLOWSKI, R.S., 1989, Reduction to the pole at low latitudes by Wiener filtering. *Geophysics*, Vol. 54, n°12 (December), 1607-1613.
- HARRINGTON, R.F., 1968, Field computation by moment methods. Krieger Publication Company, Melbourne (Florida), 229 p..
- HERMANCE, J.F., 1983, Electromagnetic induction studies. *Reviews of geophysics*, Vol. 21, n°3 (April), 652-665.
- HESSE, A., JOLIVET, A., and TABBAGH, A., 1986, New prospects in shallow depth electrical surveying for archaeological and pedological applications. *Geophysics*, Vol. 51, n°3 (March), 585-594.
- HJELT, S.E., KAIKKONEN, P., and PIETILÄ, R., 1985, On the interpretation of VLF resistivity measurements. *Geoexploration*, Vol. 23, n°2 (June), 171-181.
- HOHMANN, G.W., 1975, Three-dimensional induced polarization and electromagnetic modeling. *Geophysics*, Vol. 40, n° 2 (April), 309-324.
- HOHMANN, G.W., 1983, Three-dimensional em modeling. *Geophysical surveys*, Vol. 6, n°1-2 (July-October), 27-53 ; reprinted in *Geophysics reprint series*, n°5 : Magnetotelluric methods, 1989, second printing, edited by K. VOZOFF, Society of Exploration Geophysicists, 373-399.

- HOHMANN, G.W., 1988, Numerical modeling for electromagnetic methods of geophysics. *Electromagnetic Methods in Applied Geophysics*, Volume 1 : Theory, Chapter 5, 313-363. Edited by M.N. Nabighian, Society of Exploration Geophysicists.
- HVOZDARA, M. 1984, Solution of the stationary approximation for MT fields in the layered Earth with 3D and 2D inhomogeneities. *Journal of Geophysics (Zeitschrift für Geophysik)*, Vol. 55, n°3, 214-221.
- JIRACEK, G.R., 1990, Near-surface and topographic distortions in electromagnetic induction. *Surveys in Geophysics (formerly entitled Geophysical Surveys)*, Vol. 11, n°2-3 (September), 163-203.
- JOLIVET, A., 1964, Magnétomètre antivibratoire à immersion et contre-réaction de champ. *Mémoire de Diplôme d'Etudes Supérieures de Sciences Physiques, Faculté des Sciences de l'Université de Paris*, 27 Novembre, 54 p..
- JONES, A.G., 1981, Comment on 'Geomagnetic depth sounding by induction arrow representation : a review' by G.P. GREGORI and L.J. LANZEROTTI. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, Vol. 19, n°4 (November), 687-688.
- JONES, A.G., 1988, Static shift of magnetotelluric data and its removal in a sedimentary basin environment. *Geophysics*, Vol. 53, n°7 (July), 967-978.
- JONES, A.G., CHAVE, A.D., EGBERT, G., AULD, D., and BAHR, K., 1989, A comparison of techniques for magnetotelluric response function estimation. *Journal of Geophysical Research (Solid Earth and Planets)*, Vol. 94, n°B10 (October), 14201-14213.
- JONES, F.W., and PRICE, A.T., 1970, The perturbations of alternating geomagnetic fields by conductivity anomalies. *Geophysics Journal of the Royal Astronomical Society*, Vol. 20, n°3 (August), 317-334 ; reprinted in *Geophysics reprint series*, n°5 : Magnetotelluric methods, 1989, second printing, edited by K. VOZOFF, Society of Exploration Geophysicists, 247-264.
- JONES, F.W., and THOMPSON, D.J., 1974, A discussion of the finite difference method in computer modelling of electrical conductivity structures. A reply to the discussion by WILLIAMSON, HEWLETT and TAMMAGI. *Geophysics Journal of the Royal Astronomical Society*, Vol. 37, n°3 (June), 537-543.
- JUPP, D.L.B., and VOZOFF, K., 1975, Stable iterative methods for the inversion of geophysical data. *Geophysics Journal of the Royal Astronomical Society*, Vol. 42, n°3 (September), 957-976 ; reprinted in *Geophysics reprint series*, n°5 : Magnetotelluric methods, 1989, second printing, edited by K. VOZOFF, Society of Exploration Geophysicists, 440-459.

- JUPP, D.L.B., and VOZOFF, K., 1976, Discussion on "The magnetotelluric method in the exploration of sedimentary basins" by K. VOZOFF (Geophysics, Vol. 37, n°1 (February 1972), 98-141). Geophysics, Vol. 41, n°2 (April), 325-328.
- JUPP, D.L.B., and VOZOFF, K., 1977, Two-dimensional magnetotelluric inversion. Geophysics Journal of the Royal Astronomical Society, Vol. 50, n°2 (August), 333-352 ; reprinted in Geophysics reprint series, n°5 : Magnetotelluric methods, 1989, second printing, edited by K. VOZOFF, Society of Exploration Geophysicists, 460-479.
- KAIKKONEN, P., 1979, Numerical VLF modeling. Geophysical Prospecting, Vol. 27, n°4 (December), 815-834.
- KAO, D.W., and RANKIN, D., 1977, Enhancement of signal-to-noise ratio in magnetotelluric data. Geophysics, Vol. 42, n°1 (February), 103-110.
- KAUFMAN, A.A., 1988, Reduction of the geological noise in magnetotelluric soundings. Geoexploration, Vol. 25, n°2 (July), 145-161.
- KAUFMAN, A.A., and ANDRIEUX, P., 1988, Two methods for the reduction of static effect in magnetotelluric sounding. 9th IAGA Workshop on Electromagnetic Induction in the Earth and Moon, Sochi (USSR), (October 24-31).
- KAUFMAN, A.A., and KELLER, G.V., 1981, The magnetotelluric sounding method. Methods in Geochemistry and Geophysics 15, ELSEVIER Scientific Publishing Company, 595 p..
- KUNT, M., 1981, Traitement numérique des signaux. Traité d'Electricité, d'Electronique et d'Electrotechnique publié sous la direction Jacques Neiryck et l'égide de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (Suisse), DUNOD, 402 p..
- LARSEN, J.C., 1977, Removal of local surface conductivity effects from low frequency mantle response curves. Acta Geodaetica, Geophysica et Montanistica, Academiae Scientiarum Hungaricae, Tomus 12, fasciculi 1-3, 183-186 ; reprinted in Geophysics reprint series, n°5 : Magnetotelluric methods, 1989, second printing, edited by K. VOZOFF, Society of Exploration Geophysicists, 706-708.
- LARSEN, J.C., 1989, Transfer functions : smooth robust estimates by least-squares and remote reference methods. Geophysical Journal International (formerly entitled Geophysics Journal of the Royal Astronomical Society), Vol. 99, n°3 (December), 645-663.
- LA TORRACA, G.A., MADDEN, T.R., and KORRINGA, J., 1986, An analysis of the magnetotelluric impedance for three-dimensional conductivity structures. Geophysics, Vol. 51, n°9 (September), 1819-1829.

- LEDIER, J., 1986, Etude du bassin versant du Sauzay (Nièvre). Géologie, hydrogéologie, géophysique. Comparaison avec les bassins versants de l'Armanie et de l'Auxois. Thèse de 3^{ème} cycle, Université de Bourgogne, Octobre, 286 p., annexes 68 p., 1 pl. h. t..
- LEE, K.H., LIU, G., and MORRISON, H.F., 1989, A new approach to modeling the electromagnetic response of conductive media. *Geophysics*, Vol. 54, n°9 (September), 1180-1192.
- LEE, K.H., PRIDMORE, D.F., and MORRISON, H.F., 1981, A hybrid three-dimensional electromagnetic modeling scheme. *Geophysics*, Vol. 46, n°5 (May), 796-805.
- LIFERMANN, J., 1980, Les méthodes rapides de transformation du signal : Fourier, Walsh, Hadamard, Haar. MASSON, 197 p..
- MAC NEILL, J.D., and LABSON, V.F., 1991, Geological mapping using VLF radio fields. *Investigations in Geophysics n°3, Electromagnetic Methods in Applied Geophysics, Volume 2 : Application, Part B, Chapter 7, 521-640.* Edited by M.N. Nabighian, Society of Exploration Geophysicists.
- MADDEN, T.R., and MACKIE, R.L., 1989, Three-dimensional magnetotelluric modeling and inversion. *Proceedings of the IEEE*, Vol. 77, n°2 (February), 318-333.
- MADDEN, T.R., and SWIFT, C.M., Jr., 1969, Magnetotelluric studies of the electrical conductivity structure of the crust and upper mantle. *The earth's crust and upper mantle* edited by HART Pembroke J.: American Geophysical Union (Washington D.C.), *Geophysical Monograph 13*, 469-479.
- MATHERON, G., 1965, Les variables régionalisées et leur estimation. 306 p., MASSON.
- MAX, J., et collaborateurs, 1987, Méthodes et techniques de traitement du signal et applications aux mesures physiques. Tome 1 : Principes généraux et méthodes classiques, 302 p., et Tome 2 : Appareillages, Méthodes nouvelles, Exemples d'application, 454 p., 4^{ème} Edition, MASSON.
- MAXWELL, J.C., 1891, *A treatise on electricity and magnetism.* University Press, Oxford, 500 p. ; reprinted 1954, Dover Publications Inc., New York, Vol. 1 et 2, 506 p..
- MENVIELLE, M., 1987, Effects of crustal conductivity heterogeneities on the electromagnetic field. *Surveys in Geophysics (formerly entitled Geophysical Surveys)*, Vol. 9, n°3-4 (September-December), 319-348.
- MOZLEY, E.C., 1982, An investigation of the conductivity distribution in the vicinity of a cascade volcano. Ph.D. Thesis, University of California (Lawrence Berkeley Laboratory), November, 386 p..

- NICHOLS, E.A., MORRISON, H.F., and CLARKE, J., 1988, Signals and noise in measurements of low-frequency geomagnetic fields. *Journal of Geophysical Research (Solid Earth and Planets)*, Vol. 93, n°B11 (November), 13743-13754.
- OGILVY, R.D., CUADRA, A., JACKSON, P.D., and MONTE, J.L., 1991, Detection of an air-filled drainage gallery by VLF resistivity method. *Geophysical Prospecting*, Vol. 39, n°6 (August), 845-859.
- OPPLIGER, G.L., 1982, Three-dimensional terrain effects in electrical and magnetometric resistivity surveys. Ph.D. Thesis, University of California (Lawrence Berkeley Laboratory), September, 253 p..
- PARK, S.K., 1985, Distortion of magnetotelluric sounding curves by three-dimensional structures. *Geophysics*, Vol. 50, n°5 (May), 785-797.
- PARK, S.K., and LIVELYBROOKS, D.W., 1989, Quantitative interpretation of rotationally invariant parameters in magnetotellurics. *Geophysics*, Vol. 54, n°11 (November), 1483-1490.
- PARK, S.K., ORANGE, A.S., and MADDEN, T.R., 1983, Effects of three-dimensional structure on magnetotelluric sounding curves. *Geophysics*, Vol. 48, n°10 (October), 1402-1405.
- PATERSON, N.R., and RONKA, V., 1971, Five years of surveying with the Very Low Frequency-Electro Magnetics method. *Geoexploration*, Vol. 9, n°1 (February), 7-26.
- PEDERSEN, L.B., 1982, The magnetotelluric impedance tensor - its random and bias errors. *Geophysical Prospecting*, Vol. 30, n°2 (April), 188-210.
- PEDERSEN, L.B., ZHANG, P., DYNESIUS, L., and QIAN, W., 1992, An airborne tensor VLF system ; its concept and realization. 54th EAEG Meeting, Paris, Technical Programme and Abstracts of Papers, 386-387, (June 1-5).
- PELLERIN, L., and HOHMANN, G.W., 1990, Transient electromagnetic inversion : a remedy for magnetotelluric static shifts. *Geophysics*, Vol. 55, n°9 (September), 1242-1250.
- PORSTENDORFER, G., 1975, Principles of magnetotelluric prospecting , *Geoexploration Monographs*, series 1, n°5. Editors : G. KUNETZ and D.S. PARASNIS, Geopublication Associates, Gebrüder Borntraeger, Berlin-Stuttgart, 118 p..
- PRATT, W.K., 1978, Digital image processing. A Wiley-interscience publication, John Wiley & sons, 750 p..
- PRIDMORE, D.F., HOHMANN, G.W., WARD, S.H., and SILL, W.R., 1981, An investigation of finite-element modeling for electrical and electromagnetic data in three dimensions. *Geophysics*, Vol. 46, n°7 (July), 1009-1024.

- QUON, C., VOZOFF, K., HOVERSTEN, M., MORRISON, H.F., and LEE, K-H., 1979, Localized source effects on magnetotelluric apparent resistivities. *Journal of Geophysics (Zeitschrift für Geophysik)*, Vol. 46, n°3, 291-299.
- RAICHE, A.P., 1974, An integral equation approach to three-dimensional modelling. *Geophysics Journal of the Royal Astronomical Society*, Vol. 36, n°2 (February), 363-376 ; reprinted in *Geophysics reprint series, n°5 : Magnetotelluric methods*, 1989, second printing, edited by K. VOZOFF, Society of Exploration Geophysicists, 280-293.
- RANGANAYAKI, R.P., 1984, An interpretative analysis of magnetotelluric data. *Geophysics*, Vol. 49, n°10 (October), 1730-1748.
- RANGANAYAKI, R.P., and MADDEN, T.R., 1980, Generalized thin sheet analysis in magnetotellurics : an extension of Price's analysis. *Geophysics Journal of the Royal Astronomical Society*, Vol. 60, n°3 (March), 445-457 ; reprinted in *Geophysics reprint series, n°5 : Magnetotelluric methods*, 1989, second printing, edited by K. VOZOFF, Society of Exploration Geophysicists, 344-356.
- RANGANAYAKI, R.P., and MADDEN, T.R., 1981, Reply to 'Comment on "Generalized thin sheet analysis in magnetotellurics : an extension of Price's analysis" by Malcolm J. DRURY'. *Geophysics Journal of the Royal Astronomical Society*, Vol. 65, n°1 (April), 239-240.
- RANKIN, D., and REDDY, I.K., 1969, A magnetotelluric study of resistivity anisotropy. *Geophysics*, Vol. 34, n°3 (June), 438-449.
- REDDY, I.K., and RANKIN, D., 1974, Coherence functions for magnetotelluric analysis. *Geophysics*, Vol. 39, n°3 (June), 312-320.
- ROBERTSON, R.C., 1987, The electromagnetic response of thin sheets buried in a uniformly conducting half-space. *Geophysics*, Vol. 52, n°1 (January), 108-117.
- RODI, W.L., 1976, A technique for improving the accuracy of finite element solutions for magnetotelluric data. *Geophysics Journal of the Royal Astronomical Society*, Vol. 44, n°2 (February), 483-506.
- ROY, A., 1968, Continuation of electromagnetic fields - I. *Geophysics*, Vol. 33, n°5 (October), 834-837.
- ROY, A., 1969, Continuation of electromagnetic fields - II. *Geophysics*, Vol. 34, n°4 (August), 572-583.
- SASAKI, Y., 1989, Sensitivity analysis of magnetotelluric measurements in relation to static effects. *Geophysical prospecting*, Vol. 37, n°4 (May), 395-406.

- SILVA, J.B.C., 1986, Reduction to the pole as an inverse problem and its application to low-latitude anomalies. *Geophysics*, Vol. 51, n°2 (February), 369-382.
- SIMS, W.E., BOSTICK, F.X., Jr., and SMITH, H.W., 1971, The estimation of magnetotelluric impedance tensor elements from measured data. *Geophysics*, Vol. 36, n°5 (October), 938-942.
- SPITZ, S., 1985, The magnetotelluric impedance tensor properties with respect to rotations. *Geophysics*, Vol. 50, n°10 (October), 1610-1617.
- STERNBERG, B.K., WASHBURNE, J.C., and ANDERSON, R.G., 1985, Investigation of MT static shift correction methods. 55th Annual International Meeting SEG, Washington D.C. (USA), Expanded Abstracts 264-267, (October 6-10).
- STERNBERG, B.K., WASHBURNE, J.C., and PELLERIN, L., 1988, Correction for the static shift in magnetotellurics using transient electromagnetic soundings. *Geophysics*, Vol. 53, n°11 (November), 1459-1468.
- STRATTON, J.A., 1941, *Electromagnetic theory*. International series in pure and applied physics, Mac Graw-Hill Book Company, New York and London, 615 p..
- SWIFT, C.M., Jr., 1971, Theoretical magnetotelluric and turam response from two-dimensional inhomogeneities. *Geophysics*, Vol. 36, n°1 (February), 38-52.
- TABBAGH, A., 1977, Deux nouvelles méthodes géophysiques de prospection archéologique. Thèse de Doctorat d'Etat Es Sciences Physiques, Université Pierre et Marie Curie (Paris VI), 19 Octobre, 157 p..
- TABBAGH, A., 1985, The response of a three-dimensional magnetic and conductive body in shallow depth electromagnetic prospecting. *Geophysics Journal of the Royal Astronomical Society*, Vol. 81, n°1 (April), 215-230.
- TABBAGH, A., BENDERITTER, Y., ANDRIEUX, P., DECRIAUD, J.P., and GUERIN, R., 1991, VLF resistivity mapping and verticalization of the electric field. *Geophysical Prospecting*, Vol. 39, n°8 (November), 1083-1097.
- TABBAGH, A., et HESSE, A., 1989, Influence de l'anisotropie du champ primaire en magnéto-tellurique et en prospection électrique avec champ primaire uniforme pour la detection à faible profondeur. *Revue d'Archéométrie*, 13, 79-94.
- THERA, A., 1977, Interprétation des mesures magnétotelluriques à partir d'un modèle à deux dimensions. Thèse de Doctorat de 3^{ème} cycle, Université Pierre et Marie Curie (Paris VI), 2 Décembre, 75 p..

- THIERRIN, J., et MÜLLER, I., 1988, La méthode VLF-résistivité multifréquence, un exemple d'exploration hydrogéologique dans un synclinal crétacé à la Brévine (Jura neuchâtelois). Annales Scientifiques de l'Université de Besançon, Géologie, Mémoire hors série n°6 ; Quatrième colloque d'hydrologie en pays calcaire, Besançon, (29 Septembre-1^{er} Octobre 1988).
- TIKHONOV, A.N., 1950. Determination of the electrical characteristics of the deep strata of the Earth's crust (Ob opredelenii elektricheskikh kharakteristik glubokikh sloev zemnoy kori). Doklady Akad. Nauk (Compte rendu de l'Académie des Sciences) USSR ser. geofiz. (série géophysique), Vol. 73, n°2, 295-297 ; reprinted in Geophysics reprint series, n°5 : Magnetotelluric methods, 1989, second printing, edited by K. VOZOFF, Society of Exploration Geophysicists, 2-3.
- TIKHONOV, A.N., 1965. Mathematical basis of the theory of electromagnetic soundings. Zh. vychisl. Mat. mat. Fiz. (Revue de la Mathématique supérieure et de la Physique mathématique), 5, 545-548 ; reprinted in Geophysics reprint series, n°5 : Magnetotelluric methods, 1989, second printing, edited by K. VOZOFF, Society of Exploration Geophysicists, 404-408.
- TING, S.C., and HOHMANN, G.W., 1981, Integral equation modeling of three-dimensional magnetotelluric response. Geophysics, Vol. 46, n°2 (February), 182-197.
- TORRES-VERDIN, C., and BOSTICK, F.X. Jr., 1990, Properties of EMAP in two-dimensional environments. 60th Annual International SEG Meeting, San Francisco (California, USA), Expanded Abstracts, 520-523.
- TORRES-VERDIN, C., and BOSTICK, F.X. Jr., 1992, Principles of spatial surface electric field filtering in magnetotellurics : electromagnetic array profiling (EMAP). Geophysics, Vol. 57, n°4 (April), 603-622.
- TRAVIS, B.J., and CHAVE, A.D., 1989, A moving finite element method for magnetotelluric modeling. Physics of the Earth and Planetary Interiors, Vol. 53, n°3-4 (March), 432-443.
- VALLA, P., 1991, Applications de la modélisation numérique aux méthodes d'électromagnétisme fréquentiel en prospection géophysique. Thèse de Doctorat d'Etat, Université de Sciences et Techniques de Montpellier II, 17 Mai, 471 p..
- VALLEE, M.A., CHOUTEAU, M., and PALACKY, G.J., 1992a, Effect of temporal and spatial variations of the primary signal on VLF total-field surveys. Geophysics, Vol. 57, n°1 (January), 97-105.
- VALLEE, M.A., CHOUTEAU, M., and PALACKY, G.J., 1992b, Variations of the VLF-EM primary field : analysis of airborne survey data. Geophysics, Vol. 57, n°1 (January), 181-186.

- VASSEUR, G., and WEIDELT, P., 1977, Bimodal electromagnetic induction in non uniform thin sheets with an application to the northern Pyrenean induction anomaly. *Geophysics Journal of the Royal Astronomical Society*, Vol. 51, n°3 (December), 669-690.
- VOZOFF, K., 1972, The magnetotelluric method in the exploration of sedimentary basins. *Geophysics*, Vol. 37, n°1 (February), 98-141.
- VOZOFF, K., 1980, Electromagnetic methods in applied geophysics. *Geophysical Surveys*, Vol. 4, n°1-2 (September), 9-29.
- VOZOFF, K., 1991, The magnetotelluric method. *Investigations in Geophysics n°3, Electromagnetic Methods in Applied Geophysics, Volume 2 : Application, Part B, Chapter 8, 641-711.* Edited by M.N. Nabighian, Society of Exploration Geophysicists.
- VOZOFF, K., HASEGAWA, H., and ELLIS, R.M., 1963, Results and limitations of magnetotelluric surveys in simple geologic situations. *Geophysics*, Vol. 28, n°5, part I (October), 778-792.
- WAIT, J.R., 1962, Theory of magneto-telluric fields. *Journal of Research of the National Bureau of Standards - section D, Radio propagation*, Vol. 66 D, n°5 (September-October), 509-541 ; reprinted in *Geophysics reprint series, n°5 : Magnetotelluric methods, 1989, second printing*, edited by K. VOZOFF, Society of Exploration Geophysicists, 56-88.
- WANNAMAKER, P.E., 1990, On thin-layer telluric modeling of magnetotelluric responses. *Geophysics*, Vol. 55, n°3 (March), 372-375.
- WANNAMAKER, P.E., 1991, Advances in three-dimensional magnetotelluric modeling using integral equations. *Geophysics*, Vol. 56, n°11 (November), 1716-1728.
- WANNAMAKER, P.E., and HOHMANN, G.W., 1991, Electromagnetic induction studies. *Reviews of geophysics, supplement (April)*, 405-415. U.S. national report to international union of geodesy and geophysics 1987-1990, Contributions in geomagnetism and paleomagnetism.
- WANNAMAKER, P.E., HOHMANN, G.W., and SAN FILIPO, W. A., 1984a, Electromagnetic modeling of three-dimensional bodies in layered earths using integral equations. *Geophysics*, Vol. 49, n°1 (January), 60-74.
- WANNAMAKER, P.E., HOHMANN, G.W., and WARD, S.H., 1984b, Magnetotelluric responses of three-dimensional bodies in layered earths. *Geophysics*, Vol. 49, n°9 (September), 1517-1533.
- WANNAMAKER, P.E., STODT, J.A., and RIJO, L., 1986, Two-dimensional topographic responses in magnetotellurics modeled using finite elements. *Geophysics*, Vol. 51, n°11 (November), 2131-2144.

- WANNAMAKER, P.E., STODT, J.A., and RIJO, L., 1987, A stable finite element solution for two-dimensional magnetotelluric modelling. *Geophysics Journal of the Royal Astronomical Society*, Vol. 88, n°1 (January), 277-296.
- WARD, S.H., 1967, Electromagnetic theory for geophysical applications. *Mining Geophysics*, Vol. 2 : Theory, Chapter II : Electrical methods, 10-196. edited by the Society of Exploration Geophysicists (SEG) *Mining Geophysics Volume Editorial Committee*.
- WEAVER, J.T., and DAWSON, T.W., 1992, Adjustment distance in TM mode electromagnetic induction. *Geophysical Journal International* (formerly entitled *Geophysics Journal of the Royal Astronomical Society*), Vol. 108, n°1 (January), 293-300.
- WEAVER, J.T., LE QUANG, B.V., and FISCHER, G., 1985, A comparison of analytical and numerical results for a two-dimensional control model in electromagnetic induction - I. *B-polarization calculations*. *Geophysics Journal of the Royal Astronomical Society*, Vol. 82, n°2 (August), 263-277.
- WILLIAMSON, K., HEWLETT, C., and TAMMEMAGI, H.Y., 1974, Computer modelling of electrical conductivity structures. *Geophysics Journal of the Royal Astronomical Society*, Vol. 37, n°3 (June), 533-536.
- YEE, E., and PAULSON, K.V., 1988, Concerning dispersion relation for the magnetotelluric impedance tensor. *Geophysical Journal* (formerly entitled *Geophysics Journal of the Royal Astronomical Society*), Vol. 95, n°3 (December), 549-559.
- YEE, E., and PAULSON, K.V., 1990, Reply to the "Comments on : Concerning dispersion relations for the magnetotelluric impedance tensor" by G.D. EGBERT. *Geophysical Journal International* (formerly entitled *Geophysics Journal of the Royal Astronomical Society*), Vol. 102, n°1 (July), 9-13.
- ZHDANOV, M.S., GOLUBEV, N.G., SPICHAK, V.V., and VARENTSOV, Iv.M., 1982, The construction of effective methods for electromagnetic modelling. *Geophysics Journal of the Royal Astronomical Society*, Vol. 68, n°3 (March), 589-607.
- ZIENKIEWICZ, O.C., 1971, The finite element method in engineering science (the second, expanded and revised, edition of : The finite element method in structural and continuum mechanics, 1967). Mac Graw-Hill Book Company, London, 521 p..

BIBLIOGRAPHIE

- AGARWAL, B.N.P., and LAL, T., 1972, Calculation of the vertical gradient of the gravity field using the Fourier transform. *Geophysical Prospecting*, Vol. 20, n°2 (June), 448-458.
- ANDRIEUX, P., TABBAGH, A., GUERIN, R., and KARMAN, R., 1989, New acquisition and processing in electromagnetic prospecting. SEG/Union of Chinese Exploration Geophysics, Beijing'89 International Symposium on Exploration Geophysics (May), Beijing (China), Expanded Abstracts, 126-128.
- BABOUR, K., and MOSNIER, J., 1979, Differential geomagnetic sounding in the Rhinegraben. *Geophysics Journal of the Royal Astronomical Society*, Vol. 58, n°1 (July), 135-144.
- BABOUR, K., and MOSNIER, J., 1980, Direct determination of the characteristics of the currents responsible for the geomagnetic anomaly of the Rhinegraben. *Geophysics Journal of the Royal Astronomical Society*, Vol. 60, n°3 (March), 327-331.
- BARANOV, V., 1953, Calcul du gradient vertical du champ de gravité ou du champ magnétique mesuré à la surface du sol. *Geophysical Prospecting*, Vol. 1, n°3 (September), 171-191.
- BARANOV, W., 1975, Potential fields and their transformations in applied geophysics, *Geoexploration Monographs*, series 1, n°6. Editors : R.G. VAN NOSTRAND and S. SAXOV, Geopublication Associates, Gebrüder Borntraeger, Berlin-Stuttgart, 121 p..
- BERDICHEVSKY, M.N., and ZHDANOV, M.S., 1984, Advanced theory of deep geomagnetic sounding. *Methods in Geochemistry and Geophysics 19*, ELSEVIER Scientific Publishing Company, 408 p..
- CHAKRIDY, R., CHOUTEAU, M., and MARESCHAL M., 1992, A simple technique for analysing and partly removing galvanic distortion from the magnetotelluric impedance tensor : application to Abitibi and Kapuskasing data (Canada). *Geophysical Journal International* (formerly entitled *Geophysics Journal of the Royal Astronomical Society*), Vol. 108, n°3 (March), 917-929.
- CLERC, G., 1971, Contribution à l'optimisation des capteurs à induction destinés à la mesure des variations du champ magnétique terrestre (10^{-3} à 10^4 Hz). Thèse de Docteur-Ingénieur (Physique), Faculté des Sciences de Paris, Laboratoire de Géophysique Appliquée, 7 Juillet, 169 p..

- COUNIL, J.L., LE MOUEL, J.L., and MENVIELLE, M., 1986, Associate and conjugate directions concepts in magnetotellurics. *Annales Geophysicae*, series B, Vol. 4, n°2, 115-130.
- DAUTRAY, R., et LIONS, J.-L., 1987, *Analyse mathématique et calcul numérique pour les sciences et les techniques*. Vol. 1 : Modèles physiques, INSTN CEA Collection Enseignement, MASSON, 253 p..
- DMITRIEV, V.I., and BERDICHEVSKY, M.N., 1979, The fundamental model of magnetotelluric sounding. *Proceedings of the IEEE*, Vol. 67, n°7 (July), 1034-1044 ; reprinted in *Geophysics reprint series*, n°5 : Magnetotelluric methods, 1989, second printing, edited by K. VOZOFF, Society of Exploration Geophysicists, 118-128.
- EGGERS, D.E., 1982, An eigenstate formulation of the magnetotelluric impedance tensor. *Geophysics*, Vol. 47, n°8 (August), 1204-1214.
- The EMSLAB - Juan de Fuca experiment, 1989, Special section. *Journal of Geophysical Research*, Vol. 94, number B10, October 10, 14093-14283.
- FISCHER, G., 1985, Some remarks on the behavior of the magnetotelluric phase. *Geophysical Prospecting*, Vol. 33, n°5 (August), 716-722.
- FISHER, G., SZARKA, L., ADAM, A., and WEAVER, J.T., 1992, The magnetotelluric phase over 2-D structures. *Geophysical Journal International* (formerly entitled *Geophysics Journal of the Royal Astronomical Society*), Vol. 108, n°3 (March), 778-786.
- FOURNIER, H.F., 1966, Essai d'un historique des connaissances magnéto-telluriques. Note I.P.G. Paris n°17 (Septembre).
- FRISCHKNECHT, F.C., 1988, Electromagnetic physical scale modeling. *Investigations in Geophysics n°3, Electromagnetic Methods in Applied Geophysics, Volume 1 : Theory, Chapter 6, 365-441*. Edited by M.N. Nabighian, Society of Exploration Geophysicists.
- GALIBERT, P.Y., and ANDRIEUX, P., 1992, Structural mapping in "basin and range-like" geology by electromagnetic methods - a powerful aid to seismics. 54th EAEG Meeting, Paris, Technical Programme and Abstracts of Papers, 302-303, (June 1-5).
- GAMBLE, T.D., GOUBAU, W.M., MIRACKY, R., and CLARKE, J., 1982, Magnetotelluric regional strike. *Geophysics*, Vol. 47, n°6 (June), 932-937.
- GERARD, A., et GRIVEAU, P., 1972, Interprétation quantitative en gravimétrie ou magnétisme à partir de cartes transformées de gradient vertical. *Geophysical Prospecting*, Vol. 20, n°2 (June), 459-481.
- GOMEZ-TREVINO, E., 1987, Should the electric line be straight in magnetotelluric surveys ? *Geophysical Prospecting*, Vol. 35, n°8 (October), 920-923.

- GOUBAU, W.M., GAMBLE, T.D., and CLARKE, J., 1978, Magnetotelluric data analysis : removal of bias. *Geophysics*, Vol. 43, n°6 (October), 1157-1166.
- GRANT, F.S., and WEST, G.F., 1965, Interpretation theory in applied geophysics. Mac Graw-Hill Book Company, New York, 584 p..
- GUILLAUME, A., and CORON, S., 1977, Use of the variography to appreciate the quality and homogeneity of sea gravity measurements. *Bulletin d'Information du Bureau Gravimétrique International*, n°41, p. I-20 à I-30.
- HERMANCE, J.F., 1982, The asymptotic response of the three-dimensional basin offsets to magnetotelluric fields at long periods : the effects of current channeling. *Geophysics*, Vol. 47, n°11 (November), 1562-1573.
- HVOZDARA, M. 1984, Solution of the stationary approximation for MT fields in the layered Earth with 3D and 2D inhomogeneities. *Journal of Geophysics (Zeitschrift für Geophysik)*, Vol. 55, n°3, 214-221.
- INGHAM, M.R., 1988, The use of invariant impedances in magnetotelluric interpretation. *Geophysical Journal (formerly entitled Geophysics Journal of the Royal Astronomical Society)*, Vol. 92, n°1 (January), 165-169.
- JIRACEK, G.R., 1988, Near-surface and topographic distortions in electromagnetic induction. 9th IAGA Workshop on Electromagnetic Induction in the Earth and Moon, Sochi (USSR), (October 24-31).
- JONES, A.G., 1988, The problems of current channelling : a critical review. *Geophysical Surveys*, Vol. 6, n°1-2 (July-October), 79-122.
- JONES, A.G., KURTZ, R.D., OLDENBURG, D.W., BOERNER D.E., and ELLIS, R., 1988, Magnetotelluric observations along the lithoprobe southeastern canadian cordilleran transect. *Geophysical Research Letters*, Vol. 15, n° 7 (July), 677-680.
- JONES, F.W., and PASCOE, L.J., 1972, The perturbation of alternating geomagnetic fields by three-dimensional conductivity inhomogeneities. *Geophysics Journal of the Royal Astronomical Society*, Vol. 27, n°5 (May), 479-485.
- JONES, F.W., and VOZOFF, K., 1978, The calculation of magnetotelluric quantities for three-dimensional conductivity inhomogeneities. *Geophysics*, Vol. 43, n°6 (August), 1167-1175.
- KAIKKONEN, P., 1986, Numerical electromagnetic modeling including studies of characteristic dimensions : a review. *Surveys in Geophysics (formerly entitled Geophysical Surveys)*, Vol. 8, n°3 (September), 301-337.

- KAROUS, M., and HJELT, S.E., 1983, Linear filtering of VLF dip-angle measurements. *Geophysical Prospecting*, Vol. 31, n°5 (October), 782-794.
- KAUFMAN, A.A., 1985, Tutorial distribution of alternating electrical charges in a conducting medium. *Geophysical Prospecting*, Vol. 33, n°2 (April), 171-184.
- KAUFMAN, A.A., and KELLER, G.V., 1985, Inductive mining prospecting. Part I : Theory, Methods in Geochemistry and Geophysics 20A, ELSEVIER Scientific Publishing Company, 620p..
- LAJOIE, J.J., and WEST, G.F., 1976, The electromagnetic response of a conductive inhomogeneity in a layered earth. *Geophysics*, Vol. 41, n°6A (December), 1133-1156.
- LARSEN, J.C., 1975, Low frequency (0.1-6.0 cpd) electromagnetic study of deep mantle electrical conductivity beneath the hawaiian islands. *Geophysics Journal of the Royal Astronomical Society*, Vol. 43, n°1 (October), 17-46.
- LARSEN, J.C., 1981, A new technique for layered earth magnetotelluric inversion. *Geophysics*, Vol. 46, n°9 (September), 1247-1257.
- LEE, S., McMEHAN, G.A., and AIKEN, C.L.V., 1987, Phase-field imaging : the electromagnetic equivalent of seismic migration. *Geophysics*, Vol. 52, n°5 (May), 678-693.
- LE MOUËL, J.L., and MENVIELLE, M., 1982, Geomagnetic variation anomalies and deflection of telluric currents. *Geophysics Journal of the Royal Astronomical Society*, Vol. 68, n°3 (March), 575-587.
- MATHERON, G., 1980, Estimer et choisir. Essai sur la pratique des probabilités. GAUTHIER-VILLARS.
- NABIGHIAN, M.N., editor, 1988 and 1991, *Electromagnetic Methods in Applied Geophysics*, Volume 1 : Theory (513 p.), Volume 2 : Application (972 p.). *Investigations in Geophysics* n°3, Society of Exploration Geophysicists, Tulsa (Oklahoma).
- NASRI, B., 1973, Traitement des données en magnéto-tellurique. Thèse de Doctorat de 3^{ème} cycle, Université Pierre et Marie Curie (Paris VI), spécialité Géophysique, mention Géophysique Appliquée, 53 p., 39 fig..
- OGILVY, R.D., and LEE, A.C., 1991, Interpretation of VLF-EM in-phase data using current density pseudosections. *Geophysical Prospecting*, Vol 39, n°4 (May), 567-580.
- PARKER, R.L., 1980, The inverse problem of electromagnetic induction : existence and construction of solutions based on incomplete data. *Journal of Geophysical Research (Solid Earth and Planets)*, Vol. 85, n°B8 (August), 4421-4428.

- PARKER, R.L., 1982, The existence of a region inaccessible to magnetotelluric sounding. *Geophysics Journal of the Royal Astronomical Society*, Vol. 68, n°1 (January), 165-170.
- PARKER, R.L., 1983, The magnetotelluric inverse problem. *Geophysical Surveys*, Vol. 6, n°1/2 (July/October), 5-25.
- PARKER, R.L., and WHALER, K.A., 1981, Numerical methods for establishing solutions to the inverse problem of electromagnetic induction. *Journal of Geophysical Research (Solid Earth and Planets)*, Vol. 86, n°B10 (October), 9574-9584.
- PEDERSEN, L.B., and RASMUSSEN, T.M., 1989, Inversion of magnetotelluric data : a non-linear least-squares approach. *Geophysical Prospecting*, Vol. 37, n°6 (August), 669-695.
- POLL, H.E., WEAVER, J.T., and JONES, A.G., 1989, Calculations of voltages for magnetotelluric modelling of a region with near-surface inhomogeneities. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, Vol. 53, n°3-4 (March), 287-297.
- PRICE, A.T., 1973, The theory of geomagnetic induction. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, Vol. 7, n°3 (September), 227-233.
- QIAN, W., and PEDERSEN, L.B., 1992, Near-surface distortion effects on controlled source magnetotelluric transfer functions. *Geophysical Journal International (formerly entitled Geophysics Journal of the Royal Astronomical Society)*, Vol. 108, n°3 (March), 833-847.
- REDDY, I.K., RANKIN, D., and PHILLIPS, R.J., 1977, Three-dimensional modelling in magnetotelluric and magnetic variational sounding. *Geophysics Journal of the Royal Astronomical Society*, Vol. 51, n°2 (November), 313-325 ; reprinted in *Geophysics reprint series, n°5 : Magnetotelluric methods, 1989, second printing*, edited by K. VOZOFF, Society of Exploration Geophysicists, 319-331.
- ROY, A., 1966a, Downward continuation and its application to electromagnetic data interpretation. *Geophysics*, Vol. 31, n°1 (February), 167-184.
- ROY, A., 1966b, The method of continuation in mining geophysical interpretation. *Geoexploration*, Vol. 4, n°2 (), 65-83.
- SASAKI, Y., 1988, Sensitivity analysis of magnetotellurics measurements and its application to removal of static effects. 50th Annual Meeting and Exhibition, EAEG, The Hague (Nederland), Technical Programme and Abstracts of Papers and Posters, 151, (June 6-10).
- SAYDAM, A.S., 1981, Very low-frequency electromagnetic interpretation using tilt angle and ellipticity measurements. *Geophysics*, Vol. 46, n°11 (November), 1594-1605.

- SCHMUCKER, U., 1973, Regional induction studies : a review of methods and results. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, Vol. 7, n°3 (September), 365-378.
- SCOLLAR, I., TABBAGH, A., HESSE, A., HERZOG, I., 1990, *Topics in remote sensing 2 : Archaeological prospecting and remote sensing*. Cambridge University Press, 674 p..
- SMITH, J.T., and BOOKER, J.R., 1991, Rapid inversion of two- and three-dimensional magnetotelluric data. *Journal of Geophysical Research (Solid Earth and Planets)*, Vol. 96, n°B3 (March), 3905-3922.
- ST-AMANT, M., and GAUCHER, E., 1980, Probabilistic evaluation of an electromagnetic target with a given gravity anomaly. *Geophysics*, Vol. 45, n°7 (July), 1184-1196.
- STODT, J.A., HOHMANN, G.W., and TING, S.C., 1981, The telluric-magnetotelluric method in two- and three-dimensional environments. *Geophysics*, Vol. 46, n°8 (August), 1137-1147.
- SWIFT, C.M., Jr., 1986, A magnetotelluric investigation of an electrical conductivity anomaly in the Southwestern United States. printed in *Geophysics reprint series, n°5 : Magnetotelluric methods, 1989, second printing*, edited by K. VOZOFF, Society of Exploration Geophysicists, 156-166.
- TABBAGH, J., 1988, Traitement des données et élimination des valeurs erronées en projection électrique en continu. *Revue d'Archéométrie*, 12, 1-9.
- TORRES-VERDIN, C., and BOSTICK, F.X. Jr., 1992, Implications of the Born approximation for the magnetotelluric problem in three-dimensional environments. *Geophysics*, Vol. 57, n°4 (April), 587-602.
- VOZOFF, K., editor, 1989, *Magnetotelluric methods*, reprinted in *Geophysics reprint series, n°5, second printing*, Society of Exploration Geophysicists, Tulsa (Oklahoma), 763 p..
- WARD, S.H., and HOHMANN, G.W., 1988, Electromagnetic theory for geophysical applications. *Investigations in Geophysics n°3, Electromagnetic Methods in Applied Geophysics, Volume 1 : Theory, Chapter 4*, 131-311. Edited by M.N. Nabighian, Society of Exploration Geophysicists.
- WEIDELT, P., 1975, Electromagnetic induction in three-dimensional structures. *Journal of Geophysics (Zeitschrift für Geophysik)*, Vol. 41, n° 1, 85-109 ; reprinted in *Geophysics reprint series, n°5 : Magnetotelluric methods, 1989, second printing*, edited by K. VOZOFF, Society of Exploration Geophysicists, 294-318.
- WEIDELT, P., 1977, Numerical study of a conductive channelling effect. *Acta Geodaetica, Geophysica et Montanistica, Academiae Scientiarum Hungaricae*, Tomus 12, fasciculi 1-3, 195-205

- YEE, E., KOSTENIUK, P.R., and PAULSON, K.V., 1988, The reconstruction of the magnetotelluric impedance tensor : an adaptive parametric time-domain approach. *Geophysics*, Vol. 53, n°8 (August), 1080-1087.
- YEE, E., and PAULSON, K.V., 1987a, The canonical decomposition and its relationship to other forms of magnetotelluric impedance tensor analysis. *Journal of Geophysics (Zeitschrift für Geophysik)*, Vol. 61, n°3, 173-189.
- YEE, E., and PAULSON, K.V., 1987b, Canonical decomposition of the telluric transfer tensor. *Journal of Geophysics (Zeitschrift für Geophysik)*, Vol. 61, n°3, 190-199.
- ZHANG, P., ROBERTS, R.G., and PEDERSEN, L.B., 1987, Magnetotelluric strike rules. *Geophysics*, Vol. 52, n°3 (March) 267-278.
- ZHDANOV, M.S., ANDRIEUX, P., FAINBERG E., KUSHINOV, A., LAPITSKY, A., SINGER, B., MATZANDER, U., ASTAPENKO, V., and INGEROV, A., 1992, Initial results of the deep EM survey in Belorussia within the international "Europrobe" project. 54th EAEG Meeting, Paris, Technical Programme and Abstracts of Papers, 398-399, (June 1-5).



TABLE DES MATIERES

	page
REMERCIEMENTS	1
1) INTRODUCTION	3
2) BASES DE LA METHODE MAGNETOTELLURIQUE	5
2.1) Théorie de l'électromagnétisme	5
2.2) La magnétotellurique	12
2.2.1) Définition	12
2.2.2) Historique de la méthode	17
2.2.3) Calcul théorique dans des cas simples	17
2.2.4) Traitement classique de la MT	24
2.2.4.a) Calcul du tenseur d'impédance	25
2.2.4.b) Détermination des directions principales	28
2.2.4.c) Simplification du tenseur d'impédance	35
2.2.5) Capteurs utilisés	36
2.3) Mesures dans la gamme des fréquences VLF	39
2.3.1) Loi de similitude	39
2.3.2) Champs rayonnés par les émetteurs VLF	40
2.3.3) Mesure des champs et appareillages	46
3) MODELISATION	51
3.1) Modélisation à deux dimensions	51
3.1.1) Méthode des éléments finis	51
3.1.1.a) La méthode variationnelle	52
3.1.1.b) La méthode de Galerkin	54
3.1.2) Méthode des différences finies	55
3.1.3) Méthode des lignes de transmission	56

3.2) Modélisation à trois dimensions	57
3.2.1) Méthode des moments	57
3.3.2) Autres méthodes	61
4) CARACTERISATION DES VARIATIONS LATÉRALES DES CHAMPS	
TRAITEMENT SPÉCIFIQUE AUX DONNÉES CARTOGRAPHIQUES	63
4.1) Comportement des champs	63
4.2) Description des effets statiques	65
4.3) Étude générale d'une inclusion 3D	70
4.4) Traitements applicables à la répartition spatiale de chaque champ	73
4.4.1) Lissage non linéaire	74
4.4.2) Prolongement	75
4.4.3) Verticalisation	76
4.5) Illustration du problème de l'anisotropie apparente et de l'intérêt de la verticalisation	79
5) ÉTUDE D'UN CAS SYNTHÉTIQUE : UNE STRUCTURE 3D "PROFONDE"	85
5.1) Présentation du modèle et des problèmes à résoudre	85
5.2) Résultats dans le cas d'une prospection traditionnelle	90
5.3) Résultats de cartographie et de transformation	94
5.3.1) Cartes brutes	94
5.3.2) Cartes transformées	101
5.3.2.a) Prolongement vers le haut	101
5.3.2.b) Verticalisation	101
5.3.2.c) Commentaire, intérêt et limite de ces transformations	106
5.4) Perturbations apportées par des hétérogénéités superficielles	108
5.4.1) Corps superficiels anisotropes	108
5.4.2) Cas d'un grand nombre d'hétérogénéités	118
6) TRAITEMENT SPATIAL DE DONNÉES DE MT "LENTE"	123
6.1) Contexte de l'étude	123
6.2) Analyse des données - approche géostatistique	127
6.3) Résultats	129

7) TRAITEMENT DE DONNEES DE RESISTIVITE MT-VLF	149
7.1) Site expérimental du CRG	149
7.1.1) Présentation du site	149
7.1.2) Cartographie	151
7.1.2.a) Cartes de résistivité apparente	151
7.1.2.b) Cartes de champ	153
7.1.3) Traitement des cartes	156
7.1.3.a) Prolongement vers le haut	156
7.1.3.b) Filtrage par la médiane	158
7.1.4) Echantillonnage	158
7.2) Prospection hydrogéologique du karst de Corvol d'Embernard	160
7.2.1) Introduction	160
7.2.2) Contexte géologique	160
7.2.3) Site d'exploration	161
7.2.4) Présentation de l'étude géophysique	164
7.2.4.a) Prospection de résistivité MT-VLF	164
7.2.4.b) Prospection électrique en courant continu	165
7.2.4.c) Prospection magnétique	165
7.2.5) Interprétation des données	165
7.2.5.a) Résultats de MT-VLF	166
7.2.5.b) Résultats de courant continu	170
7.2.5.c) Résultats de la prospection magnétique	174
7.2.6) Modélisation	175
7.2.7) Conclusion	180
7.3) Recherche du filon de Pampailly	181
7.3.1) Présentation du cadre de l'étude	181
7.3.2) Résultats	182
8) TRAITEMENT DE DONNEES DE PROSPECTION ELECTRIQUE A CHAMP PRIMAIRE UNIFORME	191
8.1) Présentation de l'étude	191
8.1.1) Prospection de 1986	192
8.1.2) Prospection de 1988	193
8.2) Traitements	195
9) CONCLUSION	199

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	203
BIBLIOGRAPHIE	217
TABLE DES MATIERES	225
LISTE DES FIGURES	229
LISTE DES TABLEAUX	239

LISTE DES FIGURES

	page
Figure n°2.1 : Conditions de continuité des composantes normales	9
Figure n°2.2 : Conditions de continuité des composantes tangentielles	11
Figure n°2.3 : Dispositif EMAP	16
Figure n°2.4 : Modèle tabulaire à n couches	22
Figure n°2.5 : Convention d'axe de la CGG	28
Figure n°2.6 : Diagramme polaire	31
Figure n°2.7 : Flèche d'induction	33
Figure n°2.8 : Vue du porte-électrodes du résistivimètre MT-VLF	48
Figure n°2.9 : Vue du boîtier du résistivimètre MT-VLF	49
Figure n°3.1 : Description du modèle 3D dans le plan (X,Z)	60
Figure n°3.2 : Description du modèle 3D dans le plan (X,Y)	60
Figure n°4.1 : Comparaison de profils de champ électrique secondaire au-dessus d'un corps 3D (4 x 4 x 2 m) de 25 $\Omega.m$ dans un encaissant de 150 $\Omega.m$, pour les fréquences : 200 Hz, 2 kHz et 20 kHz	66
Figure n°4.2 : Comparaison de profils de champ magnétique secondaire au-dessus d'un corps 3D (4 x 4 x 2 m) de 25 $\Omega.m$ dans un encaissant de 150 $\Omega.m$, pour les fréquences : 200 Hz, 2 kHz et 20 kHz	66
Figure n°4.3 : Comparaison de profils de champ électrique secondaire pour une fréquence de 20 kHz, pour un contraste de résistivité de 25 $\Omega.m$ sur 150 $\Omega.m$, pour un corps sous-jacent de 4 m de long, 12 m, 24 m et infini, sur 4 m de large et 2 m d'épaisseur	68

Figure n°4.4	: Comparaison de profils de champ magnétique secondaire pour une fréquence de 20 kHz, pour un contraste de résistivité de 25 $\Omega.m$ sur 150 $\Omega.m$, d'un corps sous-jacent de 4 m de long, 12 m, 24 m et infini, sur 4 m de large et 2 m d'épaisseur	68
Figure n°4.5	: Comparaison de profils de champ électrique secondaire pour une fréquence de 20 kHz, pour un contraste de résistivité de 15 $\Omega.m$ sur 150 $\Omega.m$, d'un corps sous-jacent de 4 m de long, 12 m, 24 m et infini, sur 4 m de large et 2 m d'épaisseur	69
Figure n°4.6	: Comparaison de profils de champ magnétique secondaire pour une fréquence de 20 kHz, pour un contraste de résistivité de 15 $\Omega.m$ sur 150 $\Omega.m$, d'un corps sous-jacent de 4 m de long, 12 m, 24 m et infini, sur 4 m de large et 2 m d'épaisseur	69
Figure n°4.7	: Comparaison de profils de champ électrique secondaire pour une fréquence de 20 kHz, pour un contraste de résistivité de 1 $\Omega.m$ sur 100 $\Omega.m$, au-dessus d'un corps 3D (10 x 10 x 4 m) pour une profondeur de son centre de h = 5 m, 20 m et 40 m	71
Figure n°4.8	: Comparaison de profils de champ magnétique secondaire pour une fréquence de 20 kHz, pour un contraste de résistivité de 1 $\Omega.m$ sur 100 $\Omega.m$, au-dessus d'un corps 3D (10 x 10 x 4 m) pour une profondeur de son centre de h = 5 m, 20 m et 40 m	71
Figure n°4.9	: Comparaison de profils de champ électrique secondaire pour une fréquence de 20 kHz, pour un contraste de résistivité de 1 $\Omega.m$ sur 100 $\Omega.m$, au-dessus d'un corps 3D de section plane carrée (4 x 4 m) dont le toit se trouve à 3 m de profondeur, et d'épaisseur L = 10 m, 30 m et 70 m	72
Figure n°4.10	: Comparaison de profils de champ magnétique secondaire pour une fréquence de 20 kHz, pour un contraste de résistivité de 1 $\Omega.m$ sur 100 $\Omega.m$, au-dessus d'un corps 3D de section plane carrée (4 x 4 m) dont le toit se trouve à 3 m de profondeur, et d'épaisseur L = 10 m, 30 m et 70 m	72
Figure n°4.11	: Position des sphères	80
Figure n°4.12	: Carte de champ électrique total pour un champ primaire parallèle à l'axe des x, avec une maille de 1 x 1 m	81

Figure n°4.13 : Carte de champ électrique total pour un champ primaire parallèle à l'axe des y, avec une maille de 1 x 1 m	81
Figure n°4.14 : Carte de champ électrique total après verticalisation pour un champ primaire parallèle à l'axe des x, avec une maille de 1 x 1 m	83
Figure n°4.15 : Carte de champ électrique total après verticalisation pour un champ primaire parallèle à l'axe des y, avec une maille de 1 x 1 m	83
Figure n°4.16 : Carte de champ électrique total pour un champ primaire parallèle à l'axe des x, avec une maille de 4 x 4 m	84
Figure n°4.17 : Carte de champ électrique total pour un champ primaire parallèle à l'axe des y, avec une maille de 4 x 4 m	84
Figure n°5.1 : Modèle synthétique 3D dans le plan (X,Z)	86
Figure n°5.2 : Modèle synthétique 3D dans le plan (Y,Z)	86
Figure n°5.3 : Modèle synthétique 3D dans le plan (X,Y)	87
Figure n°5.4 : Sondage tabulaire à 2 couches et à 4 couches	88
Figure n°5.5 : Sondages de résistivité apparente ρ_{xy} pour des points d'ordonnée constante $Y=50$ et des abscisses X variables	91
Figure n°5.6 : Sondages de résistivité apparente ρ_{yx} pour des points d'ordonnée constante $Y=50$ et des abscisses X variables	91
Figure n°5.7 : Sondages de résistivité apparente ρ_{xy} pour des points d'abscisse constante $X=50$ et des ordonnées Y variables	93
Figure n°5.8 : Sondages de résistivité apparente ρ_{yx} pour des points d'abscisse constante $X=50$ et des ordonnées Y variables	93
Figure n°5.9 : Carte de résistivité apparente ρ_{xy} avec un champ primaire électrique suivant Ox, à la période de 0.1 s	96
Figure n°5.10 : Carte de résistivité apparente ρ_{xy} avec un champ primaire électrique suivant Ox, à la période de 0.562 s	96

Figure n°5.11 : Carte de résistivité apparente ρ_{xy} avec un champ primaire électrique suivant Ox, à la période de 3.162 s	97
Figure n°5.12 : Carte de résistivité apparente ρ_{xy} avec un champ primaire électrique suivant Ox, à la période de 17.78 s	97
Figure n°5.13 : Carte de résistivité apparente ρ_{xy} avec un champ primaire électrique suivant Ox, à la période de 100 s	98
Figure n°5.14 : Carte de résistivité apparente ρ_{xy} avec un champ primaire électrique suivant Ox, à la période de 562.3 s	98
Figure n°5.15 : Profils de résistivité apparente ρ_{xy} pour des points d'ordonnée constante Y=50, pour un champ primaire suivant la direction Ox et pour les six fréquences	99
Figure n°5.16 : Profils de résistivité apparente ρ_{xy} pour des points d'abscisse constante X=50, pour un champ primaire suivant la direction Ox et pour les six fréquences	99
Figure n°5.17 : Carte de résistivité apparente ρ_{xy} avec un champ primaire électrique faisant un angle de 30° avec l'axe Ox, à la période de 17.78 s	100
Figure n°5.18 : Carte de résistivité apparente ρ_{xy} avec un champ primaire électrique faisant un angle de 60° avec l'axe Ox, à la période de 17.78 s	100
Figure n°5.19 : Carte de résistivité ρ_{xy} prolongée vers le haut (180 m) avec un champ primaire électrique suivant Ox, à la période de 17.78 s	102
Figure n°5.20 : Carte de résistivité ρ_{xy} verticalisée avec un champ primaire électrique suivant Ox, à la période de 17.78 s	102
Figure n°5.21 : Carte de résistivité ρ_{xy} prolongée vers le haut (180 m) avec un champ primaire électrique suivant Ox, à la période de 562.3 s	103
Figure n°5.22 : Carte de résistivité ρ_{xy} verticalisée avec un champ primaire électrique suivant Ox, à la période de 562.3 s	103
Figure n°5.23 : Carte de résistivité ρ_{yx} prolongée vers le haut (180 m) avec un champ primaire électrique suivant Oy, à la période de 17.78 s	104

Figure n°5.24 : Carte de résistivité ρ_{yx} verticalisée avec un champ primaire électrique suivant Oy, à la période de 17.78 s	104
Figure n°5.25 : Carte de résistivité ρ_{yx} prolongée vers le haut (180 m) avec un champ primaire électrique faisant un angle de 30° avec l'axe Ox, à la période de 17.78 s	105
Figure n°5.26 : Carte de résistivité ρ_{yx} prolongée vers le haut (180 m) avec un champ primaire électrique faisant un angle de 45° avec l'axe Ox, à la période de 17.78 s	105
Figure n°5.27 : Carte de résistivité apparente ρ_{xy} avec un champ primaire électrique faisant un angle de 45° avec l'axe Ox, à la période de 17.78 s, après une rotation des axes de coordonnées	107
Figure n°5.28 : Carte de résistivité ρ_{xy} verticalisée avec un champ primaire électrique faisant un angle de 45° avec l'axe Ox, à la période de 17.78 s, après une rotation des axes de coordonnées	107
Figure n°5.29 : Modèle 3D complexe avec des corps superficiels dans le plan (X,Y)	108
Figure n°5.30 : Modèle 3D complexe avec des corps superficiels dans le plan (X,Z)	109
Figure n°5.31 : Comparaison de sondages de résistivités ρ_{xy} et ρ_{yx} au point de coordonnées (47.5,44.5), pour un champ primaire faisant un angle de 45° avec l'axe Ox	110
Figure n°5.32 : Comparaison de sondages de phases ϕ_{xy} et ϕ_{yx} au point de coordonnées (47.5,44.5), pour un champ primaire faisant un angle de 45° avec l'axe Ox	110
Figure n°5.33 : Comparaison de sondages de résistivité ρ_{xy} aux points de coordonnées : (48.5,44.5) et (49.5,44.5), pour un champ primaire faisant un angle de 45° avec l'axe Ox	111
Figure n°5.34 : Comparaison de sondages de résistivité ρ_{yx} aux points de coordonnées : (48.5,44.5) et (49.5,44.5), pour un champ primaire faisant un angle de 45° avec l'axe Ox	111
Figure n°5.35 : Résistivité apparente ρ_{xy} - 17.78 s - pour un champ primaire suivant la direction Ox	113
Figure n°5.36 : Résistivité apparente ρ_{xy} - 562.3 s - pour un champ primaire suivant la direction Ox	113

Figure n°5.37 : Résistivité apparente ρ_{yx} - 17.78 s - pour un champ primaire suivant la direction Oy . . .	114
Figure n°5.38 : Résistivité apparente ρ_{yx} - 562.3 s - pour un champ primaire suivant la direction Oy . . .	114
Figure n°5.39 : Résistivité ρ_{xy} prolongée vers le haut (180 m) - 17.78 s - pour un champ primaire suivant la direction Ox	115
Figure n°5.40 : Résistivité ρ_{xy} prolongée vers le haut (180 m) - 562.3 s - pour un champ primaire suivant la direction Ox	115
Figure n°5.41 : Résistivité ρ_{yx} prolongée vers le haut (180 m) - 17.78 s - pour un champ primaire suivant la direction Oy	116
Figure n°5.42 : Résistivité ρ_{yx} prolongée vers le haut (180 m) - 562.3 s - pour un champ primaire suivant la direction Oy	116
Figure n°5.43 : Résistivité ρ_{xy} après verticalisation - 17.78 s - pour un champ primaire suivant la direction Ox	117
Figure n°5.44 : Résistivité ρ_{xy} après verticalisation - 562.3 s - pour un champ primaire suivant la direction Ox	117
Figure n°5.45 : Résistivité apparente ρ_{xy} - 17.78 s - pour un champ primaire suivant la direction Ox	119
Figure n°5.46 : Résistivité apparente ρ_{yx} - 17.78 s - pour un champ primaire suivant la direction Oy	119
Figure n°5.47 : Résistivité ρ_{xy} prolongée vers le haut (250 m) - 17.78 s - pour un champ primaire suivant la direction Ox	120
Figure n°5.48 : Résistivité ρ_{yx} prolongée vers le haut (250 m) - 17.78 s - pour un champ primaire suivant la direction Oy	120
Figure n°5.49 : Résistivité ρ_{xy} après verticalisation - 17.78 s - pour un champ primaire suivant la direction Ox	121
Figure n°5.50 : Résistivité ρ_{yx} après verticalisation - 17.78 s - pour un champ primaire suivant la direction Oy	121
Figure n°6.1 : Carte topographique de la campagne de MT lente . . .	124
Figure n°6.2 : Carte et variogramme de ρ_{xy} pour 0.012 s	130

Figure n°6.3	: Carte et variogramme de ρ_{xy} pour 0.239 s	131
Figure n°6.4	: Carte et variogramme de ρ_{xy} pour 1.932 s	132
Figure n°6.5	: Carte et variogramme de ρ_{xy} pour 30.913 s	133
Figure n°6.6	: Carte et variogramme de ρ_{yx} pour 0.012 s	135
Figure n°6.7	: Carte et variogramme de ρ_{yx} pour 0.239 s	136
Figure n°6.8	: Carte et variogramme de ρ_{yx} pour 1.932 s	137
Figure n°6.9	: Carte et variogramme de ρ_{yx} pour 30.913 s	138
Figure n°6.10	: Résistivité ρ_{xy} après prolongement vers le haut (1 km) pour 30.913 s	140
Figure n°6.11	: Résistivité ρ_{yx} après prolongement vers le haut (1 km) pour 30.913 s	140
Figure n°6.12	: Résistivité ρ_{xy} résiduelle pour 30.913 s	141
Figure n°6.13	: Résistivité ρ_{xy} régionale pour 30.913 s	141
Figure n°6.14	: Résistivité ρ_{yx} résiduelle pour 30.913 s	142
Figure n°6.15	: Résistivité ρ_{yx} régionale pour 30.913 s	142
Figure n°6.16	: Carte et variogramme du "tipper" pour 0.012 s	144
Figure n°6.17	: Carte et variogramme du "tipper" pour 0.239 s	145
Figure n°6.18	: Carte et variogramme du "tipper" pour 1.932 s	146
Figure n°6.19	: Carte et variogramme du "tipper" pour 30.913 s	147
Figure n°7.1	: Bloc diagramme représentant la zone d'étude (l'échelle verticale est dilatée par rapport à l'échelle horizontale)	150
Figure n°7.2	: Sondage électrique Wenner WG2	150
Figure n°7.3	: Sondage électrique Wenner WG1	150
Figure n°7.4	: Carte de résistivité apparente pour l'émetteur de Le Blanc, HWU, 15.1 kHz, sur une grille de 1 x 1 m	152
Figure n°7.5	: Carte de résistivité apparente pour l'émetteur de Sainte Assise, FTA2, 16.8 kHz, sur une grille de 1 x 1 m	152
Figure n°7.6	: Carte de résistivité apparente pour l'émetteur de Tavolara, ICV, 20.27 kHz, sur une grille de 1 x 1 m	152

Figure n°7.7	: Carte de champ magnétique pour l'émetteur de Le Blanc, HWU, 18.3 kHz, sur une grille en quinconce de 1 x 1 m	154
Figure n°7.8	: Carte de champ électrique pour l'émetteur de Le Blanc, HWU, 18.3 kHz, sur une grille en quinconce de 1 x 1 m	154
Figure n°7.9	: Carte de potentiel ("gradient method") avec un champ primaire suivant la direction de Le Blanc, sur une grille en quinconce de 1 x 1 m	154
Figure n°7.10	: Carte de champ électrique pour l'émetteur de Le Blanc, HWU, 18.3 kHz, sur une grille en quinconce de 1 x 1 m, prolongé vers le haut (30 cm)	157
Figure n°7.11	: Carte de résistivité apparente pour l'émetteur de Tavolara, ICV, 20.27 kHz, sur une grille de 1 x 1 m après un lissage par la médiane avec une fenêtre de 5 x 5 m	157
Figure n°7.12	: Carte de résistivité apparente pour l'émetteur de Tavolara, ICV, 20.27 kHz, sur une grille de 1 x 1 m après un prolongement vers le haut (30 cm)	157
Figure n°7.13	: Carte de résistivité apparente pour l'émetteur de Tavolara, ICV, 20.27 kHz, après un ré-échantillonnage sur une grille de 2 x 2 m	159
Figure n°7.14	: Carte de résistivité apparente pour l'émetteur de Tavolara, ICV, 20.27 kHz, après un ré-échantillonnage sur une grille de 5 x 5 m	159
Figure n°7.15	: Contexte géologique du site de Corvol d'Embernard	162
Figure n°7.16	: Informations données par le spéléologue sur le tracé et la forme du karst	163
Figure n°7.17	: Carte de la zone (70 x 100 m) avec la position du karst, des puits, des sondages électriques	163
Figure n°7.18	: Carte de résistivité MT-VLF pour l'émetteur 18.3 kHz (Le Blanc, HWU)	167
Figure n°7.19	: Carte de résistivité MT-VLF pour l'émetteur 18.3 kHz, après un lissage par la médiane avec une fenêtre de 3 x 3	167
Figure n°7.20	: Carte MT-VLF pour la fréquence 18.3 kHz, après une verticalisation	167
Figure n°7.21	: Carte de résistivité MT-VLF pour l'émetteur 16 kHz (Rugby, GBR)	169

Figure n°7.22 : Carte de résistivité MT-VLF pour l'émetteur 16 kHz, après un lissage par la médiane avec une fenêtre de 3 x 3	169
Figure n°7.23 : Carte MT-VLF pour la fréquence 16 kHz, après une verticalisation	169
Figure n°7.24 : Carte de résistivité du trainé Wenner (maille 10 x 10 m)	171
Figure n°7.25 : Carte d'anomalie magnétique (maille 10 x 10 m)	171
Figure n°7.26 : Sondage électrique Schlumberger n°1	173
Figure n°7.27 : Sondage électrique Schlumberger n°2	173
Figure n°7.28 : Profil avec au mur de la couche résistante un conducteur de 2 m d'épaisseur, et : 1 m de large (trait plein) - 15 m de large (trait pointillé)	177
Figure n°7.29 : Profil avec au centre de la couche résistante un conducteur de : 1 m de large (trait plein) - 5 m de large (trait pointillé large) - 10 m de large (pointillé moyen) et 15 m de large (pointillé fin)	177
Figure n°7.30 : Profil d'abscisse 45 m mesuré avec le VLF pour les fréquences 18.3 kHz et 16 kHz	178
Figure n°7.31 : Profil avec une anomalie conductrice en forme de U dans la couche résistante	178
Figure n°7.32 : Comparaison entre résistivité apparente mesurée et calculée pour 18.3 kHz	179
Figure n°7.33 : Modèle géologique choisi comme origine de l'anomalie	179
Figure n°7.34 : Plan de position des différentes études géophysiques sur le site de Pampailly	183
Figure n°7.35 : Carte de résistivité apparente pour l'émetteur de Sainte Assise (16.8 kHz - FTA2), suivant une maille carrée de 5 m de côté	184
Figure n°7.36 : Carte de résistivité apparente pour l'émetteur de Le Blanc (18.3 kHz - HWU), suivant une maille carrée de 5 m de côté	184
Figure n°7.37 : Carte de résistivité apparente pour l'émetteur de Sainte Assise (16.8 kHz - FTA2), prolongée vers le haut (50 cm)	185

Figure n°7.38 : Carte de résistivité apparente pour l'émetteur de Le Blanc (18.3 kHz - HWU), prolongée vers le haut (50 cm)	185
Figure n°7.39 : Carte de résistivité apparente pour l'émetteur de Sainte Assise (16.8 kHz - FTA2), après un lissage par la médiane avec une fenêtre glissante (3x3 points)	186
Figure n°7.40 : Carte de résistivité apparente pour l'émetteur de Le Blanc (18.3 kHz - HWU), après un lissage par la médiane avec une fenêtre glissante (3x3 points)	186
Figure n°7.41 : Carte de résistivité apparente pour l'émetteur de Sainte Assise (16.8 kHz - FTA2), suivant une maille rectangulaire (5 x 25 m)	188
Figure n°7.42 : Assemblage de différentes cartes	189
Figure n°8.1 : Carte de résistivité apparente - Prospection "gradient method" de 1986 avec un champ primaire d'azimut N	194
Figure n°8.2 : Carte de résistivité apparente - Prospection "gradient method" de 1988 avec un champ primaire d'azimut N 90	194
Figure n°8.3 : Carte de résistivité apparente après un prolongement vers le haut (2 m) - Prospection "gradient method" de 1986 avec un champ primaire d'azimut N	196
Figure n°8.4 : Carte de résistivité apparente après un prolongement vers le haut (2 m) - Prospection "gradient method" de 1988 avec un champ primaire d'azimut N 90	196
Figure n°8.5 : Carte de résistivité apparente après une verticalisation - Prospection "gradient method" de 1986 avec un champ primaire d'azimut N	197

LISTE DES TABLEAUX

	page
Tableau n°2.1 : Profondeur de pénétration	21
Tableau n°2.2 : Emetteurs VLF disponibles en Europe	43
Tableau n°2.3 : Emetteurs VLF disponibles en dehors de l'Europe	45
Tableau n°5.1 : Modèle tabulaire à deux couches	87
Tableau n°5.2 : Modèle tabulaire à quatre couches	88
Tableau n°5.3 : Comparaison de ρ_a pour les deux modèles tabulaires	94
Tableau n°6.1 : Correspondance entre $\log_{10}(\rho_a)$ et ρ_a	129
Tableau n°7.1 : Coupe géologique du site de la "Fontaine du Canard"	164
Tableau n°7.2 : Coupe géoélectrique	170
Tableau n°7.3 : Modélisation tabulaire	170
Tableau n°7.4 : Corrections apportées aux premières couches	172
Tableau n°7.5 : Comparaison entre les mesures expérimentales et celles calculées, en MT-VLF et en Wenner	174
Tableau n°7.6 : Modèle géoélectrique	175

RESUME

L'objectif de ce travail était l'amélioration de la qualité de l'interprétation des données magnétotelluriques (MT) appliquées à l'exploration pétrolière, par l'étude de la réponse spatiale de structures non tabulaires. Cette étude porte sur des modèles synthétiques 3D et sur des données expérimentales de MT profonde, de MT-VLF et du dispositif "rectangle" en courant continu.

Après un rappel des bases de la MT, l'intérêt du traitement spatial des données est démontré ; les problèmes à résoudre sont recensés et des solutions proposées. Les problèmes principaux concernent l'effet statique, l'effet régional, l'effet inductif et l'anisotropie créée par le champ primaire. Parmi les solutions proposées, on trouve la séparation du champ électrique et du champ magnétique, le filtrage non linéaire, le prolongement et la "verticalisation" du champ primaire. Ces traitements sont appliqués à des données synthétiques correspondant à une structure 3D profonde, surmontée d'hétérogénéités proches de la surface.

Les résultats expérimentaux d'une étude de MT profonde sont également traités, avec quelques applications particulières de la géostatistique.

Des données expérimentales VLF correspondant à plusieurs sites sont abondamment présentées, traitées et commentées. Les résultats sont particulièrement spectaculaires.

La dernière application concerne des données de prospection minière obtenues avec le dispositif "rectangle".

MOTS-CLES

Méthode électromagnétique	-	Résistivité
Prospection géophysique	-	Champ primaire uniforme
Magnétotellurique (MT)	-	Transformation des champs
MT-VLF	-	Cartographie des champs