

50376
1995
87

gen 20103406

Thèse

présentée par

Jean-Yves BRUXELLE

pour obtenir le titre de DOCTEUR

de l'**UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE**

spécialité : **Electronique**

Analyse de la Propagation Electromagnétique en Milieu Marin

&

Méthode de Localisation Spatiale d'une Source Dipolaire

date de soutenance : 16 mai 1995

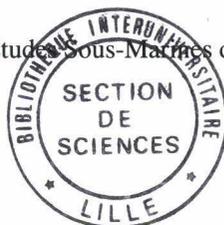
composition du jury :

Président : **M. Robert GABILLARD**

Rapporteurs : **M. Jacques FONTAINE**
M. Walid TABBARA

Examineurs : **M. Pierre DEGAUQUE**
M. Christian TONIAZZI

Thèse préparée au Groupe d'Etudes Sous-Marines de l'Atlantique (GESMA) à Brest



Remerciements

Ces travaux de thèse ont été réalisés au sein du Groupe d'Etudes Sous-Marines de l'Atlantique (GESMA) de la Direction des Constructions Navales. Je remercie MM. Luc Tréhard, Bernard Mahé et François-Régis Martin-Lauzer qui, durant leurs fonctions à la tête du centre, ont marqué leur constant intérêt pour cette étude.

M. Robert Gabillard, professeur à l'université de Lille, a accepté la présidence de ce jury: ses travaux ont guidé mes premiers pas dans le monde de l'électromagnétisme en milieu conducteur; je lui suis donc reconnaissant de l'honneur qu'il me fait à cette occasion.

M. Walid Tabbara, professeur à l'Ecole Supérieure d'Electricité, et M. Jacques Fontaine, professeur à l'université de Clermont-Ferrand, ont été les rapporteurs de cette étude: je les en remercie vivement.

M. Pierre Degauque, professeur à l'université de Lille, a assuré la direction scientifique de ce travail; au cours de ces années, et au delà de l'éloignement géographique, il a été d'un conseil précieux, ce dont a bénéficié l'ensemble de la thèse: pour cela, je tiens à lui exprimer toute ma gratitude.

M. Christian Toniuzzi, chef de la division Magnétisme et Traitement du Signal du GESMA, m'a accueilli dans son équipe. Son expérience des sujets traités m'a été d'un grand secours et il a su préserver dans mon emploi du temps les heures nécessaires à la réalisation de cette thèse et ce, en dépit des contraintes - parfois pressantes - que génèrent les activités d'un centre d'études. Je le remercie donc très sincèrement.

Je souhaite également saluer ici la mémoire de M. Jean Mosnier dont la contribution à l'électrométrie sous-marine est considérable: sa très haute valeur scientifique, ses qualités humaines méritent qu'on lui rende hommage.

Enfin, je tiens à associer à ces remerciements l'ensemble du personnel du GESMA, avec une mention toute particulière pour les Moyens d'Essais à la Mer et l'équipage de

l'"Aventurière II" qui ont essuyé plus d'une tempête pour mener à bien la phase expérimentale de ce travail de thèse. Quant à mon environnement proche, celui de la division Magnétisme et Traitement du Signal, il peut être assuré de ma plus sincère amitié tant il fut chaleureux et solidaire.

Table des matières

Table des matières

Introduction	11
Chapitre 1 : Présentation des phénomènes électromagnétiques très basses fréquences en milieu océanique	17
Introduction	19
1. Caractérisation de l'environnement marin	21
1.1. Propriétés électriques de l'eau de mer	21
1.2. Réponse du milieu à une excitation électromagnétique	23
2. Phénomènes électromagnétiques naturels en mer	25
2.1. Sources géomagnétiques	25
2.2. Bruits hydrodynamiques	29
2.2.1. effets de houle et vagues	29
2.2.2. ondes internes	30
3. Sources d'origine artificielle en milieu océanique	33
3.1. Phénomènes radiatifs observables sur bâtiments	33
3.1.1. effets dipolaires	33
3.1.2. champ électromagnétique associé au sillage	36

3.2. Communications sous-marines	36
Conclusion : représentation du problème	39
Chapitre 2 :	
Modélisation de la propagation	
d'un rayonnement dipolaire	41
Introduction	43
1. Synthèse de l'état de l'art des études de propagation	45
1.1. Onde plane en milieu stratifié	45
1.2. Modélisation d'un rayonnement dipolaire	48
1.2.1. approche analytique	50
1.2.1.1. demi-espace conducteur	50
1.2.1.2. frontières multiples	52
1.2.2. développement de méthodes numériques	52
2. Formulation mathématique et propriétés	
du champ électromagnétique en présence d'une interface	55
2.1. Description générale du problème	55
2.1.1. domaine d'étude	55
2.1.2. définition des intégrales fondamentales	56
2.2. Résolution par la méthode du col	57
2.2.1. principe	58
2.2.2. application au voisinage de l'interface	59
2.3. Analyse comportementale des solutions	59
2.3.1. partition de l'espace	60
2.3.2. interprétation physique	62
3. Modélisation de la propagation dans un milieu à trois couches	63
3.1. Modes de représentation du rayonnement	63
3.1.1. hypothèses génériques	63
3.1.2. recensement des contributions	64

3.2. Expressions analytiques associées	65
3.2.1. caractérisation des ondes latérales	65
3.2.2. stratification et impédances de surface	71
3.2.3. formulation globale	78
3.3. Etude paramétrique et application au milieu océanique	78
Conclusion	93
Chapitre 3 :	
Mise en œuvre d'une méthode	
de localisation spatiale	95
Introduction	97
1. Polarisation de l'onde électromagnétique	99
1.1. Description du phénomène	99
1.2. Caractérisation	100
2. Localisation d'une source dipolaire	105
2.1. Méthode d'inversion	105
2.1.1. exposé du problème	105
2.1.2. traitement analytique de l'information	107
2.1.2.1. méthodologie et développements associés	108
2.1.2.2. évaluation des performances	113
2.1.3. optimisation numérique	119
2.1.3.1. principe	119
2.1.3.2. analyse critique	122
2.2. Robustesse des algorithmes	124
2.2.1. paramètres critiques	124
2.2.2. topologie du milieu	128
Conclusion	131

Chapitre 4 :	
Application au traitement de signaux réels	133
Introduction	135
1. Dispositifs d'émission-réception	137
1.1. Capteur de champ électrique	137
1.1.1. description du principe	137
1.1.2. caractéristiques instrumentales	139
1.2. Injecteur de courant	143
2. Expérimentation en milieu marin	147
2.1. Organisation des mesures	147
2.1.1. présentation du site	147
2.1.2. mise en œuvre des matériels	150
2.1.3. acquisition de signaux	152
2.2. Exploitation des résultats	154
2.2.1. propagation électromagnétique en eaux peu profondes	154
2.2.2. problème inverse de localisation de source	159
Conclusion	161
Conclusion	163
Bibliographie	167

Introduction

Introduction

L'utilisation de phénomènes radiatifs pour la transmission et la réception d'informations permet de retenir comme support d'énergie les ondes électromagnétiques et les ondes de vibrations mécaniques, qualifiées d'acoustiques. Celles-ci constituent le vecteur privilégié des techniques d'investigation du milieu océanique, qu'il s'agisse de communications, détection ou lutte sous-marine; ce choix est dicté par une faible décroissance des sons dans l'environnement considéré. Cependant, en fond proche, le canal de propagation devient complexe et la maîtrise de l'information délicate; l'électromagnétisme représente alors une solution alternative à l'acoustique dans ce type de configuration, à l'exclusion des hautes fréquences pour lesquelles l'atténuation due au caractère dispersif du milieu marin devient rédhibitoire.

Le développement d'un mode de transmission électromagnétique a des implications scientifiques dans des disciplines souvent croisées; ainsi, la recherche d'une instrumentation de haute sensibilité, la définition de traitements applicables aux signaux électriques et magnétiques en mer, l'établissement de modèles de propagation constituent un ensemble d'études à mener, liées étroitement à la connaissance de l'environnement.

De manière très générale, la réponse d'un milieu à une excitation électromagnétique est formalisée par l'écriture d'équations descriptives de la propagation des ondes dans cet espace, couplées à des conditions aux limites qui assurent, quant à elles, une continuité physique aux frontières du domaine. L'application à l'environnement océanique, par la connaissance des propriétés électriques et de la géométrie des milieux qu'elle impose, rend nécessaire une modélisation du canal sous-marin.

La structure complexe des fonds et des rivages liée à leur topologie et à leur composition géologique, la nature physico-chimique de l'eau de mer fonction de multiples paramètres tels que température ou immersion, la rigueur de l'environnement marin soumis aux conditions météorologiques rendent délicate voire impossible une représentation exhaustive du milieu. En particulier, la recherche de modèles analytiques de propagation ne peut être envisagée qu'à partir d'une définition du domaine d'étude privilégiant les

caractéristiques dominantes de celui-ci. Ainsi, les forts gradients de conductivité entre l'air, l'eau de mer, les sédiments ou le socle granitique influent largement sur la répartition de l'énergie électromagnétique dans ces différents milieux. Une première approximation consiste donc à limiter l'étude des phénomènes radiatifs à un espace stratifié horizontalement dont les couches constitutives possèdent des propriétés électriques homogènes et isotropes, représentatives de celles des éléments ainsi modélisés.

La détermination des modes de transmission de l'information, dans un environnement et pour un canal de propagation donnés, requiert enfin une connaissance a priori de l'excitation électromagnétique à laquelle est soumise le milieu; les paramètres nécessaires à cette caractérisation sont notamment les lois d'évolution du signal dans le temps et la structure même du rayonnement. En effet, des comportements distincts sont à envisager selon la nature de la source, onde plane ou dipôle par exemple. La compréhension des phénomènes en jeu lie ainsi étroitement les données relatives au domaine, particulièrement sa géométrie et les grandeurs physiques qui lui sont attachées, et les caractéristiques de l'émission électromagnétique.

Notre étude vise à apprécier différents aspects et propriétés d'un rayonnement dipolaire en milieu océanique. Elle inclut notamment une modélisation de la propagation dans un domaine complexe - i.e. conducteur et stratifié - et aborde, au travers du problème inverse de localisation de source, le traitement de l'information électromagnétique émise par un dipôle. L'objectif de ce travail est donc de mettre en exergue l'importance de l'environnement sur les phénomènes propagatifs, d'apprécier l'influence de la nature des fonds marins et de fournir des méthodes d'analyse des champs rayonnés.

Le premier chapitre du présent mémoire est largement bibliographique et offre une vue d'ensemble de l'électromagnétisme très basses fréquences en milieu océanique. Ainsi, les propriétés physiques de l'eau de mer et l'interaction de cet élément avec une excitation indifféremment électrique ou magnétique, représentent des thèmes génériques de cette étude. En outre, la connaissance de l'environnement marin conduit à inventorier les phénomènes électromagnétiques observables dans l'océan, quelqu'en soit l'origine. On retiendra donc les sources naturelles, indépendantes de toute action humaine, et les émissions associées à un dispositif étranger au milieu. Cette description définit le champ d'application de techniques non-acoustiques de transmission de l'information - on peut notamment citer les communications ou la lutte sous-marine - et fournit les limitations et perturbations qu'il faudra attendre dans ces domaines en fonction des données d'environnement.

L'inflexion donnée à cette recherche est alors l'étude des propriétés d'un rayonnement dipolaire, ce modèle de source pouvant couvrir divers types d'émissions "artificielles", i.e. attribuables à un système technologique: corrosion des navires - à l'origine de champs indiscrets - ou antenne de transmission dans le canal marin. La nature de ces phénomènes, les propriétés électriques de l'eau de mer circonscrivent cette étude aux basses fréquences, dans une plage du spectre comprise entre 10^{-3} et 3000 Hz.

Le deuxième chapitre s'attache plus particulièrement à l'analyse des phénomènes de propagation dans un milieu océanique, dispersif et stratifié. Il retrace l'histoire des développements menés sur ce thème, cela dès 1909, sous la conduite de A. Sommerfeld. Actuellement, la résolution formelle du problème amène des solutions mathématiques aisément exploitables si l'on restreint le domaine d'étude à deux demi-espaces; l'application de ce modèle au milieu marin s'en trouve limitée, notamment par l'impossibilité de prendre en compte certaines influences comme celle du plateau continental: l'introduction d'une interface supplémentaire, et l'estimation des champs électriques et magnétiques dans cette configuration, ont donc pour corollaire le développement de techniques numériques. Cependant, l'existence de modes de propagation privilégiés, qualifiés d'ondes de surface, a permis de bâtir dans le cadre de ce travail une représentation du rayonnement n'exploitant que ces seules contributions, dominantes dans de larges portions d'espace. Cette analyse conduit à une formulation analytique - ainsi qu'aux conditions qui lui sont attachées - applicable à un milieu dit "3 couches", i.e. composé de trois strates aux propriétés électriques différentes. On peut, à l'aide de cet outil, apprécier le comportement du canal sous-marin soumis à une excitation électromagnétique dans une variété de situations, notamment en eaux peu profondes et pour divers types de fond, allant de la couche sédimentaire au socle granitique.

La compréhension des modes de propagation en espace stratifié, liée à la connaissance des formes de champ, permet d'envisager un traitement de l'information électromagnétique d'origine dipolaire. Le troisième chapitre aborde le thème du problème inverse appliqué à l'identification de source, la finalité de l'étude étant d'accéder aux paramètres caractéristiques du rayonnement et à la localisation spatiale de l'émetteur à partir d'une observation en un quelconque point du domaine océanique. La méthodologie développée est fondée sur la prédominance des ondes de surface et exploite la structure du champ électromagnétique rayonné en présence d'une interface. Sous ces hypothèses, les informations d'amplitude et de polarisation de l'onde, recueillies en un réseau de capteurs, permettent de définir un processus analytique conduisant à l'obtention des grandeurs recherchées. La robustesse de cet algorithme est testée sous plusieurs aspects, qu'il s'agisse de la nature de l'environnement, et plus particulièrement des propriétés des fonds marins, ou de l'erreur dont peut être entachée la valeur des paramètres d'entrée.

Le quatrième et dernier chapitre, quant à lui, est essentiellement expérimental puisqu'il décrit les résultats d'essais à la mer et reproduit la réponse du milieu à une excitation électromagnétique artificielle. Ainsi, la connaissance des contraintes réelles d'utilisation permet de mieux apprécier le bien-fondé des études actuelles et d'orienter les développements futurs.

Chapitre 1 :

Présentation des phénomènes électromagnétiques très basses fréquences en milieu océanique

Chapitre 1 :

Présentation

des phénomènes électromagnétiques très basses fréquences en milieu océanique

Introduction

Les océans, malgré leur large superficie - ils occupent près de 70% de la surface du globe terrestre - demeurent mal connus et constituent un domaine d'investigation particulièrement intéressant, tant du point de vue des ressources que des propriétés intrinsèques.

La sévérité des contraintes associées au milieu, et donc la difficulté d'y conduire des expérimentations ou de développer des matériels spécifiques, expliquent le caractère lacunaire de l'information disponible sur l'environnement marin; ainsi, les pressions observables par grands fonds, l'activité électrochimique de l'eau de mer, les conditions météorologiques... sont autant de facteurs limitant les activités de recherche ou d'exploitation du domaine sous-marin.

Notre étude s'attache plus précisément aux ondes électromagnétiques dont les applications océaniques sont restées modestes, a contrario de l'utilisation qui en a été faite dans l'air, qu'il s'agisse des télécommunications ou du radar par exemple. Cela est largement attribuable à la différence de comportement des deux milieux vis à vis d'une excitation électrique ou magnétique, l'eau de mer se caractérisant par une forte conductivité, conséquence de ses propriétés physico-chimiques, et induisant de ce fait une atténuation importante des ondes. Seules les plus basses fréquences pourront se propager sur des distances significatives dans cet environnement dispersif et servir de support à la transmission d'informations.

De plus, le milieu marin recèle de multiples sources électromagnétiques naturelles d'origines diverses, conséquences d'effets géomagnétiques - en interaction avec la mer - ou hydrodynamiques, i.e. associés au déplacement de masses d'eau conductrice dans le champ magnétique terrestre (houle, vagues, marées, ondes internes...). Ces phénomènes se situent dans une gamme de fréquences extrêmement basses et ne peuvent donc être ignorés car ils forment autant de bruiteurs face à un signal synthétique de même place dans le spectre, rayonnement indésirable d'un bâtiment exploité en détection ou émission d'une antenne à des fins de communications sous-marines.

A partir d'éléments bibliographiques, ce chapitre propose un recensement et une classification des différentes sources, naturelles et artificielles, afin d'apprécier l'état des connaissances, les difficultés et les perspectives de l'électromagnétisme en milieu océanique.

1. Caractérisation de l'environnement marin

Le comportement d'une onde électromagnétique ne peut être apprécié sans une connaissance suffisante du milieu dans lequel s'effectue la propagation; les paramètres de conductivité, permittivité et perméabilité conditionnent directement les lois d'amplitude et de phase des champs électrique et magnétique. Aussi, avons-nous jugé utile de rappeler certaines caractéristiques attachées à l'eau de mer, de préciser un ensemble de valeurs usuelles et les principaux facteurs influant sur ces grandeurs; et cela, afin de montrer les conséquences d'un environnement océanique sur un rayonnement électromagnétique.

1.1. Propriétés électriques de l'eau de mer

Le point remarquable de la composition de l'eau de mer est la forte teneur en ions chlorures et sodium, représentant respectivement 55% et 30% de la masse des divers constituants [POULBOT 93]. Nous nous trouvons donc en présence d'un milieu caractérisé par une salinité importante, dont [AKINDINOV 75] fixe la valeur moyenne pour l'ensemble des océans du globe terrestre à 34,73 g/l. Cependant, une grande dispersion peut être observée autour de cette grandeur, en fonction des régions considérées - jusqu'à atteindre le chiffre maximal de 45 g/l en Mer Rouge - ou de l'environnement extérieur: on notera, par exemple, que la proximité d'un rivage ou la présence d'un fleuve abaissent considérablement la teneur en sel de l'eau. La multiplicité des influences agissant sur ce paramètre, et la difficulté à les prendre en compte, conduisent à retenir en première approximation sa valeur moyenne.

De l'ensemble des propriétés physico-chimiques de l'eau de mer, la salinité est celle dont les conséquences électriques peuvent être directement appréciées au travers d'une **conductivité** σ non-négligeable: les atténuations que subissent alors les ondes électromagnétiques dans le milieu justifient l'intérêt porté à cette grandeur.

La conductivité en mer varie peu en fonction de la pression ou de la fréquence - on admet notamment que sa valeur est sans changement pour des excitations inférieures à 100 MHz, ce qui couvre largement le cadre de cette étude. En revanche, salinité et température sont deux facteurs déterminants dont l'influence a pu être appréciée par voie expérimentale; il en ressort des abaques tels que ceux présentés en figure 1.1, issus de [KRAICHMAN 70].

La même démarche empirique a permis d'établir diverses relations donnant l'incidence des variations de ces paramètres sur la conductivité de l'eau de mer. Ainsi, pour une température T (°C) de 7 à 30°C, et avec une salinité S (g/l) comprise entre 24 et 38 g/l, ce qui constitue des valeurs standard, [AKINDINOV 75] propose la loi suivante:

$$\sigma = 2,51 + 9,4 \cdot 10^{-2}(S-24) + 7,3 \cdot 10^{-2}(T-7) + 2,2 \cdot 10^{-3}(S-24)(T-7) \quad (1.1)$$

(la comparaison avec des résultats expérimentaux en eaux peu profondes n'a pas révélé d'écart supérieurs à 10^{-2} S/m).

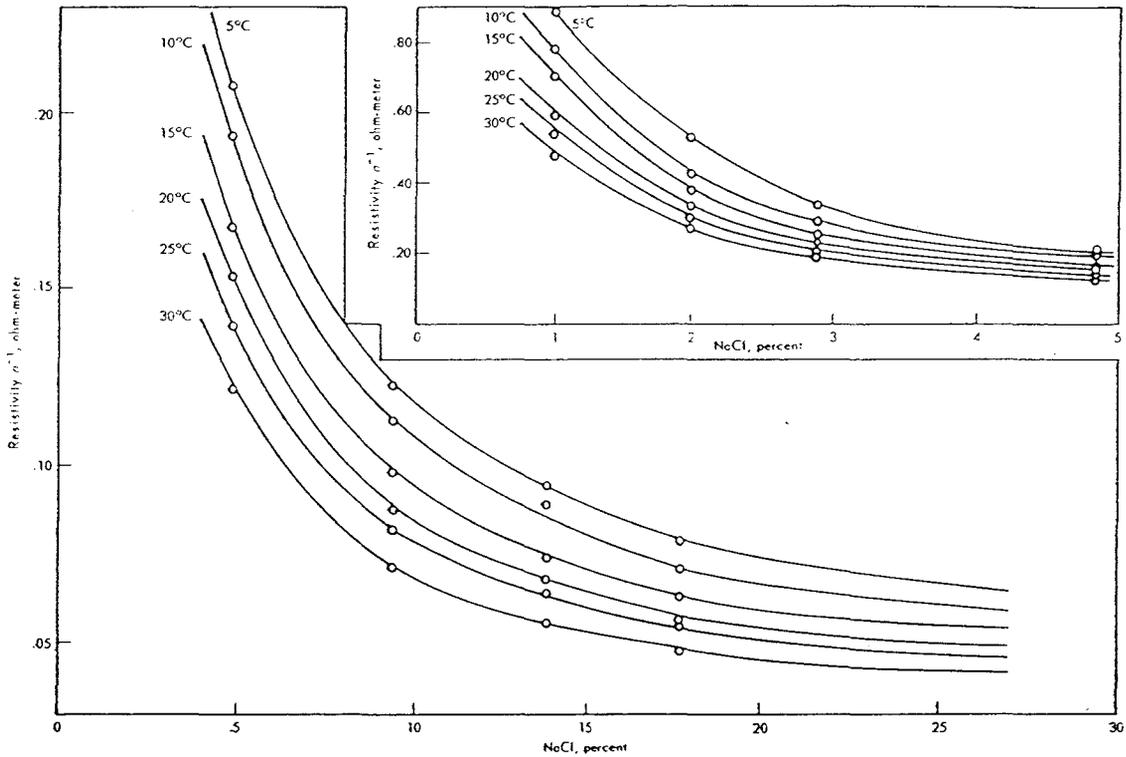


Figure 1.1 - Résistivité (σ^{-1}) de l'eau de mer en fonction de la salinité (‰) pour différentes températures.

De manière générale, la conductivité des océans du globe est comprise entre 2 et 7 S/m et le chiffre de 4 S/m est celui qui est le plus largement repris lors des études d'électromagnétisme en milieu marin [LIEBERMANN 60].

La **permittivité** ϵ et la **perméabilité** μ de l'eau de mer peuvent être supposées indépendantes de la fréquence pour une large portion du spectre. En outre, ces grandeurs varient peu, voire absolument pas, en fonction de la pression, de la salinité ou de la température. On retiendra donc des valeurs constantes, en l'occurrence pour la permittivité: $\epsilon = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r$ avec $\epsilon_r = 80$, $\epsilon_0 = 1/36\pi 10^9$ F/m et pour la perméabilité: $\mu = \mu_0 \cdot \mu_r$ avec $\mu_r = 1$, $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$ H/m [POULBOT 93].

1.2. Réponse du milieu à une excitation électromagnétique

Les propriétés électriques de l'eau de mer qui viennent d'être énoncées, et plus particulièrement sa conductivité, ne sont pas sans conséquence sur les phénomènes propagatifs dans un environnement océanique: des comportements différents peuvent ainsi être observés selon la nature du milieu et le contenu fréquentiel des signaux.

En effet, dans un espace conducteur, homogène et isotrope, les variations spatiales d'une onde électromagnétique en régime harmonique, de pulsation ω , incluent une dépendance exponentielle notée $e^{-\gamma\xi}$, fonction du paramètre de distance ξ . Quant au terme γ , il doit être rattaché à la notion de constante de propagation et s'exprime à partir des propriétés du milieu et de la fréquence:

$$\gamma = [j\omega\mu(\sigma + j\omega\epsilon)]^{1/2} \quad (1.2)$$

Cette relation, très générale, admet des formes différentes selon la valeur du rapport $\omega\epsilon/\sigma$, traduisant en cela la prédominance des courants de conduction ou de déplacement auxquels sont liés des phénomènes énergétiques distincts.

La conjonction d'une conductivité importante et de fréquences basses permet de négliger les courants de déplacement, le domaine de validité de l'approximation étant fixé par [GABILLARD 65] à $\omega\epsilon/\sigma = 5 \cdot 10^{-2}$; appliquée à l'eau de mer, cette condition impose de prendre en compte des signaux appartenant à la gamme]0; 45 MHz[dont seules les premières décades constituent la bande utile de notre étude. En effet, sous l'hypothèse précédente, la constante de propagation γ est une grandeur complexe de partie réelle non nulle, amenant de ce fait la présence d'un terme dispersif dans les expressions des champs électrique et magnétique:

$$\gamma = \alpha + j\beta = (1 + j)/\delta \quad (1.3)$$

où α et β désignent respectivement l'atténuation linéique et la constante de phase du signal. On définit alors:

$$\delta = \frac{1}{\alpha} = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}} \quad (1.4)$$

Cette grandeur, exprimée en mètres, est qualifiée d'épaisseur de peau ou de profondeur de pénétration; elle traduit la distance de propagation d'une onde pour laquelle son amplitude est divisée par un facteur e , constante des logarithmes népériens. Une atténuation importante est synonyme de faibles valeurs de δ que l'on peut attribuer à de fortes conductivités et à des fréquences élevées. Ces variations sont illustrées par la figure 1.2 [KRAICHMAN 70], où il est également fait mention de la longueur d'onde λ de l'excitation électromagnétique:

$$\lambda = \frac{2\pi}{\beta} = 2\pi\delta \quad (1.5)$$

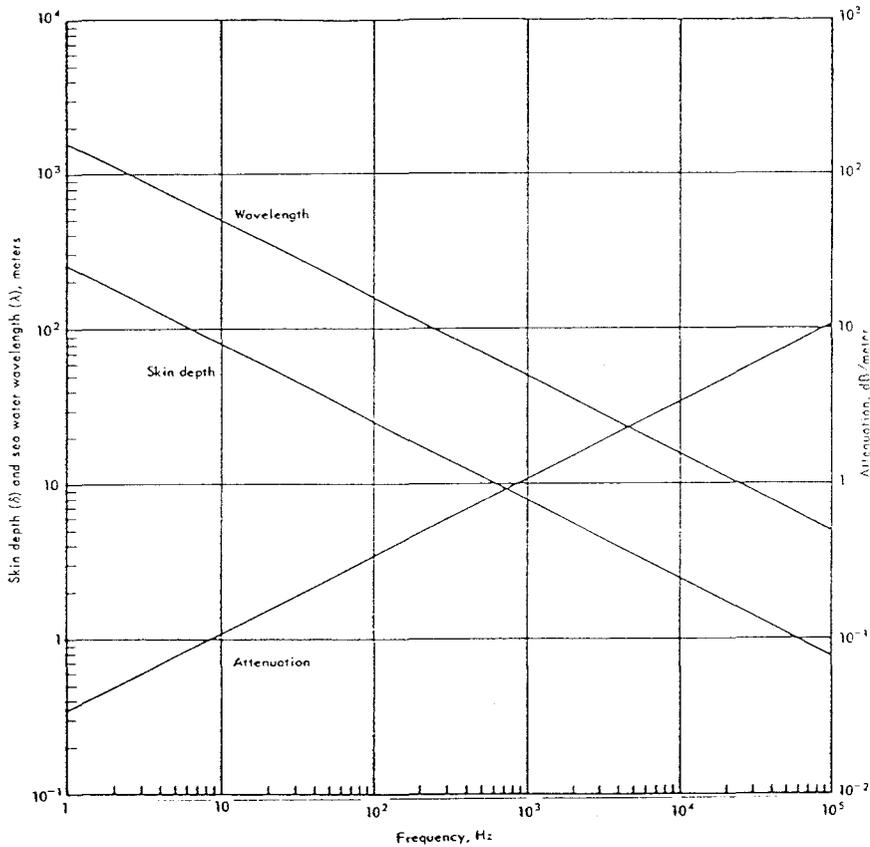


Figure 1.2 - Epaisseur de peau, longueur d'onde et atténuation de l'eau de mer ($\sigma = 4 \text{ S/m}$).

Les données numériques associées à l'analyse comportementale précédente révèlent les atténuations sévères supportées par les ondes se propageant en mer. Il apparaît notamment que seules les plus basses fréquences peuvent être exploitées à des fins de transmission de l'information sans nécessiter la mise en œuvre de puissances considérables (ce qui ne saurait être admissible). Notre étude - bibliographique, théorique et expérimentale - va donc porter essentiellement sur des phénomènes électromagnétiques des gammes ULF (*Ultra Low Frequency - Ultra Basse Fréquence*) [10^{-3} - 30 Hz] et ELF (*Extremely Low Frequency - Extrêmement Basse Fréquence*) [30 - 3000 Hz] pour lesquelles les propriétés de conduction du milieu océanique seront déterminantes.

2. Phénomènes électromagnétiques naturels en mer

La caractérisation du milieu a pour corollaire le recensement des sources électromagnétiques associées à l'environnement, que l'origine de l'excitation soit ou non sous-marine, mais dont le rayonnement peut être observé en mer. On distingue ainsi l'ensemble des variations temporelles externes du champ magnétique terrestre et les perturbations apportées par les déplacements hydrodynamiques; la connaissance de ces phénomènes, tant en amplitude qu'en fréquence, doit conduire à une meilleure appréciation des sources de bruit vis à vis d'une information "utile", i.e. générée artificiellement. Cette présentation s'appuie sur des éléments bibliographiques dont une large synthèse est fournie par [POULBOT 93]; on s'attachera ici principalement aux mécanismes physiques à l'origine des champs électromagnétiques naturels en milieu océanique.

2.1. Sources géomagnétiques

En première approximation, la Terre peut être considérée comme une sphère uniformément aimantée, caractérisée par un champ magnétique qui admet cependant diverses variations - spatiales et temporelles - de son intensité. Le spectre de fréquences couvert par de telles fluctuations est extrêmement vaste et les origines correspondantes également multiples.

En revanche, si l'on s'intéresse plus précisément aux bandes ULF et ELF, les phénomènes électromagnétiques externes résultent principalement de l'interaction entre des événements solaires et le champ terrestre [CERTENAIS 92]. En effet, le soleil émet un flux de gaz ionisés ou plasmas - communément qualifié de *vent solaire* - qui crée autour de la Terre une cavité dans laquelle son champ magnétique se trouve confiné. Cette région dissymétrique ceignant le globe est la *magnétosphère*, limitée par la *magnétopause*; une représentation en est donnée par [KANE 76], rapportée à la figure 1.3, à partir de la distribution du plasma au contact de notre planète.

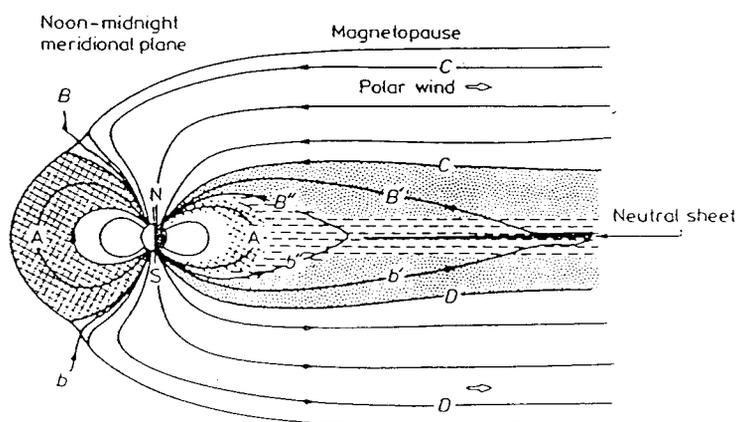


Figure 1.3 - Interaction entre vent solaire et globe terrestre.

Le champ magnétique terrestre demeure le phénomène prédominant à l'intérieur de la magnétosphère; cependant, l'activité solaire génère des modifications de cette situation d'équilibre pour lesquelles on peut établir la classification suivante:

i) les variations périodiques :

Sous cette appellation très générale, on range divers phénomènes associés à la rotation du soleil sur lui-même (et à sa position relative par rapport à la Terre), aux jours solaires et lunaires caractérisés par la conjonction d'effets thermiques et de marée...Les conséquences magnétiques de ces événements sont de grande période, de plusieurs heures à plusieurs jours et sont, de ce fait, de peu d'intérêt dans le cadre de cette étude.

ii) les variations d'agitation :

Ces perturbations sont imputables à des orages magnétiques qui trouvent leur origine dans les éruptions solaires auxquelles correspondent des émissions de plasma dense et rapide. L'impact de cette discontinuité et son écoulement sur la magnétosphère constituent les différentes phases de l'orage qui se produit en même temps sur toute la surface terrestre et dure 1 ou 2 jours. L'ordre de grandeur de ces variations est la centaine de nanotesla (nT); leur occurrence est aléatoire.

iii) les pulsations géomagnétiques :

Les phénomènes physiques attachés à ces fluctuations demeurent mal connus; il semble toutefois qu'elles résultent d'ondes hydrodynamiques à la frontière de la magnétosphère [KIKUCHI 89]. Un classement des pulsations est effectué en fonction de leur comportement et de leur pseudo-période comme l'illustre le tableau ci-dessous, issu de la nomenclature officielle adoptée par l'Association Internationale de Géomagnétisme et d'Aéronomie en 1963 et enrichi des ordres de grandeur de ces perturbations magnétiques [CERTENAIS 92]:

type	n°	période	amplitude
Pulsations Continues (Pc)	Pc1	0,2 - 5 s	< 0,1 nT
	Pc2	5 - 10 s	0,1 - 1 nT
	Pc3	10 - 45 s	idem
	Pc4	45 - 150 s	qq nT
	Pc5	150 - 600 s	100 nT
Pulsations Irrégulières (Pi)	Pi1	1 - 40 s	0,01 - 0,1 nT
	Pi2	40 - 150 s	1 - 50 nT

iv) Les résonances de Schumann :

Dans une gamme de fréquences plus élevées, la principale source d'énergie est liée à l'activité orageuse atmosphérique: il s'agit là d'impulsions brèves dont la décomposition spectrale présente une densité de puissance décroissant avec la fréquence [GALEJS 66]. Ces ondes électromagnétiques restent contenues dans la cavité Terre-Ionosphère qui agit vis à vis d'elles comme un guide, les deux milieux étant plus fortement conducteurs que l'air. Il se produit alors un phénomène d'excitation des fréquences de résonance de cette structure que Schumann fut le premier à étudier en 1952. On peut ainsi observer, en champ électrique ou magnétique, un mode fondamental autour de 8 Hz auquel est associé un régime d'harmoniques dont les premières raies sont à 14, 20 et 26 Hz. Ce contenu fréquentiel est présenté en figure 1.4 sur laquelle sont rassemblés des résultats expérimentaux et une modélisation des résonances du guide d'onde Terre-Ionosphère établie par [GALEJS 65].

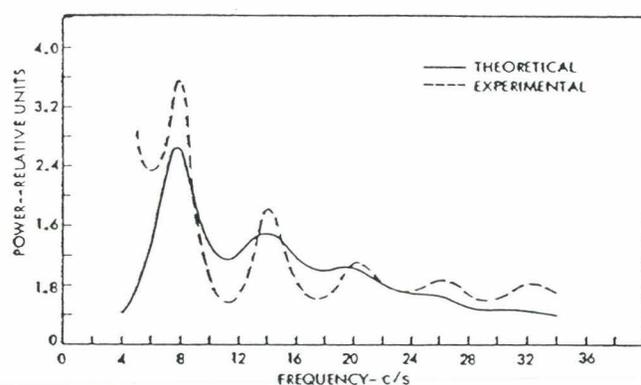


Figure 1.4 - Résonances de Schumann, spectre de bruit.

Les émissions ELF associées aux phénomènes de cavité font apparaître, de ce fait, une grande cohérence spatiale. En revanche, leur amplitude subit des fluctuations diurnes et saisonnières imputables au déplacement des foyers orageux; [RAKOTOSOA 89] estime cependant l'ordre de grandeur de ces rayonnements en champ électrique à quelques nanovolts par mètre par racine de Hertz ($nV/m/\sqrt{Hz}$) à la fréquence du mode fondamental.

v) les sifflements (whistlers) :

Les décharges d'éclairs, par les brusques émissions d'énergie électromagnétique qu'elles induisent, provoquent en outre des perturbations occupant une large bande de fréquences à compter de quelques centaines de Hertz. Elles constituent une source importante d'interférence des radiocommunications et sont donc abordées par nombre d'auteurs [HAYAKAWA 89]. Cependant, l'atténuation due au caractère dispersif de l'eau de mer limite la propagation dans l'océan de ces ondes situées dans la partie haute de notre spectre "utile".

L'ensemble des phénomènes qui viennent d'être décrits sont autant de sources électromagnétiques caractéristiques du bruit d'environnement dans les bandes ULF et ELF et observables dans l'atmosphère; ces comportements peuvent être synthétisés par une unique densité spectrale de puissance du champ magnétique à la surface de la Terre, ce que propose la figure 1.5 [BLANPAIN 91].

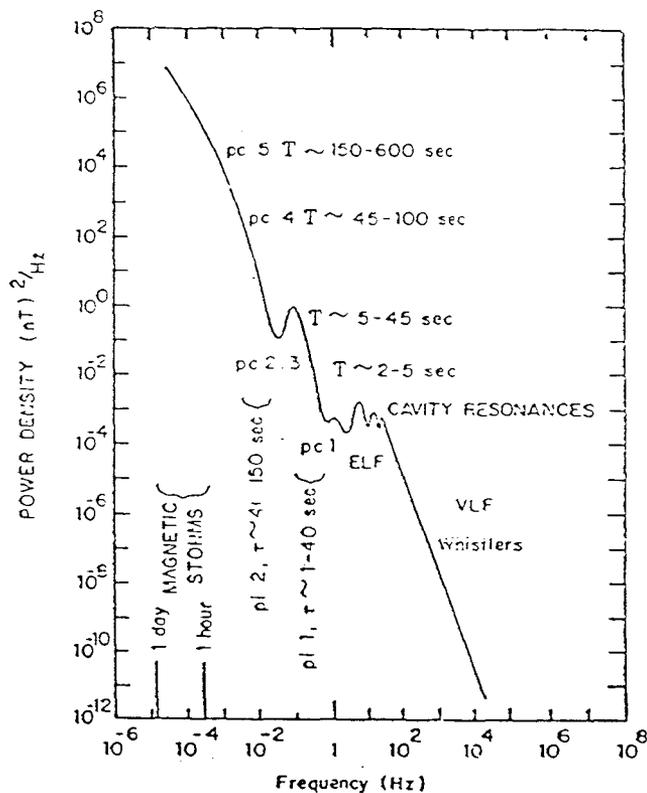


Figure 1.5 - Densité spectrale de puissance des perturbations géomagnétiques à la surface de la Terre.

Le champ résultant dans l'air peut être représenté par une onde plane [BROCK-NANNSTAD 66] dont la propagation dans la mer ou le sol est fonction du degré de stratification de ces milieux. Ainsi, l'hypothèse d'un océan semi-infini implique une décroissance exponentielle des amplitudes en fonction de l'immersion, ce qui peut être exprimé par un terme d'atténuation complexe $e^{-\gamma z}$, où z est lié à un axe vertical orienté positivement vers le fond de la mer. Ce comportement est à rapprocher de la situation décrite au paragraphe 1.2: les propriétés de conduction du milieu vont générer un effet de peau, conséquence de la partie réelle non-nulle de la constante de propagation γ . En revanche, en eaux peu profondes, la présence du sol ne peut être négligée et les lois de variation en mer du champ d'origine géomagnétique font intervenir les paramètres physiques du fond. La représentation du rayonnement par une onde plane permet d'obtenir une formulation analytique dans cette configuration grâce à la résolution d'une équation de Helmholtz, calcul qui sera détaillé dans le deuxième chapitre de ce mémoire consacré aux phénomènes de propagation.

2.2. Bruits hydrodynamiques

Le milieu océanique, par les déplacements de masse d'eau qu'il induit, constitue une source électromagnétique que l'on peut qualifier d'interne car liée directement au domaine sous-marin. Cela résulte d'un principe physique général, énoncé par Faraday et formalisé par Lorentz, qui révèle l'existence d'un champ électrique issu du mouvement d'un corps conducteur dans un espace où règne un champ magnétique. Ce mécanisme est transposable aux océans, à l'hydrodynamique complexe, dont les phénomènes de marée, houle, vagues ou ondes internes créent des déplacements de fluide conducteur dans l'environnement magnétique terrestre. Ainsi, en notant \vec{v} le vecteur vitesse de l'eau de mer en mouvement, on définit une densité de courant \vec{j} associée à l'agitation hydrodynamique; ce terme source s'ajoute aux phénomènes de conduction et de déplacement déjà existants:

$$\vec{j} = \sigma (\vec{v} \wedge \vec{B}) \quad (1.6)$$

Dans cette expression, \vec{B} désigne le champ magnétique terrestre; quant au vecteur électrique créé par le déplacement de l'eau de conductivité σ , il correspond au terme $\vec{v} \wedge \vec{B}$.

Les travaux afférents à cette source, interne au domaine marin, comportent des recherches théoriques importantes, liées à la modélisation du phénomène d'induction et à l'obtention des formes analytiques des champs en présence de milieux mobiles. Par ailleurs, l'exploitation de relevés expérimentaux est conditionnée à l'identification des modes d'excitation, rendue délicate par la multiplicité des sources hydrodynamiques dans des conditions réelles de mesures en mer [CHAVE 84a]. On peut cependant distinguer deux types de mouvements, selon qu'ils concernent la surface libre du liquide ou l'ensemble de la tranche d'eau étudiée.

2.2.1. effets de houle et vagues

Les ondes progressives de surface constituent une source largement localisée à l'interface air-mer dont les conséquences électromagnétiques décroissent rapidement avec la profondeur d'observation et ce, de manière d'autant plus sévère que la période du phénomène hydrodynamique est faible [WEAVER 65].

Les développements analytiques qui sont menés à partir d'une représentation des mouvements de mer utilisent des hypothèses simplificatrices, notamment en ne prenant pas en compte certaines interactions entre grandeurs; il est ainsi admis que les effets électromagnétiques engendrés ne perturbent pas le champ de vitesse \vec{v} du liquide ou que le magnétisme terrestre n'est pas modifié par ces variations. Dès lors, diverses méthodes sont envisagées, comme la décomposition des solutions du problème mathématique en deux modes de propagation, transverse électrique (TE) et transverse magnétique (TM), issus de la répartition spatiale du champ de vitesse [PODNEY 75]. En s'attachant exclusivement à la forme du mouvement hydrodynamique, indépendamment de son origine, et à l'amplitude du

déplacement (supposé sinusoïdal) de la surface libre de l'eau, [WEAVER 65] montre qu'un état calme de la mer est susceptible de créer un champ magnétique important si la période de l'onde est grande; à titre d'exemple, une houle de 20 s, d'amplitude 50 cm, produit à 100 m de profondeur un champ de 1 nT. En revanche, la stratification du milieu n'est pas un facteur déterminant et la hauteur de la colonne d'eau n'influe que peu sur les niveaux des grandeurs électromagnétiques générées [WOODS 65]. Enfin, plusieurs auteurs ont cherché à confronter des données expérimentales et de simulation, notamment [FRASER 66] qui fournit divers résultats d'analyse spectrale du champ magnétique créé par la houle pour plusieurs états de mer; la figure 1.6 constitue un exemple de ces représentations fréquentielles dans une situation moyenne.

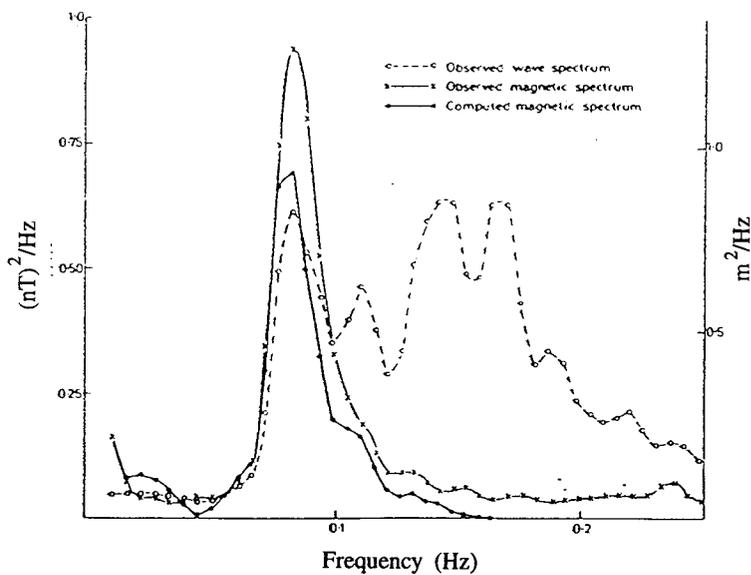


Figure 1.6 - Densités spectrales de puissance, mesurées et calculées, de l'amplitude des vagues et du champ magnétique créé.

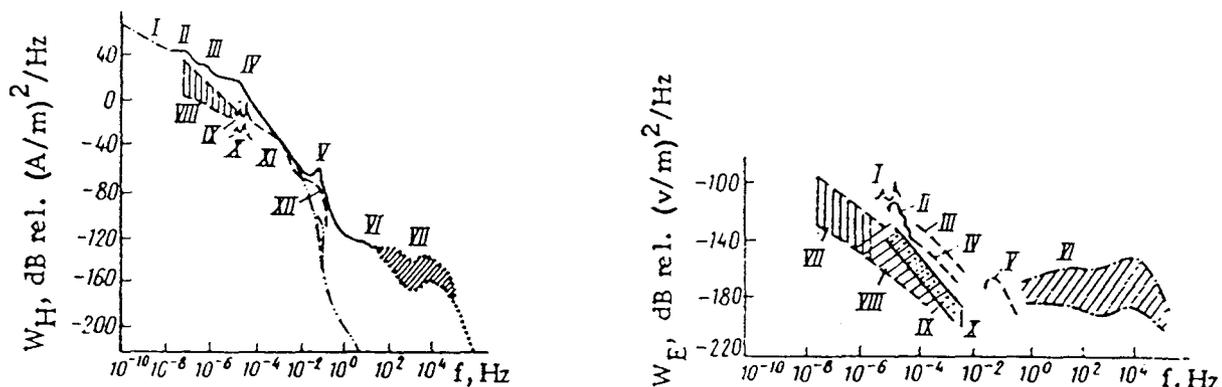
D'autre part, des effets non-linéaires ont été révélés lors de plusieurs mesures [COX 78]; ces phénomènes électromagnétiques semblent associés aux mouvements de surface bien qu'observés sur des fonds de grande profondeur (supérieure à un millier de mètres). Cela est attribué à un mécanisme d'interaction hydrodynamique entre des trains d'ondes opposés.

2.2.2. ondes internes

A contrario de la houle ou des vagues, qui ont leur origine localisée à la surface de l'océan, les ondes internes apparaissent à des immersions élevées; nombre d'entre elles prennent naissance dans la thermocline, i.e. une zone à fort gradient de température située à 100 ou 200 m en profondeur [BLANPAIN 91]. La fréquence du phénomène hydrodynamique qui est alors généré se distribue autour d'une valeur caractéristique, la fréquence de Brunt-Vaisala, fonction de la salinité, de la température et de la variation de ces paramètres avec l'immersion; le modèle de Garrett & Munk est la représentation de référence du spectre de

puissance des ondes internes. [PETERSEN 82] et [CHAVE 84b] l'exploitent pour caractériser le champ électromagnétique induit par ces mouvements hydrodynamiques, à l'exception de [ALLEN 85] qui utilise une description excluant certaines interactions non-linéaires. Les ondes internes fournissent une importante contribution au champ magnétique observé à grande profondeur; cependant, les conditions attachées à l'apparition de ces sources en limitent l'intérêt pour cette étude où des hauteurs d'eau plus faibles seront considérées.

La connaissance des phénomènes électromagnétiques d'origine naturelle observables en milieu marin est au confluent de plusieurs disciplines, intégrant des recherches théoriques et des développements expérimentaux dans les domaines de la géophysique ou de l'océanographie. Cette diversité rend nécessaire un travail de synthèse susceptible de rassembler les différentes sources évoquées précédemment, notamment afin d'apprécier l'importance relative des effets géomagnétiques et hydrodynamiques dans la gamme des très basses fréquences. Ces informations apparaissent en figure 1.7 où sont présentés les contenus spectraux des champs électrique \vec{E} et magnétique \vec{H} ($= \vec{B}/\mu_0$) établis par Filloux et repris par [AKINDINOV 75].



- (a) :
- I : variations séculaires
 - II : variations annuelles et semi-annuelles
 - III : rotation du soleil
 - IV : jour solaire
 - V : pulsations
 - VI : résonances de Schumann
 - VII : bruit ELF atmosphérique
 - VIII, IX : courants induits
 - X, XI : marées
 - XII : vagues de surface

- (b) :
- I : marées
 - II : jour solaire
 - III : vent
 - IV : tourbillons (fond)
 - V : houle et vagues
 - VI : bruit ELF
 - VII : courants géostrophiques
(vent parallèle aux isobares)
 - VIII : turbulences
 - IX, X : orages magnétiques

Figure 1.7 - Densités spectrales de puissance à la surface de l'océan

(a) en champ magnétique ($0 \text{ dB} = 1 \text{ (A/m)}^2/\text{Hz}$)

(b) en champ électrique ($0 \text{ dB} = 1 \text{ (V/m)}^2/\text{Hz}$).

L'examen de ces courbes, en fonction des fréquences exploitables dans les applications océaniques des ondes électromagnétiques, permet d'identifier les données d'environnement pouvant apporter une perturbation à la réception de signaux "utiles"; on retiendra donc les résonances de Schumann et, plus généralement, les effets de cavité associés au guide Terre-Ionosphère, ainsi que les bruits hydrodynamiques des mouvements de surface, houle et vagues, appréciables à de faibles profondeurs.

3. Sources d'origine artificielle en milieu océanique

Les phénomènes électromagnétiques naturels, qu'ils soient attribuables à une excitation hors du domaine marin ou au comportement hydrodynamique de l'eau de mer, renseignent sur les sciences de la Terre en apportant une caractérisation de l'environnement, au travers de données géologiques par exemple. Mais une exploitation plus large du canal océanique a pour corollaire l'ouverture à d'autres disciplines mettant en œuvre des sources artificielles, i.e. dont la génération de champ est le fait d'une action humaine. Les réflexions menées à ce jour ont permis de définir deux voies d'investigation, l'une touchant la lutte sous-marine et la recherche sur les bâtiments d'éléments rayonnants très basses fréquences à des fins de détection, l'autre ayant trait aux communications, en l'occurrence l'utilisation d'ondes électromagnétiques dans des transmissions de données via le milieu marin. Nous nous proposons de décrire ici ces deux applications diversement développées.

3.1. Phénomènes radiatifs observables sur bâtiments

Le magnétisme du navire constitue à ce jour la principale source d'indiscrétion non-acoustique possédant des implications opérationnelles. Ce mode de détection exploite la perturbation du champ terrestre provoquée par les aimantations rémanentes et induites d'une cible ferromagnétique dont le mouvement relatif par rapport à un point de mesure conduit à l'observation d'un signal transitoire, qualifié de signature magnétostatique. La faible étendue spectrale de ce phénomène, proche du continu, le place hors du cadre de cette étude. En revanche, l'attention sera portée sur les conséquences électromagnétiques de la corrosion et du sillage, ce dernier apparaissant comme un mouvement hydrodynamique lié au déplacement de la carène.

3.1.1. effets dipolaires

La présence de matériaux de nature électrochimique différente dans l'eau de mer - qui agit vis à vis d'eux comme un électrolyte - provoque la circulation de courants associés à des réactions d'oxydo-réduction. Ce processus de génération se vérifie sur les navires, résultant des choix effectués pour les métaux ou alliages des pièces immergées, par exemple le bronze des hélices de propulsion et l'acier des coques. L'utilisation d'anodes sacrificielles (zinc) permet de maîtriser les conséquences de la corrosion - et de protéger les éléments vitaux d'un bâtiment - en orientant les réactions chimiques vers des matériaux consommables mais ne supprime pas l'existence de courants importants dans la mer.

Lors de la rotation de l'arbre d'hélice, on observe une variation temporelle de l'impédance entre la coque et la ligne d'arbres du navire, principalement due aux contacts sur les paliers: une partie des courants de corrosion se voit ainsi modulée par les oscillations de

cette grandeur électrique et constitue dès lors une source de rayonnement alternative en milieu marin.

Une description très précise de ce phénomène est donnée par [BOSTICK 77] qui présente les résultats et les analyses de mesures électromagnétiques effectuées sur des bâtiments civils; cette expérimentation a été menée de manière conjointe par l'université du Texas et l'Electrical Geophysics Laboratory en 1973 et a permis d'acquérir un nombre important de données relatives à ce rayonnement, sa caractérisation et sa modélisation.

Les enregistrements effectués ont porté sur les composantes du champ magnétique et du champ électrique - obtenu par une mesure de différence de potentiel - dans une gamme de fréquences allant de 10^{-2} à 5 Hz. La collection de signaux obtenus allie des bruits naturels d'environnement et les émissions de différents navires pour lesquels les niveaux de rayonnement s'avèrent très contrastés, pouvant varier d'un facteur important selon le bâtiment. En revanche, l'analyse de ces données, et plus particulièrement l'examen du contenu spectral des enregistrements révèlent un champ électromagnétique de fréquence très basse - typiquement entre 1 et 2 Hz - associé au passage du navire dans sa route en amont, au droit et en aval des capteurs de mesure. Un exemple de ces signaux est présenté en figure 1.8 sur laquelle apparaissent les variations au cours du temps des diverses composantes du rayonnement, l'enveloppe des champs étant liée au déplacement relatif de la source par rapport au point d'observation.

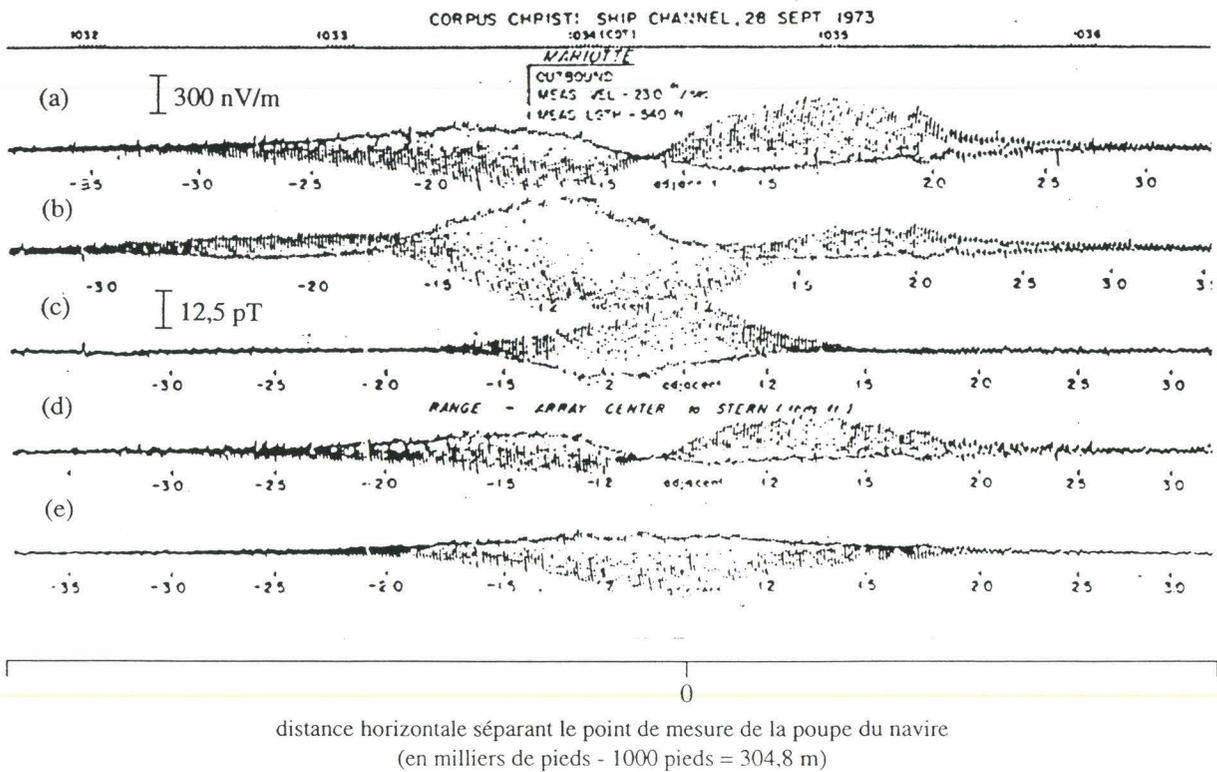


Figure 1.8 - Traces temporelles des composantes du champ électrique (a: longitudinal; b: transversal) et du champ magnétique (c: longitudinal; d: transversal; f: vertical).

L'origine de ce phénomène radiatif associé à la modulation par la ligne d'arbres des courants de corrosion permet d'envisager une modélisation simple de la source; une première représentation consiste à transcrire formellement le problème par une ligne de courant alternatif en milieu conducteur, circulant de l'hélice vers un point de rebouclage sur la coque: les anodes sacrificielles; son orientation spatiale peut être considérée comme étant sensiblement dans l'axe du bâtiment et parallèle à la surface libre de la mer. Cependant, si l'on admet une observation lointaine de la source, les hypothèses dipolaires se vérifient et la caractérisation précédente de l'origine du rayonnement évolue vers un modèle qui est celui du Dipôle Electrique Horizontal (DEH) en régime harmonique. Afin de confirmer une telle représentation, [BOSTICK 77] compare les champs émis par les navires à grande distance aux valeurs théoriques correspondant à un DEH dans les mêmes conditions; ces résultats se trouvent rassemblés en figure 1.9. Le calcul, effectué à partir de relations analytiques établies par Bannister dans le cas d'un demi-espace conducteur, révèle une grande adéquation entre les grandeurs mesurées et simulées, validant ainsi une modélisation dipolaire de la source.

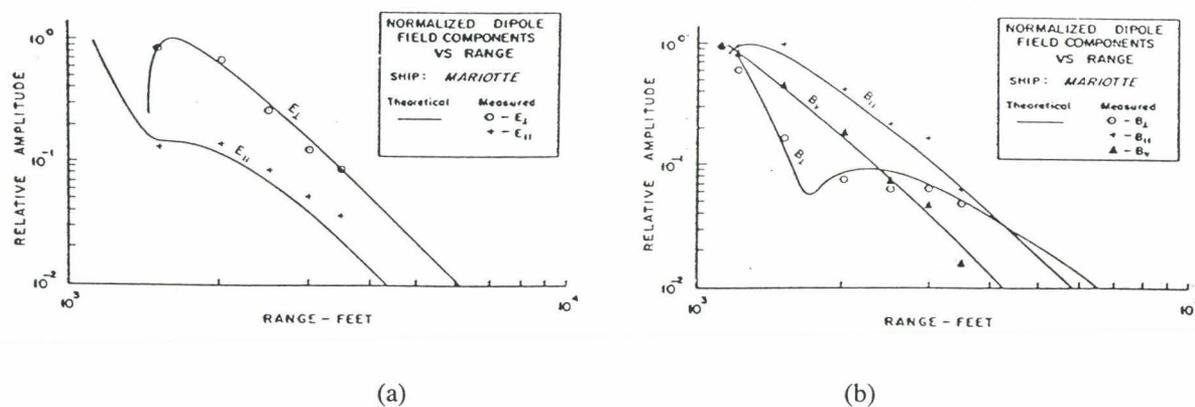


Figure 1.9 - Comparaison entre valeurs mesurées et calculées pour les composantes des champs électrique (a) et magnétique (b).

L'étude menée par [BOSTICK 77] s'attache également aux implications de ce rayonnement dans le domaine de la lutte sous-marine en appréciant les possibilités de détection électromagnétique de cibles. Cela conduit à l'estimation de différentes portées, établies par un filtrage adapté utilisant la représentation dipolaire de la source. Plusieurs configurations sont envisagées, notamment en fonction de la topologie du milieu, chenal ou mer ouverte. L'application aux enregistrements effectués lors de l'expérimentation fait apparaître des distances de détection importantes, variant de 1 à 5 km, mettant ainsi en lumière l'exploitation possible de cette indiscretion.

Les émissions électromagnétiques très basses fréquences des bâtiments liées à la modulation des courants de corrosion ont dès lors été reprises par divers auteurs, qu'il s'agisse d'effectuer un travail prospectif des moyens non-acoustiques de détection [LATOUR 90] ou de réaliser une étude paramétrique sur le risque encouru de ce fait [ESSMANN 78], [LEICHER-PREKA 89].

3.1.2. champ électromagnétique associé au sillage

Un navire ou un corps immergé, dans son déplacement, engendre une perturbation hydrodynamique qui vient se superposer aux mouvements naturels - internes ou de surface - du milieu marin. Et, de manière identique, à ce nouveau champ de vitesse du fluide conducteur va correspondre une source électromagnétique d'origine artificielle puisqu'imputable à la présence d'un bâtiment [ROBACH 86].

La résistance à l'avancement d'une carène se traduit à l'arrière du mobile par deux phénomènes hydrodynamiques distincts, en l'occurrence le sillage d'onde et le sillage turbulent [BLANPAIN 91]. La première perturbation, ou champ de vagues, est la conséquence la plus visible du mouvement par le dièdre qu'elle forme, connu sous le nom de sillage de Kelvin. Essentiellement lié à la stratification du milieu, ce comportement s'observe principalement pour les bâtiments de surface, à l'interface air-mer. En revanche, pour un corps immergé, la dissipation énergétique se fait au profit de la composante turbulente qui naît du décollement de la couche limite en aval de l'objet; la description de ce phénomène est délicate, faisant appel aux équations de Navier-Stokes du fluide visqueux. Si le domaine est complexe - comme c'est le cas du canal sous-marin - seule une approche numérique peut être envisagée.

La modélisation du mouvement hydrodynamique fournit le champ de vitesse associé au sillage et donc le paramètre d'entrée du problème électromagnétique au travers du terme source de Lorentz. Ce couplage avec les équations de Maxwell a été réalisé par le Laboratoire d'Electronique, de Technologie et d'Instrumentation à l'aide de techniques de type "éléments finis" [BLANPAIN 92], donnant ainsi une estimation des champs électrique et magnétique issus de cette perturbation océanique artificielle. L'étude de situations canoniques conduit à des signaux simulés appartenant à une gamme de fréquences comprise entre 10^{-5} et 10^{-1} Hz avec des amplitudes n'excédant pas - sur cette partie du spectre - les niveaux de bruit d'environnement: les émissions électromagnétiques liées au sillage ne peuvent donc présenter un intérêt qu'accompagnées d'un traitement de l'information.

3.2. Communications sous-marines

Les transmissions en milieu océanique exploitent en majorité les ondes acoustiques dont la faible atténuation dans l'eau autorise de grandes portées. Cependant, il existe une variété de configurations et d'applications pour lesquelles un tel choix est inadapté, justifiant de ce fait le recours à l'électromagnétisme.

Une difficulté actuelle est d'assurer une liaison avec un sous-marin sans compromettre gravement sa discrétion; or la transmission d'ordres émanant de postes terrestres ne peut se faire que via le canal aérien, excluant ainsi l'utilisation d'ondes de vibration mécanique. L'exploitation de communications basses fréquences - susceptibles de couvrir une grande

partie du globe [DOUGHERTY 92] - est également problématique car la réception de ces informations impose de pouvoir disposer d'une antenne en surface, ce qui rend le sous-marin détectable. L'invulnérabilité du bâtiment n'étant garantie que par l'immersion de tout dispositif qui lui est lié, seules des ondes électromagnétiques de la gamme ELF peuvent être utilisées afin d'obtenir une pénétration significative dans l'eau - i.e. en limitant l'incidence du terme d'atténuation. La définition d'un système de communications incluant une réception sous-marine a pour corollaire la connaissance des différents milieux et une modélisation du canal de propagation [SHORT 91], de même que le calcul des répartitions spatiales du champ électromagnétique en fonction de la représentation de la source: onde plane [NICHOLLS 92] ou dipôle électrique horizontal [WOLKOFF 93]... Ce domaine d'étude a contribué de manière importante au développement de modèles de propagation en espace conducteur, comme l'attestent les travaux de Wait ou Bannister dont les résultats seront présentés ultérieurement.

L'électromagnétisme très basses fréquences possède également des applications civiles, particulièrement les communications en eaux peu profondes, situation pour laquelle les trajets acoustiques deviennent complexes. Ainsi, à titre d'exemple, des transmissions de données océanographiques vers des stations de surface ont été assurées à l'aide de signaux ELF [STEEVES 91]. L'optimisation de ces dispositifs est à nouveau conditionnée à la maîtrise des phénomènes de propagation dans le canal sous-marin en fonction des différents modèles de sources ou d'antennes d'émission.

Conclusion: représentation du problème

L'électromagnétisme en milieu marin n'est pas exempt de contradictions, limité dans ses domaines d'utilisation par une mer fortement dispersive mais recelant dans la partie basse du spectre un nombre élevé de sources, tant naturelles qu'artificielles.

L'analyse des propriétés physico-chimiques de l'océan et de leurs conséquences électriques, notamment en terme de conductivité, nous a conduit à ne retenir pour notre étude que des signaux appartenant aux bandes ULF et ELF, les atténuations à ces fréquences n'étant pas rédhibitoires pour l'observation de ces grandeurs. La description des phénomènes électromagnétiques dont ce chapitre a fait l'objet montre qu'il existe en effet diverses origines de rayonnement comprises dans cette gamme, attribuables ou non à une technologie humaine.

L'approche qui a été la nôtre dans cette présentation a consisté à privilégier les techniques de transmission d'informations en mer - actuelles et futures - et à identifier les domaines scientifiques concernés, en l'occurrence la lutte sous-marine et les communications. Les sources électromagnétiques naturelles, imputables au seul environnement océanique, apparaissent alors comme des perturbations interférant avec le phénomène artificiel généré; la connaissance de leur comportement dans le domaine marin est un préalable au développement et au dimensionnement d'un quelconque dispositif de réception et/ou d'émission électromagnétique très basses fréquences; une synthèse des champs naturels, qu'ils soient d'origine géomagnétique ou hydrodynamique, est proposé en conclusion du deuxième paragraphe.

Mais la maîtrise de l'information rayonnée et la répartition de l'énergie dans un milieu complexe, car conducteur et stratifié, constituent également un point fondamental de cette recherche. Aussi l'étude va-t-elle s'infléchir vers la modélisation de la propagation en mer afin d'apprécier les conséquences de la géométrie du domaine sur les phénomènes de transport électromagnétiques. Ce travail va utiliser principalement une représentation dipolaire de la source, en particulier un Dipôle Electrique Horizontal (DEH), pour les propriétés attachées à ce modèle et l'adéquation existant avec des situations réelles comme en témoignent les éléments bibliographiques avancés dans ce chapitre.

La détermination des modes de propagation permet d'envisager par la suite des traitements de l'information dont la définition doit étendre le champ des applications électromagnétiques dans le domaine sous-marin.

Chapitre 2 :

Modélisation de la propagation d'un rayonnement dipolaire

Chapitre 2 :

Modélisation de la propagation d'un rayonnement dipolaire

Introduction

La variété des applications électromagnétiques pouvant être recensées dans l'air ou dans des milieux idéaux, qu'il s'agisse du radar, d'ondes radioélectriques ou de phénomènes guidés, a permis un traitement exhaustif des problèmes de propagation rencontrés dans ces différentes configurations. Les propriétés de conduction de certains matériaux, métaux ou diélectriques, n'apparaissent alors que pour rendre compte de perturbations aux frontières des domaines d'étude: absorption, effets de sol ou de mer... Mais l'émergence de besoins spécifiques en géophysique ou la définition de communications souterraines et sous-marines ont cependant contribué au développement de techniques de résolution propres aux milieux conducteurs.

Les travaux de A. Sommerfeld constituent la genèse de cette recherche et mettent en évidence la présence de phénomènes propagatifs particuliers - les ondes de surface - lors de transitions entre milieux de conductivités différentes: ce résultat a été acquis dès 1909, appliqué au rayonnement d'un dipôle vertical à l'aplomb d'un sol semi-infini. Ce thème a fait l'objet, par la suite, de nombreuses réflexions qui ont permis d'aboutir à des formulations mathématiques couvrant divers cas: source dipolaire quelconque dans un demi-espace, onde plane en milieu stratifié, etc. Cependant, l'obtention de solutions analytiques simples devient délicate pour des domaines de topologie complexe, justifiant alors le recours à des méthodes numériques. Mais l'analyse du champ électromagnétique observable en un point de l'espace - notamment la prééminence des ondes de surface sous certaines conditions - autorise une simplification du problème de propagation en ne privilégiant qu'une contribution du

rayonnement global; une solution approchée peut alors être obtenue par l'étude de l'interaction de ces seules ondes avec l'environnement.

La finalité de ce chapitre est de développer cette méthodologie dans le cas particulier d'un milieu à trois couches, i.e. présentant deux interfaces entre strates de propriétés électriques distinctes. Cela suppose, au préalable, d'avoir établi le contexte mathématique et physique du problème d'électromagnétisme ainsi posé et ce, afin de mettre en évidence la nature et la forme des ondes de surface autour desquelles cette approche est construite. Disposer d'expressions analytiques dans ce type de configuration permet d'envisager une première modélisation des phénomènes de propagation dans un domaine borné, situation proche de celle d'une zone côtière par exemple, où l'on observe la remontée du plateau continental et la présence de fonds marins désormais non-négligeables. Ce sont de telles influences, conditionnant la transmission de l'information électromagnétique en mer, que ce travail se propose d'aborder.

1. Synthèse de l'état de l'art des études de propagation

Au delà de l'observation des phénomènes électromagnétiques - naturels ou artificiels - dans un environnement marin, la modélisation du milieu et la transcription en équations des mécanismes physiques autorisent une réelle maîtrise de l'information. L'espace de propagation est alors le nœud gordien de cette représentation mathématique car conducteur et de géométrie complexe: de ce fait, son influence est double et s'exerce tant sur les relations descriptives de l'onde que sur les conditions aux limites traduisant la continuité physique aux frontières du domaine. La résolution du problème conduit donc à une nécessaire simplification du milieu dont on admet généralement la structure tabulaire, i.e. composé de strates homogènes et horizontales; par exemple, l'océan peut être vu comme une succession de couches parallèles: air, eau de mer, roches sédimentaires, socle granitique. L'adéquation du modèle avec l'environnement réel, en fonction du domaine d'application: géophysique, prospection minière, communications... , permet d'apprécier la validité des études de propagation qui sont conduites. Nous avons donc mené une revue des différentes approches faites de ce problème en fonction du type d'excitation, de la géométrie du milieu et des méthodes utilisées. Et cela, afin de mesurer l'état des connaissances actuelles et de mettre en exergue certains phénomènes propagatifs.

1.1. Onde plane en milieu stratifié

La représentation d'un rayonnement électromagnétique par une onde plane permet de rendre compte de situations concrètes parmi lesquelles on retiendra les effets des sources de bruit géomagnétique et les émissions à longue distance vers des récepteurs immergés. Ainsi, qu'il s'agisse de la résultante de phénomènes naturels ou de signaux de communication, le problème à résoudre est celui de la propagation d'une onde aérienne en incidence quelconque dans un espace conducteur et stratifié modélisant l'océan.

Cette géométrie, précisée en figure 2.1, fait apparaître les M couches parallèles ($M \geq 1$) qui composent le domaine d'étude, chacune étant caractérisée par ses paramètres de conductivité, permittivité et perméabilité, soit respectivement σ_m , ϵ_m et μ_m pour la $m^{\text{ième}}$ strate, $m \in \{0 \dots M\}$. L'onde plane est représentée dans l'air par les vecteurs "champ électrique" \vec{E}_0 et "champ magnétique" \vec{H}_0 dont l'orientation spatiale définit un mode Transverse Magnétique (TM), \vec{H}_0 étant normal au plan d'incidence (on définit de même un mode Transverse Electric). De plus, l'ensemble des grandeurs vectorielles est supposé admettre une dépendance temporelle en $e^{j\omega t}$, traduisant ainsi un régime harmonique de pulsation ω .

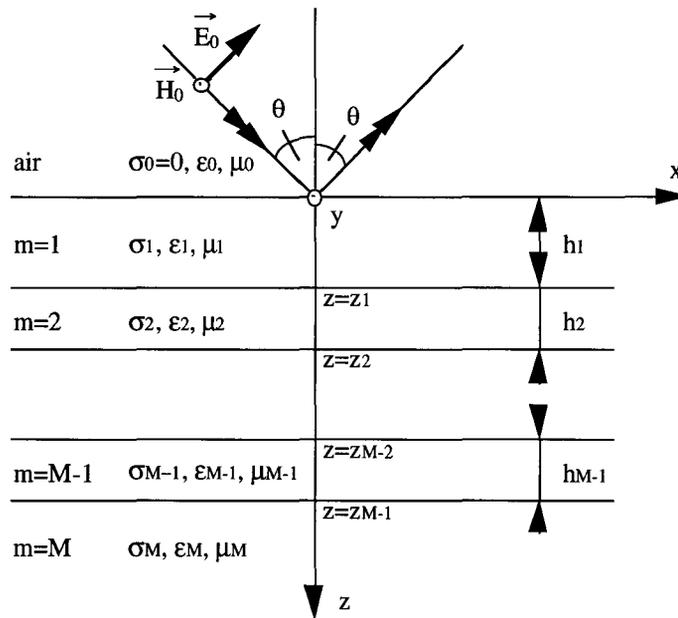


Figure 2.1 - Géométrie de l'espace de propagation.

La configuration adoptée assure au champ magnétique une unique composante selon la direction Oy , et cela quelque soit le milieu considéré. L'équation de propagation de l'onde possède alors la structure suivante:

$$\forall m \in \{0 \dots M\}, \quad (\Delta - \gamma_m^2) H_{my} = 0 \quad (2.1)$$

où γ_m , conformément à la définition donnée précédemment, représente la constante de propagation de la $m^{\text{ième}}$ couche et s'exprime en fonction des grandeurs électriques de ce domaine et de la fréquence:

$$\forall m \in \{0 \dots M\}, \quad \gamma_m^2 = j\omega\mu_m(\sigma_m + j\omega\epsilon_m) \quad \text{avec } \text{Re}(\gamma_m) > 0 \quad (2.2)$$

Ces relations résultent de l'écriture des équations de Maxwell - descriptives des phénomènes électromagnétiques dans un espace quelconque - couplées aux propriétés du milieu et aux variations dans le temps des champs de vecteurs.

L'intégration de l'équation d'onde (2.1) induit une indétermination sur la solution obtenue, ce que les conditions de continuité aux frontières de la couche m , $m \in \{0 \dots M\}$ permettront de lever. La résolution de ce problème, menée notamment par [WAIT 70], conduit à définir un système de relations de récurrence portant sur les impédances de surface aux différentes cotes: $0, z_1 \dots z_{M-1}$; le calcul de ces grandeurs entraîne alors la détermination des champs électrique et magnétique dans chacune des couches du milieu en fonction de l'onde incidente.

Ce processus est général et applicable sans restriction sur le niveau de stratification du domaine. A titre d'exemple, et afin d'illustrer l'influence du sol dans une mer de profondeur finie, on peut expliciter les expressions correspondant au cas particulier $M = 2$. Les relations suivantes, obtenues en incidence normale, représentent les ratios existant entre composantes calculées à une immersion z , $z \in [0, z_1]$ et en surface :

$$\frac{H_{1y}(z)}{H_{1y}(0)} = \frac{(1+q).e^{\gamma_1(z_1-z)} + (1-q).e^{-\gamma_1(z_1-z)}}{(1+q).e^{\gamma_1 z_1} + (1-q).e^{-\gamma_1 z_1}} \quad (2.3)$$

$$\frac{E_{1x}(z)}{E_{1x}(0)} = \frac{(1+q).e^{\gamma_1(z_1-z)} - (1-q).e^{-\gamma_1(z_1-z)}}{(1+q).e^{\gamma_1 z_1} - (1-q).e^{-\gamma_1 z_1}} \quad (2.4)$$

avec $q = \sqrt{\frac{\sigma_1}{\sigma_2}}$.

L'exploitation de ces grandeurs revêt des formes différentes selon les problèmes posés; dans un environnement océanique, il convient plus particulièrement d'analyser les conséquences d'un fond marin sur la propagation d'une onde plane, notamment par opposition au cas d'une mer semi-infinie où l'atténuation avec l'immersion est exponentielle et égale à $e^{-\gamma z}$. La figure 2.2 fournit une illustration de cette influence en donnant les variations - en module - des ratios (2.2) et (2.3) en fonction de la profondeur relative z/δ_1 dans une tranche d'eau de hauteur δ_1 ; en effet, la prédominance des courants de conduction dans le milieu marin permet de retenir pour γ_1 la forme simplifiée (1.3) faisant intervenir la notion d'épaisseur de peau δ_1 à partir de laquelle les différentes distances sont définies. Les courbes sont paramétrées par le contraste de conductivité q dont les valeurs croissantes traduisent un sol de plus en plus résistif - voire totalement isolant pour q infini.

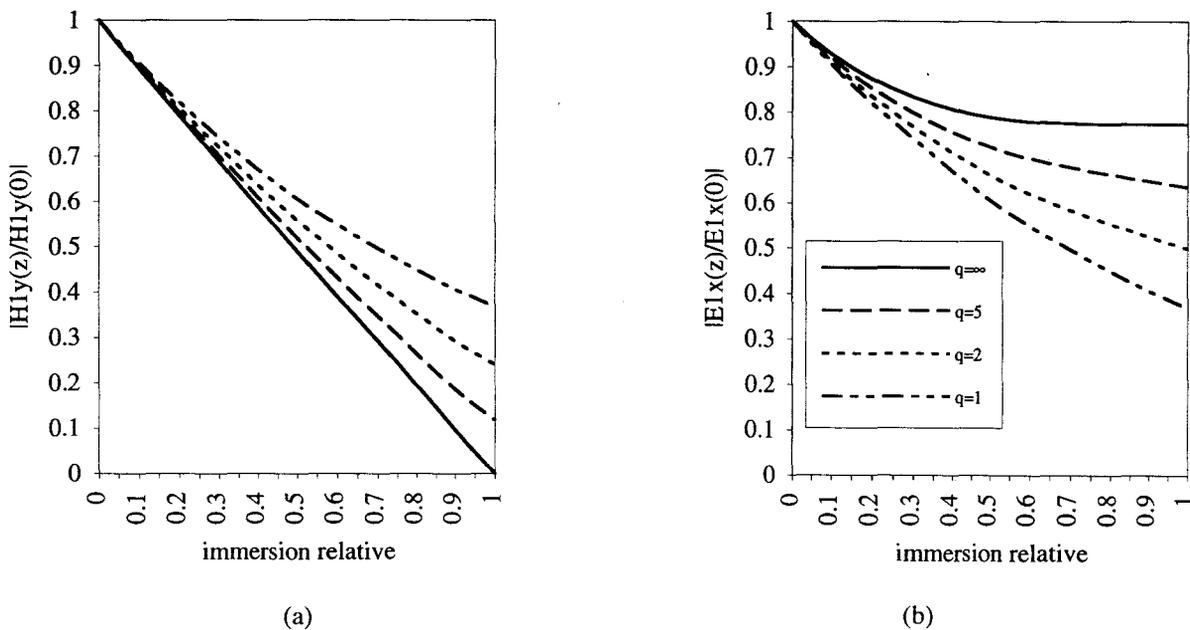


Figure 2.2 - Variations de $|H_{1y}(z)/H_{1y}(0)|$ (a) et de $|E_{1x}(z)/E_{1x}(0)|$ (b) en fonction de z/δ_1 .

L'analyse de ces graphes révèle les modifications qu'engendre un fond conducteur sur le rayonnement électromagnétique d'une onde plane par rapport à une situation de référence correspondant à une mer ouverte ($q=1$). Cette stratification amène des comportements différents des champs en présence: ainsi, l'augmentation du contraste de conductivité entre l'océan et le sol s'accompagne d'une décroissance du champ magnétique à profondeur donnée, ce qu'attestent diverses constatations expérimentales [POULBOT 93]; a contrario, un fond marin quasi-isolant - comme peut l'être une roche granitique - entraîne un rehaussement significatif des niveaux de champ électrique, non sans conséquences sur les applications de ce type de source.

Mais la représentation précédente du problème - et plus particulièrement l'adoption d'une géométrie tabulaire - sous-tend certaines simplifications inhérentes à la définition d'une forme canonique. Aussi, plusieurs études ont-elles porté sur l'influence de nouveaux paramètres parmi lesquels la variation de la conductivité avec la profondeur [BEZVODA 85] ou la présence d'une ligne de côte [SPENCE 66] afin d'affiner les modèles de propagation en mer, et cela en fonction des différents domaines d'exploitation. Des méthodes numériques ont également été développées, soit à partir d'éléments finis, par exemple pour déterminer le champ diffracté par une antenne immergée [FARAIL 90], soit autour du principe des différences finies, permettant ainsi la prise en compte de géométries complexes plus réalistes vis à vis du contexte réel [DEGAUQUE 92].

1.2. Modélisation d'un rayonnement dipolaire

L'utilisation d'une onde plane comme modèle de source n'est possible que dans un nombre limité de cas. Ainsi, malgré l'avantage que constitue la résolution sous cette hypothèse de multiples aspects des problèmes de propagation, seule une représentation dipolaire est susceptible de rendre compte de configurations telles que les émissions électromagnétiques des bâtiments ou certaines formes de communications sous-marines. Plus précisément, les conclusions de la synthèse bibliographique menée dans la première partie de ce travail ont fait apparaître la pertinence, pour ces sources de rayonnement, d'une modélisation par un Dipôle Electrique Horizontal (DEH): c'est donc vers ce type de représentation que vont s'orienter les études de propagation électromagnétique en milieu conducteur.

La géométrie du canal sous-marin demeure inchangée par rapport à la situation précédente, le domaine d'investigation étant composé de strates parallèles dont l'épaisseur et les propriétés électriques sont les points caractéristiques. En revanche, la source est maintenant constituée d'un dipôle immergé, i.e. localisé dans la couche supérieure d'indice $m=1$ modélisant l'océan. L'espace est alors rapporté à un repère orthonormé direct (Oxyz) associé à cet élément rayonnant - comme l'indique la figure 2.3 - , l'axe vertical Oz passant par le point source (l'origine du repère, quant à elle, est prise à l'interface entre l'air et la mer).

La problématique réside désormais dans le calcul en toute région de l'espace du champ électromagnétique créé, et cela dans un système de coordonnées cylindriques où la position de chaque point est définie par la donnée du triplet (r, φ, z) .

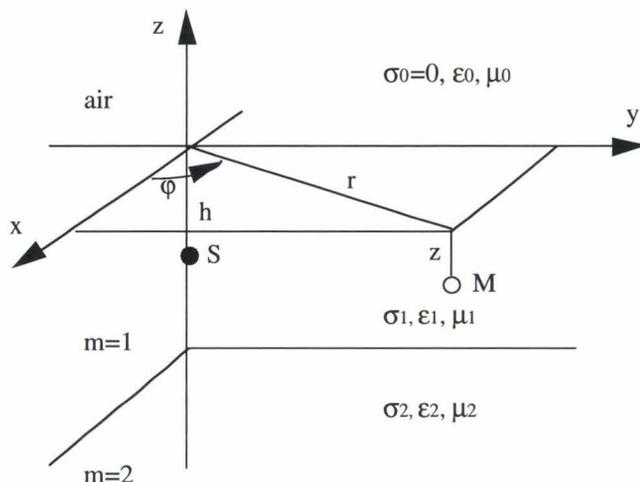


Figure 2.3 - Représentation du contexte.

Le choix d'un dipôle électrique comme modèle de source permet de représenter physiquement cet élément rayonnant par la circulation d'un courant $I.e^{j\omega t}$ entre deux électrodes de faible écartement l , l'observation étant lointaine; par ailleurs, l'adoption d'un régime harmonique rend compte des variations temporelles des applications identifiées précédemment. La transcription mathématique de ce type d'excitation se fait par l'introduction dans l'équation d'Ampère d'un terme source, en l'occurrence le vecteur densité de courant \vec{J}_s , défini sur un voisinage de l'antenne et dont la direction correspond à l'orientation spatiale du dipôle.

Pour chaque milieu constitutif du domaine, la propagation de l'onde peut être décrite par une équation de Helmholtz qui admet la forme suivante:

$$\forall m \in \{0 \dots M\}, \quad (\Delta - \gamma_m^2) \vec{\Pi}_m = -\frac{j\omega\mu_1}{\gamma_1^2} \vec{J}_s \delta_{1m} \quad (2.5)$$

Cette relation s'applique à la grandeur vectorielle $\vec{\Pi}$, qualifiée de *potentiel de Hertz*, dont l'introduction permet de s'affranchir du distinguo entre les notions usuelles de potentiels vecteur et scalaire; le lien avec les champs électrique et magnétique s'établit alors au travers de différents opérateurs mathématiques:

$$\forall m \in \{0 \dots M\}, \quad \left\{ \begin{array}{l} \vec{E}_m = \text{grad}(\text{div} \vec{\Pi}_m) - \gamma_m^2 \vec{\Pi}_m \\ \vec{H}_m = (\sigma_m + j\omega\epsilon_m) \text{Rot} \vec{\Pi}_m \end{array} \right. \quad (2.6)$$

Le potentiel vecteur satisfaisant l'expression aux dérivées partielles (2.5) se scinde en deux contributions en fonction du domaine d'observation. En effet, si la forme générale est celle d'une équation homogène, il n'en va pas de même dans le milieu 1 contenant la source où il apparaît un second membre non-nul. Dans ce cas, une solution particulière doit être recherchée sous la forme d'une fonction de Green $e^{-\gamma_1 R_1}/R_1$, où R_1 désigne la distance séparant la source du point d'observation; obtenue par analogie avec une propagation en espace libre, elle est qualifiée de rayonnement primaire.

Par ailleurs, la résolution de l'équation $(\Delta - \gamma_m^2) \vec{\Pi}_m = \vec{0}$ est bâtie sur l'hypothèse de variables séparables dans un système de coordonnées cylindriques, conduisant ainsi à des expressions des composantes du potentiel de Hertz selon des intégrales de Sommerfeld.

$$\forall m \in \{0 \dots M\}, \forall n \in \mathbb{N}, \quad S_n(f) = \int_0^\infty f(\lambda, \gamma_m) \cdot e^{\pm u_m z} J_n(\lambda r) \lambda^{n+1} d\lambda \quad (2.7)$$

avec $u_m^2 = \gamma_m^2 + \lambda^2$.

Les possibilités d'intégration de S_n , $n \in \mathbb{N}$ dépendent de la complexité des fonctions f , déterminées par les conditions de continuité aux frontières des différents milieux. L'augmentation du degré de stratification du modèle, en multipliant le nombre d'interfaces, accroît la difficulté de cette résolution avec, pour corollaire, le développement de techniques numériques. La recherche de solutions analytiques s'avère donc délicate, à l'exclusion de configurations d'étude limitées à un faible nombre de couches; en particulier, sous l'hypothèse d'un domaine de propagation semi-infini, une formulation complète couvre l'ensemble du rayonnement dipolaire, quelque soit la nature et l'orientation de la source.

1.2.1. approche analytique

1.2.1.1. demi-espace conducteur

Le formalisme mathématique attaché à une géométrie comprenant deux milieux aux propriétés électriques distinctes repose sur l'équation (2.5), couplée avec les conditions de continuité des grandeurs électromagnétiques à la frontière des deux domaines. L'exploitation conjointe de ces relations conduit à une représentation intégrale exacte des champs et potentiels sous la forme définie précédemment. [BANOS 66] ramène notamment l'ensemble des calculs de composantes à la détermination d' "intégrales fondamentales", synthétisant ainsi les expressions associées aux différents types de dipôle. Cette démarche, qui sera explicitée dans la deuxième partie de ce chapitre, a été reprise par divers auteurs, en particulier [ROBIN 67], celui-ci se restreignant toutefois au cas d'une source électrique.

Une configuration quasi-statique - i.e. telle que $|\gamma_0 r| \ll 1$ - et l'utilisation de fréquences basses du spectre ont conduit [GABILLARD 65] et [BANNISTER 84] à proposer une approche différente des intégrales de Sommerfeld lors d'une transition air-milieu conducteur: sous ces conditions, le rayonnement secondaire - solution de l'équation homogène de Helmholtz - s'exprime à l'aide de deux fonctions particulières et de leurs dérivées, explicitées sous forme d'exponentielles et de fonctions de Bessel; le calcul des grandeurs électromagnétiques est alors possible en tout point de l'espace de propagation.

Poursuivant cette voie, [BANNISTER 84] établit un développement asymptotique des composantes du potentiel de Hertz en s'appuyant sur les hypothèses suivantes:

- 1) $|\gamma_1 r| \gg 1$ 2) $r \gg |z+h|$

Dans cette portion du domaine, éloignée du dipôle émetteur et au voisinage de l'interface, le rayonnement peut être décomposé en trois contributions distinctes, chacune étant caractérisée par un terme exponentiel auquel est associé un chemin de propagation. On identifie ainsi l'*onde directe* se propageant du dipôle vers le récepteur immergé, définie par un facteur d'atténuation $e^{-\gamma_1 R_1}$, $R_1 = [r^2 + (z-h)^2]^{1/2}$; l'*onde réfléchie* par le dioptre, assimilable au rayonnement d'une source-image et dont le comportement exponentiel se traduit par $e^{-\gamma_1 R_0}$, $R_0 = [r^2 + (z+h)^2]^{1/2}$; enfin, l'*onde latérale* (ou *de surface*) dont le terme d'atténuation, $e^{\gamma_1(z+h)}$, marque l'absence de pertes sur le trajet horizontal allant de l'émetteur vers le point d'observation. La figure 2.4 illustre les interprétations physiques données à ces grandeurs.

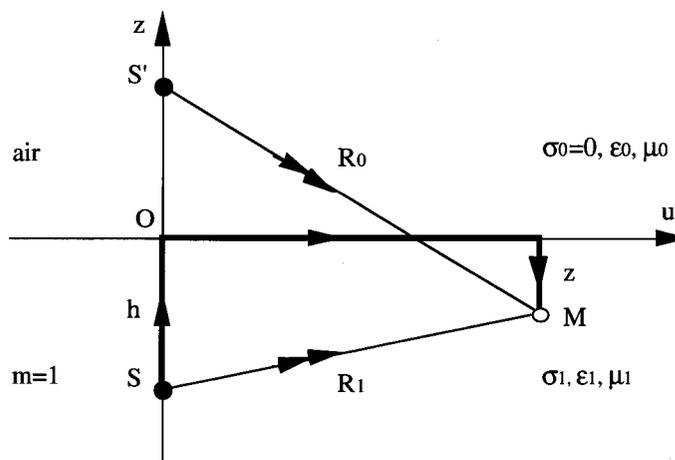


Figure 2.4 - Propagation en présence d'une interface.

L'examen de ces trois contributions montre que les champs direct et réfléchi s'évanouissent très rapidement et, pour une distance r supérieure à plusieurs épaisseurs de peau, l'onde latérale demeure la part significative du rayonnement dipolaire; la propagation s'effectue alors par l'air, milieu isolant, et l'atténuation de l'eau de mer ne s'observe que sur les

trajets verticaux séparant l'interface de la source ou du récepteur. Cette propriété s'avère déterminante car elle modifie profondément les phénomènes de transport de l'information électromagnétique dans un environnement stratifié - par opposition à un espace homogène et conducteur - , et cela dans le sens d'un accroissement des amplitudes des champs et potentiels. L'exploitation des ondes de surface est donc de nature à conforter et à étendre le domaine des applications électriques ou magnétiques en milieu océanique: communications, lutte sous-marine, géophysique, etc [KING 85 a&b].

1.2.1.2. *frontières multiples*

L'hypothèse d'une mer semi-infinie, par la mise en exergue des ondes latérales prenant naissance aux interfaces, contribue à une meilleure connaissance de la réponse de l'environnement à une excitation électromagnétique mais constitue néanmoins une restriction importante sur la topologie du milieu. Malheureusement, l'introduction dans le modèle d'une couche géologique supplémentaire - rendant compte de l'influence du fond marin - ne permet plus une résolution exhaustive comme précédemment, sur l'ensemble du domaine et pour tout type de source. Cependant, diverses situations ont pu être décrites analytiquement, comme le rayonnement dans l'air d'un dipôle électrique horizontal placé à l'interface 0/1 d'un milieu à trois couches [CHEW 81] ou le calcul du champ créé par un dipôle magnétique vertical immergé dans un océan de profondeur finie [ARUTAKI 86]. Plus précisément, dans cette dernière étude, la détermination des intégrales de Sommerfeld par la méthode du col met en évidence la double contribution - pour le rayonnement secondaire - des ondes réfléchies et des ondes latérales, celles-ci se propageant aux deux interfaces du domaine océanique et subissant de multiples réflexions sur ces dioptries: ce comportement physique, tel qu'il vient d'être décrit, va constituer le postulat de notre étude de propagation appliquée à un dipôle électrique horizontal en milieu stratifié.

1.2.2. **développement de méthodes numériques**

Le formalisme mathématique fondé sur les intégrales de Sommerfeld résulte de la définition du contexte: source dipolaire, régime harmonique, géométrie tabulaire. En fonction des applications, des modèles différents peuvent être adoptés, domaines non-homogènes ou excitations transitoires [NABIGHIAN 79], [ORISTAGLIO 84], qui nécessitent une autre approche tant dans la représentation du problème que dans les méthodes de résolution: on peut citer, à titre d'exemple, les différences finies. Mais les hypothèses énoncées précédemment constituent le cadre général de cette étude et l'on s'attachera donc plus précisément aux techniques de calcul des intégrales S_N dont la forme est donnée par la relation (2.7): l'analyse de l'influence de la stratification dépend de cette évaluation, permettant ainsi d'appréhender les phénomènes électromagnétiques dans un environnement complexe.

Diverses méthodes spécifiques aux intégrales de Sommerfeld ont été développées. L'approche de [BEAUQUET 88], privilégiée ici, repose sur la structure de l'intégrande apparaissant dans l'expression générale (2.7) et que l'auteur appréhende comme le produit d'un

terme dépendant des paramètres d'altitude, $f(\lambda, \gamma_m).e^{\pm umz}\lambda^{n+1}$, avec une fonction de Bessel, $J_n(\lambda r)$, oscillante et admettant une infinité de racines $(\lambda_k)_{k \in \mathbb{N}^*}$, ce qu'illustre la figure 2.5.

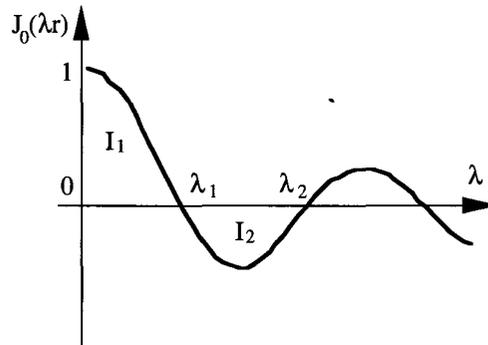


Figure 2.5 - Fonction de Bessel de première espèce d'ordre 0.

La détermination de l'intégrale S_n est décomposée en opérations élémentaires définies sur les arches de la fonction de Bessel intervenant dans l'intégrande et que l'on peut noter comme suit:

$$\forall k \in \mathbb{N}^*, \quad I_k = \int_{\lambda_{k-1}}^{\lambda_k} f(\lambda, \gamma_m).e^{\pm umz} J_n(\lambda r) \lambda^{n+1} d\lambda \quad (\lambda_0 = 0) \quad (2.8)$$

Le calcul des différents termes de la série $(I_k)_{k \in \mathbb{N}^*}$ est assuré par une technique d'intégration usuelle qui agit par découpage de chaque intervalle $[\lambda_{k-1}, \lambda_k]$ selon une procédure de subdivision automatique afin de garantir une précision constante de l'intégrale I_k correspondante. Une estimation de S_n est donnée par la sommation des expressions précédentes, le nombre d'opérations pouvant être minimisé par l'utilisation de la technique des moyennes, adaptée à la détermination des sommes de séries.

Cette approche, développée par l'Université de Rennes, a été menée en collaboration avec la société THOMSON Sintra ASM qui a bâti un produit logiciel, POEME, assurant la modélisation des champs électromagnétiques en mer [DOISY 89]. Ce programme, dont les résultats seront exploités en simulation dans la suite de cette étude, permet le calcul des trois composantes complexes des champs électrique et magnétique rayonnés par une source dipolaire, quelque soit sa nature et son orientation. Le domaine pris en compte est un espace comprenant au maximum quatre couches, chacune étant caractérisée par ses paramètres de conductivité, permittivité, perméabilité et sa hauteur. Un exemple est fourni en figure 2.6 où apparaît le module du champ électrique rayonné par un DEH, l'observation s'effectuant à l'interface air-mer, dans le plan vertical contenant la source. Le test porte sur trois géométries de milieu, afin d'illustrer les comportements différents qu'engendre la stratification; on distinguera ainsi l'espace homogène, la mer semi-infinie et l'océan limité en profondeur par un fond marin faiblement conducteur.

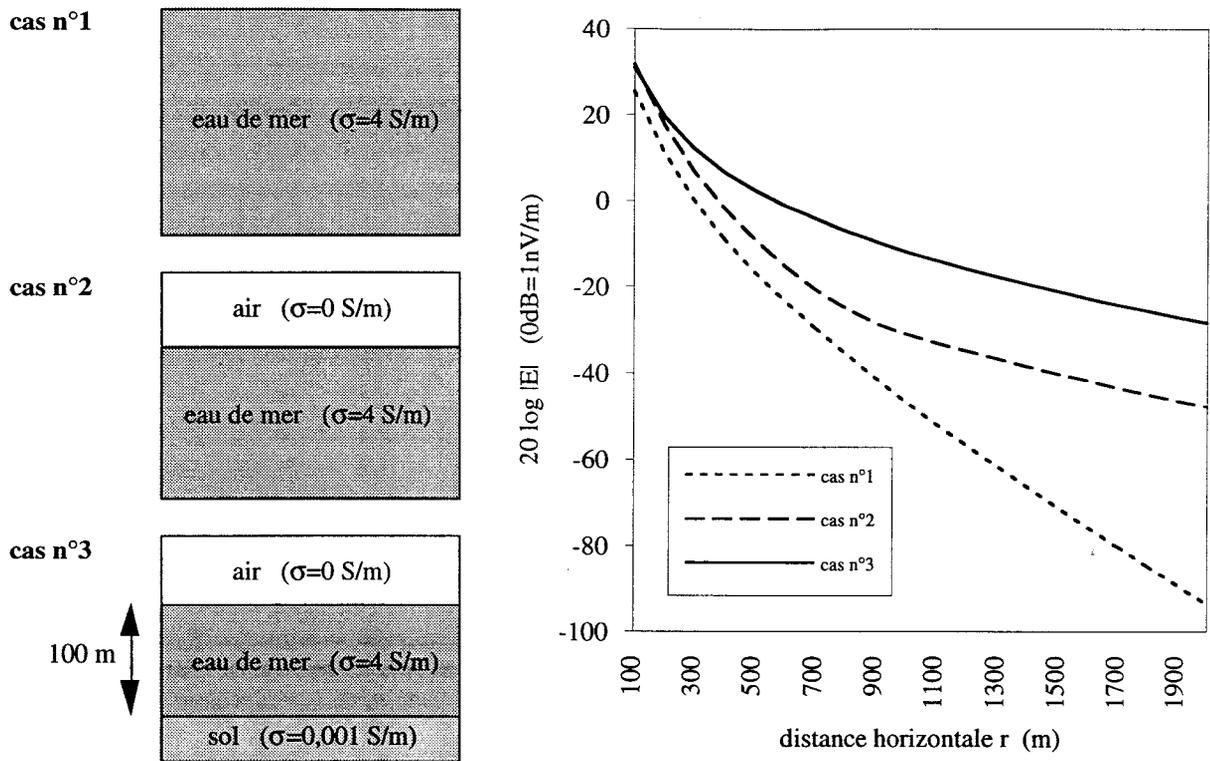


Figure 2.6 - Module du champ électrique rayonné par un DEH
($I.l = 1 \text{ A.m}$; $f = 1 \text{ Hz}$; $h = -50 \text{ m}$).

Cette simulation révèle les accroissements significatifs observés sur l'amplitude du champ électrique, à grande distance de la source, lorsque sont présentes des transitions entre milieux de nature électrique très différente. En particulier, l'influence du plateau continental ne peut être négligée en eaux peu profondes, ce que d'autres études - également à partir de techniques numériques - ont mis en évidence [WEAVER 67], [FRASER-SMITH 87&88]: dans une telle configuration, le modèle d'une mer semi-infinie n'est plus représentatif de la situation réelle.

L'analyse des phénomènes de propagation en environnement stratifié, que l'approche soit analytique ou numérique, fait apparaître des modes singuliers, les ondes de surface, qui s'observent aux discontinuités de conductivité: leur prédominance en champ lointain sur les effets directs et réfléchis en font le vecteur privilégié de l'information électromagnétique dans un milieu marin: il faut alors tenir compte de plusieurs contributions selon la topologie du domaine et intégrer les ondes résultant de l'interface air-mer comme celles se propageant entre l'océan et le sol [BURKE 93]. C'est ce schéma qui va désormais être exploité pour fournir une formulation analytique du rayonnement d'un dipôle électrique horizontal - qui est notre modèle de source - dans une mer peu profonde.

2. Formulation mathématique et propriétés du champ électromagnétique en présence d'une interface

L'analyse précédente révèle les conséquences de la stratification des milieux conducteurs sur les émissions dipolaires. Désormais, l'étude va s'attacher à formaliser ce phénomène physique, les équations descriptives de l'onde et les conditions de continuité aux frontières constituant l'ossature de cette approche. La représentation intégrale des solutions alors obtenues n'autorise une écriture simple des champs rayonnés que dans un nombre restreint de cas. En particulier, une géométrie composée de deux demi-espaces aux propriétés électriques distinctes apparaît comme une configuration canonique pour laquelle ont été développées plusieurs méthodes de résolution; le formalisme établi par [BANOS 66], fondé sur une intégration par la technique du col, est appliqué ici au seul problème d'un dipôle électrique horizontal, cela afin de disposer des mécanismes de propagation et des expressions analytiques correspondantes applicables à ce type d'émetteur au voisinage d'une interface.

2.1. Description générale du problème

2.1.1. domaine d'étude

Les hypothèses définies précédemment, ainsi que les notations relatives à l'espace de propagation et aux localisations de source et de récepteur sont reprises pour les développements analytiques à venir, le milieu étant maintenant limité à deux régions; l'origine du rayonnement se traduit ici par un DEH parallèle à l'axe Ox et de moment de courant $p = I.l$. La figure 2.7 rappelle et précise l'ensemble de ce contexte.

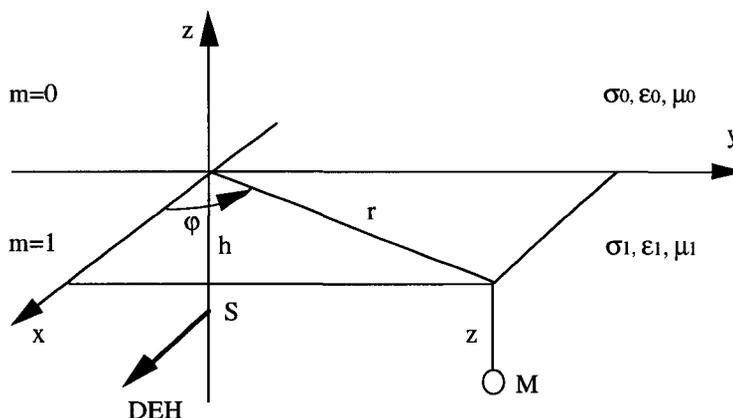


Figure 2.7 - Définition générale d'un espace à deux couches.

Cette géométrie constitue une première modélisation de l'environnement marin, le milieu d'indice 1 dans lequel s'effectue la propagation ($h, z < 0$) représentant un océan supposé semi-infini; quant au demi-espace supérieur, il peut être assimilé à l'air ou au plateau continental, couvrant ainsi deux modes de transmission possibles, via la surface ou le fond. Les propriétés de ces éléments naturels permettent de caractériser les milieux en présence, notamment en fixant une perméabilité unique égale à celle du vide ($\mu_1 = \mu_0 = 4\pi 10^{-7}$ H/m) et un fort contraste de conductivité ($\sigma_1 \gg \sigma_0$).

2.1.2. définition des intégrales fondamentales

Le comportement d'une onde électromagnétique est établi à partir des équations de Maxwell (figure 2.8) auxquelles sont associées les relations propres aux différents milieux composant l'espace de propagation. Cet ensemble forme un système d'équations différentielles couplées, faisant notamment intervenir les champs électrique et magnétique d'une strate donnée. La recherche d'une expression limitée à une seule inconnue conduit alors à la relation (2.5) après l'introduction du potentiel vecteur de Hertz. La solution générale correspondante est obtenue par l'addition des rayonnements primaire et secondaire tels qu'ils ont été définis au paragraphe 1.2. Les indéterminations qui subsistent - consécutives à l'intégration de l'équation d'onde - disparaissent à l'expression des conditions aux limites, applicables à la frontière des deux régions et traduisant la continuité physique des phénomènes à cette interface.



Figure 2.8 - James Clerk Maxwell (1831 - 1879).

Le champ électromagnétique (\vec{E}, \vec{H}) résulte de cette approche. Néanmoins, seules les composantes du vecteur \vec{E}_1 méritent d'être explicitées, notre étude privilégiant les

informations d'origine électrique transmises par le canal sous-marin. Nous avons donc, en coordonnées cylindriques et selon le formalisme établi par [BANOS 66]:

$$\begin{aligned}
 E_{1r} &= \frac{j\omega p\mu_0}{4\pi\gamma_1^2} \cos\varphi \left[\frac{\partial^2}{\partial r^2} (G_{11} - G_{10} - \gamma_1^2 V) - \gamma_1^2 (G_{11} - G_{10} + U) \right] \\
 E_{1\varphi} &= -\frac{j\omega p\mu_0}{4\pi\gamma_1^2} \sin\varphi \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (G_{11} - G_{10} - \gamma_1^2 V) - \gamma_1^2 (G_{11} - G_{10} + U) \right] \\
 E_{1z} &= \frac{j\omega p\mu_0}{4\pi\gamma_1^2} \cos\varphi \left[\frac{\partial^2}{\partial z\partial r} (G_{11} + G_{10} + \gamma_0^2 V) \right]
 \end{aligned} \tag{2.9}$$

avec $G_{10} = \frac{e^{-\gamma_1 R_0}}{R_0}$, $R_0 = [r^2 + (z+h)^2]^{1/2}$ et $G_{11} = \frac{e^{-\gamma_1 R_1}}{R_1}$, $R_1 = [r^2 + (z-h)^2]^{1/2}$.

Ces expressions correspondent à une dépendance temporelle en $e^{j\omega t}$ (avec $\omega = 2\pi f$) de la fonction source, ainsi que de l'ensemble des grandeurs électromagnétiques.

Les relations (2.9) mettent en évidence la structure du rayonnement précédemment introduite: les fonctions de Green G_{10} et G_{11} renvoient aux ondes directe et réfléchie alors que les quantités U et V , qualifiées d'"intégrales fondamentales", sont associées à l'onde latérale se propageant de l'émetteur vers le point d'observation et s'expriment comme suit:

$$\begin{aligned}
 U &= \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{u_1(h+z)}}{u_0 + u_1} H_0^{(2)}(\lambda r) \lambda d\lambda \\
 V &= - \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{u_1(h+z)}}{\gamma_0^2 u_1 + \gamma_1^2 u_0} H_0^{(2)}(\lambda r) \lambda d\lambda
 \end{aligned} \tag{2.10}$$

Cette écriture vérifie la forme générale des intégrales de Sommerfeld définie par la relation (2.7); mais le recours à des fonctions de Hankel de seconde espèce rend symétrique le chemin d'intégration ($-\infty < \lambda < +\infty$). L'estimation de U et de V , qui constitue désormais la difficulté de cette étude, doit conduire à une connaissance exhaustive du champ électrique rayonné et plus particulièrement à celle des phénomènes d'interface dont ces deux intégrales sont la représentation.

2.2. Résolution par la méthode du col

Les fonctions U et V , ainsi que leurs dérivées, peuvent être rattachées à une forme plus générale couvrant les divers cas d'un rayonnement dipolaire en environnement stratifié. En effet, [BANOS 66] mène une analyse étendue aux deux domaines de propagation et à des sources tant électriques que magnétiques, horizontales ou verticales. Ces configurations

amènent une formulation des solutions telle que les termes intégraux qui y figurent soient de même nature, c'est à dire du type:

$$I(a, b, r) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(\lambda).e^{-u_1 a - u_0 b} H_0^{(2)}(\lambda r) \lambda d\lambda \quad (2.11)$$

Les paramètres réels positifs a et b doivent être reliés aux immersions de l'émetteur et du point d'observation; quant à la fonction F , elle est dépourvue de tout comportement exponentiel.

2.2.1. principe

L'intégrande de l'expression (2.11) présente plusieurs singularités, soit de manière explicite: $\lambda = \pm j\gamma_m$ correspondant aux coefficients $u_m = \sqrt{\lambda^2 + \gamma_m^2}$, $m \in \{0, 1\}$, soit de manière implicite avec le comportement à l'origine et à l'infini de la fonction de Hankel d'argument λr . Il convient donc de fixer des coupures du plan complexe λ afin de garantir le caractère analytique de la fonction à intégrer; les choix effectués en ce domaine sont portés sur la figure 2.9:

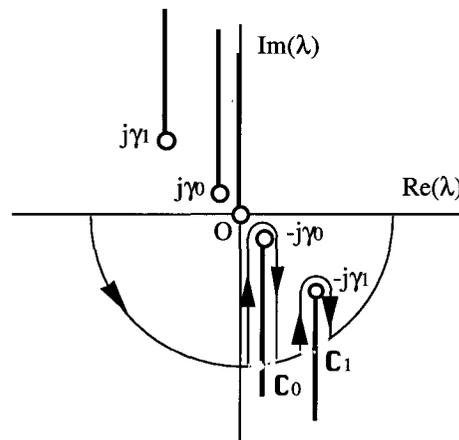


Figure 2.9 - Coupures (o--) et chemins d'intégration (---) dans le plan complexe.

Ce graphe fait également mention des modifications supportées par le contour d'intégration dont la position initiale se confondait avec l'axe des réels ($-\infty < \lambda < +\infty$); désormais, le nouveau chemin tient compte des points singuliers identifiés précédemment et des coupures qui y sont associées. Le théorème de Cauchy assure l'équivalence de ces deux parcours. L'adoption d'un trajet modifié permet alors d'exprimer I comme la somme de deux intégrales, $I^{(0)}$ et $I^{(1)}$, calculées le long des contours C_0 et C_1 définis sur la figure 2.9; en effet, la contribution relative au demi-cercle utilisé dans la région $\text{Im}(\lambda) < 0$ s'annule à l'infini:

$$I = I^{(0)} + I^{(1)} \quad (2.12)$$

[BANOS 66] propose pour ces intégrales évaluées sur des chemins dits "de la plus grande pente" une technique de résolution fondée sur un développement en série de l'intégrande après transformation conforme du plan complexe λ . Les grandeurs $I^{(0)}$ et $I^{(1)}$ s'expriment alors comme la somme des N premiers termes d'une suite et d'un reste majorable, fournissant ainsi les bases d'une estimation des intégrales fondamentales.

2.2.2. application au voisinage de l'interface

La méthode de calcul de $I(a, b, r)$ est transposable aux quantités U et V dont la forme vérifie la relation générale (2.11), cela pour un couple (a, b) égal à $(-(h+z), 0)$ et une fonction F de la variable λ valant respectivement $(u_0 + u_1)^{-1}$ et $(\gamma_1^2 u_0 + \gamma_0^2 u_1)^{-1}$. La recherche d'un développement asymptotique pour les intégrales correspondantes requiert diverses conditions, notamment de disposer d'un point source et d'un récepteur faiblement immergés en comparaison de la distance horizontale les séparant:

$$|h|, |z| \ll r \quad (2.13)$$

Cette contrainte permet de borner le reste de la série utilisée, garantissant de ce fait la validité de l'approximation. En outre, le recours à un faible nombre de termes dans le développement de U et de V rend nécessaire une décroissance rapide des éléments d'ordre supérieur, ce qui se traduit par les inégalités suivantes:

$$|n| = |\gamma_0/\gamma_1| < 1 \quad \text{et} \quad |\gamma_1 r| > 1 \quad (2.14)$$

De plus, l'hypothèse $|n|^2 \ll 1$, satisfaite pour de forts contrastes de conductivité et/ou des basses fréquences, permet de négliger devant $U^{(0)}$ et $V^{(0)}$ les intégrales calculées le long du contour C_1 , celles-ci subissant un facteur d'atténuation égal à $e^{-\gamma_1 r}$ qui devient alors rédhibitoire sur des distances de plusieurs épaisseurs de peau dans l'eau de mer. Dans ce cas, on restreint notre évaluation au seul chemin d'intégration issu du point singulier $-j\gamma_0$:

$$U = U^{(0)} \quad ; \quad V = V^{(0)} \quad (2.15)$$

2.3. Analyse comportementale des solutions

L'approche mathématique présentée par [BANOS 66] permet d'obtenir une formulation analytique des intégrales fondamentales U et V . Les expressions résultantes admettent plusieurs simplifications en fonction de la position du point d'observation dans le domaine d'étude. Plus précisément, la distance horizontale séparant source et récepteur, supposés être

par ailleurs proches de l'interface, constitue le paramètre sur lequel s'appuie la recherche des termes prépondérants dans chaque région de l'espace. Cette analyse conduit à déterminer les modes de propagation privilégiés - ainsi que les formes de champ qui y sont attachées - dans les différentes configurations retenues.

2.3.1. partition de l'espace

Le développement des quantités U et V en puissances inverses de r rend possible la définition d'approximations associées à cette variable. [BANOS 66] propose de distinguer trois cas sur le seul critère de la distance dipôle-capteur; les bornes inférieures et supérieures des intervalles correspondant à chacune de ces situations ne constituent pas des frontières absolues marquant le passage d'un état à un autre: des domaines de validité plus réalistes, en adéquation avec les simplifications qui sont menées, feront l'objet d'une présentation ultérieure. Néanmoins, on peut d'ores et déjà effectuer la partition suivante, afin d'établir les expressions des intégrales essentielles:

zone proche

$$|\gamma_0 r| < 1 < |\gamma_1 r| \Leftrightarrow \delta_1/\sqrt{2} < r < \delta_0/\sqrt{2}$$

Les variations de r, telles qu'elles viennent d'être définies dans cette région, permettent de considérer le produit $\gamma_1 r$ comme étant du même ordre de grandeur que l'unité:

$$\begin{aligned} U^{(0)} &= \frac{2e^{-\gamma_1 a}}{\gamma_1^2 r^3} \left(1 + \frac{9}{2} n \frac{a}{r}\right) \\ V^{(0)} &= -\frac{e^{-\gamma_1 a}}{\gamma_1^4 r^3} \left[\frac{75}{512} + \gamma_1 a + 2\gamma_1^2 r^2 - n\gamma_1 r \left(\frac{147}{512} + 2\gamma_1^2 r^2 \right) \right] \end{aligned} \quad (2.16)$$

zone intermédiaire

$$\ln^2 \gamma_0 r < 1 < |\gamma_0 r| \Leftrightarrow \delta_0/\sqrt{2} < r < \frac{1}{n^2} \delta_0/\sqrt{2}$$

Le contraste de conductivité entre les milieux 0 et 1 étant très important, les valeurs maximales de r sur cet intervalle seront rarement atteintes; une hypothèse réaliste consiste donc à supposer que $r \ll (1/n^2) \cdot (\delta_0/\sqrt{2})$:

$$\begin{aligned} U^{(0)} &= \frac{2e^{-\gamma_1 a}}{\gamma_1^2 r^3} (1 + \gamma_0 r) \cdot e^{-\gamma_0 r} \\ V^{(0)} &= -\frac{2\gamma_0 \cdot e^{-\gamma_1 a}}{\gamma_1^2} \left[\frac{e^{-\gamma_0 r}}{\gamma_0 r} + \frac{1}{2} j\pi n H_0^{(2)}(-j\gamma_0 r) \right] \end{aligned} \quad (2.17)$$

zone asymptotique

$$\ln^2 \gamma_0 r > 1 \Leftrightarrow r > \frac{1}{n^2} \delta_0 \sqrt{2}$$

Les conditions relatives aux propriétés électriques des espaces de propagation demeurent inchangées: les faibles valeurs prises par le rapport n font donc de cette situation un cas limite, traduisant le rayonnement à l'infini de la source dipolaire:

$$\begin{aligned} U^{(0)} &= \frac{2n}{\gamma_1(1-n^2)r^2} \cdot e^{-\gamma_0 r - \gamma_1 a(1-n^2)^{1/2}} \\ V^{(0)} &= -\frac{2}{\gamma_0^3(1-n^2)r^2} \cdot e^{-\gamma_0 r - \gamma_1 a(1-n^2)^{1/2}} \end{aligned} \quad (2.18)$$

Le partage du domaine de propagation en trois zones requiert la définition de distances caractéristiques associées aux frontières a priori de ces régions. Notées respectivement r_A , r_B et r_C , elles vérifient donc les égalités:

$$|\gamma_1 r_A| = 1 \quad ; \quad |\gamma_0 r_B| = 1 \quad ; \quad \ln^2 \gamma_0 r_C = 1 \quad (2.19)$$

L'application au canal sous-marin - limitée aux basses fréquences, i.e. les gammes ULF et ELF - impose de distinguer les transmissions "surface" et "fond", la nature du milieu Ω induisant en effet des expressions distinctes selon qu'il s'agisse de l'air (élément isolant) ou d'un sous-sol rocheux (prédominance des courants de conduction); les ordres de grandeur correspondant à ces configurations sont précisées dans le tableau 2.1 pour différentes fréquences f et conductivités σ_0 .

		r_A	r_B	r_C
$\sigma_0 = 0$	$f = 1 \text{ Hz}$	178 m	47 746 km	∞
	$f = 10 \text{ Hz}$	56 m	4775 km	∞
$\sigma_0 = 0,1 \text{ S/m}$	$f = 1 \text{ Hz}$	178 m	1125 m	45 km
	$f = 10 \text{ Hz}$	56 m	356 m	14 km
$\sigma_0 = 0,01 \text{ S/m}$	$f = 1 \text{ Hz}$	178 m	3559 m	1423 km
	$f = 10 \text{ Hz}$	56 m	1125 m	450 km
$\sigma_0 = 0,001 \text{ S/m}$	$f = 1 \text{ Hz}$	178 m	11254 m	45 015 km
	$f = 10 \text{ Hz}$	56 m	3559 m	14 235 km

Tableau 2.1 - Distances caractéristiques en environnement océanique ($\sigma_1 = 4 \text{ S/m}$).

Cependant, les approximations définies dans chaque zone admettent des domaines de validité ne se superposant pas rigoureusement aux intervalles bornés par les distances caractéristiques. Ainsi, les formulations (2.16), (2.17) et (2.18) constituent une représentation fine des intégrales fondamentales sur les portions d'espace suivantes:

- équation (2.16) (zone proche) : $5r_A \leq r < r_B/5$
- équation (2.17) (zone intermédiaire) : $r_B/5 \leq r \leq r_C/5$
- équation (2.18) (zone asymptotique) : $5r_C \leq r < \infty$

2.3.2. interprétation physique

La représentation mathématique des phénomènes radiatifs liés à une excitation dipolaire au voisinage d'une discontinuité de conductivité fait apparaître de multiples contributions dont il convient maintenant d'examiner l'importance relative. Les relations (2.9), qui donnent l'expression des composantes électriques du rayonnement, sont fonction des termes G_{10} et G_{11} - associés aux ondes directe et réfléchie - et des intégrales U et V . Ces dernières, estimées par la méthode du col, s'expriment analytiquement en admettant des formes différentes selon la position relative de la source et du point d'observation. Mais quelque soit le domaine spatial considéré, ces formules n'incluent aucun facteur exponentiel du type $e^{-\gamma r}$, traduisant ainsi l'absence d'atténuation sur les trajets horizontaux dans le milieu le plus fortement conducteur, en l'occurrence l'eau de mer. Les champs résultant des intégrales fondamentales sont donc prépondérants dans l'expression de \vec{E} - notamment face aux fonctions de Green G_{10} et G_{11} citées précédemment - dès lors qu'une distance importante sépare le dipôle du récepteur. Dans ce cas, les équations (2.9) s'écrivent:

$$\begin{aligned}
 E_{1r} &= -\frac{j\omega p\mu_0}{4\pi} \cos\varphi \left[\frac{\partial^2 V}{\partial r^2} + U \right] \\
 E_{1\varphi} &= \frac{j\omega p\mu_0}{4\pi} \sin\varphi \left[\frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r} + U \right] \\
 E_{1z} &= \frac{j\omega p\mu_0}{4\pi} n^2 \cos\varphi \frac{\partial^2 V}{\partial z \partial r}
 \end{aligned} \tag{2.20}$$

Le rayonnement lointain d'une source Hertzienne immergée peut ainsi être résumé à la propagation d'une onde latérale, sensiblement parallèle à l'interface partageant le domaine d'étude (la composante verticale, ayant pour facteur n^2 , est en effet négligeable). Les propriétés des champs et potentiels attachés à ce phénomène de surface permettent de s'affranchir de l'atténuation du milieu marin pour toute communication horizontale dans le respect des règles énoncées.

3. Modélisation de la propagation dans un milieu à trois couches

La représentation des océans par une géométrie tabulaire permet de décrire l'environnement et de donner ainsi, pour une source électromagnétique, la formulation analytique du rayonnement. Les expressions intégrales obtenues lors d'une excitation dipolaire sont solvables dans des configurations simples telles que deux régions semi-infinies: notre analyse a mis en évidence une méthode de résolution attachée à ce cas, conduisant ainsi aux différents modes de propagation dans l'espace. Mais l'extension de ce modèle à trois milieux distincts rend délicat le recours à la technique d'intégration évoquée précédemment, cela étant principalement imputable à la complexité de l'intégrande correspondante. Cependant, le comportement en simulation des composantes du champ électrique révèle un accroissement significatif des amplitudes lorsque la tranche d'eau se trouve bornée par des domaines fortement conducteurs voire isolants, en l'occurrence les fonds rocheux et l'air. Il est donc apparu important de rechercher les raisons de ce phénomène d'amplification en mer peu profonde en bâtissant une représentation du rayonnement à grande distance de la source - modélisée par un DEH - et n'exploitant que les ondes latérales associées aux interfaces: c'est cette approche qui est développée ici, les résultats analytiques obtenus étant confrontés aux méthodes numériques déjà existantes. Cette analyse permet ainsi de dégager les caractéristiques principales d'une propagation électromagnétique en fond proche.

3.1. Modes de représentation du rayonnement

3.1.1. hypothèses génériques

La géométrie du problème répond aux définitions antérieures, précisées notamment par la figure 2.3; cependant, ce cadre général est restreint à une stratification comportant trois milieux: l'océan, d'épaisseur d , est en effet borné par l'air et le plateau continental, supposé homogène et semi-infini. Dans cet environnement, la source rayonnante est composée d'un dipôle électrique horizontal, immergé et orienté selon l'axe Ox du repère auquel est rapporté l'espace de propagation. Le point d'observation, pour sa part, est caractérisé par ses coordonnées cylindriques (r, φ, z) et demeure contenu dans la tranche d'eau, i.e. $z \in [-d, 0]$.

La prééminence des ondes latérales dans la région étudiée et l'exclusion des contributions directe et réfléchie imposent diverses hypothèses portant sur l'ensemble du contexte décrit ci-dessus, à savoir la nature des milieux en présence et la position relative émetteur-récepteur. Ces paramètres ont été fixés par les conditions (2.13) et (2.14) dans le cas d'une interface unique entre deux demi-espaces; ces règles doivent désormais être étendues à la géométrie actuelle. Plus précisément, les rapports des constantes de propagation seront

supposés très inférieurs à l'unité, notamment afin de garantir l'application des relations analytiques obtenues précédemment, quelque soit la frontière prise en compte:

$$|n_{0/1}|^2 = |\gamma_0/\gamma_1|^2 \ll 1 \quad \text{et} \quad |n_{2/1}|^2 = |\gamma_2/\gamma_1|^2 \ll 1 \quad (2.21)$$

Les propriétés électriques des différents milieux autorisent une réécriture de ces relations en explicitant les expressions des quantités γ_i , $i \in \{0, 1, 2\}$:

$$|n_{0/1}|^2 = \frac{\omega\epsilon_0}{\sigma_1} \ll 1 \quad \text{et} \quad |n_{2/1}|^2 = \frac{1}{q^2} = \frac{\sigma_2}{\sigma_1} \ll 1 \quad (2.22)$$

Physiquement, cela se traduit par l'utilisation de basses fréquences - également requises pour de faibles atténuations dans l'eau de mer - et par un fond marin très peu conducteur. Cette hypothèse est proche des réalités géologiques, en particulier dans le cas d'un sol granitique; la satisfaction de ces contraintes conduit à borner notre étude aux gammes ELF et ULF et à l'intervalle $[10^{-1}, 10^{-3} \text{ S/m}]$ pour σ_2 , à comparer aux 4 S/m de σ_1 .

Les développements antérieurs visant à caractériser les phénomènes de surface étaient en outre limités à une portion de l'espace voisine de l'interface et éloignée de la source. Les conditions correspondantes, appliquées à une géométrie à trois couches, s'expriment de la manière suivante:

$$d \ll r \quad \text{et} \quad |\gamma_1 r| > 1 \quad (2.23)$$

En effet, supposer l'émetteur et le récepteur proches des deux frontières - supérieure et inférieure - de la tranche d'eau est synthétisable en une relation unique portant sur la hauteur de cette strate. Dès lors, ce mode de représentation ne peut prétendre modéliser correctement que les rayonnements dans des mers peu profondes.

3.1.2. recensement des contributions

Le respect des conditions qui viennent d'être énoncées permet de privilégier les ondes latérales prenant naissance aux interfaces du domaine, en l'occurrence les transitions air/mer et mer/sol. Ce schéma de propagation a été mis en avant par divers auteurs, notamment [BURKE 93], l'état de l'art du sujet étant développé en tête de ce chapitre. Cette situation peut être représentée sommairement par la figure 2.10, en décomposant les ondes en trajets horizontaux et verticaux.

En effet, si l'on considère de manière isolée l'une quelconque des frontières du milieu marin, les phénomènes qu'elle engendre admettent des expressions analytiques répondant au formalisme de Banos, les hypothèses (2.22) et (2.23) garantissant l'application de ces relations. On constate alors la présence d'un facteur exponentiel $e^{\gamma_1(z+h)}$ pour les zones

proche et intermédiaire, la partie asymptotique - peu réaliste - n'étant pas prise en compte; par ce terme d'atténuation, on met en évidence une propagation de l'onde sur les trajets menant de la source à l'interface et de l'interface au point d'observation par le canal océanique.

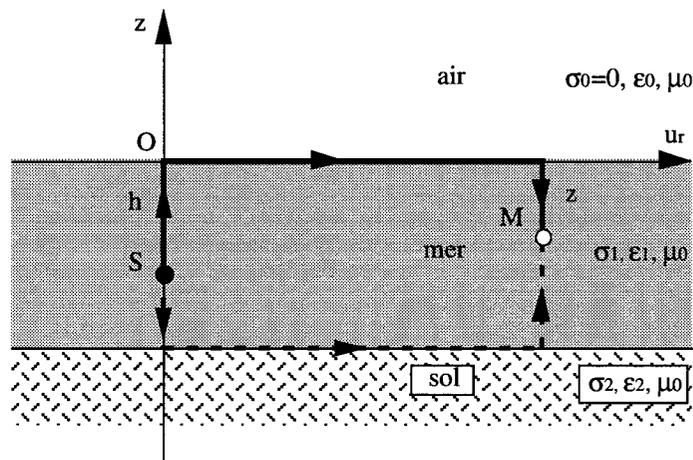


Figure 2.10 - Propagation par ondes latérales.

Il convient maintenant de comprendre comment influe un troisième milieu sur chacune de ces contributions et d'apprécier les modifications qui en résultent dans l'expression des champs électromagnétiques correspondants.

3.2. Expressions analytiques associées

3.2.1. caractérisation des ondes latérales

La recherche d'une formulation globale des champs générés dans un environnement à trois couches a pour préalable l'écriture des composantes associées aux effets de surface prenant naissance aux transitions air/mer et mer/sol. En isolant les phénomènes propres à chaque interface, i.e. en ne prenant en compte dans un premier temps que des géométries à deux milieux, cette étape résulte des développements qui viennent d'être menés. En effet, les relations (2.20) donnent la forme du champ électrique issu de l'onde latérale se propageant entre deux demi-espaces à fort contraste de conductivité, et cela en fonction des intégrales fondamentales U et V , ainsi que de leurs dérivées. Des expressions analytiques distinctes sont alors à considérer selon la position du point d'observation, la définition des zones correspondantes étant liée à la fréquence de l'émission électromagnétique et aux propriétés des milieux en présence. De ce fait, le passage de l'eau de mer à un domaine soit isolant, soit faiblement conducteur, implique de différencier ces deux situations et de rechercher ainsi séparément les écritures des champs pour les deux types de transitions possibles apparaissant dans notre modèle.

interface air/mer

La partition de l'espace menée dans le paragraphe 2.3.1 avait pour objet la définition d'approximations applicables aux expressions de U et de V en fonction de l'écart entre la source et le capteur; les domaines de validité de ces relations sont associés aux distances caractéristiques, en l'occurrence r_A , r_B et r_C , dont des exemples de valeurs numériques figurent dans le tableau 2.1: les fréquences choisies - 1 et 10 Hz - constituent des ordres de grandeur réalistes pour les phénomènes électromagnétiques que l'on souhaite étudier, en lutte sous-marine ou en communications.

L'observation de ces données chiffrées dans le cas d'une interface air/mer, i.e. lorsque le milieu d'indice 0 est de conductivité nulle, révèle les fortes valeurs prises par les distances r_B et r_C ; celles-ci sont donc très supérieures aux portées attendues, comprises a priori entre 1000 et 10000 m en fonction des applications et pour la gamme de fréquences retenue [BOSTICK 77].

La formulation correspondant à une telle configuration est alors celle de la zone proche ($5r_A \leq r < r_B/5$); les composantes électriques de l'onde de surface s'obtiennent par l'association des équations (2.16) et (2.20) et s'expriment donc de la manière suivante:

$$E_{1r} = \frac{p_1}{r^3} \cdot e^{-\gamma_1 a} \cos\varphi \left[-2 + 9n_{0/1} \frac{a}{r} + \frac{441}{256} \frac{n_{0/1}}{\gamma_1 r} - \left(\frac{225}{128} + 12\gamma_1 a \right) \frac{1}{\gamma_1^2 r^2} \right] \quad (2.24)$$

$$E_{1\varphi} = \frac{p_1}{r^3} \cdot e^{-\gamma_1 a} \sin\varphi \left[4 + 9n_{0/1} \frac{a}{r} - \frac{147}{256} \frac{n_{0/1}}{\gamma_1 r} + \left(\frac{225}{512} + 3\gamma_1 a \right) \frac{1}{\gamma_1^2 r^2} \right]$$

avec $a = -(z+h)$; $n_{0/1} = \gamma_0/\gamma_1$; $p_1 = \frac{P}{4\pi\sigma_1}$.

On remarquera que seules apparaissent les projections du champ dans le plan horizontal; la composante verticale, quant à elle, est négligeable en présence de milieux admettant un fort contraste de conductivité, ce que montrent les formules (2.20).

Les hypothèses de travail permettent d'obtenir pour les relations (2.24) une présentation simplifiée, notamment en prenant en compte l'ordre de grandeur de $n_{0/1}$ dans le contexte d'étude: ainsi, à 1 Hz, $\ln|n_{0/1}| = 1,39 \cdot 10^{-11}$; les termes ayant cette quantité pour facteur peuvent donc être aisément négligés devant l'unité. En outre, l'observation des phénomènes s'effectuant à plusieurs épaisseurs de peau de la source, on choisit de limiter le développement des composantes du champ en puissances inverses de r à $1/r^3$. De ce fait, les expressions deviennent:

$$E_{1r} = \frac{2p_1}{r^3} \cdot e^{-\gamma_1 a} \cos\varphi \quad (2.25)$$

$$E_{1\varphi} = \frac{4p_1}{r^3} \cdot e^{-\gamma_1 a} \sin\varphi$$

avec $a = -(z+h)$; $p_1 = \frac{p}{4\pi\sigma_1}$.

Afin d'apprécier la validité de cette formulation analytique dans la zone considérée, il est apparu intéressant d'en confronter les résultats avec des données simulées, issues du logiciel POEME dont le principe est celui d'une estimation numérique des intégrales de Sommerfeld, comme décrit dans le paragraphe 1.2.2. La figure 2.11 fournit ainsi l'erreur relative sur le module puis la différence de phase enregistrées entre ces deux approches pour les composantes radiale et tangentielle du champ électrique rayonné par un DEH, et cela en fonction de la distance horizontale séparant la source du capteur; ces points sont tous deux placés à la frontière entre l'air et l'océan. Les faibles écarts observés lors de ce test confirment le bien-fondé des approximations précédentes: les relations (2.25) constituent alors une représentation acceptable des phénomènes électriques dans cette portion d'espace et pour une mer semi-infinie.

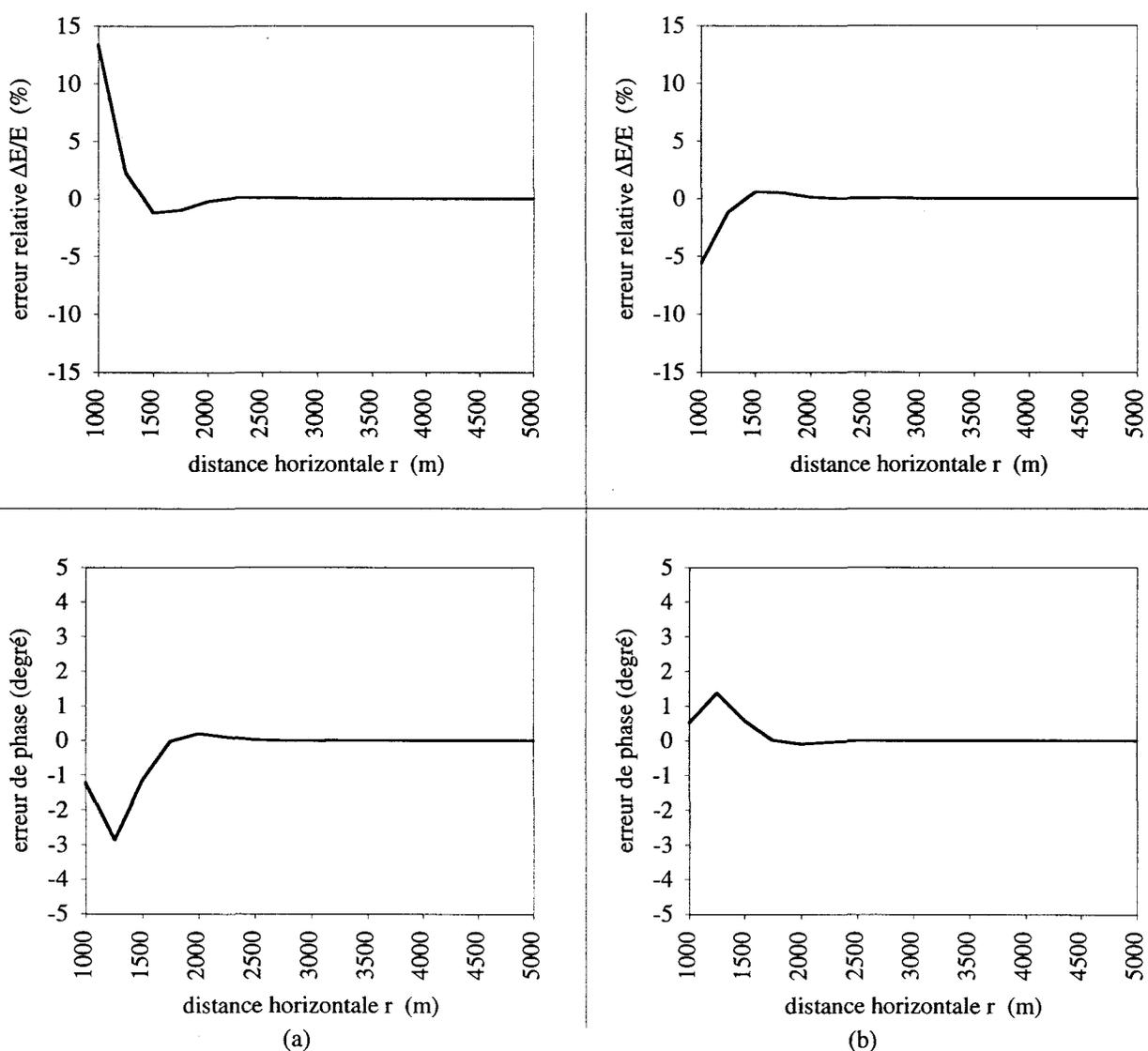


Figure 2.11 - Erreur relative du module ($E_{analytique}/E_{simulé} - 1$) et différence de phase ($\Phi_{analytique} - \Phi_{simulé}$) entre les composantes E_r (a: $\varphi = 0$) et E_φ (b: $\varphi = 90^\circ$) du champ rayonné par un DEH ($p = 1$ A.m; $f = 1$ Hz; $h = 0$) à l'interface air/mer.

interface mer/sol

La recherche des expressions associées à l'onde latérale se propageant entre l'océan et le sol s'opère de la même manière qu'en surface, dans le cas d'une transition air/mer. En effet, le formalisme de Banos s'applique, en toute généralité, à deux milieux de conductivités distinctes dès lors qu'un fort contraste existe entre celles-ci: une telle hypothèse est réaliste, compte tenu de la nature électrique des fonds, sédimentaires ($\cong 10^{-1}$ S/m) ou granitiques ($\cong 10^{-3}$ S/m).

La méthodologie consiste donc à reprendre les relations (2.20), couplées aux formules des intégrales fondamentales U et V; les indications relatives aux fréquences et au domaine d'étude fournies précédemment demeurant inchangées, le tableau 2.1 permet d'apprécier le type d'approximation qu'il convient de retenir dans cette nouvelle configuration. A ce titre, la zone intermédiaire ($r_B/5 \leq r \leq r_C/5$) constitue le meilleur compromis, permettant de couvrir assez largement les différents cas issus des changements de conductivité du fond. Ce sont donc les équations (2.17) qui seront utilisées pour rendre compte des champs rayonnés au voisinage de l'interface mer/sol.

Cependant, l'écriture de ces composantes impose au préalable une modification du repère d'expression afin d'obtenir un unique système de coordonnées pour l'ensemble du canal marin. Le trièdre orthonormé direct auquel est rapporté le milieu stratifié, défini en figure 2.3, doit constituer le seul référentiel de l'étude. Or l'application des développements analytiques précédents aux fonds marins va conduire à une géométrie différente, dans laquelle l'océan sera le demi-espace inférieur. Un changement de repère, présenté en figure 2.12, est donc nécessaire.

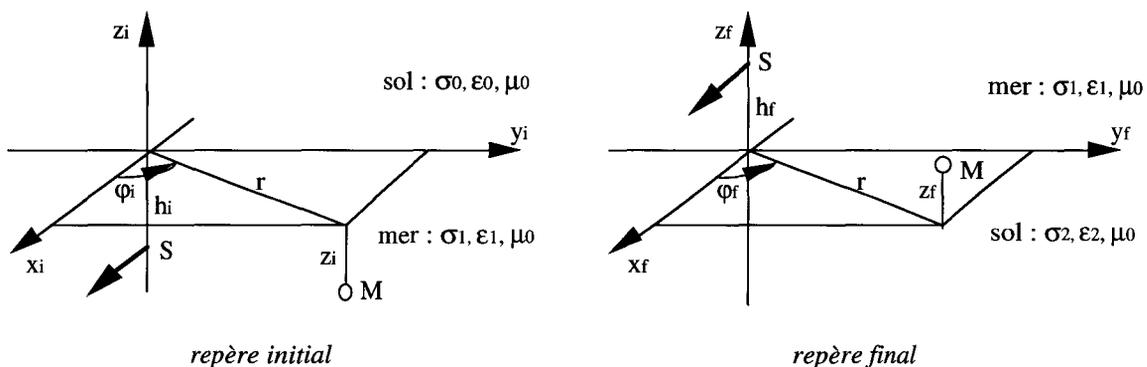


Figure 2.12 - Repères d'expression de l'onde latérale "fond".

La transformation assurant la commutation entre les systèmes d'axes peut être vue comme la composée de deux symétries: (Sym/Oxz) o (Sym/Ox); la matrice de passage correspondante est alors:

$$M = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{bmatrix} \quad (2.26)$$

Les composantes horizontales du champ électrique, qui sont seules prises en compte dans cette étude, ne sont donc pas affectées par cette modification du repère (les projections sur l'axe vertical subissent, quant à elles, un changement de signe).

En adoptant cette nouvelle convention, l'onde de fond va admettre l'expression suivante, en zone intermédiaire:

$$\begin{aligned} E_{1r} &= \frac{2p_1}{r^3} \cdot e^{-\gamma_1 a} \cos\varphi \left[(1 + \gamma_2 r + \gamma_2^2 r^2) \cdot e^{-\gamma_2 r} + \frac{j\pi n_{2/1} r^3 \gamma_2^3}{4} (H_0^{(2)}(-j\gamma_2 r) - H_2^{(2)}(-j\gamma_2 r)) \right] \\ E_{1\varphi} &= \frac{2p_1}{r^3} \cdot e^{-\gamma_1 a} \sin\varphi \left[2(1 + \gamma_2 r) \cdot e^{-\gamma_2 r} + \frac{\pi n_{2/1} r^2 \gamma_2^2}{2} H_1^{(2)}(-j\gamma_2 r) \right] \end{aligned} \quad (2.27)$$

avec $a = z + h$ ($h, z > 0$) ; $n_{2/1} = \gamma_2 / \gamma_1$; $p_1 = \frac{P}{4\pi\sigma_1}$.

Cette formulation s'appuie sur les fonctions de Hankel de seconde espèce d'ordre ν , $\nu \in \{0, 1, 2\}$, ayant pour argument la quantité $-j\gamma_2 r$. Ainsi, lorsque le ratio entre la distance horizontale source-captteur et l'épaisseur de peau de l'onde dans le sol s'accroît, des formes asymptotiques sont envisageables et viennent se substituer à ces fonctions. Notre approche utilise donc la représentation simplifiée suivante:

$$\begin{aligned} \forall z \in \mathbb{C} \text{ tel que } |z| > 1 \text{ et } \arg z \in]-2\pi, \pi[, \\ H_\nu^{(2)}(z) = \sqrt{\frac{2}{\pi z}} [P(\nu, z) - jQ(\nu, z)] \cdot e^{-j(z - \frac{\nu\pi}{2} - \frac{\pi}{4})} \end{aligned} \quad (2.28)$$

$$\text{avec: } P(\nu, z) \cong 1 - \frac{(4\nu^2 - 1)(4\nu^2 - 9)}{2!(8z)^2} + \frac{(4\nu^2 - 1)(4\nu^2 - 9)(4\nu^2 - 25)(4\nu^2 - 49)}{4!(8z)^4} - \dots$$

$$Q(\nu, z) \cong \frac{4\nu^2 - 1}{8z} - \frac{(4\nu^2 - 1)(4\nu^2 - 9)(4\nu^2 - 25)}{3!(8z)^3} + \dots$$

A l'instar des conventions adoptées lors de l'écriture de l'onde de surface, les termes du développement en $1/r^\alpha$ des composantes électriques issues de la contribution du fond sont limités aux valeurs de α inférieures ou égales à trois. De ce fait, la série $P - jQ$ est restreinte aux puissances $1, z^{-1}, z^{-2}$ lors du calcul de E_{1r} et $1, z^{-1}$ pour $E_{1\varphi}$, fixant en cela les formes approchées des fonctions de Hankel correspondantes, appliquées à l'argument $-j\gamma_2 r$:

$$H_0^{(2)}(-j\gamma_2 r) = j\sqrt{\frac{2}{\pi\gamma_2 r}} \left[1 - \frac{1}{8\gamma_2 r} + \frac{9}{128\gamma_2^2 r^2} \right] \cdot e^{-\gamma_2 r}$$

$$\begin{aligned}
H_1^{(2)}(-j\gamma_2 r) &= -\sqrt{\frac{2}{\pi\gamma_2 r}} \left[1 + \frac{3}{8\gamma_2 r} \right] e^{-\gamma_2 r} \\
H_2^{(2)}(-j\gamma_2 r) &= -j\sqrt{\frac{2}{\pi\gamma_2 r}} \left[1 + \frac{15}{8\gamma_2 r} + \frac{105}{128\gamma_2^2 r^2} \right] e^{-\gamma_2 r}
\end{aligned} \tag{2.29}$$

Nous disposons donc d'un développement en zone intermédiaire du champ électrique associé à l'onde latérale se propageant à l'interface entre la mer et le fond marin lorsque ces seuls milieux interviennent dans la description de l'environnement:

$$\begin{aligned}
E_{1r} &= \frac{P_1}{r^3} e^{-\gamma_1 a} \cos\varphi \left[2(1 + \gamma_2 r + \gamma_2^2 r^2) - n_{2/1} \sqrt{2\pi r \gamma_2} \left(\frac{57}{128} + \frac{7}{8} \gamma_2 r + \gamma_2^2 r^2 \right) \right] e^{-\gamma_2 r} \\
E_{1\varphi} &= \frac{P_1}{r^3} e^{-\gamma_1 a} \sin\varphi \left[4(1 + \gamma_2 r) - n_{2/1} \sqrt{2\pi r \gamma_2} \left(\frac{3}{8} + \gamma_2 r \right) \right] e^{-\gamma_2 r}
\end{aligned} \tag{2.30}$$

avec $a = z+h$ ($h, z > 0$) ; $n_{2/1} = \gamma_2/\gamma_1$; $P_1 = \frac{P}{4\pi\sigma_1}$.

Il convient désormais de juger de la qualité de cette approche, qu'il s'agisse du mode de représentation du rayonnement - par la mise en exergue des effets de frontière - ou des approximations faites, en comparant ces résultats à une détermination numérique des champs n'excluant, pour sa part, aucune contribution. Cette évaluation est semblable à celle menée dans le cas de l'interface air/mer et s'appuie sur l'erreur relative entre modules et sur la différence de phase existant entre ces deux types de données, chaque composante étant traitée de manière indépendante. Les variations de ces grandeurs en fonction de la distance horizontale source-captateur sont présentées en figure 2.13, et cela pour différentes conductivités de fond; ce paramètre possède a priori des effets antagonistes puisque les faibles valeurs de σ_2 améliorent l'estimation des intégrales fondamentales U et V mais dégradent dans le même temps l'approximation des fonctions de Hankel en abaissant le ratio r/δ_2 . L'observation des graphes semble indiquer que cette dernière influence est de moindre importance et que notre approche analytique est meilleure pour des sols peu conducteurs. Cependant, l'amplitude des erreurs commises dans la zone testée permet de retenir les relations (2.30) pour rendre compte des phénomènes propagatifs au voisinage du plateau continental, loin de l'air et pour des fonds de nature différente ($\sigma_2 \in [10^{-1}, 10^{-3} \text{ S/m}]$).

Au terme de cette première étape, nous disposons donc d'expressions analytiques du champ électrique rayonné par un DEH et propagé par les interfaces air/mer et mer/sol respectivement. On peut noter à ce propos qu'il s'agit bien là d'effets prépondérants en champ lointain, au détriment des contributions directe et réfléchie. Cependant, les relations (2.25) et (2.30) ont été obtenues en ne prenant en compte qu'une transition entre deux milieux. L'étude de mers peu profondes ne permet plus le recours en l'état à l'une ou l'autre de ces formules, l'influence de la seconde interface ne pouvant plus être négligée. Dans la suite de cette analyse, on maintiendra la structure du rayonnement fondée sur la prééminence des ondes latérales - en accord avec les hypothèses (2.21) et (2.22) - mais en modélisant pour chaque phénomène, surface et fond, les conséquences résultant d'un troisième milieu.

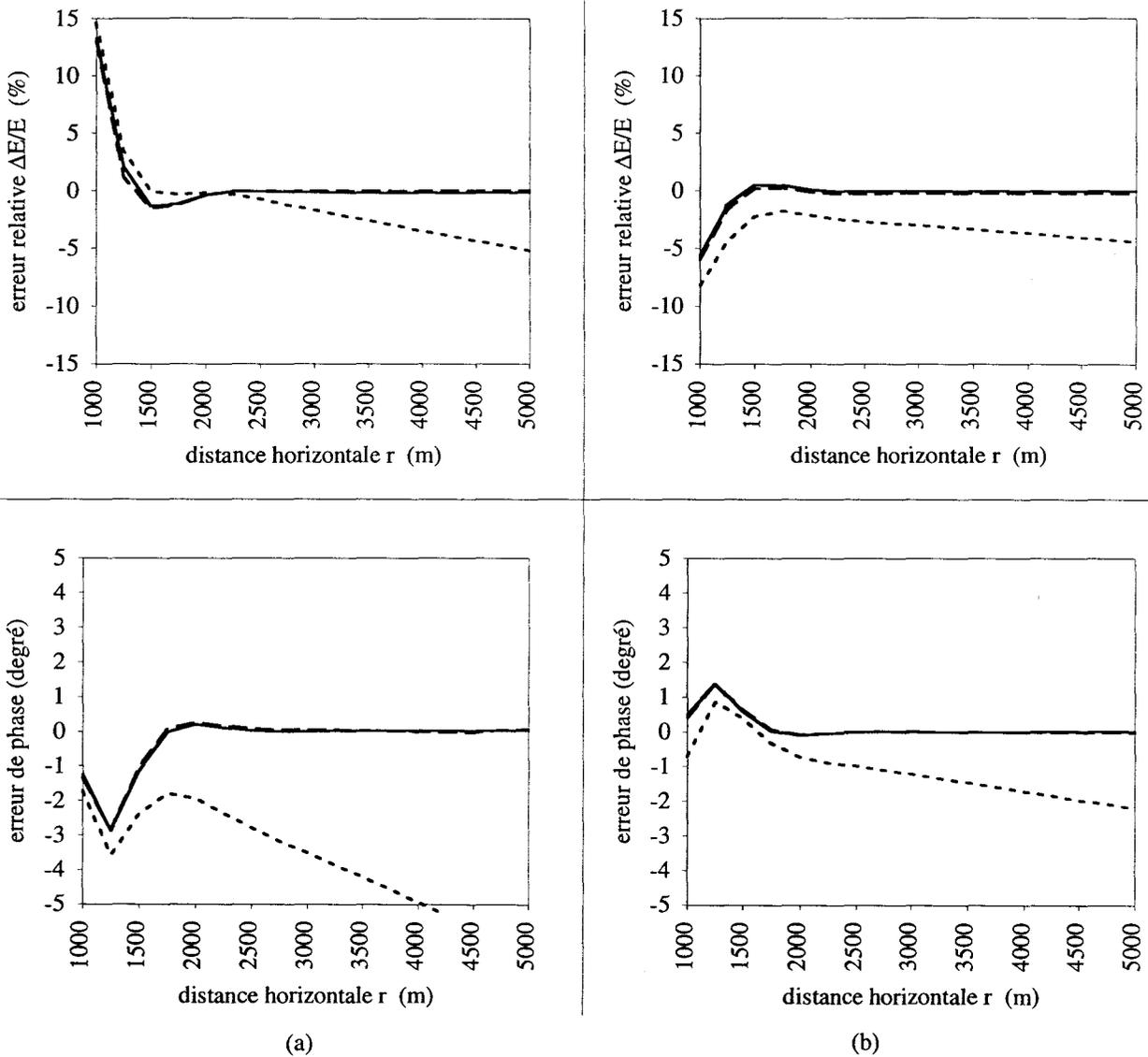


Figure 2.13 - Erreur relative du module ($E_{\text{analytique}}/E_{\text{simulé}} - 1$) et différence de phase ($\varphi_{\text{analytique}} - \varphi_{\text{simulé}}$) entre les composantes E_r (a: $\varphi = 0^\circ$) et E_φ (b: $\varphi = 90^\circ$)

du champ rayonné par un DEH ($p = 1$ A.m; $f = 1$ Hz; $h = 0$) à l'interface mer/sol:

$\sigma_2 = 10^{-1}$ S/m (...); $\sigma_2 = 10^{-2}$ S/m (- - -); $\sigma_2 = 10^{-3}$ S/m (—).

3.2.2. stratification et impédances de surface

Les modes de propagation exploitant les discontinuités de conductivité de l'espace sont représentés schématiquement sur la figure 2.10, faisant notamment apparaître le distinguo entre trajets verticaux et horizontaux. La prise en compte de la stratification sur ces différents chemins va faire évoluer les expressions analytiques antérieures vers une formulation globale du champ électrique rayonné dans la tranche d'eau. Une approche similaire a été développée par [KRAICHMAN 70], mais seule l'onde se propageant entre l'océan et l'air figurait dans ce calcul. Cette analyse est ici étendue aux deux contributions identifiées précédemment.

interface air/mer

trajets verticaux

L'influence des immersions de source et de récepteur sur le rayonnement dipolaire au voisinage de la surface se traduit dans les relations (2.25) par le seul terme exponentiel $e^{\gamma_1(z+h)}$. Ainsi, les variations le long d'un axe vertical ascendant peuvent être représentées par la loi $e^{\gamma_1 \xi}$, où ξ désigne une cote négative: ce comportement est à rapprocher de celui d'une onde plane d'incidence normale se propageant dans la mer semi-infinie; cette analogie est poursuivie afin d'établir la forme du champ électrique en fonction des profondeurs d'émission et d'observation lorsque l'océan est borné par un fond faiblement conducteur. La figure 2.14 précise la géométrie utilisée pour cette détermination.

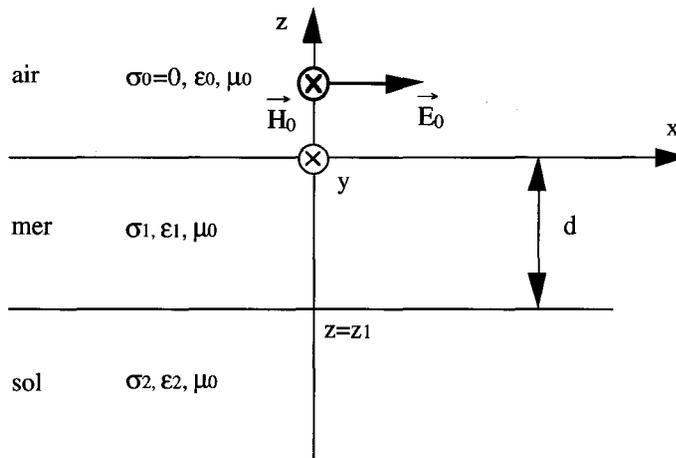


Figure 2.14 - Propagation d'une onde plane en incidence normale dans un milieu à trois couches.

Nous sommes alors très proches de la situation décrite dans le paragraphe 1.1 de ce chapitre, ramenée au cas $M = 2$ et associée à un choix différent du repère de coordonnées. L'équation d'onde, appliquée aux composantes électriques, en projection sur l'axe Ox , devient:

$$\forall m \in \{0, 1, 2\}, \quad (\Delta - \gamma_m^2) E_{mx} = 0 \quad (2.31)$$

La résolution de ce problème conduit à exprimer les champs dans chaque milieu comme une combinaison linéaire d'exponentielles, positives et négatives. La présence de l'onde incidente dans l'air et la nécessaire décroissance du signal dans le sol aux grandes profondeurs permettent d'affiner cette représentation et de postuler ainsi la forme suivante:

$$\begin{aligned} E_{0x} &= E_0 \cdot e^{\gamma_0 z} + b_0 \cdot e^{-\gamma_0 z} \\ E_{1x} &= a_1 \cdot e^{\gamma_1 z} + b_1 \cdot e^{-\gamma_1 z} \\ E_{2x} &= a_2 \cdot e^{\gamma_2 z} \end{aligned} \quad (2.32)$$

Le champ magnétique se déduit alors des relations précédentes par dérivation, conséquence de l'équation de Maxwell-Faraday:

$$\forall m \in \{0, 1, 2\}, \quad H_{my} = -\frac{1}{j\omega\mu_0} \frac{\partial E_{mx}}{\partial z} \quad (2.33)$$

L'application des conditions aux limites, et plus particulièrement la continuité des composantes tangentielles de \vec{E} et \vec{H} aux interfaces $z = 0$ et $z = -d$, rend unique l'écriture des solutions du problème. A ce stade du calcul, il est possible de former le rapport entre les projections du champ électrique sur l'axe Ox déterminées à la cote ξ , $\xi \in [-d, 0]$, et en surface. Ce résultat, déjà explicité par la relation (2.4) admet ici l'expression suivante:

$$\frac{E_{1x}(\xi)}{E_{1x}(0)} = \frac{1}{Q_s(\xi)} = \frac{\cosh\gamma_1(\xi+d) [q + \tanh\gamma_1(\xi+d)]}{\cosh\gamma_1 d [q + \tanh\gamma_1 d]} \quad (2.34)$$

avec $q = \sqrt{\frac{\sigma_1}{\sigma_2}}$.

Le facteur exponentiel $e^{\gamma_1 h} \cdot e^{\gamma_1 z}$ apparaissant dans l'onde latérale air/mer sera donc abandonné lors de la prise en compte des fonds marins au profit de la loi $1/Q_s(h)Q_s(z)$, issue du parallèle établi entre le comportement de notre mode de propagation et celui d'une onde plane dans le même environnement.

trajet horizontal

L'observation des composantes du champ électrique véhiculé à l'interface de milieux présentant un fort contraste de conductivité permet de négliger E_z et d'admettre pour cette grandeur vectorielle une orientation parallèle à la frontière ainsi définie. Il s'agit maintenant d'analyser l'effet de la stratification sur cette onde quasi-plane (de direction fixe mais d'amplitude variable) lors de son trajet à la surface de l'océan.

Le problème est alors ramené à l'étude d'un milieu à deux couches moyennant l'introduction de grandeurs équivalentes $\gamma_e, \sigma_e...$ qui, appliquées au demi-espace inférieur, déterminent une analogie de comportement avec un domaine composé de plusieurs strates. La forme de l'onde est donc celle de la relation (2.25) - à l'exclusion des termes liés aux trajets verticaux - mais établie en fonction de ces nouveaux paramètres.

La détermination de ces valeurs constitue désormais la difficulté de l'analyse en cours. Elle nécessite au préalable certaines définitions. Ainsi, dans un milieu stratifié horizontalement à M couches, semblable à la figure 2.14, on distingue l'impédance intrinsèque η_m de la $m^{\text{ième}}$ strate, $m \in \{0...M\}$:

$$\eta_m = \frac{j\omega\mu_0}{\gamma_m} \quad (2.35)$$

de l'impédance de surface η_{sm} de la $m^{\text{ième}}$ interface, $m \in \{0 \dots M\}$, à la cote z_{M-1} . Cette dernière est associée à la propagation d'une onde plane; dans ce cas, les conditions aux limites amènent à poser:

$$\eta_{sm} = - \frac{E_{m-1x}}{H_{m-1y}} \Big|_{z=z_{m-1}} = - \frac{E_{mx}}{H_{my}} \Big|_{z=z_{m-1}} \quad (2.36)$$

Pour une strate donnée, l'expression des impédances de surface aux parties supérieure et inférieure de cette tranche conduit à une relation de récurrence liant ces grandeurs:

$$\forall m \in \{1 \dots M-1\}, \quad \eta_{sm} = \frac{\eta_{sm+1} + \eta_m \tanh \gamma_m (z_{m-1} - z_m)}{\eta_m + \eta_{sm+1} \tanh \gamma_m (z_{m-1} - z_m)} \quad (2.37)$$

Ainsi, η_{s1} , associé à la frontière avec l'air, peut prétendre représenter la stratification de la région $z < 0$ car directement fonction de l'ensemble des couches composant le domaine marin.

Le lien unissant les grandeurs équivalentes aux paramètres électriques des différents milieux est alors fondé sur cette propriété et s'exprime comme suit:

$$\eta_e = \frac{j\omega\mu_0}{\gamma_e} = \eta_{s1} \quad (2.38)$$

Si l'on se réfère à la géométrie de la figure 2.14, i.e. en limitant l'analyse à $M = 2$, l'exploitation des relations précédentes permet de développer l'écriture de l'impédance η_e :

$$\eta_e = \eta_1 \frac{\eta_{s2} + \eta_1 \tanh \gamma_1 d}{\eta_1 + \eta_{s2} \tanh \gamma_1 d} \quad (2.39)$$

Les différentes grandeurs intervenant dans cette équation sont aisément accessibles car déjà précisées ou calculables à partir des définitions fournies. Ainsi, la forme (2.32) du champ électrique issue de la propagation d'une onde plane dans le sol peut être utilisée pour déterminer l'expression de η_{s2} , égale dans ce cas à $j\omega\mu_0/\gamma_2$. On aboutit alors à la présentation suivante:

$$\eta_e = \eta_1 \frac{\gamma_1 + \gamma_2 \tanh \gamma_1 d}{\gamma_2 + \gamma_1 \tanh \gamma_1 d} \quad (2.40)$$

Partant de cette écriture, on adopte comme notation:

$$Q = \frac{\gamma_1 + \gamma_2 \tanh \gamma_1 d}{\gamma_2 + \gamma_1 \tanh \gamma_1 d} = \frac{q + \tanh \gamma_1 d}{1 + q \tanh \gamma_1 d} \quad (2.41)$$

avec $q = \sqrt{\frac{\sigma_1}{\sigma_2}} \quad (= \frac{1}{n_{2/1}})$.

Ce ratio peut être qualifié de coefficient de correction dans la mesure où il définit des relations de passage entre les grandeurs électriques d'un milieu conducteur supposé semi-infini et les paramètres équivalant à un domaine plus fortement stratifié. On dispose en effet d'un ensemble d'expressions liant ces quantités:

$$\eta_e = Q \eta_1 \quad ; \quad \gamma_e = \frac{\gamma_1}{Q} \quad ; \quad \sigma_e = \frac{\sigma_1}{Q^2} \quad (2.42)$$

Le moment de courant $p_1 = p/4\pi\sigma_1$ apparaissant en facteur des composantes (2.25) de l'onde latérale air/mer doit donc être modifié et devenir $p_e = p/4\pi\sigma_e = Q^2 p_1$ afin de tenir compte de la présence du plateau continental lors de la propagation du champ électromagnétique à la surface de la tranche d'eau.

La synthèse des influences de la stratification sur les trajets tant verticaux qu'horizontaux qui viennent d'être définis conduit à une écriture des composantes électriques associées à la transition air/mer sous la forme suivante:

$$E_{1r} = \frac{2p_1}{r^3} K_s \cos\varphi \quad (2.43)$$

$$E_{1\varphi} = \frac{4p_1}{r^3} K_s \sin\varphi$$

où le coefficient K_s s'exprime en fonction des termes de correction précédents:

$$K_s = \frac{Q^2}{Q_s(h)Q_s(z)} = \frac{\cosh \gamma_1(h+d) [q + \tanh \gamma_1(h+d)] \cosh \gamma_1(z+d) [q + \tanh \gamma_1(z+d)]}{\cosh^2 \gamma_1 d [1 + q \tanh \gamma_1 d]^2} \quad (2.44)$$

interface mer/sol

La méthodologie applicable à la contribution "fond" dans la recherche des changements induits par l'existence d'un troisième milieu - l'air, dans ce cas - est en tout point identique à celle qui vient d'être présentée pour les phénomènes de surface. Nous nous attacherons donc aux résultats de cette transposition.

trajets verticaux

L'examen de la dépendance des champs avec l'altitude au voisinage d'une interface entre milieux conducteurs montre que l'analogie avec une onde plane se propageant selon Oz peut être poursuivie pour ce calcul. La configuration adoptée est alors précisée par la figure 2.15.

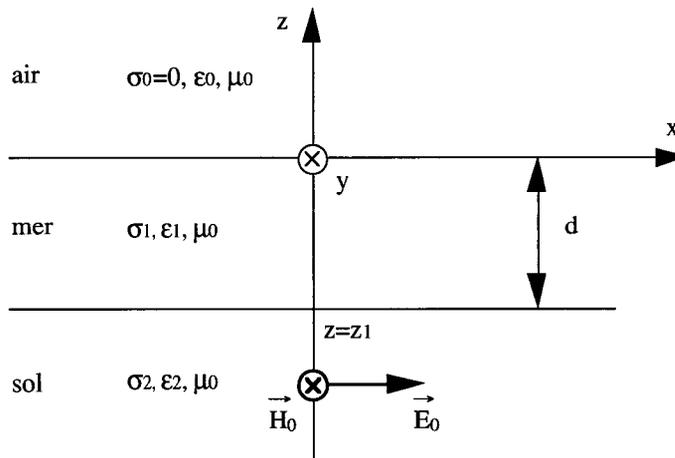


Figure 2.15 - Propagation d'une onde plane d'origine souterraine en incidence normale dans un milieu à trois couches.

La forme générale du champ électrique en projection sur Ox est la suivante, fixée pour chaque strate en fonction des contraintes physiques qui s'y appliquent:

$$\begin{aligned} E_{0x} &= b_0 \cdot e^{-\gamma_0 z} \\ E_{1x} &= a_1 \cdot e^{\gamma_1 z} + b_1 \cdot e^{-\gamma_1 z} \\ E_{2x} &= a_2 \cdot e^{\gamma_2 z} + E_0 \cdot e^{-\gamma_2 z} \end{aligned} \quad (2.45)$$

La recherche des composantes du champ magnétique - grâce à la relation (2.33) - et l'expression des conditions de continuité aux interfaces conduisent aux valeurs des constantes a_i et b_i , $i \in \{0, 1, 2\}$, résultant de l'intégration de l'équation d'onde. Dès lors, on peut former le rapport entre E_{1x} à une cote ξ quelconque de la tranche d'eau, $\xi \in [-d, 0]$, et cette même grandeur calculée à la frontière avec le plateau continental:

$$\frac{E_{1x}(\xi)}{E_{1x}(-d)} = \frac{1}{Q_f(\xi)} = \frac{\cosh \gamma_1 \xi}{\cosh \gamma_1 d} \quad (2.46)$$

Le comportement de l'onde de fond dans ses trajets entre les points d'émission ou de réception et le sol sera donc défini par la quantité $1/Q_f(h)Q_f(z)$, en remplacement des termes exponentiels des relations (2.30) associés à une propagation dans un demi-espace.

trajet horizontal

La prise en compte de la stratification repose sur l'introduction d'une région semi-infinie homogène venant se substituer aux couches d'eau et d'air; il convient donc, comme précédemment, de déterminer pour ce milieu fictif ses paramètres équivalents assurant l'identité des propriétés électriques entre les deux modèles; cela conduit à poser, avec des notations déjà explicitées:

$$\eta_e = \frac{j\omega\mu_0}{\gamma_e} = \eta_{s2} \quad (2.47)$$

L'impédance de surface calculée à l'interface entre l'océan et le fond marin résulte en effet de la géométrie des couches situées à une cote z supérieure à $-d$. Elle s'exprime notamment en fonction de η_{s1} , η_1 et d à l'aide de la relation de récurrence (2.37), écrite sous la forme $\eta_{sm+1} = f(\eta_{sm})$, $m \in \{1 \dots M-1\}$:

$$\eta_e = \eta_1 \frac{\eta_1 \tanh\gamma_1 d - \eta_{s1}}{\eta_{s1} \tanh\gamma_1 d - \eta_1} \quad (2.48)$$

La propagation d'une onde plane dans l'air selon le schéma défini par la figure 2.15 et les équations (2.45) permet de fixer à $-j\omega\mu_0/\gamma_0$ la valeur de η_{s1} . L'impédance équivalente devient alors:

$$\eta_e = -\eta_1 \frac{\gamma_0 \tanh\gamma_1 d + \gamma_1}{\gamma_1 \tanh\gamma_1 d + \gamma_0} \quad (2.49)$$

Or, les hypothèses génériques de cette étude ont conduit à supposer le rapport $|\eta_0/\eta_1|^2 = |\gamma_0/\gamma_1|^2$ très faible devant l'unité. On peut donc introduire un coefficient de correction Q' - à l'instar de ce qui a été pratiqué à l'interface air/mer - s'écrivant comme suit:

$$Q' = -\frac{1}{\tanh\gamma_1 d} \quad (2.50)$$

Les expressions des paramètres équivalents en fonction de Q' et des grandeurs correspondant à une mer semi-infinie sont sans changement par rapport à (2.42). En revanche, les conséquences de la stratification sur les équations (2.30) lors du trajet horizontal de l'onde sont doubles, s'exerçant d'une part sur le moment de courant ($p_e = Q'^2 p_1$) et d'autre part sur le rapport des constantes de propagation ($n_{2/e} = Q' n_{2/1}$).

Les évolutions des composantes électriques de la contribution "fond", imputables à un canal sous-marin borné, sont rassemblées dans les relations ci-dessous:

$$E_{1r} = \frac{2p_1}{r^3} K_f \cos\varphi \left[(1 + \gamma_2 r + \gamma_2^2 r^2) + \frac{n_{2/1}}{2 \tanh \gamma_1 d} \sqrt{2\pi r \gamma_2} \left(\frac{57}{128} + \frac{7}{8} \gamma_2 r + \gamma_2^2 r^2 \right) \right] \cdot e^{-\gamma_2 r} \quad (2.51)$$

$$E_{1\varphi} = \frac{4p_1}{r^3} K_f \sin\varphi \left[(1 + \gamma_2 r) + \frac{n_{2/1}}{4 \tanh \gamma_1 d} \sqrt{2\pi r \gamma_2} \left(\frac{3}{8} + \gamma_2 r \right) \right] \cdot e^{-\gamma_2 r}$$

où:

$$K_f = \frac{Q'^2}{Q_f(h)Q_f(z)} = \frac{(\cosh \gamma_1 h)(\cosh \gamma_1 z)}{\sinh^2 \gamma_1 d} \quad (2.52)$$

3.2.3. formulation globale

Les conditions (2.22) et (2.23) - énoncées en préambule de cette analyse - fournissent les éléments nécessaires à l'observation et à la prééminence des ondes latérales lors de la propagation des champs électromagnétiques de la source vers le récepteur. Sur la base de ces hypothèses, seules ces contributions ont été étudiées, notamment dans leur interaction avec l'environnement; en particulier, les relations (2.43) et (2.51) apportent une formulation analytique des composantes électriques associées aux transitions air/mer et mer/sol respectivement, et cela en tenant compte de la stratification du domaine. Une estimation du champ global rayonné en mer est donc obtenue par sommation vectorielle de ces grandeurs; ces expressions ayant d'ores et déjà été établies dans un unique système d'axes, leur résultante sera définie comme suit, en coordonnées cylindriques:

$$E_{1r} = \frac{2p_1}{r^3} \cos\varphi \left\{ K_s + K_f \left[(1 + \gamma_2 r + \gamma_2^2 r^2) + \frac{n_{2/1}}{2 \tanh \gamma_1 d} \sqrt{2\pi r \gamma_2} \left(\frac{57}{128} + \frac{7}{8} \gamma_2 r + \gamma_2^2 r^2 \right) \right] \cdot e^{-\gamma_2 r} \right\}$$

$$E_{1\varphi} = \frac{4p_1}{r^3} \sin\varphi \left\{ K_s + K_f \left[(1 + \gamma_2 r) + \frac{n_{2/1}}{4 \tanh \gamma_1 d} \sqrt{2\pi r \gamma_2} \left(\frac{3}{8} + \gamma_2 r \right) \right] \cdot e^{-\gamma_2 r} \right\} \quad (2.53)$$

On dispose ainsi, dans une mer peu profonde, d'une modélisation du rayonnement d'un dipôle électrique horizontal mettant en évidence l'influence d'un fond marin sur les modes de propagation identifiés précédemment.

3.3. Etude paramétrique et application au milieu océanique

La mise en exergue de mécanismes particuliers de propagation - et l'établissement des formulations correspondantes - implique que soit validée une telle représentation, notamment par une confrontation avec d'autres approches du même problème d'électromagnétisme. Les expressions (2.53), construites à partir des seules ondes latérales prenant naissance aux

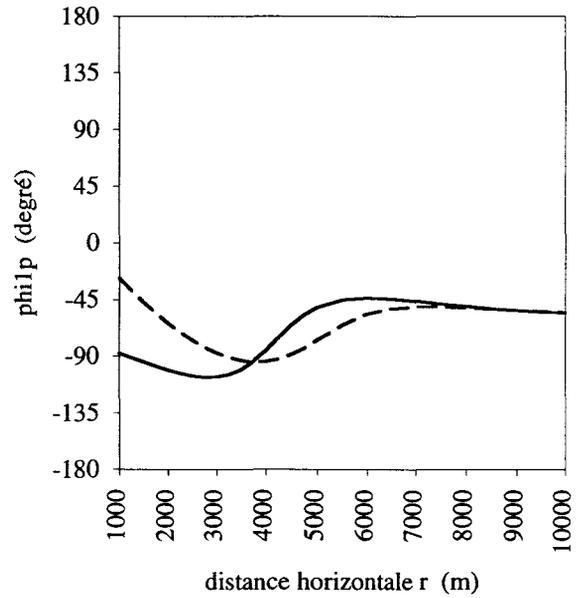
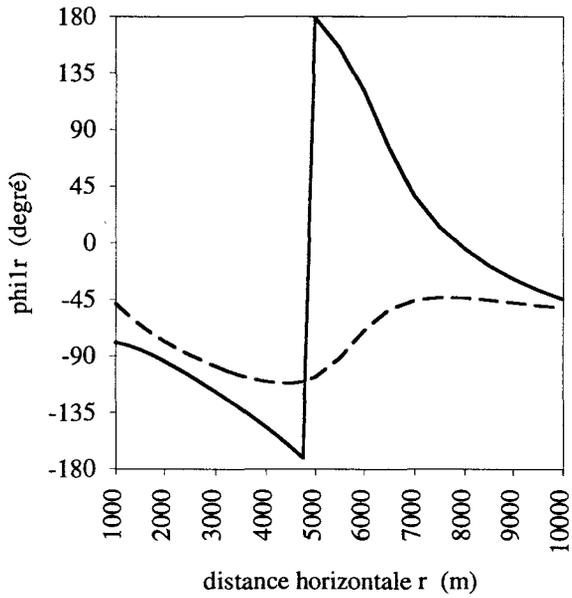
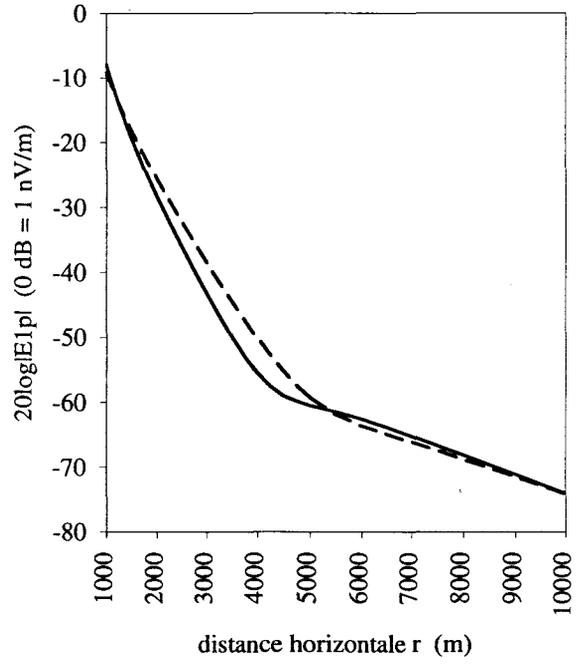
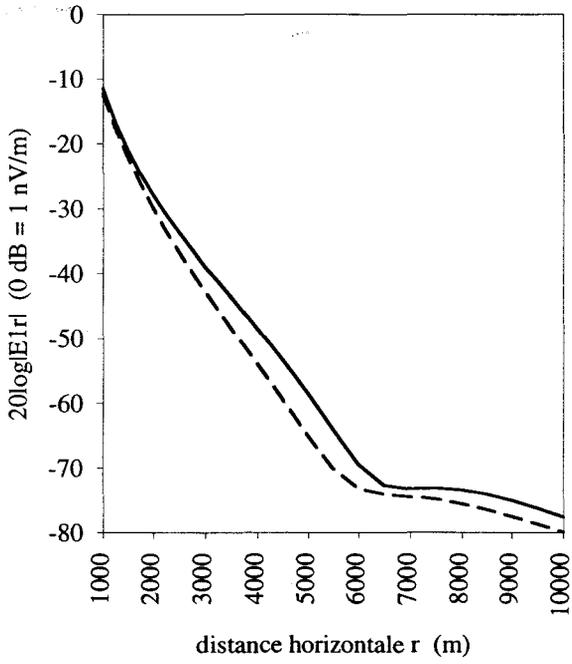
interfaces d'un domaine à trois couches, vont donc être comparées à des résultats de simulation numérique intégrant l'ensemble des contributions du rayonnement. Le logiciel POEME, dont le principe est fondé sur la résolution des intégrales de Sommerfeld, est utilisé à cette fin: le modèle de source est celui d'un dipôle électrique horizontal, de fréquence 1 Hz et de moment de courant 1 A.m, placé dans un espace en tout point semblable à celui défini pour l'approche analytique. Ainsi, par l'analyse de l'influence des différents paramètres d'environnement et de position, cette étude atteint un double objectif: à la comparaison entre valeurs calculées et simulées, s'ajoute en effet la caractérisation du milieu marin vis à vis d'une excitation électromagnétique d'origine dipolaire.

influence de la distance horizontale

La résolution mathématique des équations du rayonnement fait apparaître diverses contributions d'importance variable en fonction des portions d'espace considérées: les effets directs et réfléchis sont notamment négligés à grande distance de la source. De plus, des approximations se font jour dans les résultats obtenus et conduisent à la définition de zones proche, intermédiaire et asymptotique pour lesquelles les expressions des champs diffèrent. Cette partition a donc dicté le choix de la forme des ondes latérales se propageant aux frontières air/mer et mer/sol à partir desquelles est construite notre représentation du rayonnement dans un milieu à trois strates. De ce fait, la distance horizontale séparant la source du point d'observation constitue le premier paramètre du modèle analytique qui vient d'être établi. Cependant, son influence ne peut être étudiée isolément mais en relation étroite avec les propriétés de conduction du sol - le numérateur des expressions (2.53) est en effet fonction du produit $\gamma_2 r$.

L'évaluation porte sur les composantes radiale et tangentielle du champ électrique, respectivement calculées à $\varphi = 0$ et $\varphi = 90^\circ$. Cette détermination est menée de deux manières distinctes, à partir de la formulation (2.53) et par simulation informatique. Le milieu retenu est un océan de profondeur 100 m, borné par un fond de conductivité σ_2 , valant alternativement 10^{-1} , 10^{-2} et 10^{-3} S/m; la permittivité ϵ_2 du sol est choisie égale à $8\epsilon_0$, et cela pour l'ensemble de l'étude. Les résultats correspondants sont fournis par les figures 2.16 à 2.18 qui présentent les variations des modules et phases de E_{1r} et $E_{1\varphi}$ en fonction d'une distance r comprise entre 1000 et 10000 m. Lors de ce test, émetteur et récepteur sont placés à l'interface entre l'air et la mer ($h = z = 0$).

L'analyse de ces graphes permet de juger de l'exactitude d'une estimation des champs par voie analytique - et donc de la validité des mécanismes qui sont privilégiés par cette approche. De manière générale, on observe une plus grande adéquation entre les grandeurs calculées et simulées, qu'il s'agisse du module ou de la phase, lorsque la conductivité du fond est faible. Ce résultat était prévisible dans la mesure où l'on renforce alors la condition (2.22), nécessaire à l'application des formules approchées des ondes latérales. Les erreurs les plus importantes sont en effet relevées pour $\sigma_2 = 10^{-1}$ S/m, avec sur $|E_{1r}|$ des écarts pouvant

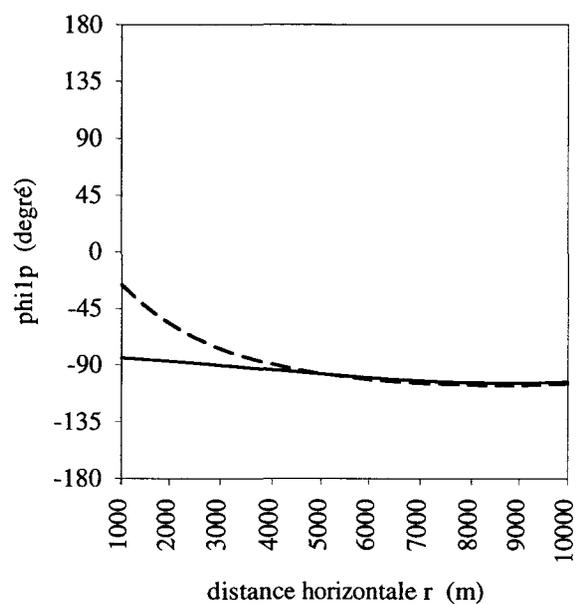
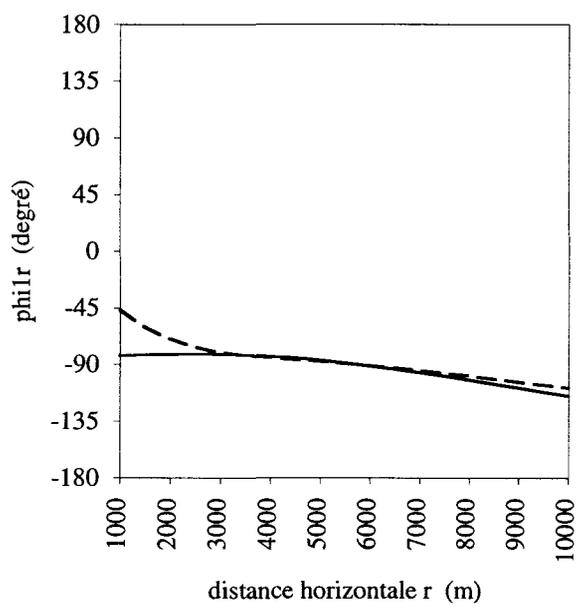
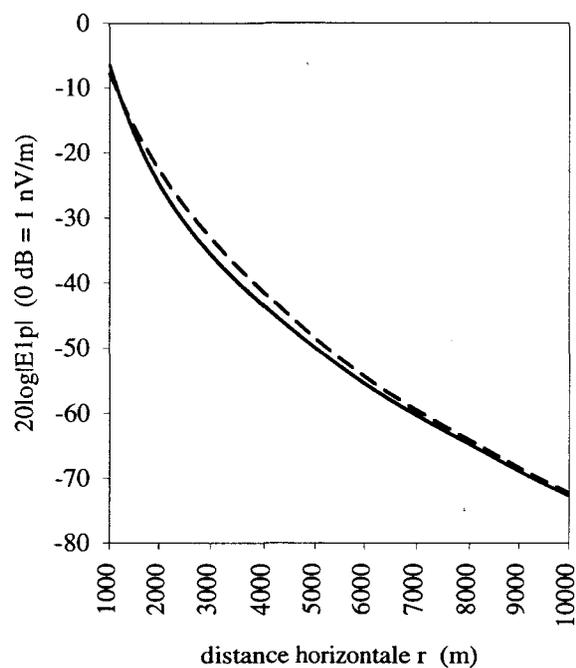
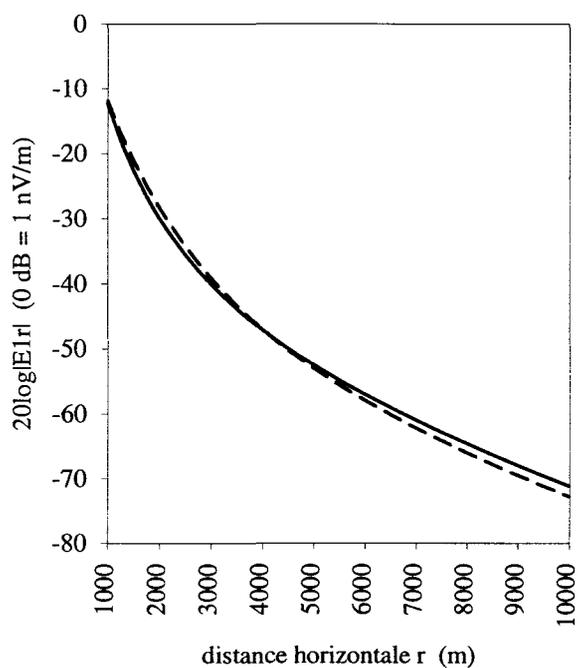


(a)

(b)

Figure 2.16 - Module et phase des composantes E_{1r} (a: $\varphi = 0$) et $E_{1\varphi}$ (b: $\varphi = 90^\circ$) en fonction de la distance horizontale r , avec un fond de conductivité $\sigma_2 = 10^{-1}$ S/m:

- formulation analytique (—)
 - calcul numérique (- - -).



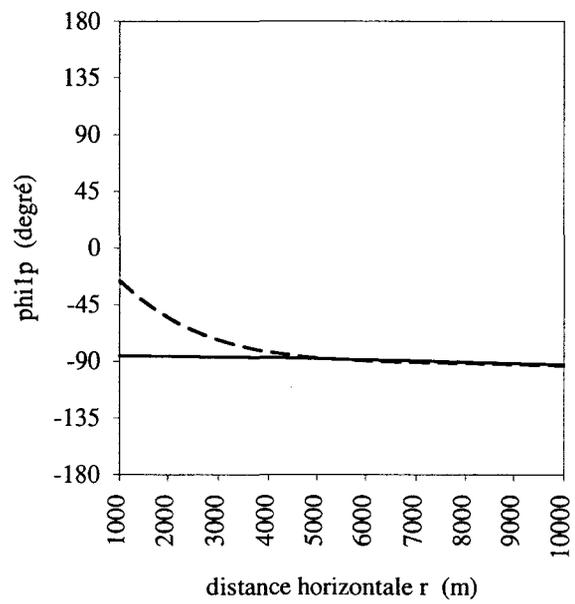
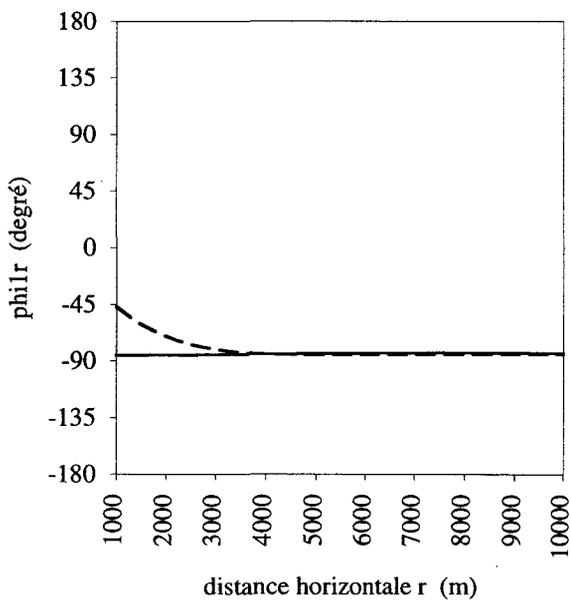
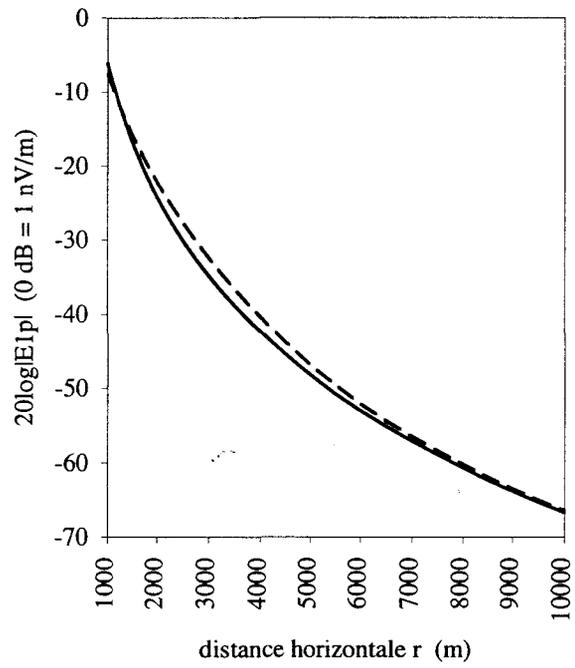
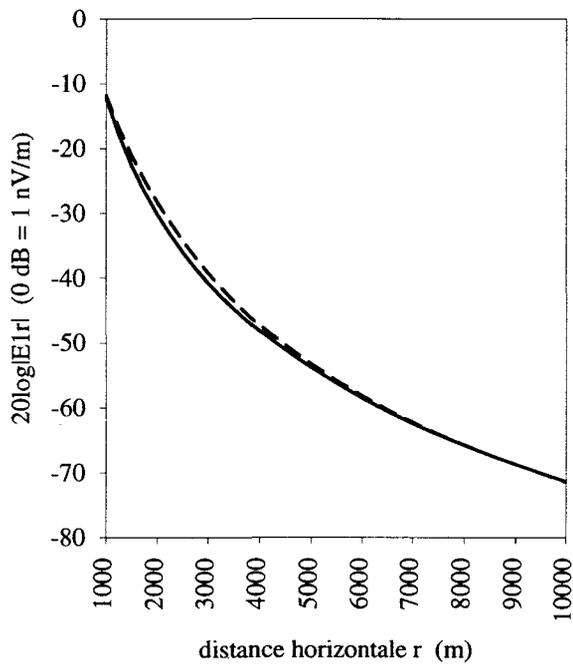
(a)

(b)

Figure 2.17 - Module et phase des composantes E_{1r} (a: $\varphi = 0$) et $E_{1\varphi}$ (b: $\varphi = 90^\circ$) en fonction de la distance horizontale r , avec un fond de conductivité $\sigma_2 = 10^{-2}$ S/m:

- formulation analytique (—)

- calcul numérique (- - -).



(a)

(b)

Figure 2.18 - Module et phase des composantes E_{1r} (a: $\varphi = 0$) et $E_{1\varphi}$ (b: $\varphi = 90^\circ$) en fonction de la distance horizontale r , avec un fond de conductivité $\sigma_2 = 10^{-3}$ S/m:

- formulation analytique (—)

- calcul numérique (- - -).

atteindre 6 dB, soit un facteur 2 en valeur naturelle; de même, l'approche analytique ne peut donner une représentation correcte de la phase de cette composante. En revanche, ces différences s'amenuisent fortement lorsque l'on conjugue une conductivité plus basse et des distances source-captteur élevées; l'erreur de phase demeure importante au voisinage de 1000 m mais une telle valeur de r nous place en limite du domaine d'application des relations (2.27) donnant la forme de la contribution mer/sol.

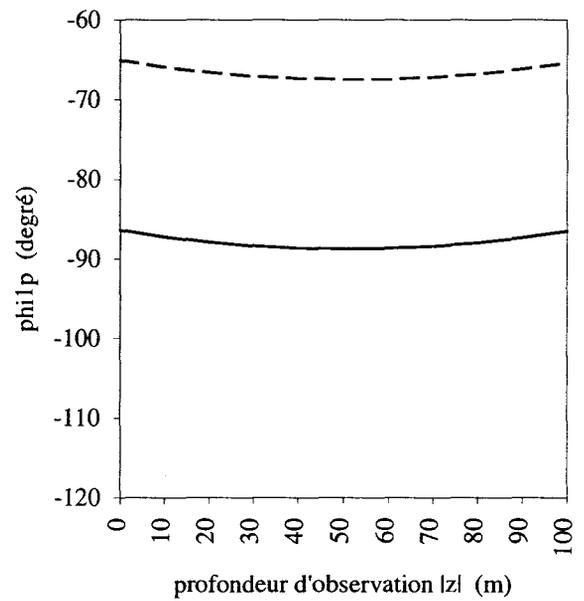
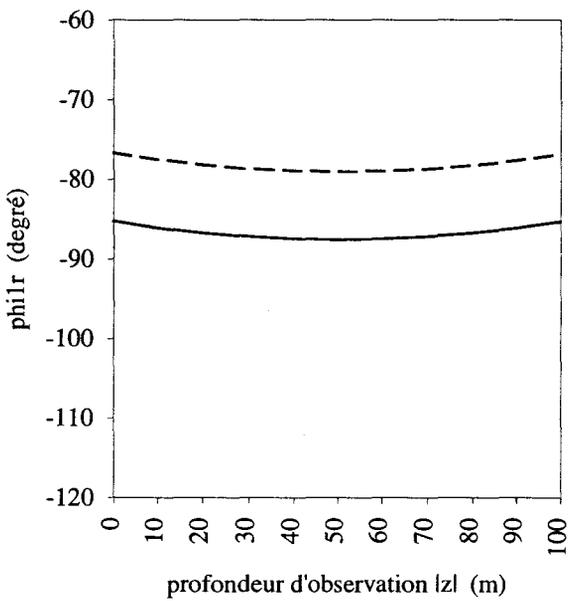
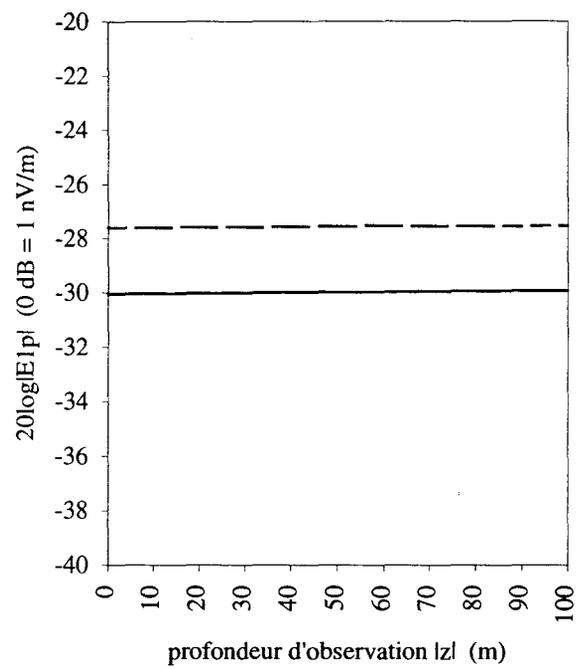
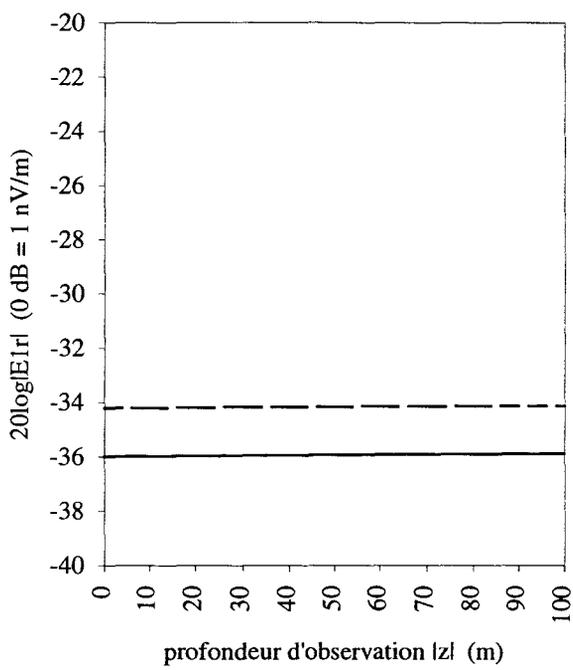
On vérifie ainsi que dans le respect des hypothèses énoncées, on peut bâtir une bonne représentation du rayonnement en milieu trois couches à partir des ondes latérales associées aux interfaces du domaine. La prééminence de ces phénomènes pour les forts contrastes de conductivité explique l'accroissement du niveau de champ électrique observé pour les fonds marins les plus résistifs; sur cet exemple, le passage de 10^{-1} à 10^{-3} S/m s'accompagne d'une multiplication par 2,5 des modules des composantes radiale et tangentielle.

influence des immersions de source et de capteur

Lors du test précédent, le dipôle-émetteur et le point d'observation ont été choisis affleurant à la surface de l'océan: il nous faut maintenant étudier la manière dont le champ électrique évolue dans la tranche d'eau. Pour ce faire, le milieu considéré est une mer de profondeur 100 m, délimitée en partie basse par un fond de conductivité unique égale à 10^{-3} S/m. Les figures 2.19 à 2.21 montrent les modules et phases des composantes E_{1r} et $E_{1\phi}$ mesurées à une distance horizontale de 2500 m de l'émetteur, à différentes immersions et pour trois configurations distinctes de la source: en surface ($h = 0$), à mi-hauteur ($h = -50$ m) et posée sur le sol ($h = -100$ m).

Si l'on se réfère aux graphes précédents, on constate que les positions relatives de l'émetteur et du récepteur retenues pour cette analyse correspondent à des écarts sensibles entre les grandeurs calculées et simulées. Ce point se vérifie sur les figures actuelles où l'on relève notamment des différences entre les modules avoisinant 1,7 dB pour E_{1r} et 2,4 dB pour $E_{1\phi}$; le même constat peut être fait sur les lois de phase. En revanche, ces erreurs d'estimation demeurent constantes lorsque les immersions de source et de capteur varient: la formulation analytique se comporte donc vis à vis de ces paramètres de la même manière que les résultats numériques.

En outre, il est important de remarquer le peu d'incidence de h et de z sur le champ électrique rayonné à grande distance de la source dans une mer peu profonde: le module et la phase de ses composantes sont quasiment sans changement dans les différentes configurations qui viennent d'être testées. Ce comportement, mis en évidence par deux approches distinctes, permet de représenter les lignes de champ associées aux ondes latérales dans la tranche d'eau par des segments de droite perpendiculaires aux interfaces air/mer et mer/sol lorsque celles-ci sont proches l'une de l'autre.



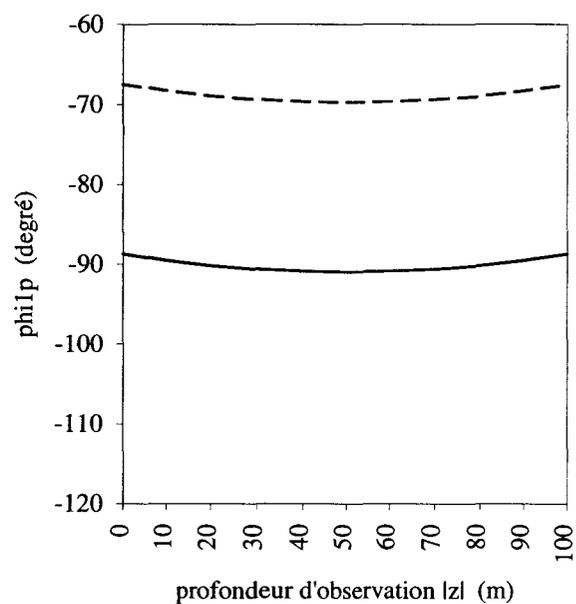
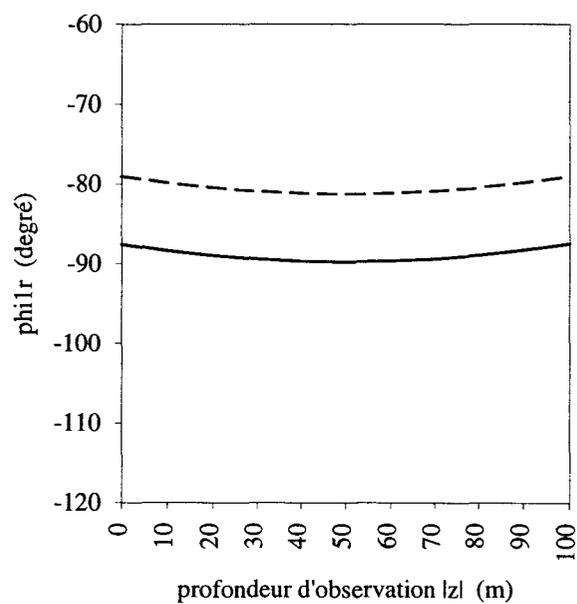
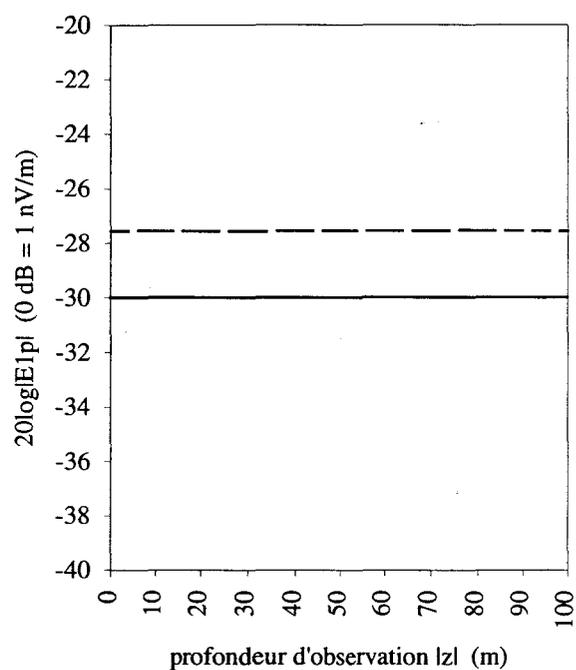
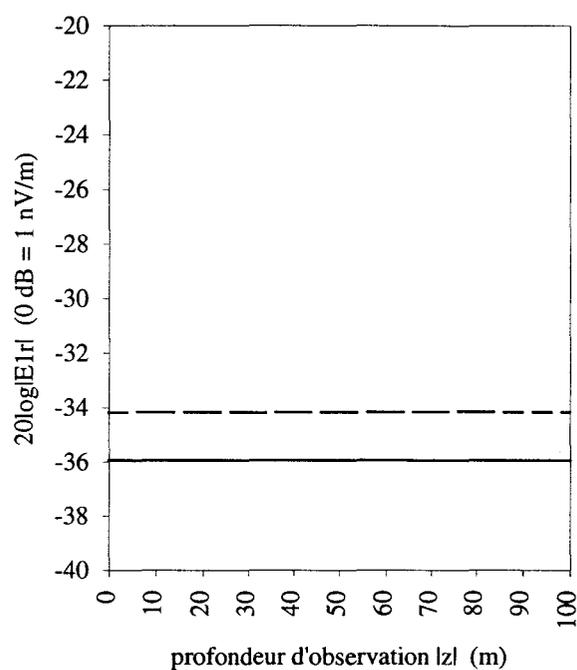
(a)

(b)

Figure 2.19 - Module et phase des composantes E_{1r} (a: $\varphi = 0$) et $E_{1\varphi}$ (b: $\varphi = 90^\circ$) en fonction de la profondeur d'observation $|z|$, avec un dipôle en surface ($h = 0$):

- formulation analytique (—)

- calcul numérique (- - -).



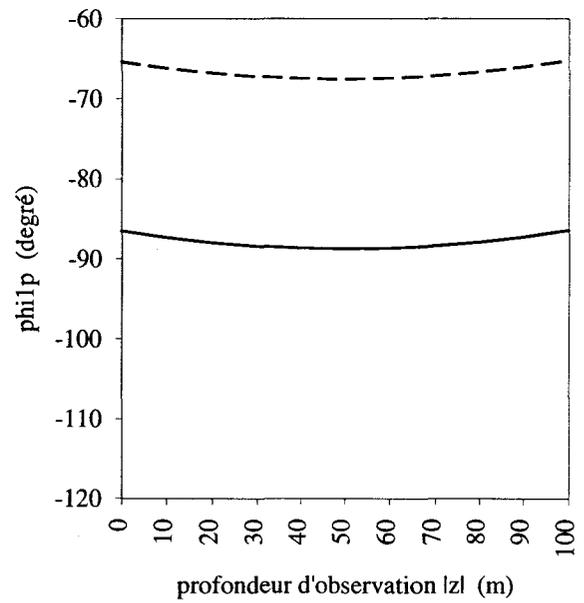
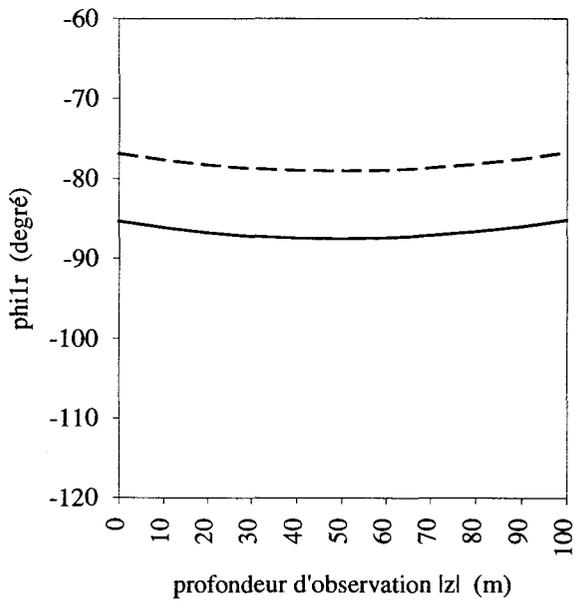
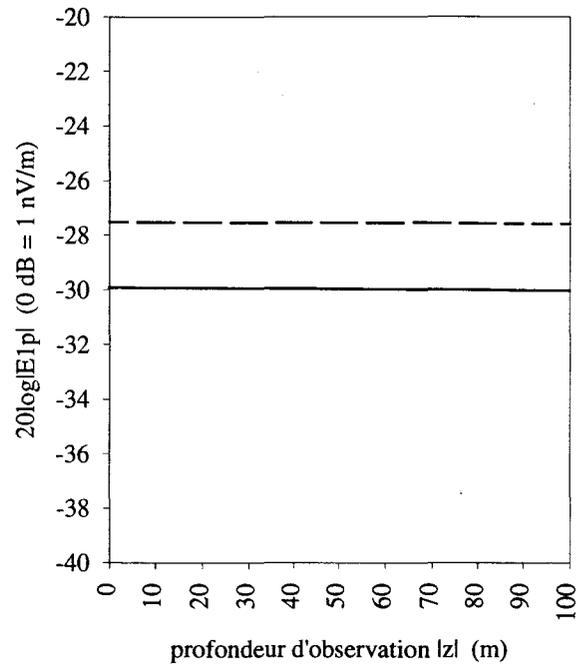
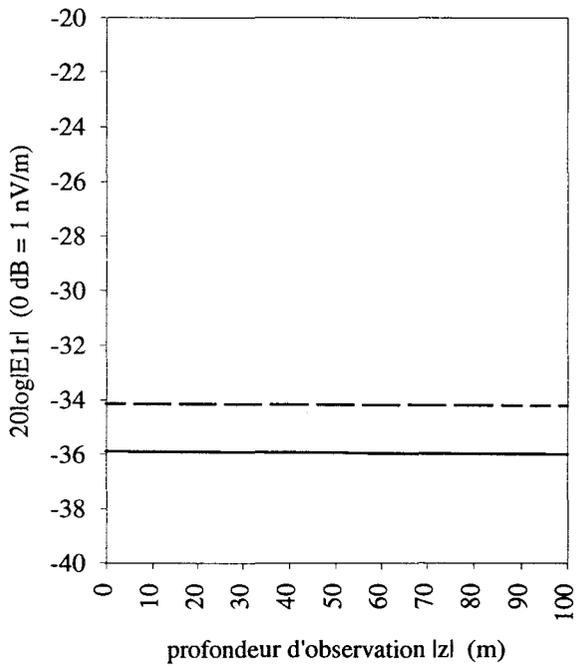
(a)

(b)

Figure 2.20 - Module et phase des composantes E_{1r} (a: $\varphi = 0$) et $E_{1\varphi}$ (b: $\varphi = 90^\circ$) en fonction de la profondeur d'observation $|z|$, avec un dipôle à mi-hauteur ($h = -50$ m):

- formulation analytique (—)

- calcul numérique (- - -).



(a)

(b)

Figure 2.21 - Module et phase des composantes E_{1r} (a: $\phi = 0$) et $E_{1\phi}$ (b: $\phi = 90^\circ$) en fonction de la profondeur d'observation $|z|$, avec un dipôle sur le fond ($h = -100$ m):

- formulation analytique (—)

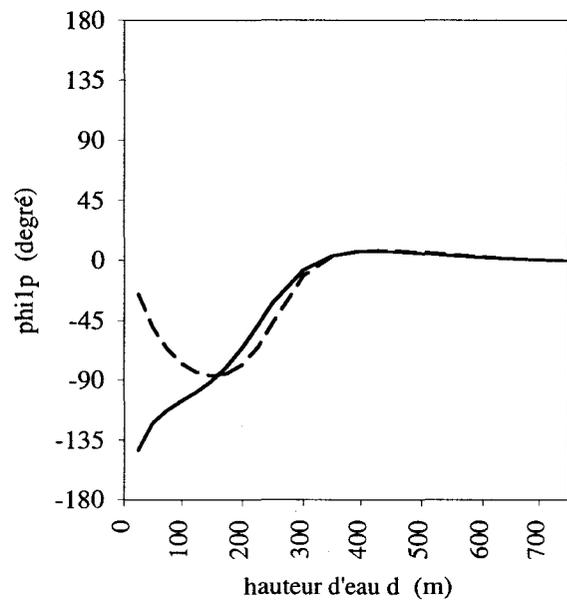
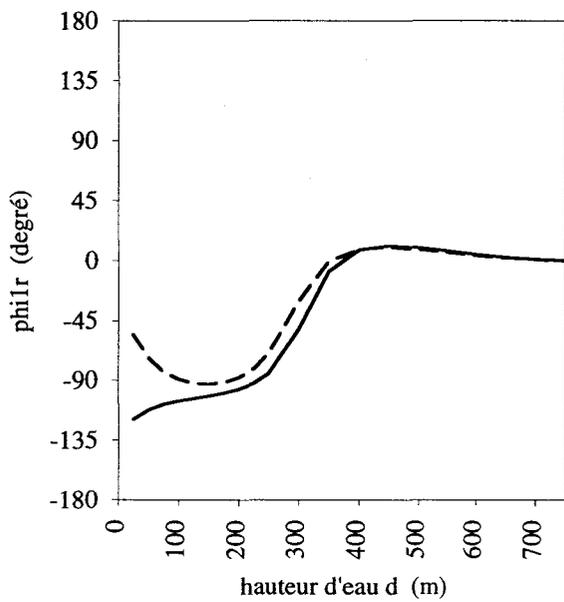
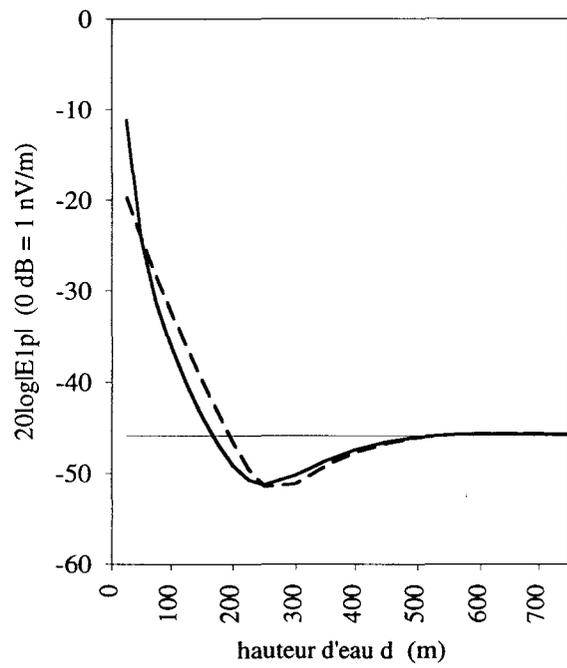
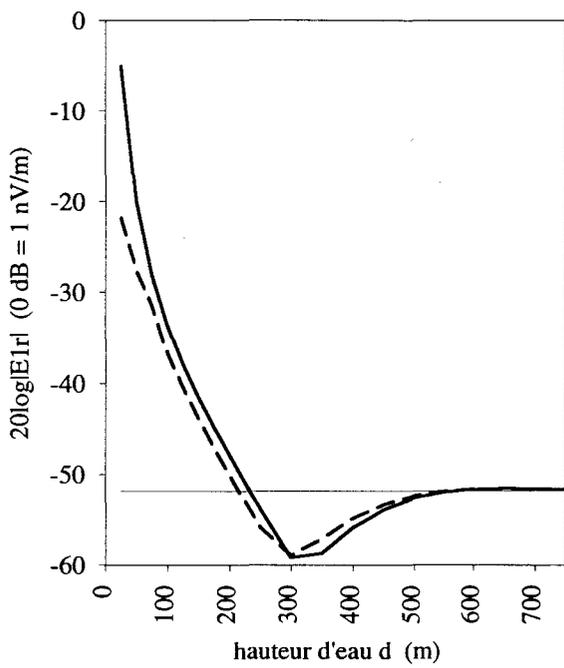
- calcul numérique (- - -).

influence de la hauteur d'eau

La genèse de cette étude est faite d'un constat: celui de l'accroissement significatif que subit le niveau de champ électrique rayonné loin de la source dans un milieu à trois strates. Un modèle analytique a donc été établi afin de rendre compte de ce phénomène à partir de modes particuliers de propagation. La pertinence de cette représentation est désormais à apprécier dans un environnement océanique de hauteur d'eau variable et pour différentes conductivités de fond, permettant ainsi de juger de l'influence de la stratification. Cette analyse est menée pour des valeurs de d comprises entre 25 et 750 m, soit au maximum trois épaisseurs de peau de l'onde à la fréquence d'émission; un sol résistif est utilisé pour ce test, σ_2 valant respectivement 10^{-1} , 10^{-2} et 10^{-3} S/m. Les figures 2.22 à 2.24 sont associées à ces cas et fournissent les caractéristiques des composantes radiale et tangentielle du champ électrique mesuré à 2500 m de la source, émetteur et récepteur étant à nouveau placés en surface ($h = z = 0$).

La comparaison entre les résultats issus des expressions (2.53) et ceux émanant du logiciel POEME renforce des tendances déjà identifiées précédemment; ainsi, on réalise une meilleure estimation analytique lorsque la conductivité des fonds diminue. En outre, les très faibles hauteurs d'eau s'avèrent critiques pour la formulation simplifiée du rayonnement, conduisant à surévaluer les modules (jusqu'à atteindre un écart de 16,7 dB sur $|E_{1r}|$ à 25 m pour un sol de 10^{-1} S/m) et à dégrader l'estimation des phases. Notre approche est donc sujette à caution lorsque le fond est voisin de la surface à des distances de l'ordre de $0,1 \delta_1$ comme l'illustre notre exemple.

Les enseignements de cette analyse touchent également le comportement du champ électrique en présence d'un fond faiblement conducteur. A titre de comparaison, les figures 2.22 à 2.24 font mention des grandeurs correspondant à une mer ouverte. Cela impose plusieurs remarques. Tout d'abord, il existe une première série de valeurs de d , inférieures à une épaisseur de peau δ_1 , pour laquelle on assiste à un rehaussement des amplitudes du champ rayonné, et ce de manière d'autant plus importante que la tranche d'eau est de faible épaisseur et le sol peu conducteur (les données de simulation sont prises pour support de cette discussion). Par exemple, cette augmentation est de 30 dB sur les modules de \vec{E} pour $d = 50$ m et $\sigma_2 = 10^{-3}$ S/m. A contrario, on peut définir un deuxième intervalle de hauteurs d'eau sur lequel s'observe le phénomène inverse: en effet, les modules $|E_{1r}|$ et $|E_{1\phi}|$ déterminés dans un environnement à trois couches sont susceptibles de prendre des valeurs moindres que dans un espace semi-infini. Les courbes tracées font apparaître un minimum de champ correspondant à des fonds supérieurs à une épaisseur de peau. Ainsi, dans le cas $\sigma_2 = 10^{-3}$ S/m, cette baisse est de l'ordre de 4,4 dB pour chaque composante, radiale et tangentielle, par rapport à une configuration de mer ouverte. Enfin, pour les valeurs élevées de d , le comportement des champs devient asymptotique et tend à se confondre avec celui du milieu semi-infini. L'écart résiduel subsistant au delà de trois épaisseurs de peau δ_1 (environ 750 m) n'est plus significatif et l'on pourra définitivement négliger l'influence du fond à de telles profondeurs.



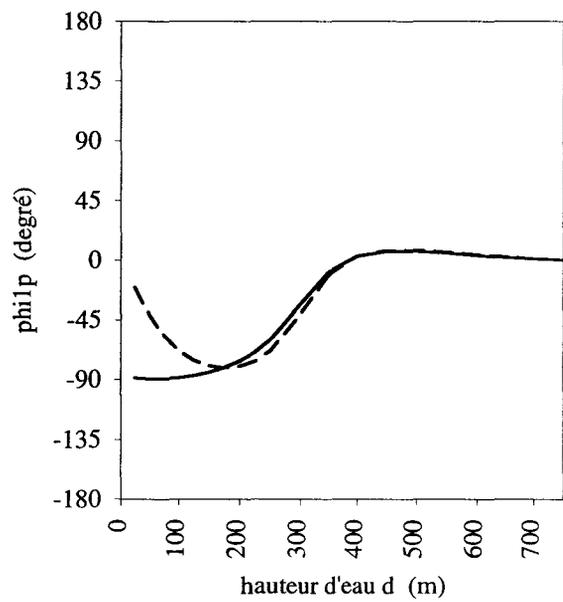
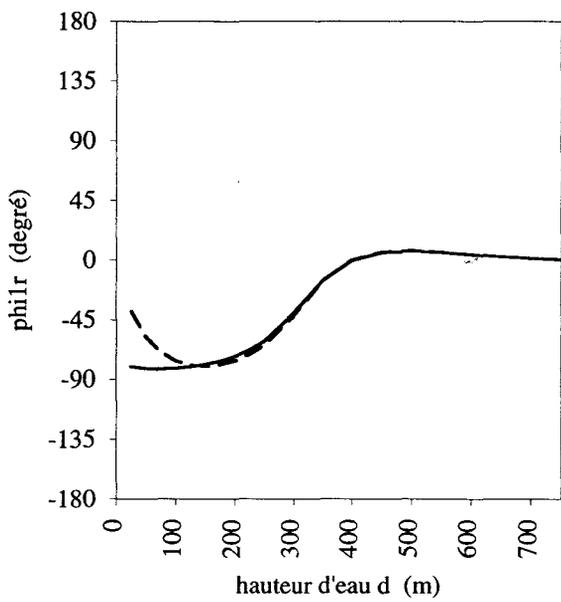
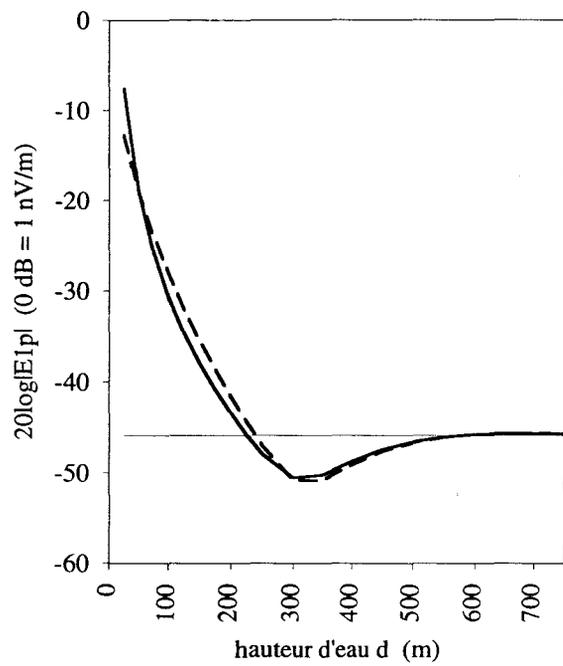
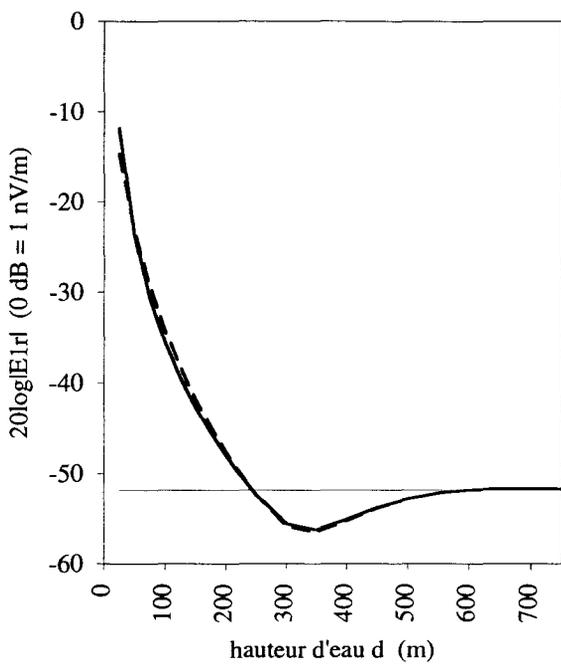
(a)

(b)

Figure 2.22 - Module et phase des composantes E_{1r} (a: $\varphi = 0$) et $E_{1\varphi}$ (b: $\varphi = 90^\circ$) en fonction de la hauteur d'eau d , avec un fond de conductivité $\sigma_2 = 10^{-1}$ S/m:

- formulation analytique (—)

- calcul numérique (- - -).



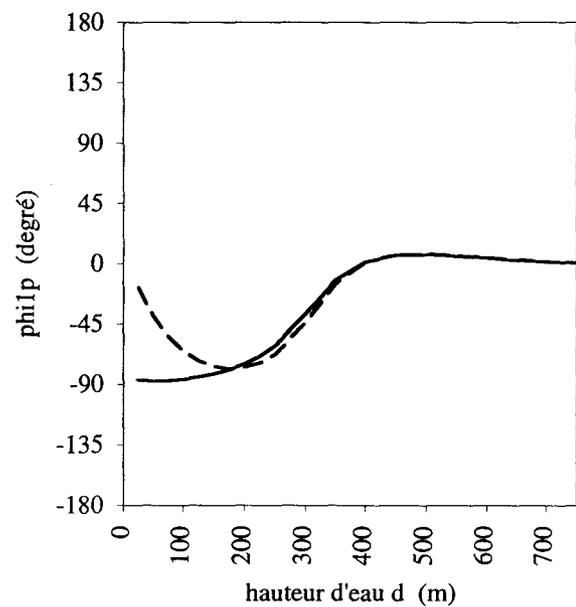
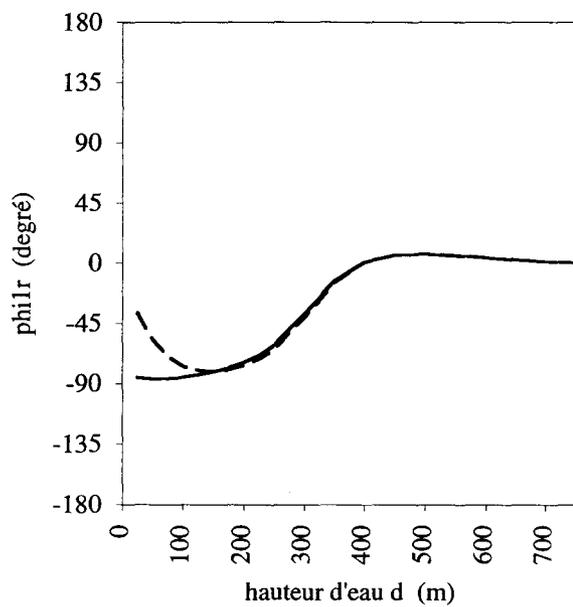
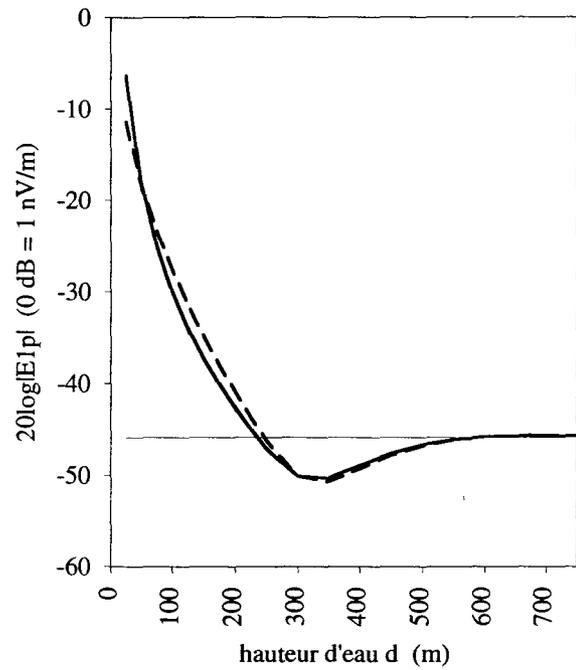
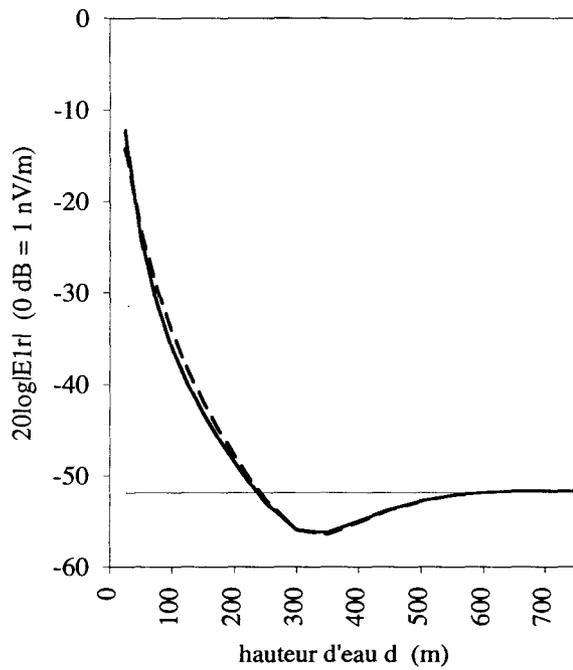
(a)

(b)

Figure 2.23 - Module et phase des composantes E_{1r} (a: $\varphi = 0$) et $E_{1\varphi}$ (b: $\varphi = 90^\circ$) en fonction de la hauteur d'eau d , avec un fond de conductivité $\sigma_2 = 10^{-2}$ S/m:

- formulation analytique (—)

- calcul numérique (- - -).



(a)

(b)

Figure 2.24 - Module et phase des composantes E_{1r} (a: $\varphi = 0$) et $E_{1\varphi}$ (b: $\varphi = 90^\circ$) en fonction de la hauteur d'eau d , avec un fond de conductivité $\sigma_2 = 10^{-3}$ S/m:

- formulation analytique (—)

- calcul numérique (- - -).

Ainsi, la prééminence des ondes latérales en champ lointain, et la double contribution - air/mer et mer/sol - qu'impose un domaine stratifié à trois couches, conduisent à des phénomènes contrastés: forte augmentation du niveau de signal rayonné en eaux peu profondes par rapport à une mer ouverte ou diminution pour des fonds plus éloignés. L'addition de grandeurs vectorielles de composantes complexes - dotées de ce fait de lois de phase distinctes - peut en effet accroître ou abaisser le module de la résultante effectivement mesurée. Cette propriété est déterminante pour toute transmission d'informations par voie électromagnétique en mer.

Conclusion

La diversité des milieux composant l'environnement marin, leur permanente évolution, amènent à rechercher de nécessaires simplifications dans la géométrie de ce domaine afin d'en comprendre le comportement vis à vis d'une excitation électromagnétique. L'adoption d'un modèle tabulaire, i.e. composé de strates homogènes et parallèles, conduit ainsi à une formulation intégrale des champs rayonnés par une source dipolaire. Dans ce cas, les approches sont multiples, notamment numériques, mais la capacité à obtenir des expressions analytiques simples est directement liée à la configuration de l'espace d'étude et au nombre d'interfaces qu'il recèle: en effet, l'augmentation des conditions aux limites accroît la complexité de la représentation mathématique du rayonnement. Ce calcul, mené dans le cas d'une transition entre deux milieux supposés semi-infinis, met en évidence la décomposition du champ électromagnétique en trois contributions: directe, réfléchi et latérale; cette dernière offre la particularité de se propager à l'interface sans subir l'atténuation de l'eau de mer et devient, à ce titre, prépondérante à grande distance de la source. Les propriétés attachées à un océan ouvert sont ainsi bien connues; en revanche, en présence d'un fond marin, les mécanismes de propagation et la formulation correspondante sont à établir.

Notre étude vise à apporter une réponse à ce problème par une modélisation du rayonnement ne privilégiant que les seules ondes latérales. En effet, les hypothèses de fréquences basses et de grand contraste de conductivité entre la mer et le sol conduisent à la prééminence en champ lointain de ces phénomènes pour chaque interface prise séparément. L'idée poursuivie est d'associer ces conditions et de quantifier pour ces deux contributions les changements induits par la présence d'un troisième milieu venant border l'espace de propagation - en l'occurrence l'eau de mer - initialement semi-infini. Le champ électromagnétique est alors vu comme la somme des effets de type "fond" et "surface" résultant de cette analyse.

Cette formulation, confrontée à des simulations numériques intégrant l'ensemble des modes de propagation, constitue une représentation acceptable du rayonnement en des régions éloignées de la source, i.e. dans une portion d'espace où s'observe effectivement la prédominance des ondes latérales. De plus, cette approche permet de rendre compte du comportement des champs à hauteur d'eau finie. Une étude paramétrique a confirmé les forts accroissements de signal électrique qu'engendrait un fond proche, à l'exclusion d'un ensemble de valeurs de d pour lesquelles les amplitudes relevées dans un océan borné sont inférieures à celles déterminées dans les mêmes conditions en mer ouverte: ce phénomène peut être comparé à des interférences destructives entre les ondes se propageant aux frontières du domaine en fonction de leurs lois de phase respectives.

Cette analyse révèle l'influence d'un fond marin faiblement conducteur sur le rayonnement d'un dipôle électrique horizontal et montre que pour des hauteurs d'eau inférieures à trois épaisseurs de peau, la double contribution apparaissant alors dans l'expression du champ électromagnétique en modifie sensiblement les propriétés. Les

caractéristiques d'environnement - en particulier la bathymétrie et la géologie du sous-sol - constituent donc des éléments déterminants pour des applications en lutte sous-marine ou en communications.

Chapitre 3 :

Mise en œuvre d'une méthode de localisation spatiale

Chapitre 3 :

Mise en œuvre d'une méthode de localisation spatiale

Introduction

La caractérisation d'un rayonnement dipolaire en espace stratifié, l'étude des modes de propagation afférents, ont révélé l'existence de mécanismes particuliers de transmission de l'information à la frontière de régions présentant un fort contraste de conductivité. Les propriétés du milieu océanique favorisent l'observation de ces phénomènes, dits d'ondes latérales, par la variété des éléments en présence: air, mer, sable, sol rocheux... L'analyse précédente a permis d'établir les expressions analytiques du champ électrique associé, et cela pour divers degrés de stratification, en fonction du fond marin. Or, dans le trajet horizontal de l'onde de l'émetteur vers son point de réception, la dispersion de la tranche d'eau est sans effet; cette caractéristique fait de ce mode de propagation le vecteur privilégié des transmissions électromagnétiques en mer. C'est donc cette forme de champ que vont exploiter les traitements de l'information.

Le problème inverse de localisation de source à partir des données collectées en un point de l'espace représente une application de ces recherches en milieu marin. Plusieurs approches peuvent être envisagées, selon la connaissance de l'environnement et les puissances de calcul disponibles. L'orientation prise par cette étude est essentiellement analytique et s'appuie sur la structure du rayonnement qui vient d'être décrite. L'information a priori requise pour ces développements est alors composée du modèle de source, en l'occurrence un dipôle électrique horizontal car représentatif d'émissions réelles en mer. L'établissement de traitements idoines passe par l'analyse des grandeurs disponibles et l'examen des expressions analytiques issues de la formulation des ondes latérales. L'hypothèse d'un océan semi-infini simplifie cette démarche en offrant des écritures mathématiques plus aisées à manier. En effet, la représentation en milieu borné établie précédemment est d'un niveau de complexité tel qu'il

n'autorise pas de méthodes analytiques d'inversion. Néanmoins, cette approche peut servir de base à des développements numériques plus directs que ceux liés à une résolution exhaustive du problème s'appuyant sur l'estimation des intégrales de Sommerfeld.

La robustesse des algorithmes obtenus dans un espace à deux régions doit être évaluée face à une stratification plus importante du milieu, notamment en mer peu profonde. En outre, les conséquences des erreurs d'estimation des paramètres d'entrée sur la localisation finale est également à apprécier afin de caractériser précisément les performances de cette méthode. La recherche d'une optimisation numérique complète la résolution de ce problème inverse, exemple des traitements de l'information possibles sur ce type de données.

1. Polarisation de l'onde électromagnétique

Les systèmes acoustiques utilisés en milieu marin font appel à un champ de pression résultant d'ondes de vibrations mécaniques; les grandeurs manipulées sont donc scalaires. Des techniques spécifiques comme la formation de voies doivent alors être mises en place afin de pallier le manque d'informations attaché à ces signaux. A contrario, l'électromagnétisme en environnement océanique est fondé sur des champs de vecteurs dont la définition dans l'espace se fait par trois composantes complexes - amplitude et phase. En régime harmonique, la périodicité des variations temporelles de ces signaux confère aux champs une polarisation qui évolue en fonction des différents paramètres du problème: géométrie du milieu, point d'observation, etc. Mais l'exploitation possible de cette propriété impose au préalable d'en préciser le sens et le formalisme mathématique associé.

1.1. Description du phénomène

Si l'on rapporte l'espace à un repère orthonormé direct (Oxyz), le champ électrique horizontal, de pulsation ω , régnant en un point quelconque M du domaine s'exprime de la manière suivante, en coordonnées cartésiennes:

$$\begin{aligned} E_x &= E_{0x} \cdot e^{j\varphi_x} \cdot e^{j\omega t} \\ E_y &= E_{0y} \cdot e^{j\varphi_y} \cdot e^{j\omega t} \\ E_z &= 0 \end{aligned} \quad (3.1)$$

Cette définition, bien que très générale, est proche de celle correspondant aux ondes latérales explicitées précédemment, notamment par l'annulation de la composante verticale. En effet, l'étude d'un rayonnement dipolaire (DEH) en milieu stratifié permet de restreindre notre analyse à un vecteur parallèle au plan (Oxy).

La polarisation d'un champ caractérise le comportement de celui-ci en dehors de toute dépendance temporelle; elle est associée au lieu géométrique décrit par l'extrémité du vecteur concerné lorsque t varie. C'est ainsi qu'à partir des relations (3.1), dont seules les parties réelles sont accessibles par la mesure, on peut définir une courbe paramétrique répondant à cette problématique. En effet, le système:

$$\begin{aligned} X &= E_{0x} \cos(\omega t + \varphi_x) \\ Y &= E_{0y} \cos(\omega t + \varphi_y) \end{aligned} \quad (3.2)$$

conduit à l'équation cartésienne suivante, en notant que $\cos^2\omega t + \sin^2\omega t = 1$:

$$E_{0y}^2 X^2 - 2XYE_{0x}E_{0y} \cos(\varphi_x - \varphi_y) + E_{0x}^2 Y^2 = E_{0x}^2 E_{0y}^2 \sin^2(\varphi_x - \varphi_y) \quad (3.3)$$

Le type de cette conique permet de qualifier la polarisation du champ électrique dans le plan horizontal passant par le point d'observation.

1.2. Caractérisation

La détermination de la nature de (3.3) fait appel à un théorème de géométrie euclidienne que l'on énonce comme suit:

Soient Φ la fonction $\left\{ \begin{array}{l} R^2 \rightarrow R \\ (X, Y) \rightarrow aX^2 + bXY + cY^2 + d \end{array} \right.$ et C l'ensemble des points m de l'espace dont les coordonnées (X, Y) vérifient $\Phi(X, Y) = 0$. On suppose que $a \neq c$ ou $b \neq 0$ et que $\delta = b^2 - 4ac \neq 0$.

1) La matrice $\begin{bmatrix} a & b/2 \\ b/2 & c \end{bmatrix}$ possède deux valeurs propres λ et μ . Les sous-espaces propres correspondants sont des droites vectorielles orthogonales caractérisées par les vecteurs \vec{i} et \vec{j} .

2) Si $b^2 - 4ac < 0$, C est une ellipse dont les axes admettent \vec{i} et \vec{j} pour vecteurs directeurs.

La transposition de ces propriétés à notre problème, par identification entre les différents termes, conduit à rechercher le signe de la quantité δ définie par:

$$\delta = 4E_{0x}^2 E_{0y}^2 \cos^2(\varphi_x - \varphi_y) - 4E_{0x}^2 E_{0y}^2 = -4E_{0x}^2 E_{0y}^2 \sin^2(\varphi_x - \varphi_y) \quad (3.4)$$

Ainsi, moyennant la condition:

$$\sin(\varphi_x - \varphi_y) \neq 0 \quad (3.5)$$

l'extrémité du vecteur champ électrique décrit au cours du temps une ellipse - dite ellipse de polarisation. L'orientation de ses axes principaux est déterminée par les vecteurs propres de la matrice M :

$$M = \begin{bmatrix} E_{0y}^2 & -E_{0x} E_{0y} \cos(\varphi_x - \varphi_y) \\ -E_{0x} E_{0y} \cos(\varphi_x - \varphi_y) & E_{0x}^2 \end{bmatrix} \quad (3.6)$$

Or, le polynôme caractéristique associé à cette quantité admet deux racines:

$$(\lambda_1, \lambda_2) = \left(\frac{E_{0x}^2 + E_{0y}^2 - \sqrt{\Delta}}{2}, \frac{E_{0x}^2 + E_{0y}^2 + \sqrt{\Delta}}{2} \right) \quad (3.7)$$

avec $\Delta = E_{0x}^4 + E_{0y}^4 + 2E_{0x}^2 E_{0y}^2 \cos 2(\varphi_x - \varphi_y)$.

La recherche des sous-espaces propres correspondants est alors ramenée à la résolution des équations $M \vec{u}_i = \lambda_i \vec{u}_i$, $i \in \{1, 2\}$, dont une solution est composée des vecteurs suivants:

$$\vec{I} \begin{pmatrix} E_{0x} E_{0y} \cos(\varphi_x - \varphi_y) \\ \frac{E_{0y}^2 - E_{0x}^2 + \sqrt{\Delta}}{2} \end{pmatrix} ; \quad \vec{J} \begin{pmatrix} E_{0x} E_{0y} \cos(\varphi_x - \varphi_y) \\ \frac{E_{0y}^2 - E_{0x}^2 - \sqrt{\Delta}}{2} \end{pmatrix} \quad (3.8)$$

Dans ces conditions, on peut donner du problème la représentation schématique de la figure 3.1, sur laquelle est porté un angle θ mesurant l'orientation entre le demi-grand axe de l'ellipse de polarisation et l'axe des abscisses, choisi pour référence car associé à la direction de la source dipolaire dans les développements antérieurs:

$$\theta = (\vec{x}, \vec{I}) \quad (3.9)$$

On dispose par ce biais d'un élément de caractérisation du champ électrique en tout point de l'espace, indépendamment de ses variations temporelles.

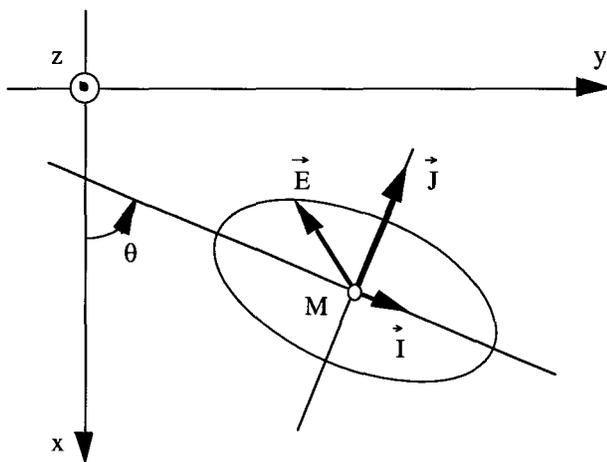


Figure 3.1 - Polarisation elliptique du champ électrique dans le plan (Mxy).

configurations particulières

Cette approche mathématique doit être étendue à deux situations que le formalisme précédent ne prend pas en compte, associées à des valeurs spécifiques de la différence de phase $\varphi_x - \varphi_y$.

orientation des axes principaux

Les expressions (3.8) des vecteurs directeurs \vec{I} et \vec{J} correspondent à *une* solution des équations $M \vec{u}_i = \lambda_i \vec{u}_i$, $i \in \{1, 2\}$, définissant les sous-espaces propres de la matrice M . Mais la forme qui a été adoptée ne permet pas de décrire un éventuel parallélisme entre les axes principaux de l'ellipse de polarisation et les axes de coordonnées, entraînant dans ce cas l'annulation de la norme de l'un des vecteurs \vec{I} ou \vec{J} . Cette disposition particulière résulte en fait de l'absence de termes croisés dans la relation (3.3), c'est à dire lorsque l'on vérifie:

$$\cos(\varphi_x - \varphi_y) = 0 \quad (3.10)$$

L'équation de la conique devient alors:

$$\frac{X^2}{E_{0x}^2} + \frac{Y^2}{E_{0y}^2} = 1 \quad (3.11)$$

polarisation linéaire

L'étude du cas $\delta = 0$ constitue un prolongement du théorème de géométrie euclidienne énoncé précédemment. La satisfaction de cette condition passe par l'égalité suivante:

$$\sin(\varphi_x - \varphi_y) = 0 \quad (3.12)$$

Ainsi, l'absence de déphasage ou l'opposition de phase entre les composantes du champ électrique conduisent indifféremment à une polarisation qualifiée de linéaire, l'extrémité du vecteur \vec{E} décrivant une droite au cours du temps; l'écriture de l'équation cartésienne (3.3) apporte l'illustration de cette propriété:

$$E_{0y} X \pm E_{0x} Y = 0 \quad (3.13)$$

La polarisation d'un champ vectoriel - électrique ou magnétique - constitue un élément d'appréciation du comportement de l'onde lors de sa propagation. Cette analyse précise les divers aspects de ce phénomène - dont une étude détaillée est fournie par [BRUXELLE 91] - en

fonction des lois de phase et d'amplitude des composantes du champ. Nous allons nous attacher par la suite à utiliser ces propriétés, appliquées au rayonnement d'une source dipolaire en milieu stratifié; la finalité de cette démarche est ici la définition d'un paramètre exploitable en traitement de l'information.

2. Localisation d'une source dipolaire

L'étude des mécanismes de propagation, et donc la connaissance des expressions des champs dans tout ou partie de l'espace, la caractérisation de la polarisation de l'onde, conséquence de la nature vectorielle des grandeurs utilisées, sont autant d'éléments porteurs d'informations sur le rayonnement. C'est donc à partir de ces données qu'est traité le problème inverse de localisation de source, en exploitant l'environnement mathématique développé dans cette étude. Les relations analytiques associées à une émission électromagnétique dans un demi-milieu (mer ouverte) conduisent à définir une méthode de résolution fondée sur cette hypothèse mais dont il convient d'apprécier le comportement sous contraintes, et notamment en présence de hauts fonds représentatifs de zones côtières.

2.1. Méthode d'inversion

2.1.1. exposé du problème

Le domaine océanique, limité à une interface entre l'air et la mer, est rapporté à un repère cartésien (Oxyz) lié à un élément rayonnant immergé, en l'occurrence un dipôle électrique horizontal de direction Ox. Le champ électromagnétique ainsi créé est observable en tout point M de l'espace dont la position est définie - en coordonnées cylindriques - par la donnée du triplet (r, φ, z) . Mais dans un contexte réel, le capteur tri-axes permettant d'accéder à cette mesure présente dans le plan horizontal une orientation quelconque par rapport à la source d'émission: on note donc $(Muvz)$ le trièdre qui y est associé; cette configuration est précisée dans la figure 3.2.

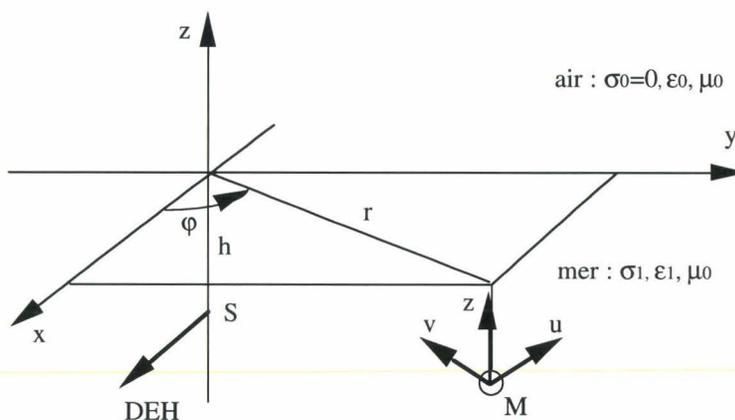


Figure 3.2 - Position relative des émetteur et récepteur dans le domaine d'étude.

Le cadre général de notre analyse est inchangé; on suppose notamment vérifiées les différentes hypothèses portant sur les paramètres électriques des milieux, le contenu spectral des signaux et la portion d'espace étudiée. On s'intéresse ainsi à un océan fortement conducteur et à des phénomènes basses fréquences, des gammes ELF et ULF, assurant de cette manière un rapport des constantes de propagation γ_0/γ_1 très inférieur à l'unité. En outre, source et récepteur sont immergés au voisinage de la surface ($h, z \leq 0$ et $|h|, |z| \ll r$), éloignés l'un de l'autre ($|\gamma_1 r| > 1$). Ces conditions permettent de privilégier une transmission de l'information par onde latérale, les composantes du champ électrique correspondant à ce type de configuration étant fournies par les relations (2.25). Celles-ci, exprimées en coordonnées cartésiennes, deviennent:

$$\begin{aligned} E_{1x} &= \frac{2p_1}{r^3} (1 - 3\sin^2\varphi) \cdot e^{\gamma_1(z+h)} \\ E_{1y} &= \frac{6p_1}{r^3} \sin\varphi \cos\varphi \cdot e^{\gamma_1(z+h)} \end{aligned} \quad (3.14)$$

avec $p_1 = \frac{P}{4\pi\sigma_1}$.

L'objet de cette étude est alors de déterminer la position de la source dipolaire par rapport au récepteur M à partir des données électromagnétiques accessibles en ce point. Cette localisation s'exerce essentiellement en gisement et en distance horizontale puisque les hypothèses précédentes nous placent à proximité de l'interface air/mer. Ce problème inverse est donc restreint à la recherche des paramètres r et φ auxquels il convient d'adjoindre une inconnue supplémentaire, à savoir l'écart angulaire entre les repères "source" (Oxyz) et "capteur" (Muvz). En revanche, nous allons privilégier les données indépendantes de cette orientation relative et retenir de ce fait des grandeurs liées à la seule position de M. Ce choix exclut donc les composantes du champ - que l'on mesure selon les directions u et v - au profit du module et de la polarisation de l'onde. En effet, si l'on se réfère aux définitions précédentes, l'absence de déphasage entre E_{1x} et E_{1y} permet de conclure à un champ électrique polarisé linéairement; l'orientation de cette droite de vecteur directeur \vec{I}' , fonction du gisement φ de M dans le repère (Oxyz), est donc une grandeur caractéristique accessible au point d'observation. Les données à exploiter sont alors les suivantes:

$$E_1 = \sqrt{|E_{1x}|^2 + |E_{1y}|^2} \quad (3.15)$$

$$\psi = (\vec{I}', \vec{u}) = (\vec{I}', \vec{x}) + (\vec{x}, \vec{u}) \quad (3.16)$$

La figure 3.3 précise ces diverses notations dans le plan horizontal (Oxy) sur lequel se trouvent projetés source et récepteur.

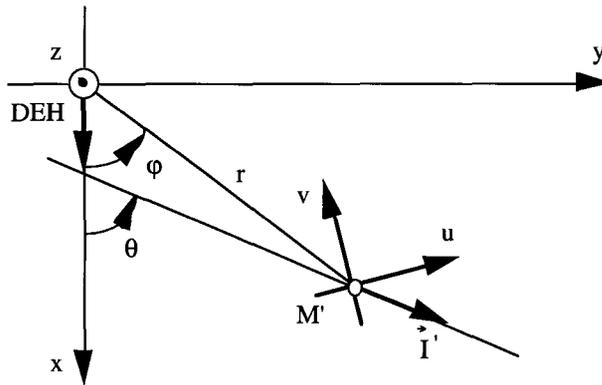


Figure 3.3 - Définition des angles intervenant dans le problème de localisation.

L'expression des composantes (3.14) et les résultats de la présentation générale effectuée dans la première partie de ce chapitre permettent d'explicitier les relations définissant E_1 et ψ . On remarque en particulier que (\vec{I}', \vec{x}) peut être rapproché de l'angle θ introduit par la relation (3.9); ses lignes trigonométriques se déduisent de (3.13) qui fixe l'équation de la droite de polarisation et donc la forme du vecteur directeur \vec{I}' :

$$E_1 = \frac{2p_1}{r^3} \sqrt{1 + 3\sin^2\varphi} \cdot e^{(z+h)/\delta_1} \quad (3.17)$$

$$\psi = -\theta + (\vec{x}, \vec{u}) \quad (3.18)$$

$$\text{avec } \cos\theta = \frac{\vec{x} \cdot \vec{I}'}{\|\vec{x}\| \cdot \|\vec{I}'\|} = \frac{1 - 3\sin^2\varphi}{\sqrt{1 + 3\sin^2\varphi}} \quad \text{et} \quad \sin\theta = \frac{\det(\vec{x}, \vec{I}')}{\|\vec{x}\| \cdot \|\vec{I}'\|} = \frac{3\sin\varphi \cos\varphi}{\sqrt{1 + 3\sin^2\varphi}}$$

Il convient désormais d'étudier dans quelle mesure ces informations de module et de polarisation du champ électrique peuvent conduire à une localisation de la source à partir d'une observation lointaine en mer ouverte. Cette approche sera d'abord analytique afin de bénéficier du formalisme précédent et des hypothèses qui l'accompagnent.

2.1.2. traitement analytique de l'information

En un point du domaine marin, les grandeurs E et ψ représentent les données d'un problème dans lequel l'origine du rayonnement, modélisée par un DEH, est de position inconnue: les paramètres à déterminer sont donc les variables r , φ et (\vec{x}, \vec{u}) dans le seul plan horizontal; les relations (3.17) et (3.18) ne permettent pas une résolution à partir d'un unique point d'observation. Cette situation impose en outre de connaître l'immersion de la source et la valeur de son moment de courant. Le recours à un réseau de capteurs constitue alors un moyen d'accroître l'information disponible; plus précisément, deux points de mesure sont nécessaires et suffisants pour cette recherche. En effet, si l'on double le nombre d'inconnues

par cette technique, on dispose par ailleurs d'équations supplémentaires associées à la position relative des capteurs, connues selon les deux directions du plan (on suppose qu'ils possèdent la même immersion). Dans ce cas, les relations indépendantes qui peuvent être écrites sont composées des informations de module et de polarisation en chacun des points, auxquelles s'ajoutent les contraintes géométriques qui viennent d'être évoquées. Le problème de localisation est ainsi théoriquement solvable puisque l'on peut s'affranchir - par ratio notamment - des valeurs de p_1 et de h . C'est donc sur cette base que va s'effectuer notre approche analytique.

2.1.2.1. méthodologie et développements associés

La configuration d'étude inclut désormais deux capteurs de champ électrique aux axes parallèles, espacés de a , selon le schéma de la figure 3.4; cette représentation fait apparaître les diverses notations relatives aux points de mesure, respectivement indicés 1 et 2, et prend pour référence le repère associé à l'observation - et non pas (Oxyz) lié à la source dipolaire.

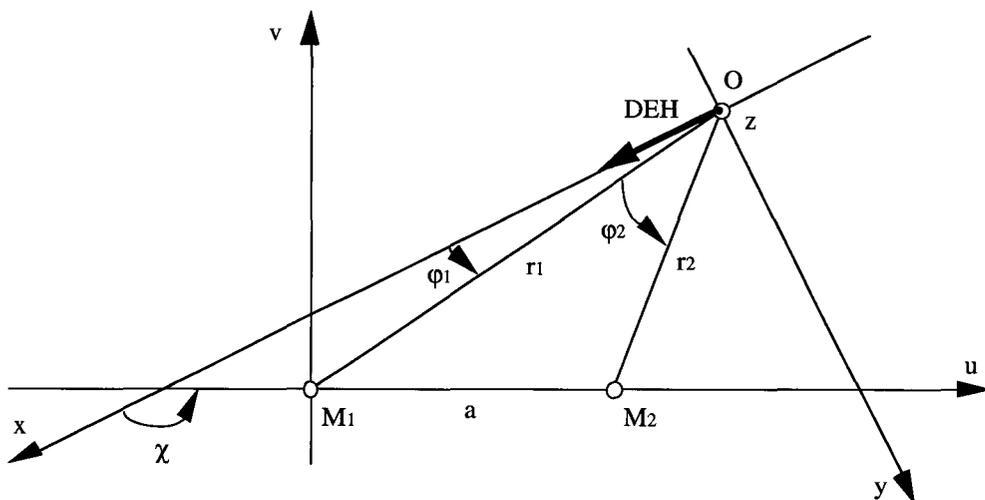


Figure 3.4 - Localisation de source par un réseau de deux capteurs.

Les hypothèses générales de cette analyse prévoient une distance horizontale importante entre émetteur et récepteur, notamment afin de privilégier une propagation par ondes de surface. Dans ce contexte, on peut admettre que cette grandeur est également très supérieure à l'écart entre capteurs, ce que l'on traduit par l'égalité suivante:

$$a \ll r_1, r_2 \quad (3.19)$$

Dès lors, il devient possible de confondre les notions de différence et de différentielle pour les informations acquises entre M_1 et M_2 . On admet notamment les approximations ci-dessous:

$$\frac{E_1(M_2) - E_1(M_1)}{E_1(M_1)} = \rho - 1 \cong \frac{dE_1}{E_1} \quad (3.20)$$

$$\psi_2 - \psi_1 = \Delta\psi \cong d\psi \quad (3.21)$$

La méthode qui vient d'être développée s'appuie sur ces égalités, réunissant d'une part des données accessibles par la mesure - le ratio des modules, la différence d'orientation des axes de polarisation - et d'autre part des expressions mathématiques dépendant des variables de position de la source, i.e. les inconnues du problème inverse de localisation. Ces relations peuvent être explicitées comme suit, en remarquant que l'angle $\chi = (\vec{x}, \vec{u})$ est commun aux points M_1 et M_2 :

$$\rho - 1 = -\frac{3}{r} dr + \frac{3\sin\varphi \cos\varphi}{1 + 3\sin^2\varphi} d\varphi \quad (3.22)$$

$$\Delta\psi = -d\theta = -\frac{3(1 + \sin^2\varphi)}{1 + 3\sin^2\varphi} d\varphi \quad (3.23)$$

Ces écritures sont le résultat de la différentiation des équations (3.17) et (3.18) qui donnent la forme analytique des grandeurs E_1 et ψ en fonction des paramètres de l'étude. Quant au calcul de $d\theta$, il découle des lignes trigonométriques établies pour (\vec{x}, \vec{I}') . Nous allons maintenant chercher une relation où ne subsiste qu'une seule inconnue, en l'occurrence le gisement φ ; cela impose donc d'exprimer la quantité dr/r en fonction des variables angulaires définies précédemment: la géométrie du problème, i.e. les positions relatives de la source et des capteurs, fournit les éléments nécessaires à cette détermination. Une approche possible consiste à écrire les abscisse et ordonnée du point O dans le repère (Muv) de deux manières différentes, à partir des projections des vecteurs $\vec{M_1O}$ et $\vec{M_1M_2} + \vec{M_2O}$:

$$\begin{aligned} r_1 \cos(\pi + \varphi_1 - \chi) &= a + r_2 \cos(\pi + \varphi_2 - \chi) \\ r_1 \sin(\pi + \varphi_1 - \chi) &= r_2 \sin(\pi + \varphi_2 - \chi) \end{aligned} \quad (3.24)$$

La résolution de ce système conduit aux expressions de r_1 et r_2 :

$$r_1 = a \frac{\sin(\varphi_2 - \chi)}{\sin(\varphi_1 - \varphi_2)} \quad ; \quad r_2 = a \frac{\sin(\varphi_1 - \chi)}{\sin(\varphi_1 - \varphi_2)} \quad (3.25)$$

Or, la condition (3.19) permet de définir les approximations suivantes:

$$\frac{r_2 - r_1}{r_1} \cong \frac{dr}{r} \quad (3.26)$$

$$\varphi_2 - \varphi_1 \cong d\varphi \quad (3.27)$$

Leur utilisation conjointe dans les équations (3.25) débouche sur une écriture de dr/r en fonction de $d\varphi$ - ce qui correspond à l'objectif assigné - mais dépendant de l'angle χ qui constitue une inconnue de ce problème:

$$\frac{dr}{r} = - \frac{d\varphi}{\tan(\varphi_1 - \chi)} \quad (3.28)$$

Cette difficulté résiduelle peut être levée à l'aide de la relation (3.18), en substituant à χ la somme $\psi_1 + \theta_1$ qui lui est égale: ψ_1 est une grandeur mesurable au point d'observation M_1 et θ_1 est défini par des lignes trigonométriques ne faisant intervenir que le seul angle φ_1 ; cela amène les développements suivants:

$$\tan(\varphi_1 - \chi) = \tan(\varphi_1 - \theta_1 - \psi_1) = \frac{\tan(\varphi_1 - \theta_1) - \tan\psi_1}{1 + \tan(\varphi_1 - \theta_1) \tan\psi_1} \quad (3.29)$$

$$\text{avec } \tan(\varphi_1 - \theta_1) = \frac{\tan\varphi_1 - \tan\theta_1}{1 + \tan\varphi_1 \tan\theta_1} = -2\tan\varphi_1.$$

On dispose donc d'une expression de dr/r établie en fonction du gisement φ (on notera ainsi, par défaut, l'angle φ_1):

$$\frac{dr}{r} = \frac{1 - 2\tan\varphi \tan\psi_1}{2\tan\varphi + \tan\psi_1} d\varphi \quad (3.30)$$

L'exploitation conjointe des relations (3.22), (3.23) et (3.30) conduit à l'écriture d'une équation d'inconnue φ dans laquelle apparaissent les différents paramètres de l'étude: $\rho-1$, $\Delta\psi$ et ψ_1 , apportant de ce fait une réponse au problème posé:

$$\rho - 1 = \left[- \frac{3(1 - 2\tan\varphi \tan\psi_1)}{2\tan\varphi + \tan\psi_1} + \frac{3\sin\varphi \cos\varphi}{1 + 3\sin^2\varphi} \right] \cdot \left[- \frac{1 + 3\sin^2\varphi}{3(1 + \sin^2\varphi)} \right] \Delta\psi \quad (3.31)$$

Moyennant un réarrangement de ces termes, on a:

$$\frac{\rho - 1}{\Delta\psi} (1 + \sin^2\varphi)(2\tan\varphi + \tan\psi_1) = \dots \quad (3.32)$$

$$\dots (1 - 2\tan\varphi \tan\psi_1)(1 + 3\sin^2\varphi) - \sin\varphi \cos\varphi (2\tan\varphi + \tan\psi_1)$$

La localisation de source est désormais suspendue à la résolution de (3.32), que l'on peut présenter sous la forme $f(\varphi) = 0$ où f est une fonction non-linéaire de la variable φ , incluant notamment diverses lignes trigonométriques de cette grandeur.

résolution de l'équation $f(\varphi) = 0$

La première étape de cette démarche consiste à rechercher une transcription polynomiale de (3.32) en posant:

$$\forall \varphi \in [0, \pi[\cup]\pi, 2\pi], \quad t = \tan \frac{\varphi}{2} \quad (3.33)$$

Ce changement de variable usuel, sur un domaine de définition privé de surcroît des gisements $\pi/2$ et $3\pi/2$, permet d'exprimer sinus, cosinus et tangente de l'angle φ à partir de fractions rationnelles de t . Il en résulte une équation du sixième degré dont la structure est la suivante:

$$\alpha t^6 + \beta t^5 + 5\alpha t^4 + \gamma t^3 - 5\alpha t^2 + \beta t - \alpha = 0 \quad (3.34)$$

Les coefficients α , β et γ apparaissant dans cette écriture sont associés aux données d'entrée du problème:

$$\begin{aligned} \alpha &= 1 - \frac{(\rho - 1)\tan\psi_1}{\Delta\psi} \\ \beta &= 6\tan\psi_1 + \frac{4(\rho - 1)}{\Delta\psi} \\ \gamma &= 52\tan\psi_1 + \frac{24(\rho - 1)}{\Delta\psi} \end{aligned} \quad (3.35)$$

La symétrie de (3.34) met en évidence une propriété attachée à cette égalité. En effet, si l'on note t_0 l'une de ses solutions, $-1/t_0$ satisfera également l'équation; les gisements correspondant à ces valeurs de la variable t sont respectivement φ_0 et $\varphi_0 + \pi$, ce qui caractérise géométriquement un seul angle entre les droites (Ox) et (OM_1) .

Or, une expression polynomiale de degré six, admettant pour racines $t_1, -1/t_1, t_2, -1/t_2, t_3$ et $-1/t_3$ possède la forme générale suivante:

$$t^6 + \sigma_1 t^5 + (\sigma_2 - 3)t^4 + (\sigma_3 - 2\sigma_1)t^3 - (\sigma_2 - 3)t^2 + \sigma_1 t - 1 = 0 \quad (3.36)$$

où l'on a posé:

$$\begin{aligned} \sigma_1 &= x_1 + x_2 + x_3 \\ \sigma_2 &= x_1 x_2 + x_1 x_3 + x_2 x_3 \\ \sigma_3 &= x_1 x_2 x_3 \end{aligned} \quad (3.37)$$

avec $\forall i \in \{1, 2, 3\}, \quad x_i = \frac{1}{t} - t_i$.

L'écriture mathématique des quantités σ_i , $i \in \{1, 2, 3\}$, peut être étendue à un degré n , $n \in \mathbb{N}^*$, en notant: $\forall p \in \{1 \dots n\}$, $\sigma_p = \sum_{1 \leq i_1 < \dots < i_p \leq n} x_{i_1} \dots x_{i_p}$; (x_1, \dots, x_n) est alors un système de zéros

du polynôme $P = \sum_{k=0}^n (-1)^{n-k} \sigma_{n-k} X^k$ avec, par extension, $\sigma_0 = 1$. Ce résultat permet donc de voir en x_i , $i \in \{1, 2, 3\}$, les solutions de l'équation du troisième degré définie comme suit:

$$X^3 - \sigma_1 X^2 + \sigma_2 X - \sigma_3 = 0 \quad (3.38)$$

La nature des racines de (3.38) est fonction du signe du discriminant D égal à $Q^3 + R^2$, avec $Q = \frac{3\sigma_2 - \sigma_1^2}{9}$ et $R = \frac{-9\sigma_1\sigma_2 + 27\sigma_3 + 2\sigma_1^3}{54}$. Cependant, à l'instar de toute expression polynomiale de degré impair à coefficients réels, elle admet au moins un zéro appartenant à \mathbb{R} .

Nous pouvons maintenant établir un parallèle entre les écritures (3.34) et (3.36) en posant:

$$\begin{aligned} \sigma_1 &= \frac{\beta}{\alpha} \\ \sigma_2 - 3 &= \gamma \\ \sigma_3 - 2\sigma_1 &= \frac{\gamma}{\alpha} \end{aligned} \quad (3.39)$$

Dès lors, le problème peut être ramené à la résolution d'une équation de degré trois, calculée sur (3.38):

$$X^3 - \frac{\beta}{\alpha} X^2 + 8X - \frac{\gamma + 2\beta}{\alpha} = 0 \quad (3.40)$$

Le discriminant associé étant strictement positif, l'ensemble des solutions est composé de deux racines complexes conjuguées et d'une racine réelle, notée X . L'angle φ correspondant est tel que $\frac{1}{\tan(\varphi/2)} - \tan(\varphi/2) = X$; le gisement s'exprime donc à l'aide d'une fonction Arctangente, défini à π près comme l'indique une remarque précédente:

$$\varphi = \text{Arctan}\left(\frac{2}{X}\right) \quad (3.41)$$

Cette dernière relation, en fixant la valeur de φ_1 , apporte la réponse au problème de localisation de source. En effet, les divers paramètres de position s'obtiennent à partir de cette seule information, en exploitant le formalisme défini au cours de cette étude: (3.18) et les lignes trigonométriques de l'angle θ fournissent l'orientation du dipôle-émetteur par rapport au réseau de capteurs, (3.23) permet le calcul de l'écart de gisement entre les deux points de mesure et (3.25) détermine la distance horizontale séparant les récepteurs de l'origine du

rayonnement électrique traité. Ainsi, les hypothèses relatives à la forme de l'onde - i.e. le choix d'une propagation à l'interface air/mer - autorisent une résolution analytique de ce problème inverse. Mais les approximations définies au cours de cette analyse - résultant toutes de la condition (3.19) - constituent une source supplémentaire d'erreur dans l'estimation de nos paramètres. Il convient maintenant d'en apprécier l'impact sur les possibilités de localisation par cette méthode.

2.1.2.2. évaluation des performances

Le principe de test des algorithmes est fondé sur l'utilisation de résultats numériques comme données d'entrée du problème: nous disposons ainsi de la valeur exacte du champ électrique - i.e. intégrant l'ensemble des contributions du rayonnement - en un point quelconque de l'espace. Dès lors, les paramètres ψ_1 , $\Delta\psi$ et ρ , nécessaires à notre processus de résolution, sont déterminés à l'aide du logiciel POEME. L'hypothèse d'une mer ouverte est respectée à ce stade de l'évaluation, notre but étant ici de juger de l'importance des positions relatives de source et de capteurs sur les performances de localisation. L'origine des émissions électromagnétiques est un dipôle électrique horizontal, de fréquence 1 Hz, placé à l'interface entre l'air et la mer; le réseau de mesure est également en surface ($h = z = 0$).

influence de la distance

L'approche analytique adoptée pour cette étude n'a été rendue possible que par la structure particulière du rayonnement sous la forme d'ondes latérales. En revanche, ces phénomènes ne deviennent prépondérants qu'en des points éloignés de la source; de ce fait, la distance horizontale r séparant l'émetteur des antennes de réception constitue un paramètre-clé du problème. La première configuration de test - fournie en figure 3.5 - a donc pour vocation d'en apprécier l'influence. Toutes choses étant égales par ailleurs, r_1 varie au cours de cette évaluation de 1000 à 5000 m, soit approximativement de 4 à 20 épaisseurs de peau dans l'eau: cette plage d'analyse inclut donc dans sa partie basse des valeurs proches des hypothèses minimales requises pour l'application des relations (3.14).

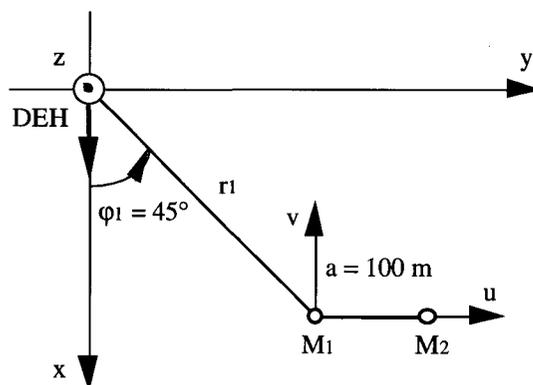


Figure 3.5 - Position relative source-capteurs à distance r variable.

La figure 3.6 présente les estimations de ϕ_1 et de r_1 obtenues dans le contexte précité et selon la méthodologie qui vient d'être développée. Ces graphes font également apparaître - pour mémoire - les grandeurs théoriques correspondant à la position vraie de la source, permettant ainsi la comparaison entre les valeurs effectives et calculées d'un paramètre.

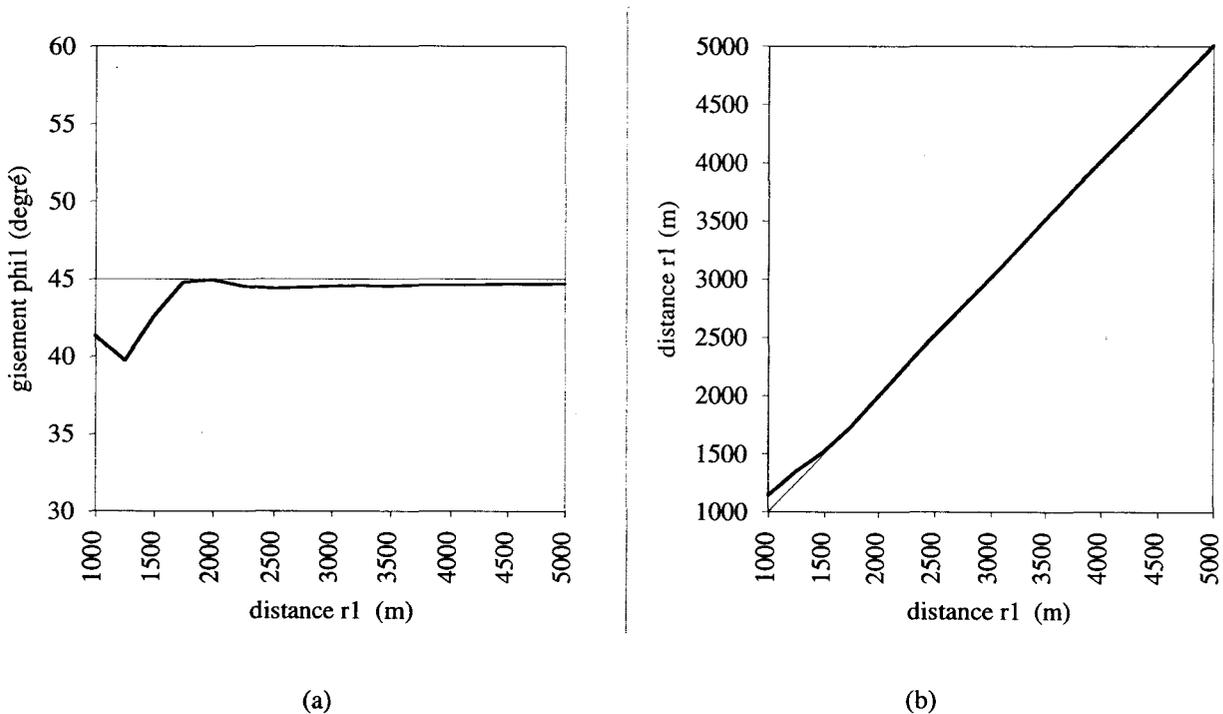


Figure 3.6 - Estimation du gisement (a) et de la distance horizontale (b) à distance r variable.

L'analyse de ces courbes appelle plusieurs commentaires: il faut tout d'abord souligner la bonne précision d'ensemble des valeurs estimées, puis remarquer la manière dont évoluent les écarts en fonction de la distance horizontale r_1 . On observe en effet des fluctuations assez rapides et importantes de nos résultats lorsque la source est proche du réseau d'observation; ce comportement peut être attribué au mode de représentation simplifié du rayonnement - i.e. la prise en compte des seules ondes latérales - auquel se conjuguent les effets du ratio a/r_1 qui conditionne la validité de l'approximation (3.19). Cependant, les erreurs maximales commises sur cet intervalle d'étude demeurent inférieures à $5,3^\circ$ en gisement et 140 m en distance (soit 14 % de la grandeur initiale). Ces écarts s'amenuisent rapidement, la formulation analytique des champs se confondant avec les résultats de simulation: il ne subsiste alors que les erreurs dues à la méthode et plus précisément à l'identification des notions de différence et de différentielle. Mais une telle démarche est justifiée par l'accroissement de r_1 et l'on aboutit ainsi à de très faibles erreurs à grande distance de la source: à titre d'exemple, à 5000 m, on obtient des écarts de $0,3^\circ$ pour ϕ_1 et de 11 m pour r_1 (2,2 % en variation relative). Ces chiffres illustrent l'aptitude de nos algorithmes à répondre au problème inverse de localisation sous couvert du respect des hypothèses utilisées lors de leur élaboration.

influence du gisement

Nous nous plaçons désormais à une distance de 2500 m de la source, i.e. dans une configuration que l'on peut qualifier de champ lointain eu égard à la fréquence de l'onde émise. Il convient maintenant de prendre en compte un gisement quelconque entre le dipôle-source et le réseau de capteurs utilisé pour la mesure; celui-ci demeure toutefois perpendiculaire à la direction Ox, l'influence de son orientation étant étudiée ultérieurement. Cette configuration est précisée par la figure 3.7.

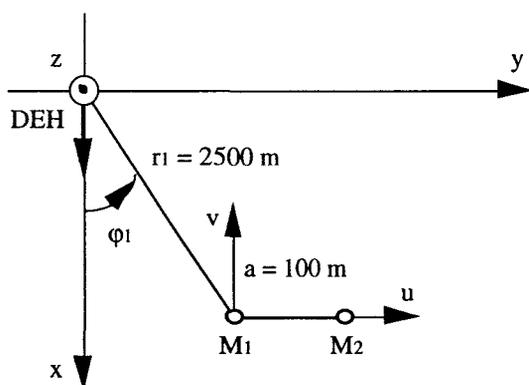
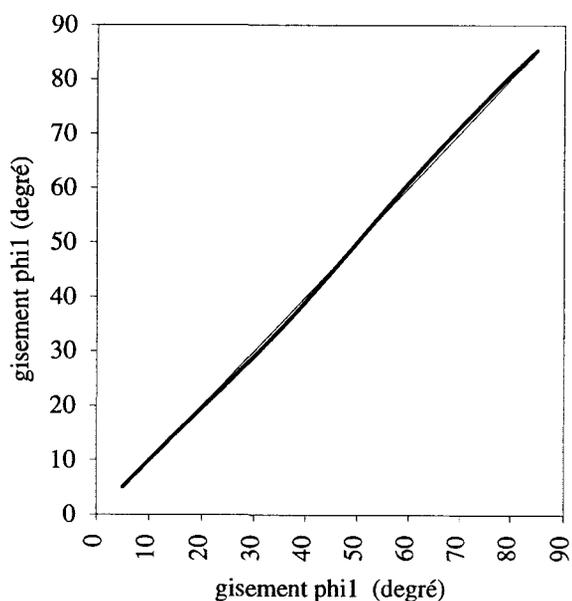
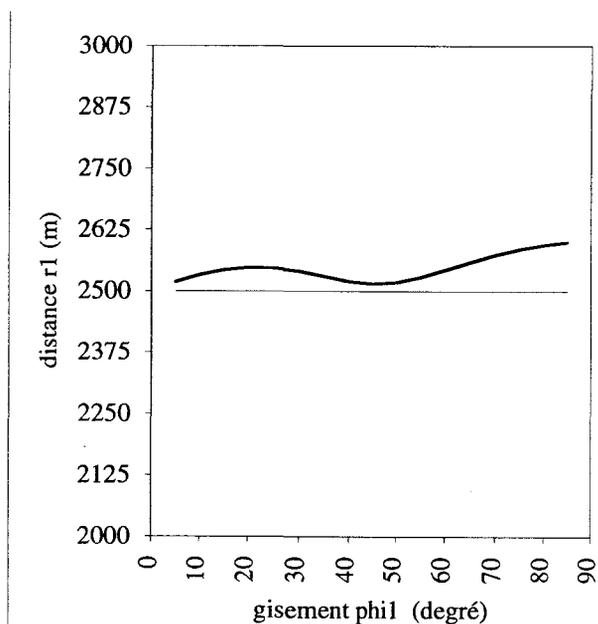


Figure 3.7 - Position relative source-capteurs à gisement φ variable.



(a)



(b)

Figure 3.8 - Estimation du gisement (a) et de la distance horizontale (b) à gisement φ variable.

Pour des raisons de symétrie, le domaine de variation de φ_1 est limité à $]0, 90^\circ[$; les bornes de cet intervalle sont exclues de l'analyse car, dans ces deux cas particuliers, le champ électrique créé au point M_1 est perpendiculaire au vecteur \vec{u} : la polarisation étant linéaire, l'angle $\psi_1 = (\vec{I}', \vec{u})$ est égal à 90° et rend de ce fait impossible la détermination de sa tangente, pourtant requise par le calcul des coefficients (3.35). Les estimations de φ_1 et r_1 , présentées en figure 3.8, correspondent en pratique à des gisements allant de 5° à 85° .

Les tendances qui se dégagent de ces graphes sont contrastées; en effet, la précision obtenue pour φ_1 est d'autant meilleure que l'on est proche des angles limites (0 et 90°); en revanche, ce comportement ne se vérifie pas pour r_1 dont l'estimation s'écarte de la valeur vraie lorsque le réseau tend à se confondre avec l'axe Oy (l'erreur relative commise sur ce paramètre est de presque 4% à 85°). Néanmoins, les écarts relevés demeurent modestes quelque soit le gisement et confortent les conclusions précédentes.

influence de l'orientation du réseau

Nous supposons désormais fixée la position du point M_1 dans le repère associé à la source de rayonnement ($r_1 = 2500$ m; $\varphi_1 = 45^\circ$). En revanche, la direction \vec{u} matérialisant la ligne de mesure cesse d'être parallèle à l'axe Oy et voit son orientation évoluer dans le plan: l'angle $\xi = (\vec{y}, \vec{u})$ - représenté sur la figure 3.9 - prend ainsi des valeurs comprises entre 0 et 180° .

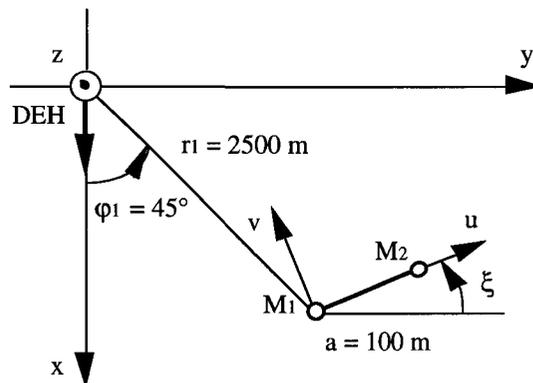


Figure 3.9 - Position relative source-capteurs à orientation de réseau variable.

Les graphes de la figure 3.10 donnent les variations des coordonnées cylindriques φ_1 et r_1 - estimées par voie analytique - en fonction de ξ . Les courbes correspondantes oscillent autour des valeurs de référence à 45° et 2500 m et mettent ainsi en évidence le caractère plus ou moins favorable d'une localisation de source: sur l'exemple présenté, les orientations

voisines de $\xi = 70^\circ$ conduisent à une estimation fine des différents paramètres. Cependant, l'intérêt premier de cette simulation est ailleurs: en effet, dans le cas d'un dipôle émetteur non-coopérant - qui est la seule hypothèse justifiant une localisation - il convient de s'assurer que les erreurs commises demeurent admissibles quelque soit l'orientation du réseau par rapport à la source. L'exploitation des graphes obtenus permet alors de majorer les écarts - en valeur absolue - par $2,4^\circ$ (gisement) et 101,5 m (distance horizontale). Ces chiffres correspondent à la configuration testée.

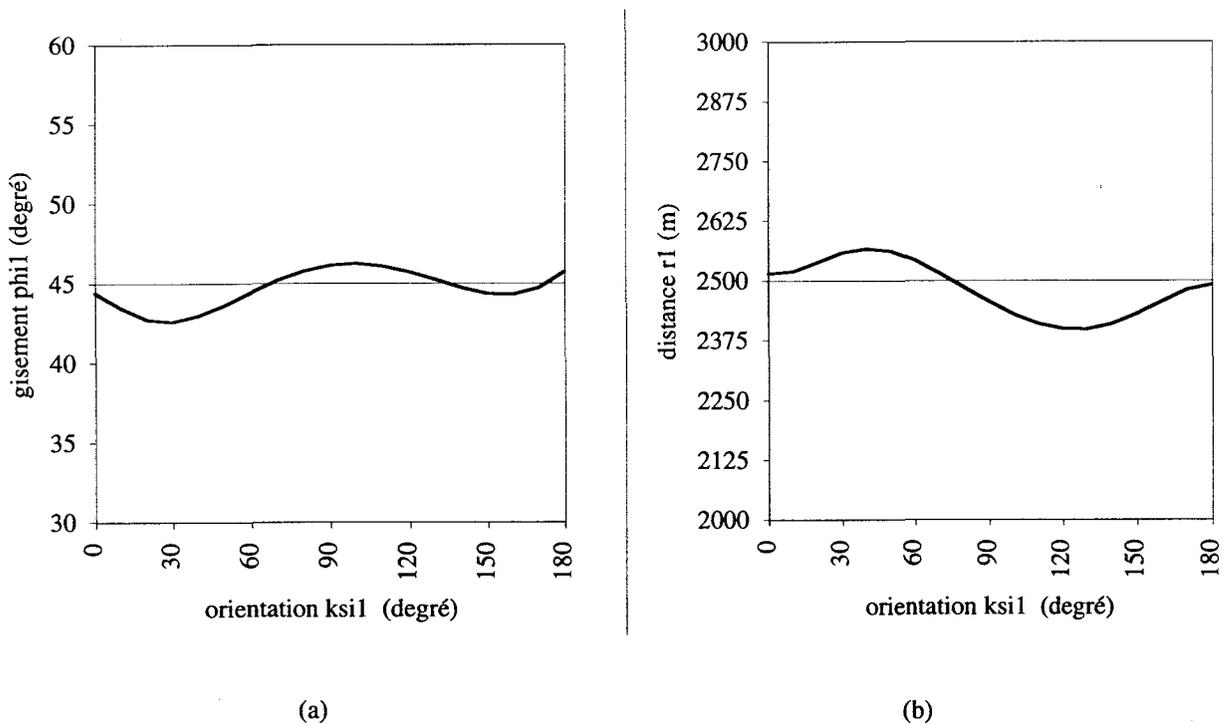


Figure 3.10 - Estimation du gisement (a) et de la distance horizontale (b) à orientation de réseau variable.

influence de l'espacement entre capteurs

L'étude paramétrique des performances de nos algorithmes a porté sur les positions relatives d'une source dipolaire et d'un ensemble de deux capteurs dont la géométrie est demeurée fixe au cours des différentes simulations. Nous allons désormais prendre en compte un réseau de taille variable et chercher à déterminer l'influence de ce critère sur les solutions du problème inverse. Cette analyse est conduite en un point M_1 du plan ($r_1 = 2500$ m; $\phi_1 = 45^\circ$), à l'instar du précédent test, mais en adoptant une direction \vec{u} constante comme le révèle la figure 3.11. Le degré de liberté est ici a , distance entre les antennes de mesure.

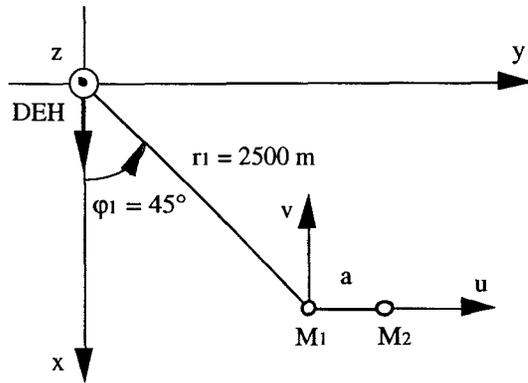
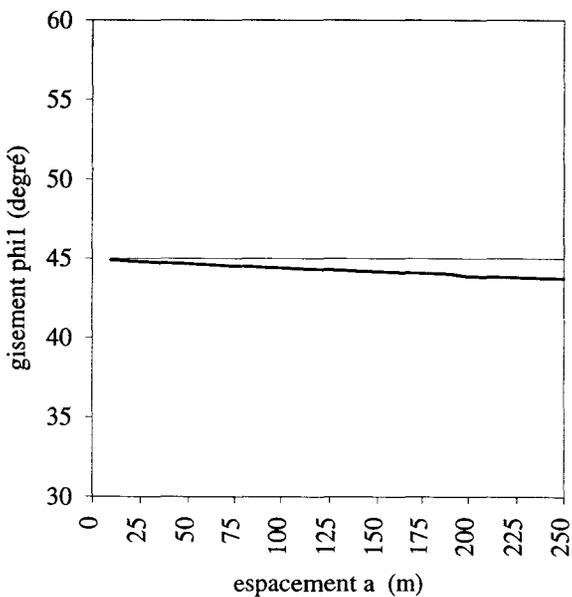
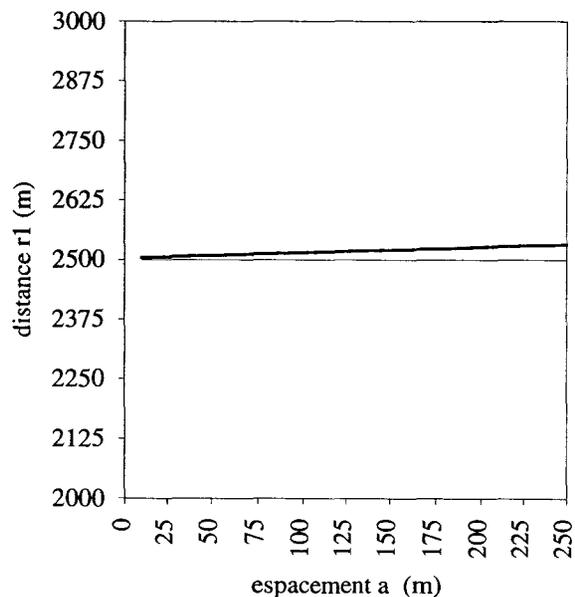


Figure 3.11 - Position relative source-capturs à espacement entre points de mesure variable.

Les estimations obtenues pour différentes valeurs de ce paramètre, allant de 0 à 250 m, sont présentées en figure 3.12. Les évolutions des grandeurs calculées apparaissent comme une conséquence directe des approximations intervenant dans la description mathématique du problème: elles requièrent en effet un espacement entre capteurs très inférieur aux distances r_1 et r_2 . Il est donc logique de voir se dégrader les performances de localisation lorsque la taille du réseau augmente. Cependant, cette évolution est lente et les chiffres obtenus pour deux points de mesure séparés de 250 m - l'équivalent d'une épaisseur de peau dans l'eau - conduisent à des erreurs tolérables: 1,3° en gisement et 32 m en distance (1,3 % de la valeur exacte). Il n'est donc pas aberrant de recourir à des systèmes d'acquisition étendus, ce que les développements à venir vont confirmer.



(a)



(b)

Figure 3.12 - Estimation du gisement (a) et de la distance horizontale (b) à espacement entre points de mesure variable.

2.1.3. optimisation numérique

La recherche de méthodes analytiques de traitement de l'information s'appuie sur des hypothèses de plusieurs ordres; le premier postulat porte sur la forme de l'onde et la prééminence des modes de propagation correspondants: cette étude s'intéresse en effet aux propriétés des phénomènes de surface au détriment des effets directs et réfléchis, jugés peu significatifs dans la portion d'espace considérée. On maintiendra donc ici cette représentation du rayonnement. En revanche, de nouvelles approximations se font jour en fonction des problèmes posés; ainsi, les positions relatives de source et de capteurs ont conduit à confondre dans l'analyse précédente les notions de différence et de différentielle. C'est cette hypothèse simplificatrice que nous allons désormais chercher à contourner en développant une optimisation numérique des résultats obtenus par voie analytique. La méthode choisie est celle de Newton-Raphson, appliquée au problème inverse de localisation dans un demi-espace conducteur.

2.1.3.1. principe

La résolution d'un système de rang N , $N \in \mathbb{N}^*$, non-nécessairement linéaire, répond au formalisme suivant:

$$\forall i \in \{1 \dots N\}, \quad f_i(x_1, \dots, x_N) = 0 \quad (3.42)$$

On suppose en outre, dans cette approche, que les fonctions f_i , $i \in \{1 \dots N\}$, admettent des développements de Taylor au premier ordre associés au vecteur $X = (x_1, \dots, x_N)^T$:

$$\forall i \in \{1 \dots N\}, \quad f_i(X + \delta X) = f_i(X) + \sum_{j=1}^N \frac{\partial f_i}{\partial x_j}(X) \delta x_j + 0(\delta X^2) \quad (3.43)$$

L'idée directrice est alors de rechercher la variation δX permettant à la quantité résultante $X + \delta X$ d'être solution de (3.42). Cela conduit à un système linéaire dont $\delta x_1, \dots, \delta x_N$ sont les inconnues et dont les valeurs en X de f_1, \dots, f_N - ainsi que celles de leurs dérivées partielles - constituent les coefficients et second membre:

$$\forall i \in \{1 \dots N\}, \quad \sum_{j=1}^N \alpha_{ij} \delta x_j = \beta_i \quad (3.44)$$

avec $\forall (i, j) \in \{1 \dots N\}^2$, $\alpha_{ij} = \frac{\partial f_i}{\partial x_j}(X)$ et $\forall i \in \{1 \dots N\}$, $\beta_i = -f_i(X)$.

La méthodologie employée est itérative et entraîne ainsi la définition d'une suite de solutions $(X_k)_{k \in \mathbb{N}}$ dont le terme général est donné par la relation de récurrence ci-dessous, en accord avec l'analyse précédente:

$$\forall k \in \mathbb{N}, \quad X_{k+1} = X_k + \delta X \quad (3.45)$$

δX satisfait le système (3.44) écrit au rang k . Enfin, l'initialisation du procédé requiert une connaissance a priori du résultat afin d'opérer une convergence de cet algorithme - l'identification des fonctions f_i , $i \in \{1 \dots N\}$, à leur développement de Taylor au premier ordre est en effet limitée à un voisinage de la solution du problème.

L'application de ce principe à la détermination des paramètres de position de la source admet pour préalable la recherche analytique de ces grandeurs, moyennant plusieurs approximations déjà explicitées: on dispose ainsi d'une première estimation que l'on identifie à X_0 . La méthode de Newton-Raphson doit ensuite s'appliquer à un système d'équations bâti à partir de la forme du rayonnement, des propriétés de la polarisation et de considérations géométriques, à l'exclusion de toute autre hypothèse simplificatrice. En se plaçant dans la configuration décrite par la figure 3.4, l'information disponible aux deux points de mesure d'un réseau de capteurs est donc la suivante, associée aux seules ondes latérales:

$$\begin{aligned} \text{point } M_1 : \quad E_1(M_1) &= \frac{2p_1}{r_1^3} \sqrt{1 + 3\sin^2\varphi_1} \cdot e^{(z+h)/\delta_1} \\ \psi_1 &= -\theta_1 + \chi \quad (\text{avec } \tan(\varphi_1 - \theta_1) = -2\tan\varphi_1) \\ r_1 &= a \frac{\sin(\varphi_2 - \chi)}{\sin(\varphi_1 - \varphi_2)} \\ \text{point } M_2 : \quad E_1(M_2) &= \frac{2p_1}{r_2^3} \sqrt{1 + 3\sin^2\varphi_2} \cdot e^{(z+h)/\delta_1} \\ \psi_2 &= -\theta_2 + \chi \quad (\text{avec } \tan(\varphi_2 - \theta_2) = -2\tan\varphi_2) \\ r_2 &= a \frac{\sin(\varphi_1 - \chi)}{\sin(\varphi_1 - \varphi_2)} \end{aligned}$$

Ces expressions peuvent être synthétisées en un système de trois relations, limité aux inconnues φ_1 , φ_2 et χ :

$$\rho = \frac{E_1(M_2)}{E_1(M_1)} = \frac{\sin^3(\varphi_2 - \chi) (1 + 3\sin^2\varphi_2)^{1/2}}{\sin^3(\varphi_1 - \chi) (1 + 3\sin^2\varphi_1)^{1/2}} \quad (3.46)$$

$$\psi_1 = \chi - \varphi_1 - \text{Arctan}(2\tan\varphi_1) \quad (3.47)$$

$$\psi_2 = \chi - \varphi_2 - \text{Arctan}(2\tan\varphi_2) \quad (3.48)$$

On adopte enfin une écriture analogue à la forme introduite par (3.42) en définissant comme suit les fonctions f_1 , f_2 et f_3 de la variable $X = (\varphi_1, \varphi_2, \chi)^T$:

$$f_1(X) = \frac{\sin^3(\varphi_2 - \chi) (1 + 3\sin^2\varphi_2)^{1/2}}{\sin^3(\varphi_1 - \chi) (1 + 3\sin^2\varphi_1)^{1/2}} - \rho \quad (3.49)$$

$$f_2(X) = \psi_1 - \chi + \varphi_1 + \text{Arctan}(2\tan\varphi_1) \quad (3.50)$$

$$f_3(X) = \psi_2 - \chi + \varphi_2 + \text{Arctan}(2\tan\varphi_2) \quad (3.51)$$

Dès lors, on peut construire une suite $(X_k)_{k \in \mathbb{N}}$ dont les termes vérifient la relation de récurrence (3.45), la détermination de l'incrément δX (au rang k) résultant du système linéaire (3.44); l'écriture matricielle associée aux équations de notre problème est la suivante:

$$\begin{bmatrix} \alpha_{11} & \alpha_{12} & \alpha_{13} \\ \alpha_{21} & 0 & -1 \\ 0 & \alpha_{32} & -1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \delta\varphi_1 \\ \delta\varphi_2 \\ \delta\chi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \beta_1 \\ \beta_2 \\ \beta_3 \end{bmatrix} \quad (3.52)$$

avec:

$$\alpha_{11} = -\frac{3\sin^3(\varphi_2 - \chi) (1 + 3\sin^2\varphi_2)^{1/2}}{\sin^4(\varphi_1 - \chi) (1 + 3\sin^2\varphi_1)^{3/2}} [(1+3\sin^2\varphi_1)\cos(\varphi_1 - \chi) + \sin\varphi_1 \cos\varphi_1 \sin(\varphi_1 - \chi)]$$

$$\alpha_{12} = \frac{3\sin^2(\varphi_2 - \chi) (1 + 3\sin^2\varphi_2)^{-1/2}}{\sin^3(\varphi_1 - \chi) (1 + 3\sin^2\varphi_1)^{1/2}} [(1+3\sin^2\varphi_2)\cos(\varphi_2 - \chi) + \sin\varphi_2 \cos\varphi_2 \sin(\varphi_2 - \chi)]$$

$$\alpha_{13} = \frac{3\sin^2(\varphi_2 - \chi) \sin(\varphi_2 - \varphi_1) (1 + 3\sin^2\varphi_2)^{1/2}}{\sin^4(\varphi_1 - \chi) (1 + 3\sin^2\varphi_1)^{1/2}}$$

$$\alpha_{21} = 1 + \frac{2(1 + \tan^2\varphi_1)}{1 + 4\tan^2\varphi_1}$$

$$\alpha_{32} = 1 + \frac{2(1 + \tan^2\varphi_2)}{1 + 4\tan^2\varphi_2}$$

Le processus de cette optimisation numérique peut être transcrit sous la forme d'un algorithme dont une représentation schématique est donnée à la figure 3.13. La convergence des suites $(X_k)_{k \in \mathbb{N}}$ doit désormais être étudiée ainsi que l'évolution des performances de localisation au cours des différentes itérations, cela dans plusieurs cas-tests afin d'apprécier l'efficacité de la méthode de Newton-Raphson.

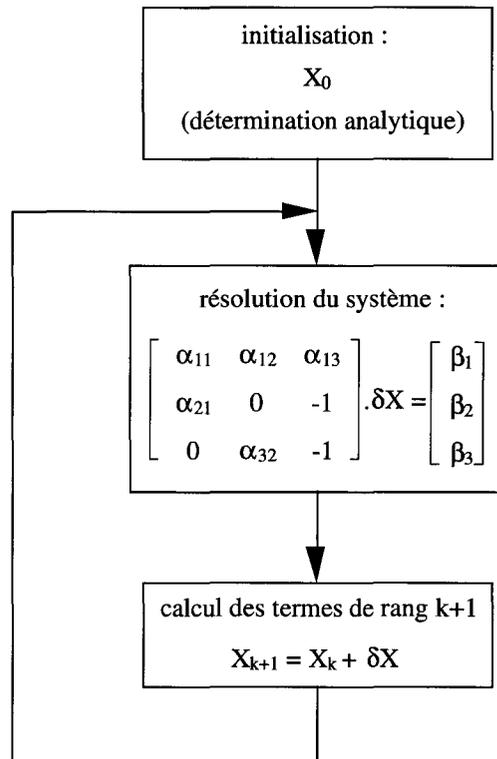
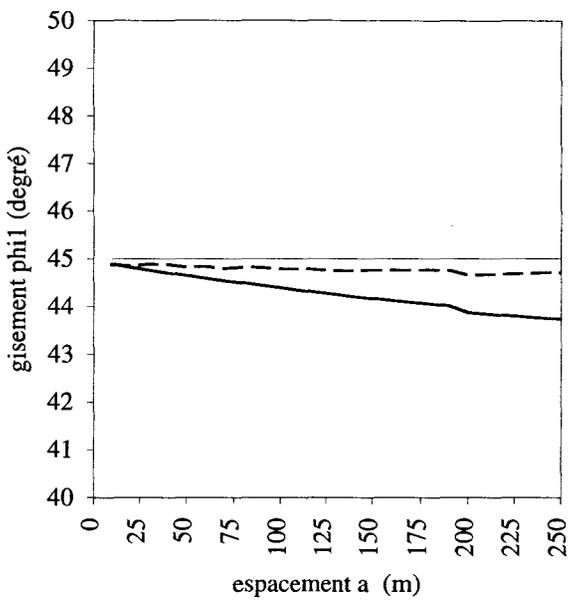


Figure 3.13 - Algorithme de Newton-Raphson.

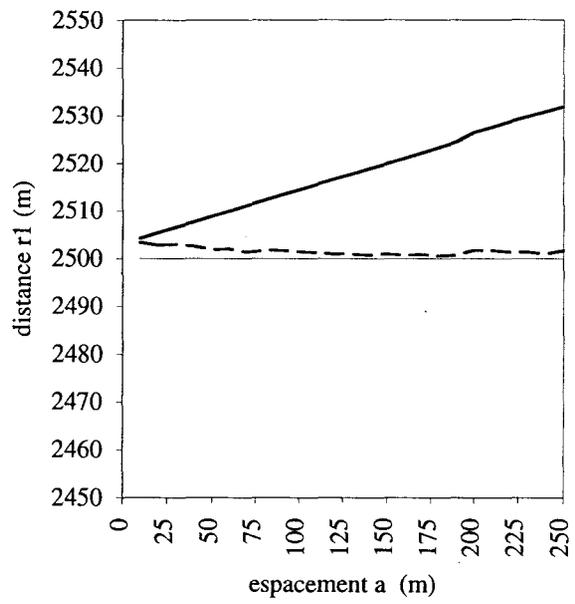
2.1.3.2. analyse critique

L'évaluation des algorithmes est conduite à partir d'une configuration de source et de capteurs semblable à celle utilisée précédemment, illustrant l'influence de l'écart entre les points de mesure. En effet, dans cet exemple, les conséquences des approximations requises par une résolution analytique sont sensibles sur les estimations des paramètres de position. Il est donc intéressant de voir si l'optimisation numérique telle qu'elle vient d'être décrite - et qui ne reprend pas les simplifications de l'approche mathématique - est à même de réduire les erreurs qui avaient alors été constatées.

La méthode de Newton-Raphson, appliquée à la géométrie décrite en figure 3.11, est initialisée par les résultats analytiques déjà obtenus. Les itérations successives de ce processus fournissent de nouvelles estimations de la variable $X = (\varphi_1, \varphi_2, \chi)^T$ dont on peut déduire les valeurs des autres paramètres de l'étude - et notamment les distances r_1 et r_2 à l'aide des relations (3.25). L'évaluation des performances est limitée aux seules grandeurs φ_1 et r_1 , dans la continuité de la première approche. On adopte alors deux types de représentation: tout d'abord, en figure 3.14, apparaissent les variations en fonction de a des résultats analytiques et de ceux acquis au terme de dix itérations; puis l'analyse se concentre sur le processus d'optimisation et montre, au travers de la figure 3.15, les valeurs des paramètres de position correspondant aux rangs $k = 1$, $k = 5$ et $k = 10$ de l'algorithme établi.

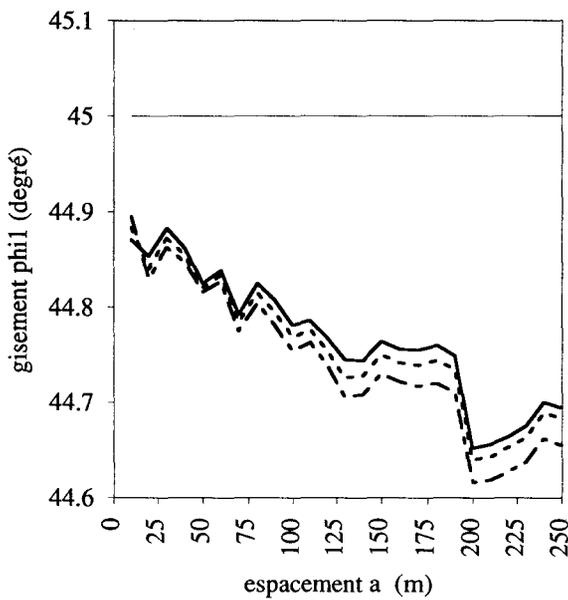


(a)

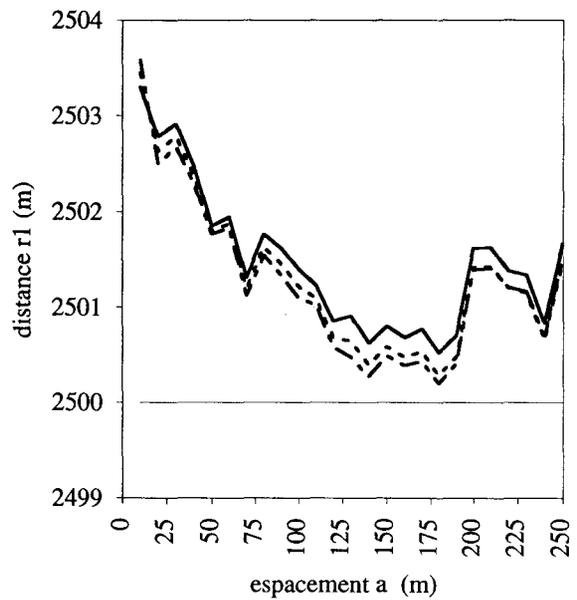


(b)

Figure 3.14 - Estimation du gisement (a) et de la distance horizontale (b)
à espacement entre points de mesure variable:
méthode analytique (—) ; optimisation numérique (---).



(a)



(b)

Figure 3.15 - Estimation du gisement (a) et de la distance horizontale (b)
à espacement entre points de mesure variable après optimisation numérique:
- $k = 1$ (---) ; $k = 5$ (---) ; $k = 10$ (—).

L'observation de ces courbes montre l'amélioration significative des performances de localisation qu'implique une méthode de type Newton-Raphson, conduisant à des écarts résiduels extrêmement faibles entre les grandeurs et leurs estimations (inférieurs à $0,3^\circ$ et 1,7 m sur cet exemple, après dix itérations). On s'affranchit ainsi des erreurs dues aux approximations de l'approche analytique - dont les résultats ne sont toutefois pas sans conséquence puisqu'ils servent à l'initialisation de l'algorithme d'optimisation. On remarque également la progression de la suite composée des distances r_1 vers une valeur différente de 2500 m. Ce comportement n'est pas anormal dans la mesure où le processus qui vient d'être défini ne s'appuie pas sur une représentation exacte des champs rayonnés mais utilise l'unique contribution des ondes latérales: il subsiste donc un biais imputable aux hypothèses génériques de notre étude. Cependant, son incidence est peu significative et les résultats auxquels conduit l'association des méthodes analytiques et de Newton-Raphson constituent une réponse appropriée au problème énoncé.

2.2. Robustesse des algorithmes

Une méthodologie vient d'être établie visant à la localisation d'une source électromagnétique à partir de la connaissance des champs rayonnés en deux points distincts de l'espace. Cette approche, essentiellement analytique, fournit une bonne estimation des paramètres recherchés, cela dans le respect des hypothèses d'étude (milieu semi-infini, observation lointaine assurant la prédominance des ondes latérales, etc.) et sous couvert de données d'entrée "idéales" (i.e. déterminées de manière informatique). Cependant, ces diverses conditions sont rarement satisfaites simultanément dans un environnement marin et il nous faut donc apprécier la robustesse des algorithmes ainsi établis face aux perturbations éventuelles que sont les erreurs de mesure et une géologie du sous-sol non-négligeable.

2.2.1. paramètres critiques

La résolution analytique du problème posé requiert trois grandeurs déjà explicitées, à savoir: l'orientation de la droite de polarisation du champ électrique par rapport au repère de mesure, déterminée en un point d'observation choisi comme référence (ψ_1); la différence de ces angles relevée entre capteurs ($\Delta\psi = \psi_2 - \psi_1$); le ratio des modules du vecteur \vec{E} ($\rho = E_1(M_2)/E_1(M_1)$). L'acquisition de ces paramètres par un réseau d'électromètres peut introduire plusieurs erreurs, liées à l'instrumentation et à des conditions de propagation non-maîtrisées. L'objet de ce paragraphe est de définir des indicateurs permettant de quantifier les conséquences de ces écarts sur les performances de localisation par rapport à une situation théorique.

Le processus précédent prévoit le calcul du gisement φ_1 - dont découlent les autres variables de position de la source - en fonction de la solution réelle d'une équation de degré trois dont les coefficients sont associés à ψ_1 , $\Delta\psi$ et ρ . Cette méthodologie permet d'exprimer

la quantité $d\phi$ résultant des erreurs d'estimation des données d'entrée: $d\psi_1$, $d(\Delta\psi)$ et $d\rho$. Formellement, la différentiation de l'équation (3.41) apporte une première écriture de cette grandeur:

$$d\phi = -\frac{2}{4 + X^2} dX \quad (3.53)$$

X désigne la racine réelle de (3.40) dont une formulation explicite n'est pas nécessaire pour l'obtention de dX ; en effet, à l'aide de cette seule relation polynomiale, on a:

$$dX = \frac{(2 + X^2) d\left(\frac{\beta}{\alpha}\right) + d\left(\frac{\gamma}{\alpha}\right)}{3X^2 - 2\frac{\beta}{\alpha}X + 8} \quad (3.54)$$

Une notation étendue de $d\phi$ est alors, en fonction des quantités $d\alpha$, $d\beta$ et $d\gamma$:

$$d\phi = -\frac{2[(-\beta(2 + X^2) - \gamma) d\alpha + \alpha(2 + X^2) d\beta + \alpha d\gamma]}{(4 + X^2)(3\alpha^2 X^2 - 2\alpha\beta X + 8\alpha^2)} \quad (3.55)$$

Or, les coefficients de l'équation du troisième degré (3.40) sont définis à partir des paramètres initiaux ψ_1 , $\Delta\psi$ et ρ au travers des expressions (3.35): un dernier calcul différentiel permet donc d'écrire $d\phi$ sous la forme recherchée.

L'analyse de l'influence de chaque grandeur d'entrée prise séparément - et de l'erreur dont elle peut être entachée - conduit à distinguer les trois cas suivants:

$$1^{er} \text{ cas : } \quad d\psi_1 \neq 0 \quad d(\Delta\psi) = 0 \quad d\rho = 0$$

$$\begin{aligned} d\alpha &= -\frac{(\rho - 1)(1 + \tan^2\psi_1)}{\Delta\psi} d\psi_1 \\ d\beta &= 6(1 + \tan^2\psi_1) d\psi_1 \\ d\gamma &= 52(1 + \tan^2\psi_1) d\psi_1 \end{aligned} \quad (3.56)$$

$$2^{ème} \text{ cas : } \quad d\psi_1 = 0 \quad d(\Delta\psi) \neq 0 \quad d\rho = 0$$

$$\begin{aligned} d\alpha &= \frac{(\rho - 1)\tan\psi_1}{(\Delta\psi)^2} d(\Delta\psi) \\ d\beta &= -\frac{4(\rho - 1)}{(\Delta\psi)^2} d(\Delta\psi) \end{aligned} \quad (3.57)$$

$$d\gamma = - \frac{24(\rho - 1)}{(\Delta\psi)^2} d(\Delta\psi)$$

$$3^{\text{ème}} \text{ cas : } \quad d\psi_1 = 0 \quad d(\Delta\psi) = 0 \quad d\rho \neq 0$$

$$\begin{aligned} d\alpha &= - \frac{\tan\psi_1}{\Delta\psi} d\rho \\ d\beta &= \frac{4}{\Delta\psi} d\rho \\ d\gamma &= \frac{24}{\Delta\psi} d\rho \end{aligned} \quad (3.58)$$

On peut alors introduire trois ratios, définis comme suit:

$$k_1 = \left. \frac{d\varphi}{d\psi_1} \right|_{d(\Delta\psi)=0; d\rho=0} \quad ; \quad k_2 = \left. \frac{d\varphi}{d(\Delta\psi)} \right|_{d\psi_1=0; d\rho=0} \quad ; \quad k_3 = \left. \frac{d\varphi}{d\rho} \right|_{d\psi_1=0; d(\Delta\psi)=0} \quad (3.59)$$

On dispose ainsi d'indicateurs exprimant les variations subies par le gisement φ_1 (autour de sa valeur théorique) lorsqu'apparaissent des dérives dans l'estimation des paramètres ψ_1 , $\Delta\psi$ et ρ , issus des mesures électriques d'un réseau de deux capteurs.

Il importe désormais de voir quelles grandeurs sont critiques dans l'évaluation de la position de la source et celles qui, a contrario, requièrent une plus faible précision. Le problème peut également être inversé et s'attacher à fournir une erreur absolue de localisation pour une incertitude donnée sur les acquisitions des électromètres. La configuration retenue pour illustrer ces propriétés est en tout point identique à celle décrite par la figure 3.11 dans laquelle était testée l'influence de l'espacement entre capteurs; les fichiers de résultats de cette étude sont donc repris afin de déterminer les ratios k_1 , k_2 et k_3 dont les variations en fonction de $a = M_1M_2$ sont portées en figure 3.16 (on notera que k_3 s'exprime en degrés alors que k_1 et k_2 sont sans dimension). L'observation de ces graphes apporte plusieurs enseignements dont le premier tient dans la nécessité d'obtenir une estimation fine de ρ ; en effet, une erreur absolue de 10^{-2} sur ce paramètre (proche de l'unité) implique des écarts de l'ordre de trois degrés sur le gisement φ_1 , et cela pour des points de mesure distants l'un de l'autre de 250 m. Si l'on maintient cette hypothèse, les angles associés à la polarisation de l'onde sont moins contraignants pour la localisation de la source. En revanche, si l'espacement entre capteurs décroît, l'algorithme devient extrêmement sensible aux erreurs d'estimation des grandeurs d'entrée - à l'exclusion de ψ_1 , inchangé. Ce résultat est peu surprenant dans la mesure où s'amenuise la différence entre les observations faites aux points M_1 et M_2 : une même incertitude sur les acquisitions aura dans ce cas une plus grande incidence. Or, cet état n'est compensé que par une médiocre amélioration du gisement théorique (malgré le renforcement de l'hypothèse (3.19)): on peut donc privilégier des réseaux larges, garantissant ainsi une meilleure robustesse de l'algorithme utilisé.

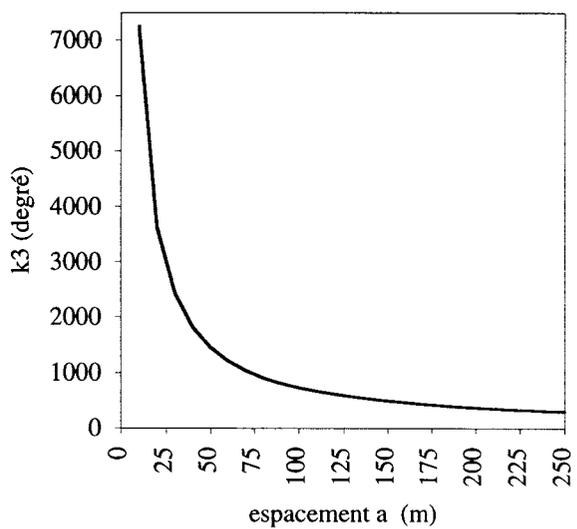
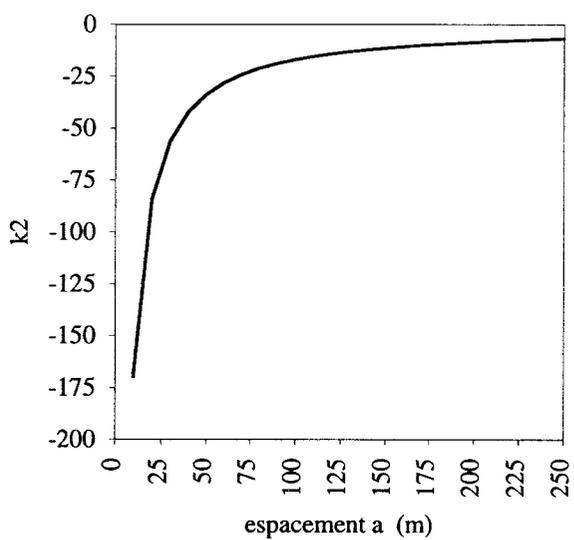
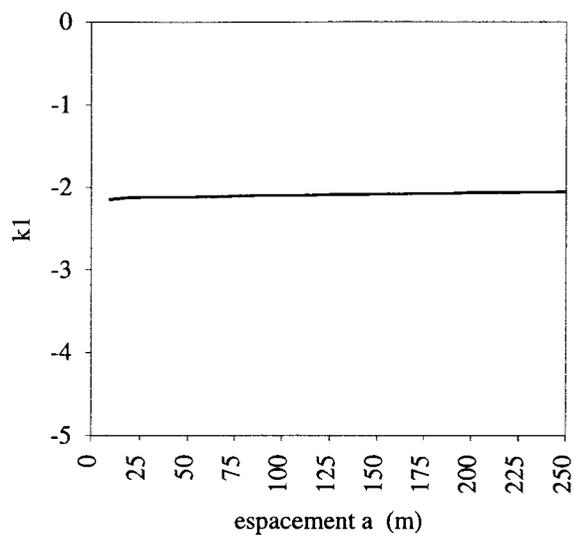


Figure 3.16 - Evolutions des rapports k_1 , k_2 et k_3 en fonction de l'espacement entre capteurs.

2.2.2. topologie du milieu

L'hypothèse d'une mer ouverte a permis d'établir un processus de résolution exploitant une formulation simple des champs électriques rayonnés. Mais une telle condition est parfois difficile à satisfaire, essentiellement en zone côtière où la remontée du plateau continental accroît l'importance des fonds marins. Cette influence est particulièrement sensible sur les phénomènes de propagation électromagnétique, comme l'illustrent les développements du deuxième chapitre de cette étude. Il nous faut donc avoir une idée des conséquences de la stratification du milieu sur les performances de nos algorithmes - établis dans un environnement à deux couches et ne faisant apparaître que les modes de surface de la transition air-mer. Pour cela, nous allons reprendre les simulations définies au paragraphe 2.1.2.2 dans des configurations de source et de capteurs identiques mais avec une topographie différente du domaine. Désormais, les données d'entrée nécessaires au calcul analytique seront établies par le logiciel POEME dans un océan borné par un sol faiblement conducteur ($\sigma_2 = 10^{-3}$ S/m), placé à 100 m de la surface. Les résultats correspondants - sans optimisation numérique - sont présentés aux figures 3.17, 3.18, 3.19 et 3.20.

influence de la distance

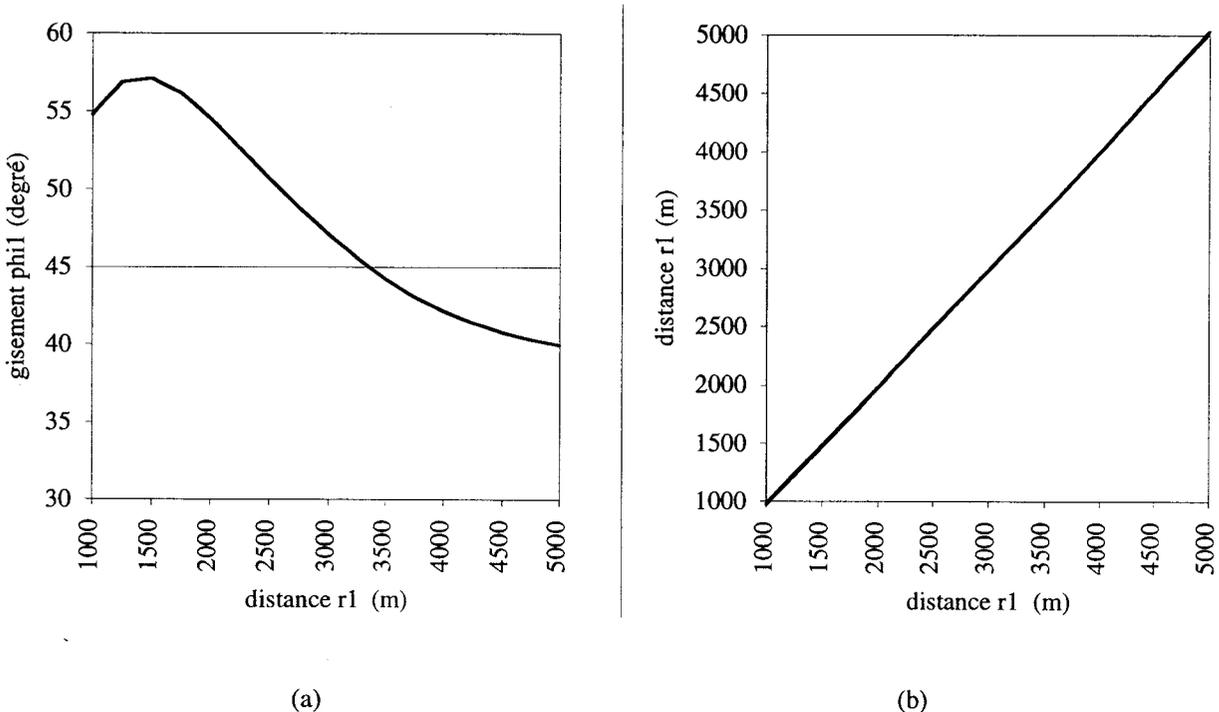
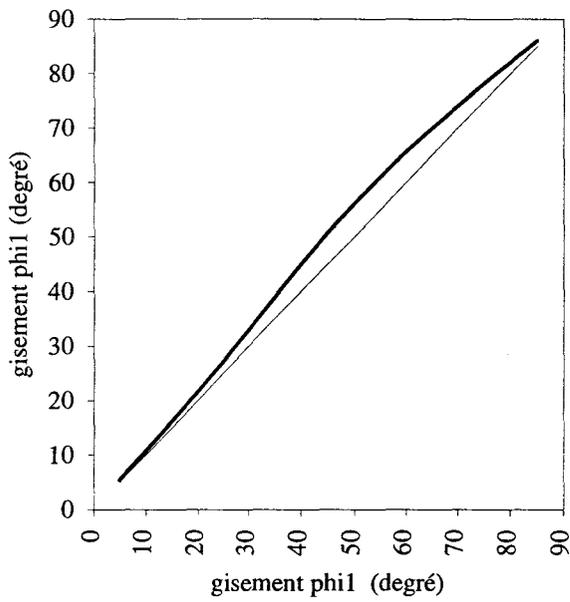
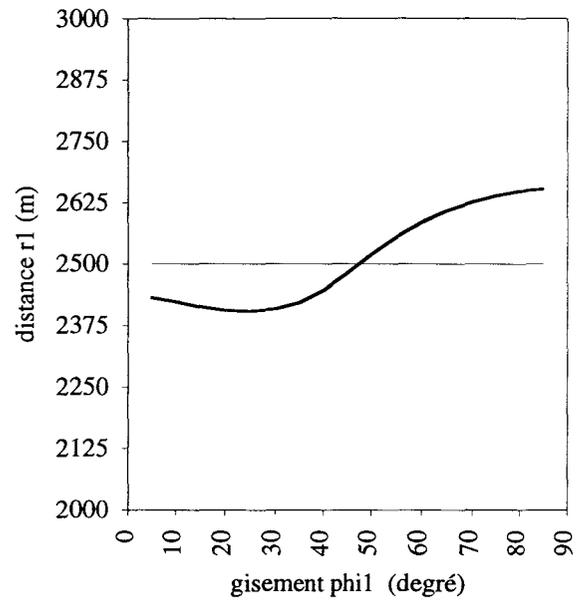


Figure 3.17 - Estimation du gisement (a) et de la distance horizontale (b) en milieu stratifié et à distance r variable.

influence du gisement



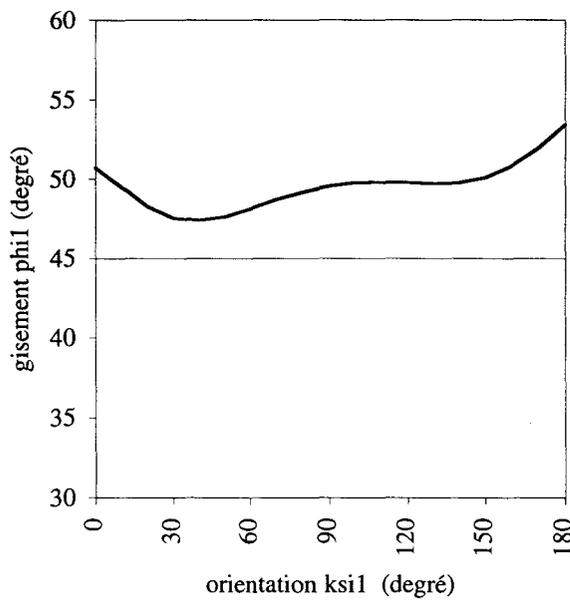
(a)



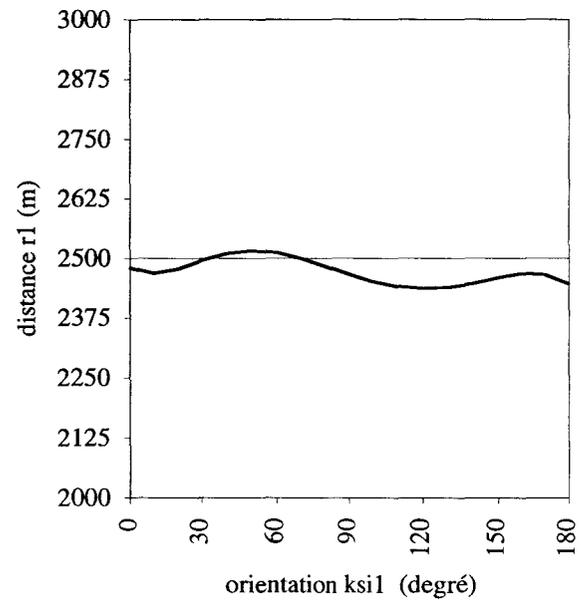
(b)

Figure 3.18 - Estimation du gisement (a) et de la distance horizontale (b) en milieu stratifié et à gisement ϕ variable.

influence de l'orientation du réseau



(a)



(b)

Figure 3.19 - Estimation du gisement (a) et de la distance horizontale (b) en milieu stratifié et à orientation de réseau variable.

influence de l'espacement entre capteurs

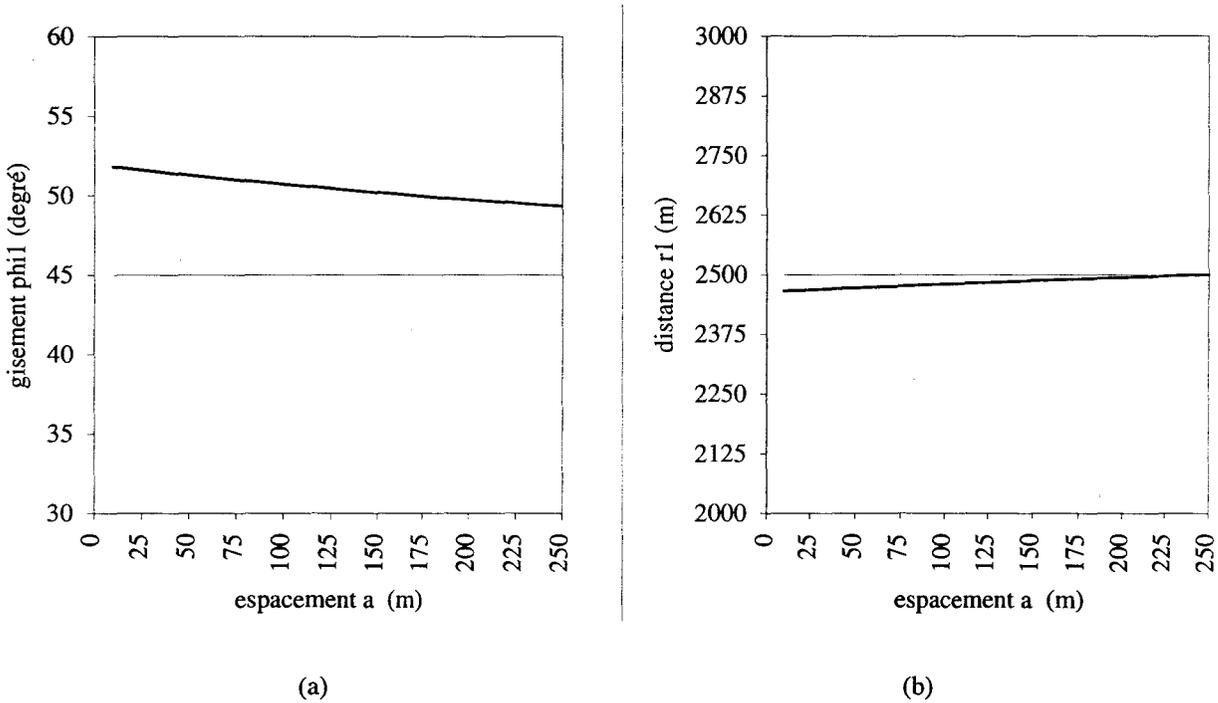


Figure 3.20 - Estimation du gisement (a) et de la distance horizontale (b) en milieu stratifié et à espacement entre points de mesure variable.

Les effet d'une strate supplémentaire sur les estimations de ϕ_1 et de r_1 - tels qu'ils apparaissent sur les graphes précédents - conduisent à un accroissement des erreurs commises par rapport à une situation de mer ouverte. Les comportements qui ont été décrits dans un espace semi-infini ne sont plus applicables dans ce nouvel environnement. Néanmoins, les propriétés associées aux ondes latérales, qui demeurent le mode prépondérant du champ rayonné, permettent d'obtenir des valeurs non-aberrantes du gisement et de la distance horizontale. Par exemple, les mécanismes de propagation présentés au deuxième chapitre vont peu modifier le ratio des modules qui est un paramètre déterminant de la robustesse des algorithmes. De ce fait, lorsque varient les positions de source et de capteurs, ϕ_1 et r_1 fluctuent autour de leur vraie valeur avec, dans de nombreux cas, des écarts encore admissibles (respectivement de l'ordre de 5° et de 50 m). Il est donc pertinent de recourir à cette méthodologie, même en fond proche, afin d'obtenir une première estimation de la localisation de la source par rapport au réseau de mesure.

Conclusion

Les propriétés des mécanismes de propagation en milieu stratifié ont ouvert le champ des applications de l'électromagnétisme dans un environnement marin. Corollaires de ces nouvelles possibilités, des techniques spécifiques de traitement de l'information sont définies en fonction des caractéristiques physiques du rayonnement. Or, que le domaine visé soit les communications ou la détection sous-marine, la recherche de transmissions sur de grandes distances conduit à retenir les ondes latérales prenant naissance aux interfaces de l'océan: ces phénomènes de surface servent donc de support aux développements qui sont menés.

Notre analyse s'est portée sur l'exploitation des formulations analytiques résultant des études de propagation, appliquée à la résolution de notre problème inverse de localisation de source. Les données prise en compte sont alors le module et la polarisation du champ électrique rayonné en mer, l'acquisition étant faite en deux points de mesure d'un réseau de capteurs. La méthodologie adoptée requiert certaines hypothèses dont les principales sont celles d'un milieu conducteur semi-infini et d'un espacement entre senseurs faible devant la distance séparant la source de l'antenne de réception. Ces règles permettent alors de construire un algorithme conduisant aux paramètres de position du dipôle-émetteur; les performances en simulation sont bonnes dès lors que se trouvent respectées les conditions précédentes. Et ce processus analytique s'avère robuste - bien que générant des erreurs plus importantes - lorsqu'il est confronté à des données obtenues en eaux peu profondes, i.e. en présence d'un fond marin non-négligeable. En revanche, les incertitudes de mesure sont susceptibles de créer une instabilité du système si un trop faible écart existe entre les capteurs. De plus, certains paramètres d'entrée doivent être déterminés avec une grande précision, en particulier le ratio formé par les modules du champ électrique aux deux points d'observation. On dispose ainsi, au terme de cette étude, d'une méthode de localisation d'un dipôle électrique horizontal à partir de son rayonnement lointain en mer; les contraintes qui y sont attachées et les performances prévisibles sont également connues.

Ce traitement de l'information électromagnétique illustre les possibilités liées à l'utilisation d'ondes non-acoustiques dans le milieu marin. Il n'est qu'un exemple. D'autres processus peuvent être définis en fonction des domaines couverts, intégrant notamment des configurations de source et d'environnement plus complexes: une modélisation numérique est alors seule à même de prendre en compte de tels paramètres.

Chapitre 4 :

Application au traitement de signaux réels

Chapitre 4 :

Application au traitement de signaux réels

Introduction

A contrario de la magnétométrie, dont les applications géophysiques et militaires sont déjà anciennes, l'électrométrie en milieu marin n'a connu qu'un développement limité. Les travaux existants portent essentiellement sur l'étude des phénomènes naturels et moins sur l'interaction d'une onde électromagnétique avec l'océan, à l'exception notable de l'expérimentation décrite par [BOSTICK 77]. En revanche, dans ce domaine, les aspects théoriques ont fait l'objet de plus d'attention, qu'il s'agisse de la compréhension des mécanismes de propagation ou de la recherche de traitements de l'information, ce qui a été notre démarche jusqu'ici. Cependant, il importe désormais de confronter les résultats obtenus à des données réelles afin d'en apprécier l'exactitude et la représentativité.

Une phase d'essais en mer vient donc compléter cette étude et fournit des signaux électriques liés à l'environnement ou générés artificiellement dans le milieu. L'acquisition de ces grandeurs est rendue possible grâce à une instrumentation spécifique permettant la mesure du champ vectoriel selon trois axes orthogonaux: les informations d'amplitude des composantes, de module et de polarisation en découlent. Une injection de courant entre deux électrodes immergées constitue dans cette expérimentation une source synthétique, identifiable à un DEH lorsque sont satisfaites les hypothèses dipolaires. Plusieurs configurations ont pu être testées, entre lesquelles varient les positions relatives de l'émetteur et des récepteurs, de même que la fréquence et le niveau de l'onde électromagnétique. Situés en zone côtière, ces essais correspondent à une propagation en eaux peu profondes et permettent donc d'apprécier l'influence du fond marin sur le rayonnement.

La présentation de ce volet expérimental est précédée d'une description des matériels mis en œuvre et des actions de calibration qui ont été entreprises sur les senseurs. Enfin, les données collectées en mer sont comparées aux résultats analytiques et numériques établis dans les chapitres précédents: de leur validité dépend la justesse des enseignements tirés jusqu'alors, portant notamment sur l'existence et l'intérêt des modes de surface associés aux frontières du domaine océanique.

1. Dispositifs d'émission-réception

L'étude des phénomènes de propagation électromagnétique en milieu marin et la nécessaire confrontation entre théorie et expérimentation ont conduit à développer une source se rapprochant des modèles dipolaires utilisés: le principe retenu a été celui de la ligne de courant horizontale dont une observation lointaine permet de la confondre avec un DEH; cette configuration est privilégiée car représentative d'émissions réelles. Les capteurs électriques - ou antennes de réception - fonctionnent sur la détection de la densité de courant créée en mer par tout champ \vec{E} : cette technique de mesure, ainsi que l'électronique associée, résultent des travaux du Professeur Jean Mosnier, du Laboratoire de Géophysique Appliquée d'Orléans. La réalisation des équipements mis en œuvre a été assurée, quant à elle, par le Groupe d'Etudes Sous-Marines de l'Atlantique à Brest.

1.1. Capteur de champ électrique

1.1.1. description du principe

L'instrumentation développée en électrométrie est essentiellement fondée sur la mesure de la différence de potentiel entre deux électrodes A et B, espacées de l , comme l'expose la figure 4.1(a); la tension détectée s'exprime alors comme suit, en fonction du champ électrique:

$$U = \int_A^B \vec{E} \, d\vec{l} \quad (4.1)$$

L'un des inconvénients de cette méthode est son bas rendement puisque seule une petite proportion de l'énergie du signal est utilisée: en effet, l'équipement n'est traversé que par un très faible courant, limité par la résistance élevée du voltmètre assurant la mesure. En outre, une bonne sensibilité en champ impose d'éloigner les électrodes, ce qui n'est pas compatible avec un objectif de compacité.

Le principe développé par [RAKOTOSOA 89] s'applique aux milieux conducteurs où prennent naissance des courants de densité \vec{J} sous l'action d'un champ électrique, ce que transcrit la loi d'Ohm microscopique par la relation $\vec{J} = \sigma \vec{E}$. L'idée poursuivie est alors de mesurer la quantité \vec{J} interceptée par une électrode de section S ; la grandeur à détecter est donc le courant résultant qui circule dans l'équipement et que l'on peut relier à la projection du champ sur l'axe du capteur:

$$I = \sigma S \vec{E} \cdot \vec{n} \quad (4.2)$$

où \vec{n} désigne un vecteur unitaire, normal à la surface S . La tranche d'eau qu'occupe le senseur étant remplacée par un isolant (matérialisé sur la figure 4.1(b) par un domaine de conductivité nulle entre les électrodes), la totalité du courant est exploitée pour la mesure, d'où une nette amélioration du rapport signal à bruit par rapport à la méthode précédente. En revanche, l'impédance interne du dispositif doit être égale à la résistance du volume d'eau supprimé afin de ne pas perturber les lignes de courant circulant dans le liquide; cette condition est générale et s'applique à tout équipement de mesure dont la présence ne doit pas modifier la grandeur à estimer.

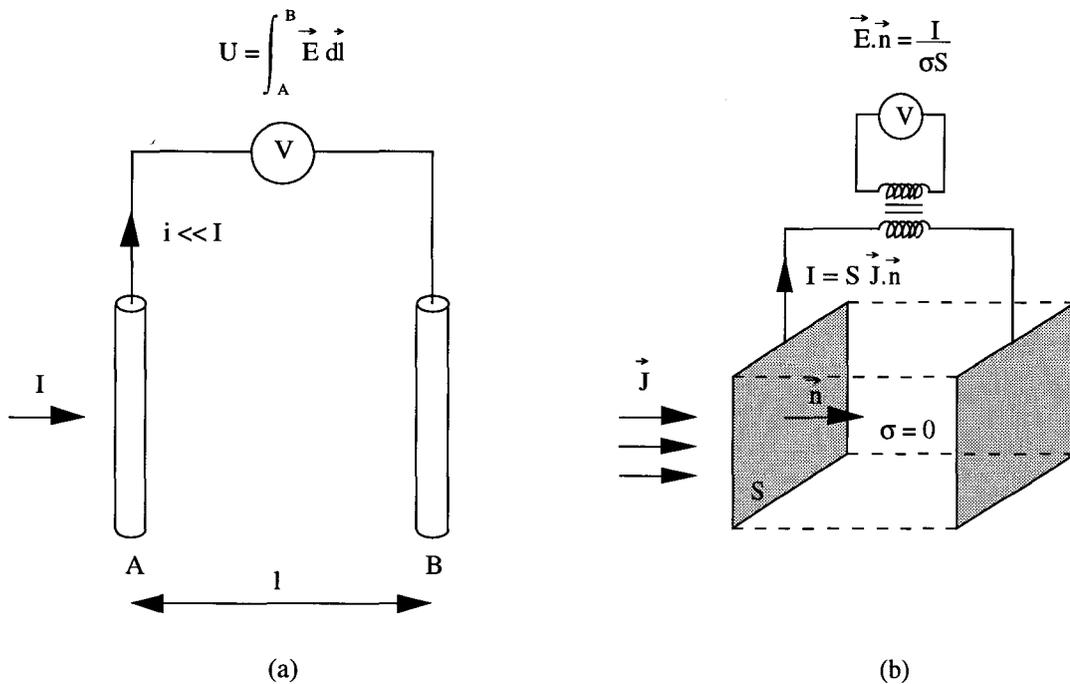


Figure 4.1 - Mesure de champ électrique en mer par différence de potentiel (a) et détection de courant (b).

Aux très basses fréquences (inférieures à 1 Hz), il apparaît des réactions électrochimiques entre les électrodes et l'eau de mer qui se traduisent par des fluctuations aléatoires de tension ou de courant à l'interface entre le métal et l'électrolyte; de plus, l'impédance de contact se trouve augmentée par des phénomènes de polarisation: la conjonction de ces effets entraîne une dégradation rédhibitoire des performances dans cette partie du spectre. Au delà du Hertz, le bruit ramené à l'entrée de la carte de mesure est l'élément limitatif de la sensibilité de l'électromètre. L'idée développée consiste alors à effectuer une modulation du signal à une fréquence haute puis à l'amplifier dans une bande où le bruit électronique est négligeable. La contrainte liée à une telle méthode est d'assurer au modulateur une impédance d'entrée compatible avec la résistance du volume d'eau substitué.

La phase de mise au point de ce dispositif instrumental a nécessité une étude comparative d'électrodes (l'acier a finalement été retenu), la définition d'une carte de mesure et la confection de plusieurs prototypes, l'ensemble de ces recherches étant décrit par

[RAKOTOSOA 89]. L'équipement réalisé et utilisé pour nos essais est issu de ces travaux; il comporte trois axes orthogonaux, assurant ainsi l'acquisition des composantes du vecteur champ électrique dans ce trièdre. La photographie présentée en figure 4.2 permet d'apprécier les formes et les dimensions adoptées pour cette antenne.

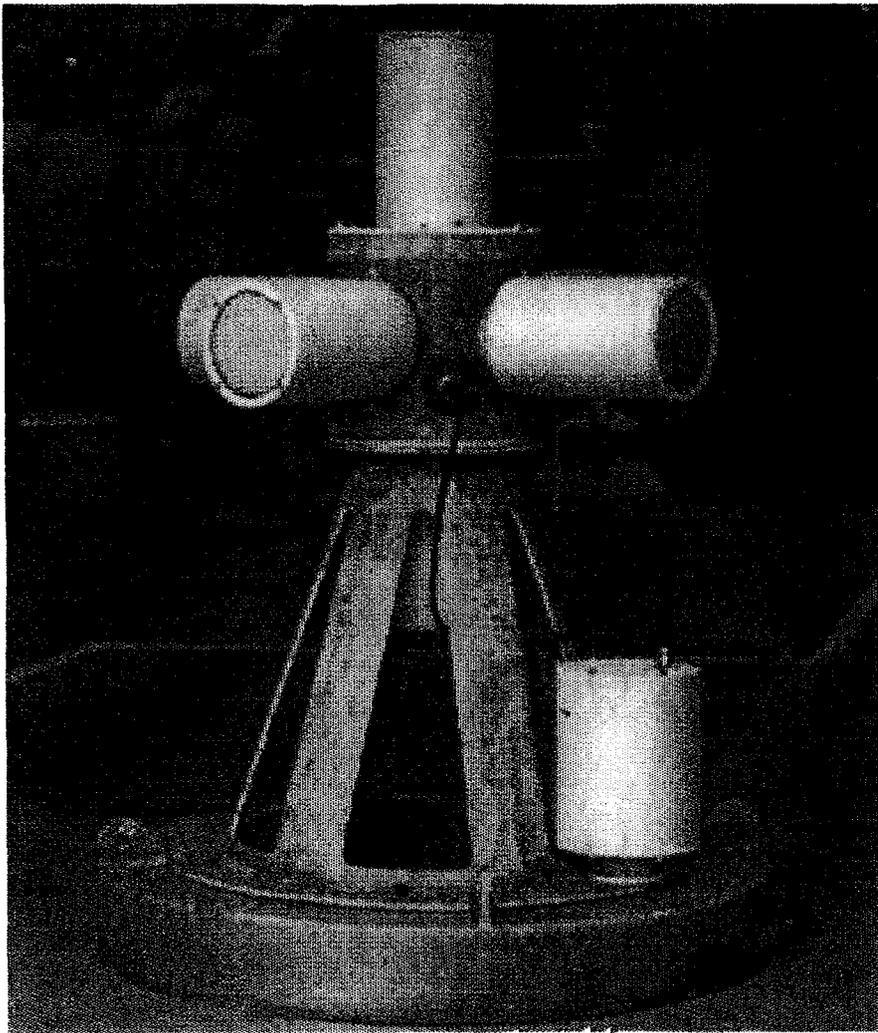


Figure 4.2 - Electromètre tri-axes à détection de courant.

1.1.2. caractéristiques instrumentales

La calibration des capteurs - i.e. la détermination de leurs performances intrinsèques - requiert des essais spécifiques dans un environnement aux paramètres maîtrisés. Cette étape est menée en piscine, selon le principe décrit en figure 4.3.

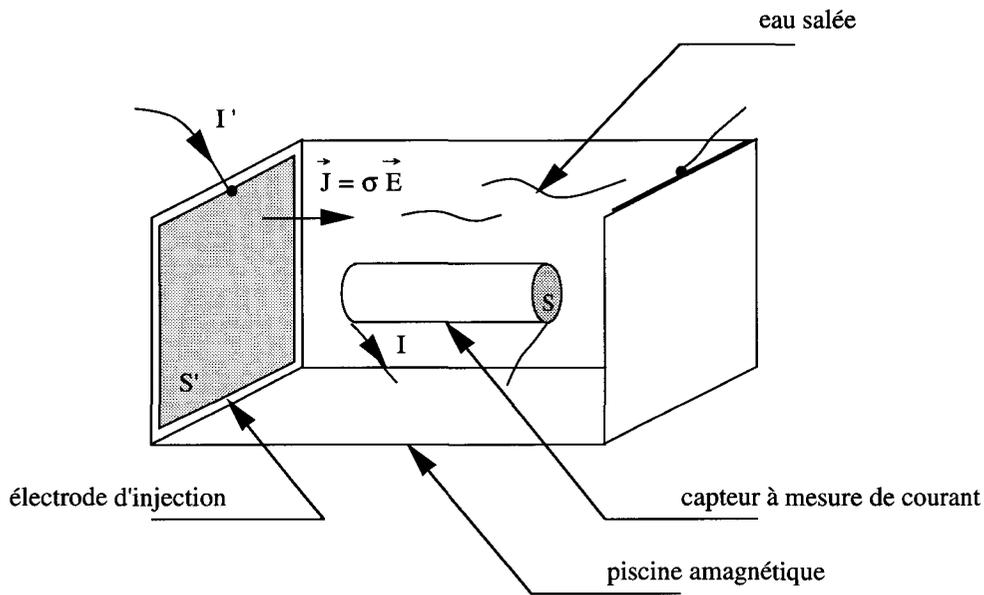


Figure 4.3 - Principe de calibration des électromètres.

Le bassin dans lequel est immergée l'antenne est non-métallique et équipé de deux électrodes en inox permettant de générer dans la cuve un champ électrique homogène, d'amplitude et de fréquence connues; ainsi, si l'on note σ la conductivité de l'eau utilisée, I' le courant injecté dans les plaques et S' leur section, on a:

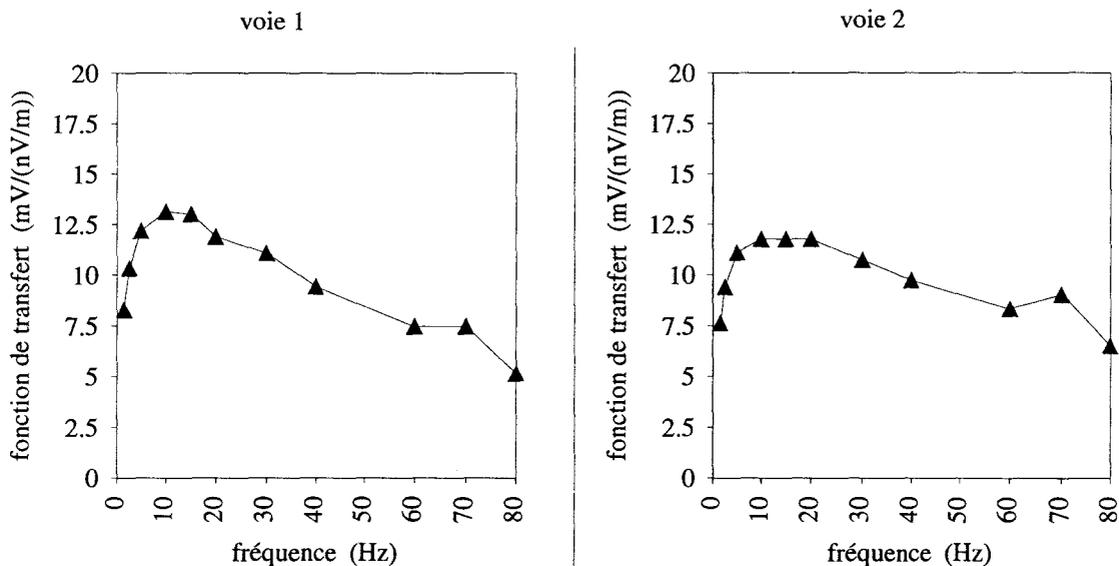
$$E = \frac{I'}{\sigma S'} \quad (4.3)$$

Il nous est donc possible d'obtenir les caractéristiques en champ de notre équipement, préalable indispensable à toute mesure en mer. Les éléments nécessaires à l'interprétation de signaux électriques en milieu océanique sont alors les suivants, pour les voies horizontales des deux électromètres -référéncés 1 et 2 - que nécessite notre expérimentation:

fonction de transfert

Les électromètres délivrent en sortie de la carte électronique - et pour chaque axe - une tension associée à la grandeur physique à détecter. Nous avons donc déterminé la réponse des capteurs à une même excitation E , et cela pour des fréquences comprises entre 1 et 80 Hz afin de couvrir leur bande d'utilisation. La figure 4.4 synthétise ces résultats en présentant sur la gamme précitée les niveaux obtenus, exprimés en mV/(nV/m).

électromètre n°1



électromètre n°2

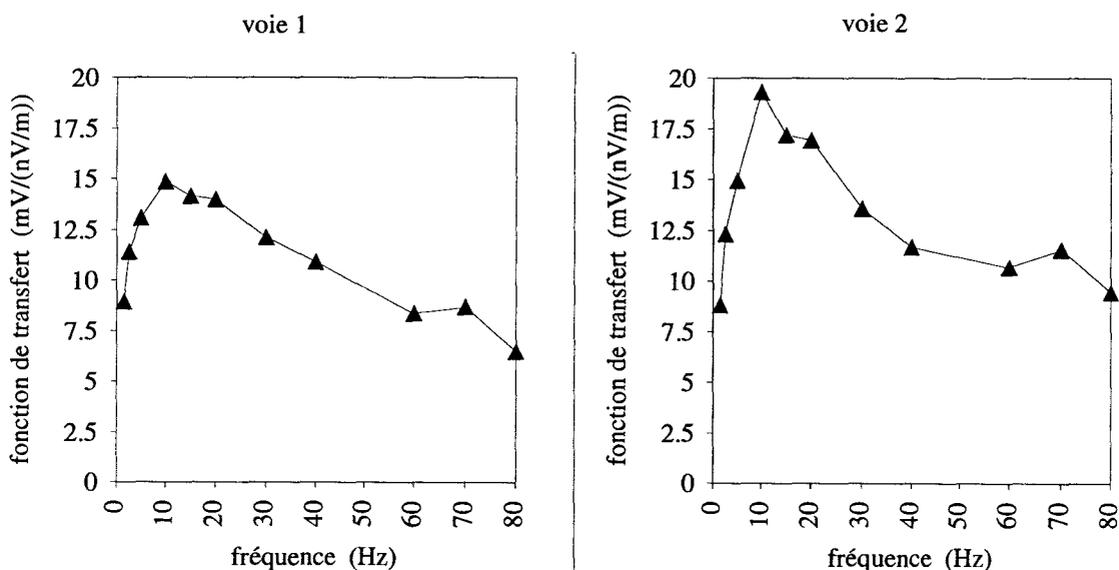
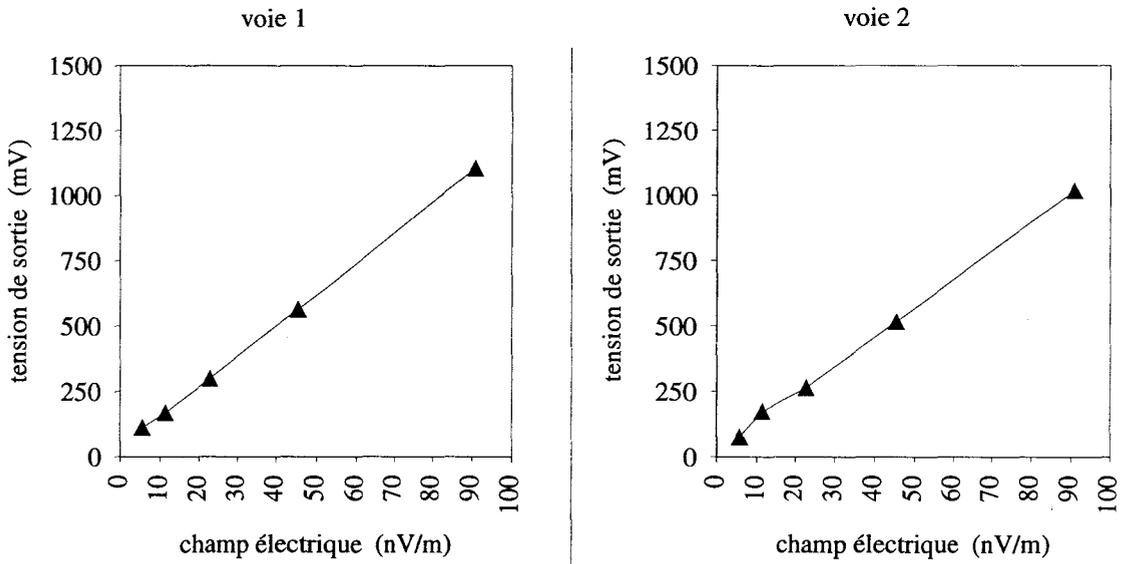


Figure 4.4 - Fonctions de transfert des électromètres.

linéarité

Ce point a pour but d'apprécier la proportionnalité existant entre la tension de sortie et le champ électrique appliqué: la validité des fonctions de transfert est en effet assujettie à ce critère. Les tests effectués ont confirmé la linéarité des senseurs sur la quasi-totalité de leur dynamique de mesure; la figure 4.5 fournit un exemple de ce comportement à la fréquence de 20 Hz.

électromètre n°1



électromètre n°2

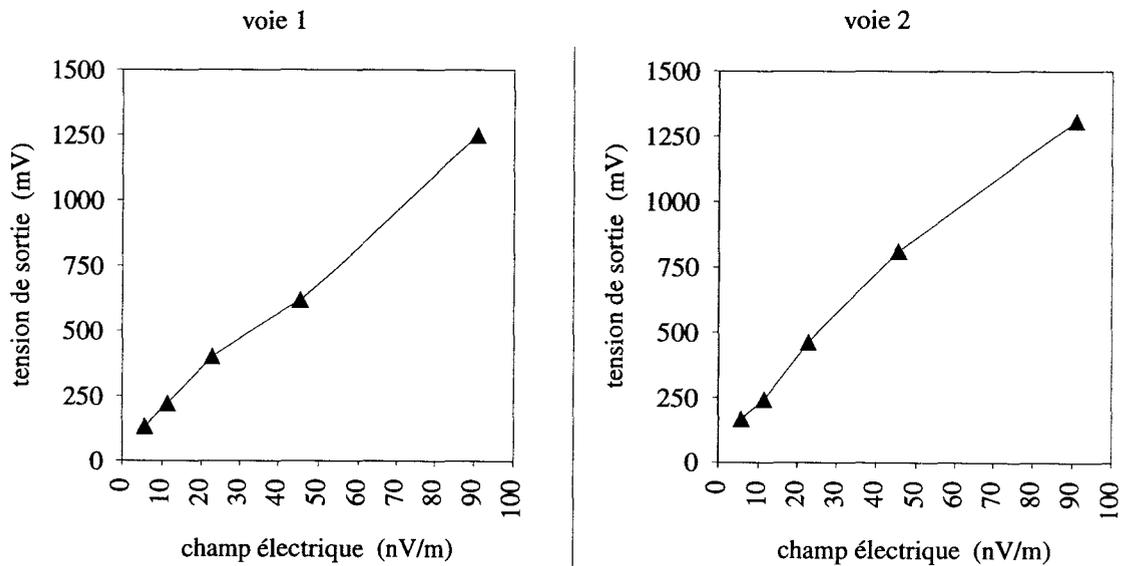


Figure 4.5 - Tension de sortie des électromètres (mV) en fonction du champ électrique (nV/m) à 20 Hz.

bruit instrumental

La détermination des précédents paramètres, si elle s'accompagne d'une analyse spectrale permettant d'avoir connaissance des rapports signaux à bruits, conduit à une estimation de la sensibilité des équipements et donc de leur limite instrumentale. Les valeurs relevées sur les différentes voies des antennes testées sont rassemblées dans le tableau 4.1.

	électromètre n°1	électromètre n°2
voie 1	1,6 nV/m/√Hz	1,8 nV/m/√Hz
voie 2	1,8 nV/m/√Hz	1,1 nV/m/√Hz

Tableau 4.1 - Sensibilité en champ électrique des capteurs.

Des performances égales ne pouvaient être escomptées avec une mesure de différence de potentiel qu'au prix d'un écartement important des électrodes; notre dispositif, fondé sur le principe de la détection de courant, permet d'atteindre des niveaux de bruit instrumental voisin de 1 nV/m/√Hz sur une base de 1 m, ce qui représente un avantage appréciable par rapport aux techniques usuelles.

1.2. Injecteur de courant

Le cahier des charges applicable à une source électromagnétique artificielle destinée au canal sous-marin impose de pouvoir créer un dipôle électrique horizontal, réglable en immersion, fréquence et amplitude, cela afin de se rapprocher des problèmes canoniques traités analytiquement ou en simulation. Les solutions technologiques adoptées consistent à retenir une injection de courant entre deux électrodes situées dans un même plan horizontal, générant ainsi un moment $p = I.l$, où I désigne l'intensité du courant et l sa longueur de circulation dans la mer. L'énergie nécessaire est délivrée par un bloc de batteries embarqué sur une bouée à laquelle sont reliées les électrodes. Sont intégrés sur ce même support l'électronique assurant le contrôle de l'injection et un dispositif VHF de transmission de données permettant une commande à distance (environ 400 m). Les valeurs de consigne sont les suivantes:

- fréquence: 1 Hz; 2 Hz; 4 Hz; 8 Hz; 10 Hz.
- amplitude: 50 mA; 500 mA; 3 A.

Le courant établi entre les électrodes est asservi sur ces réglages; ses caractéristiques effectives sont fournies à l'opérateur par le canal de la liaison radio. Le synoptique général présenté en figure 4.6 illustre ces échanges d'informations ainsi que leur gestion autour d'un micro-contrôleur.

La vocation marine de cet équipement - et la nécessaire protection des circuits face aux agressions de l'environnement - conduisent à la réalisation mécanique de la figure 4.7. Apparaissent sur cette photographie la bouée étanche - présentée ouverte - comprenant l'électronique, les batteries et l'émetteur/récepteur VHF (en partie émergée), ainsi que le boîtier de télécommande du dispositif.

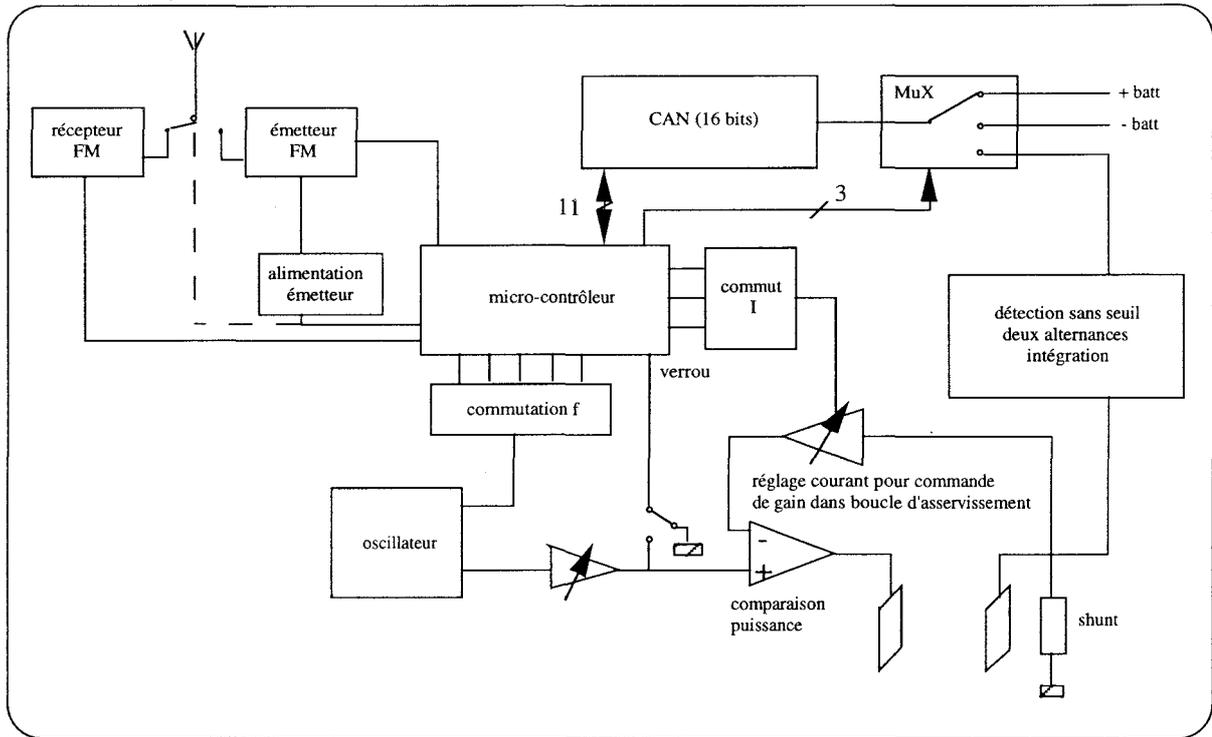


Figure 4.6 - Principe de l'injection de courant.

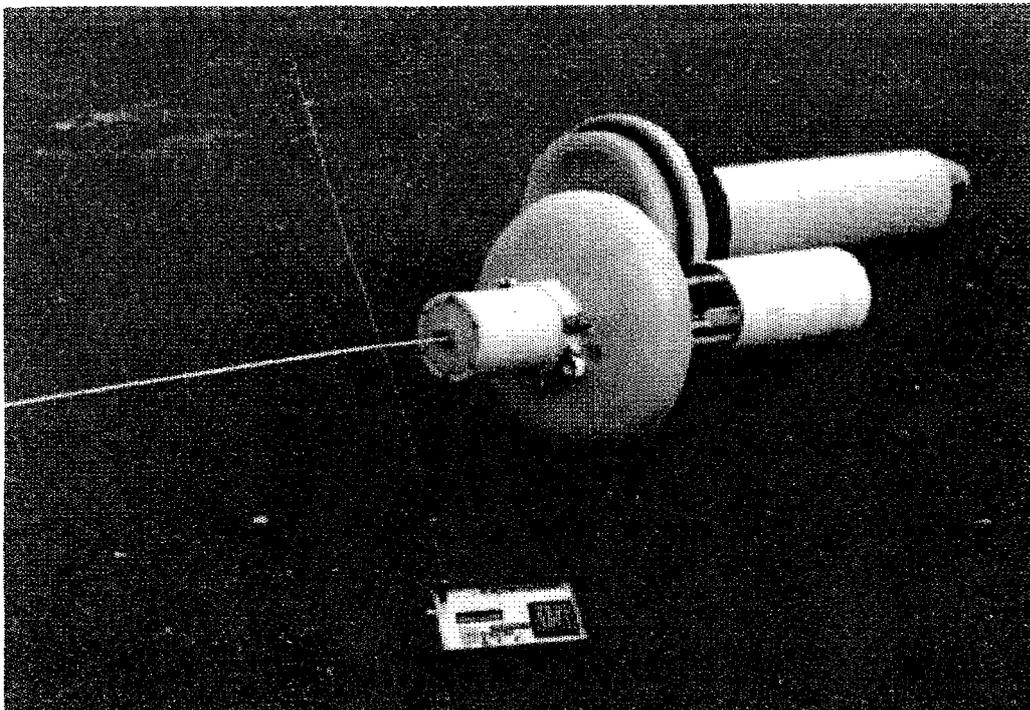


Figure 4.7 - Injecteur de courant (hors électrodes).

Les matériels que requièrent nos essais de propagation - i.e. une source électromagnétique et des antennes tri-axiales de champ électrique - viennent d'être définis dans leur principe. Les performances des réalisations correspondantes sont également connues. Leur mise en œuvre et leur comportement sous contraintes réelles d'utilisation doivent désormais être testés en mer.

2. Expérimentation en milieu marin

L'océan constitue pour tout système de mesure un environnement hostile, soumettant les équipements qui y sont immergés aux actions conjuguées de la pression, de la corrosion et de la météorologie. Dans un tel contexte, la conduite d'essais en mer n'est jamais une opération aisée et nécessite une infrastructure importante; l'acquisition de données réelles dans la phase expérimentale de cette étude a notamment fait appel au bâtiment-laboratoire l'"Aventurière II" du GESMA, complété d'une équipe de plongeurs assurant la mise en place de l'instrumentation sous-marine qui vient d'être décrite. Les conditions de ces essais et l'analyse des signaux obtenus font l'objet des développements ci-après.

2.1. Organisation des mesures

2.1.1. présentation du site

Les contraintes attachées au terrain d'expérimentation ont conduit à retenir l'anse de Morgat, dans le Finistère; en effet, son orientation la met à l'abri des perturbations en provenance de l'Atlantique (coups de vent, forte houle...) comme l'illustre la carte présentée en figure 4.8. De plus, les fonds de faible déclivité rendent réaliste l'hypothèse de milieux à interfaces parallèles. Enfin, le trafic maritime limité au moment des essais (mois de février 1994) a permis de maintenir les moyens de mesure sur le site pendant plusieurs jours sans occasionner de gêne.

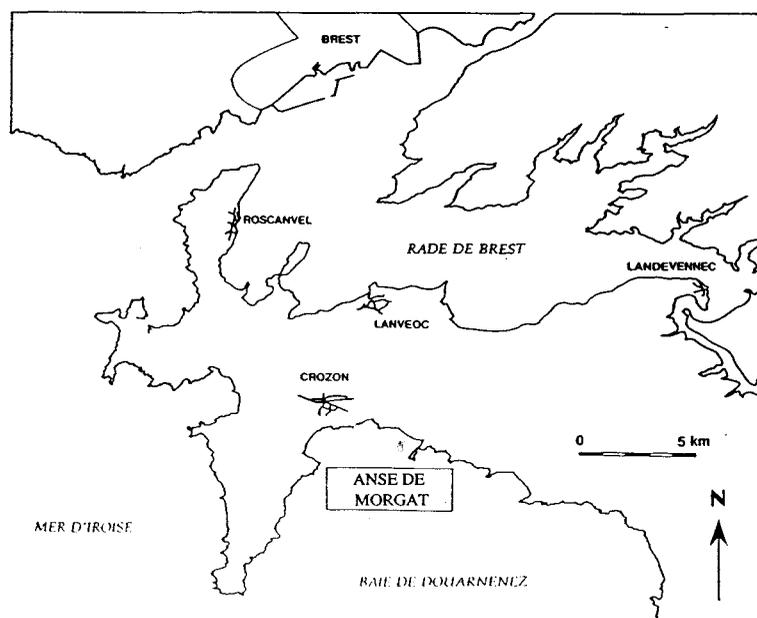


Figure 4.8 - Localisation géographique du site d'essai.

L'IFREMER, dans le cadre de l'inventaire des ressources minérales sous-marines du plateau continental français, a effectué la reconnaissance de la partie septentrionale de la Baie de Douarnenez - couvrant ainsi le secteur de l'anse de Morgat - durant les années 1987 et 1988. Nous disposons donc de la bathymétrie et de la nature des fonds de cette zone, indispensables à l'interprétation des mesures. Or, les localisations respectives des différents équipements sont définies à partir d'un point de référence au centre de l'anse (latitude: $48^{\circ}13'$ N; longitude: $04^{\circ}28'$ W). La hauteur d'eau y est de 14 m au zéro des marées, ce chiffre étant à majorer de la valeur du marnage à chaque essai. Par ailleurs, ce choix permet de restreindre l'étude géologique au seul secteur concerné. Cette analyse conduit alors à la distinction suivante:

sédiments superficiels

La première strate du sous-sol est composée d'un mélange hétérogène de silt gris à la structure très fine, de sable plus grossier et de cailloutis envasés, répartis selon le schéma proposé en figure 4.9. Mais cette situation est évolutive sous l'action de la houle et des courants de marée.

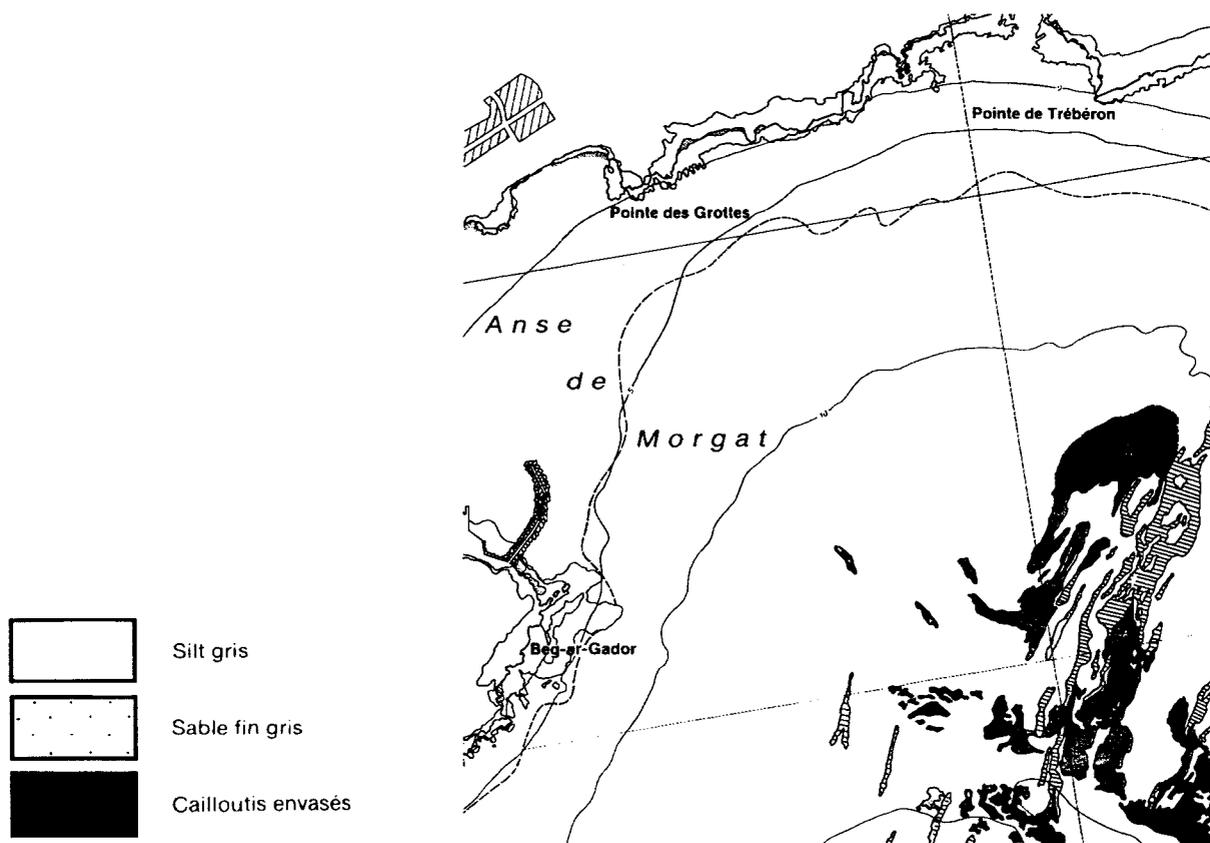


Figure 4.9 - Carte des sédiments superficiels.

L'épaisseur de cette couche, déterminée à l'aide d'un sismogramme, est d'environ 9 m. De ce fait, les sédiments influent peu sur les phénomènes de propagation d'une onde

électromagnétique - résultat applicable au seul champ lointain, comme le montrent les simulations effectuées à l'aide du logiciel POEME. Le substratum rocheux que recouvrent ces sédiments superficiels est alors prépondérant.

structure géologique

La cartographie établie par l'IFREMER - et dont un extrait est donné en figure 4.10 - met en évidence la complexité du soubassement de l'anse de Morgat, notamment par la diversité des formations géologiques et la présence d'un champ de fracturations important. Cependant, au droit de la zone d'essai, circonscrite à un périmètre autour du point de référence évoqué précédemment, les terrains sont composés des "tufs et calcaires de Rosan" et des "grès de Kermeur" qui représentent des roches sédimentaires; il s'agit là d'anciens sables, silts ou vases aujourd'hui indurés, auxquels s'ajoutent des éléments d'origine volcanique. Ces formations s'étendent sur plusieurs centaines de mètres en profondeur, constituant ainsi un fond marin homogène: il est donc réaliste de prendre en compte un espace de propagation à trois milieux (air, mer, sol) dont la couche inférieure se confond avec cette structure. La conductivité de ces roches peut être estimée à 10^{-1} S/m du fait de leur relative porosité, les distinguant en cela des formations granitiques beaucoup plus résistives (environ 10^{-3} S/m). Cette modélisation de l'environnement sert de support à l'approche analytique des phénomènes électromagnétiques en mer, destinée à être confrontée avec l'expérimentation.

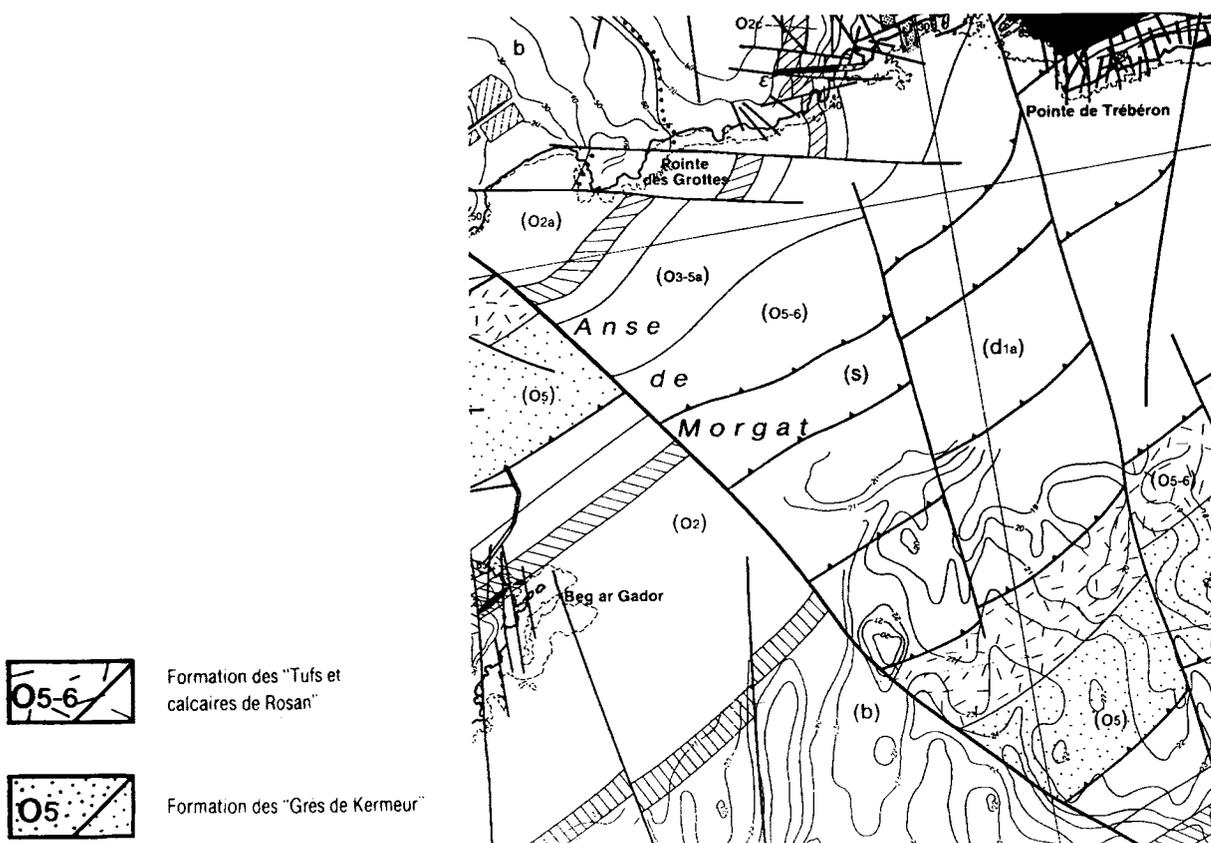


Figure 4.10 - Carte géologique.

2.1.2. mise en œuvre des matériels

La conduite d'essais de propagation imposait de pouvoir disposer d'équipements d'émission et de réception en milieu marin. La présentation des dispositifs répondant à ces fonctions a fait l'objet de la première partie de ce chapitre. Leur déploiement sur le site de test, les modes opératoires qui en découlent, doivent maintenant être décrits plus précisément.

capteur de champ électrique

Deux électromètres tri-axiaux ont été mouillés dans l'anse de Morgat, l'un au point de référence précédemment cité, l'autre à la même latitude mais 103 m à l'est du premier. Il est à noter que la localisation des différents matériels est assurée par un système SYLEDIS dont l'incertitude de positionnement est inférieure au mètre. Les deux antennes à détection de courant sont demeurées fixes à ces emplacements sur l'ensemble des essais, offrant ainsi deux points de mesure à une immersion z égale à $-(d - 1)$. Dans cette relation, d désigne la hauteur d'eau; quant aux capteurs, ils sont placés 1 m au dessus du plan d'appui sur le fond marin.

L'alimentation de l'électronique de mesure des électromètres est assurée de manière autonome par un bloc de batteries solidaire de l'antenne. La transmission des données vers les unités d'acquisition disposées sur le bâtiment-laboratoire s'effectue d'abord par câble vers une bouée en surface puis par liaison VHF, comme l'illustre la figure 4.11.

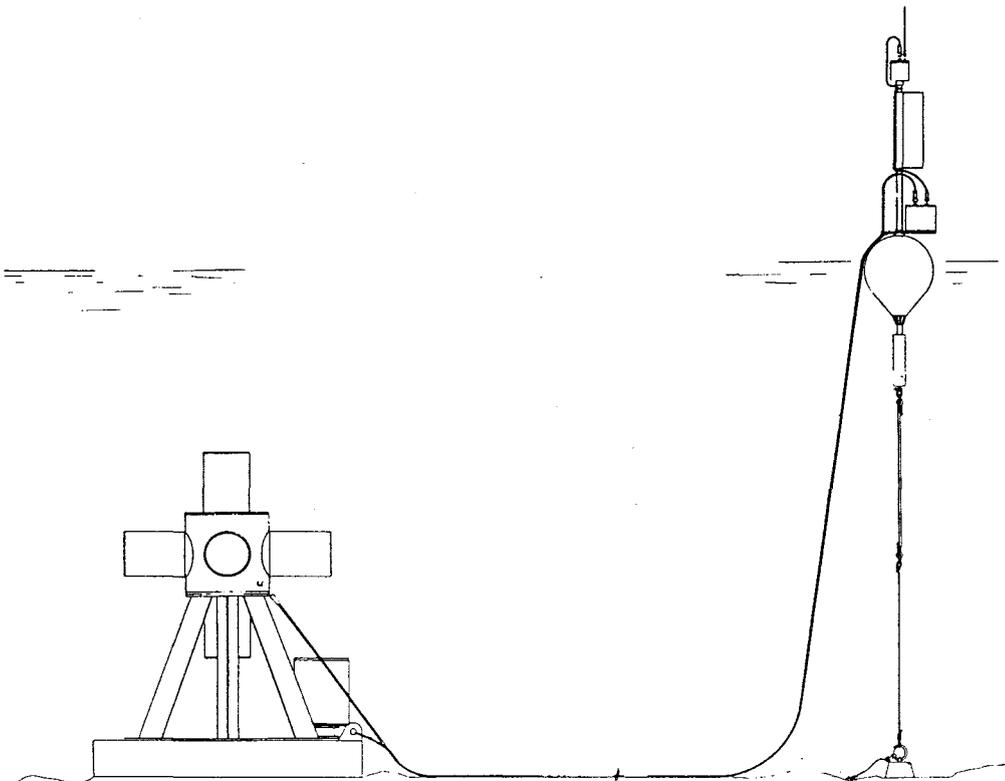


Figure 4.11 - Schéma de mouillage des électromètres tri-axes.

injecteur de courant

Le modèle de source qu'il convient de restituer est celui du dipôle électrique horizontal, afin de pouvoir mener la comparaison entre théorie et expérimentation. L'option technique retenue est celle de la circulation d'un courant entre deux électrodes de même immersion, alimentées par une bouée sur laquelle sont rassemblées les fonctions de commande, contrôle et génération dudit courant. La position relative de ces différents sous-ensembles apparaît en figure 4.12 dans une configuration qualifiée de "statique" puisque chaque élément est maintenu au fond à l'aide d'un crapaud de béton; les électrodes restent verticales dans la tranche d'eau sous l'action de petites bouées sphériques. Trois immersions peuvent être obtenues, en fonction de la longueur de brin retenant les tubes métalliques à leurs gueuses:

- position "fond" : $h = - (d - 1)$
- position "intermédiaire" : $h = - (d - 7)$
- position "surface" : $h = - 1 \text{ m}$

Enfin, la valeur du moment de courant p créé par ce dispositif est donnée par le produit de l'intensité I injectée et de l'écartement l des électrodes; au cours de cette expérimentation, une distance de 50 m a été recherchée. La source d'émission possède alors une amplitude suffisante pour garantir un bon rapport signal à bruit à la réception, ce que confirment les exemples de mesures proposés au paragraphe suivant.

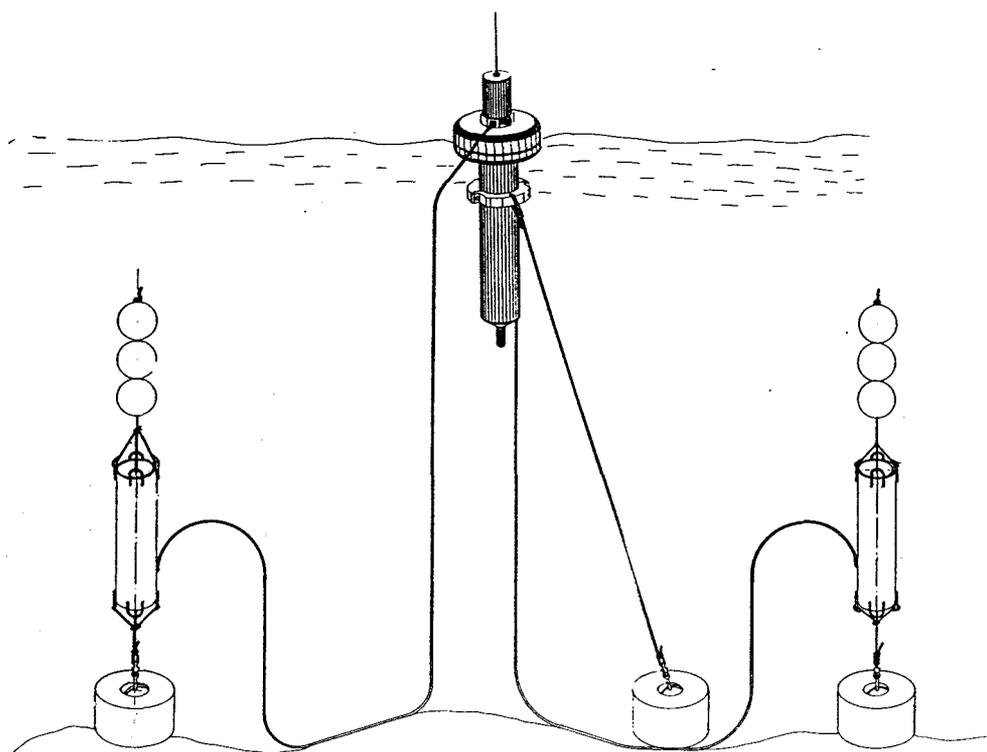


Figure 4.12 - Schéma de mouillage de l'injecteur de courant.

2.1.3. acquisition de signaux

La gestion des essais de propagation est assurée sur le site par le bâtiment-laboratoire, placé au mouillage à proximité de la zone de test. Pour une configuration de source et de capteurs, il commande la fréquence et l'amplitude de l'injection de courant, il obtient en retour les valeurs réellement appliquées et enregistre les composantes du champ électrique mesuré par les deux électromètres immergés dans l'anse. En revanche, toute modification de la position relative de l'émetteur et des récepteurs requiert une intervention de plongeurs. La chaîne d'acquisition mise en place conduit à l'observation des grandeurs suivantes:

phénomènes électromagnétiques naturels

En l'absence de tout signal généré artificiellement, la mesure en mer s'intéresse aux bruits d'environnement, qu'ils soient géomagnétiques ou hydrodynamiques selon la caractérisation qui en a été faite au chapitre 1 de cette étude. Les performances de notre instrumentation sous-marine, notamment en termes de bande passante, comprise entre 1 et 70 Hz, impliquent une mesure centrée sur les effets de cavité dus à l'activité orageuse atmosphérique. Les phénomènes électromagnétiques dont le guide d'onde Terre-Ionosphère est le siège sont en effet sensibles dans l'eau de mer, au voisinage de la surface, comme l'illustre la figure 4.13. Celle-ci fournit l'analyse spectrale dans la bande [0,5 - 25,5 Hz] d'une composante horizontale du champ électrique au point de référence; la hauteur d'eau, fonction des marées, est alors de 18 m.

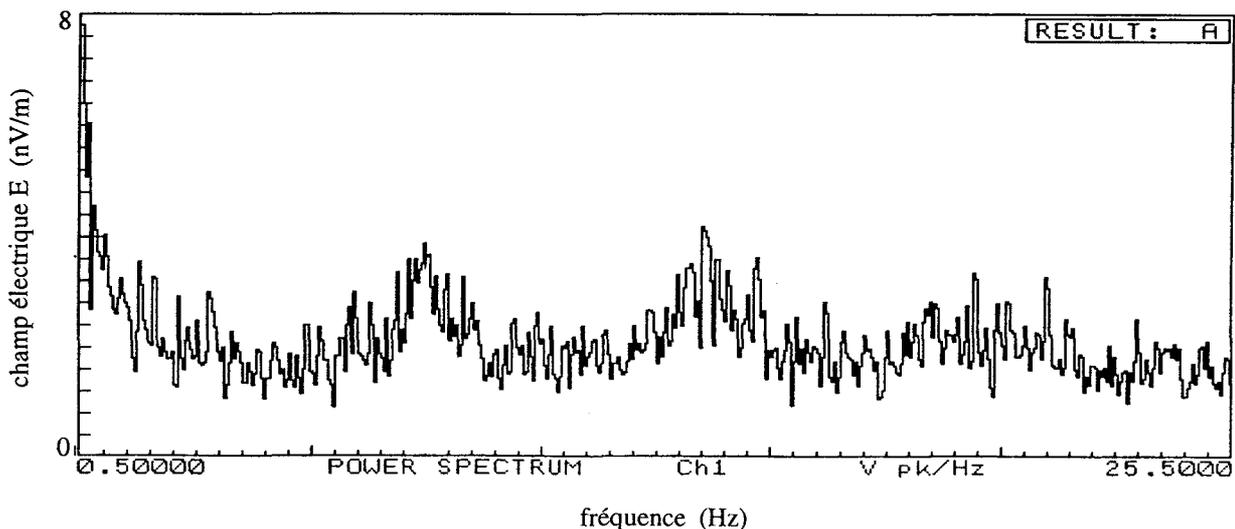


Figure 4.13 - Analyse spectrale du champ électrique horizontal naturel dans l'anse de Morgat.

On observe sur ce graphe les résonances de Schumann à 8 et 14 Hz, les amplitudes associées à ces pics étant de l'ordre de 4 nV/m/√Hz: ces mesures corroborent les études de [RAKOTOSOA 89] faites sur ces phénomènes. Outre ces modes particuliers, cet exemple permet d'apprécier le niveau moyen du bruit d'environnement dans cette gamme de fréquences, supérieur à 2 nV/m/√Hz: la limitation actuelle des systèmes de réception émane donc de ces sources - en l'absence de traitement du signal - et non des performances des capteurs.

rayonnement d'une source dipolaire

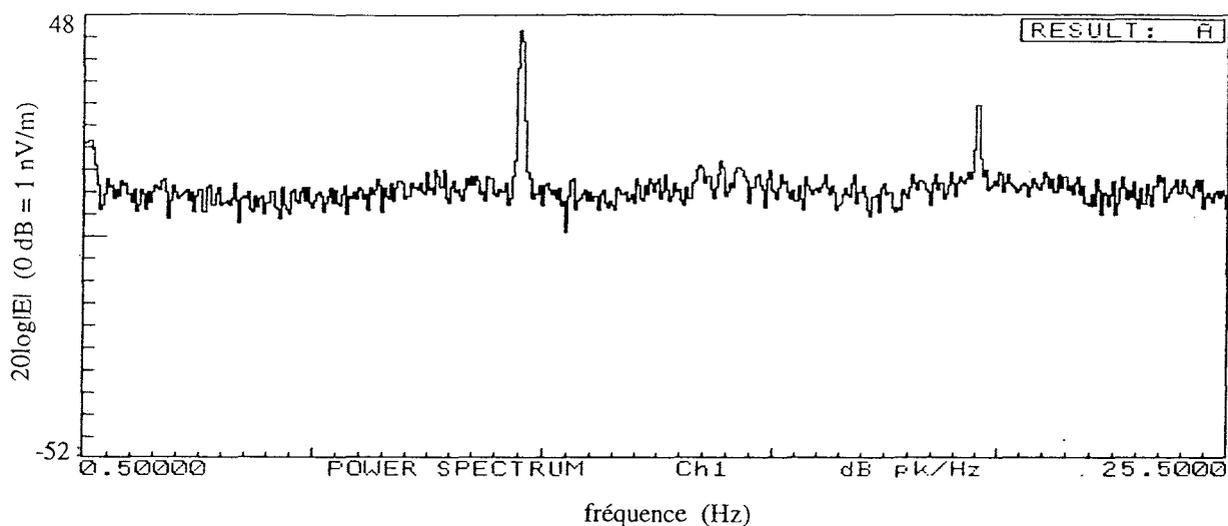
L'injection en courant réalisée entre les deux électrodes du dispositif d'émission crée dans l'océan un champ électromagnétique en régime harmonique, de même fréquence que l'excitation. La propagation de cette information en eaux peu profondes représente le thème central de ces essais: il convient donc de vérifier que pour une configuration de test donnée, on dispose d'un signal utile interprétable. A ce titre, la figure 4.14 apporte un exemple de champ électrique mesuré au point de référence, le centre du dipôle équivalent étant placé à 1050 m; le moment de courant est alors de 168 A.m et la fréquence de 10 Hz; enfin, la composante présentée est parallèle à l'axe de la source. L'analyse spectrale révèle un bon rapport signal à bruit, supérieur à 35 dB; on note que le tracé en fonction du temps fait apparaître de légères fluctuations d'amplitude, probablement dues au mouvement des électrodes d'injection dans la mer: cela ne saurait constituer une gêne pour le dépouillement des résultats.

L'analyse des données va s'appuyer sur les critères de module et de polarisation, dans l'esprit des développements précédents. Plus précisément, les informations disponibles en sortie des capteurs sont formées des modules des composantes et des différences de phase entre les voies; on s'intéresse alors aux grandeurs suivantes, en notant \vec{u} et \vec{v} les directions de mesure dans le plan horizontal et \vec{x} l'orientation de dipôle:

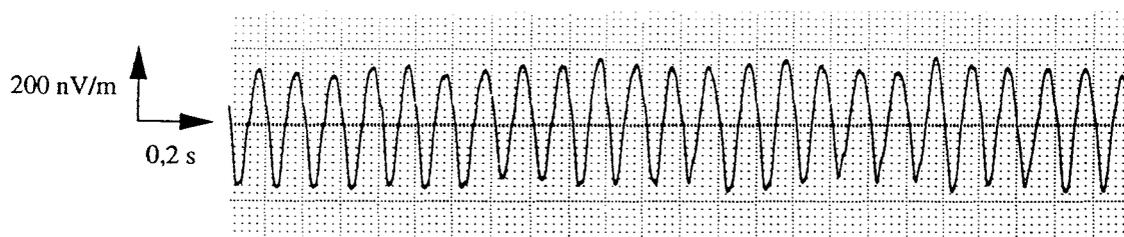
$$E = \sqrt{|E_u|^2 + |E_v|^2} \quad (4.4)$$

$$\theta = (\vec{x}, \vec{I}) \quad (4.5)$$

La quantité \vec{E} ne doit pas être confondue avec le demi-grand axe de l'ellipse de polarisation; toutefois, elle possède des propriétés similaires puisqu'elle est indépendante des variations temporelles du champ et de l'orientation de l'antenne et n'est fonction que de la position relative de la source et du point d'observation (pour un dipôle et un milieu de propagation donnés). Sa facilité de calcul nous a donc conduit à la privilégier comme élément d'évaluation de ces mesures. Quant à θ , il caractérise l'orientation de l'axe principal de l'ellipse de polarisation et se détermine à l'aide des relations générales (3.8), appliquées aux directions \vec{u} et \vec{v} , pour lesquelles on dispose de l'ensemble des paramètres. La comparaison de ces grandeurs (E et θ) avec leurs valeurs théoriques et simulées doit désormais être menée en fonction des applications que sont la connaissance des modes de propagation et la localisation de source.



(a)



(b)

Figure 4.14 - Analyse spectrale (a) et trace temporelle (b) du champ électrique longitudinal créé par un DEH ($p = 168 \text{ A.m}$; $f = 10 \text{ Hz}$; $r = 1050 \text{ m}$; $h = -11 \text{ m}$).

2.2. Exploitation des résultats

2.2.1. propagation électromagnétique en eaux profondes

La recherche des mécanismes de transmission de l'information par le canal océanique a permis d'identifier - dans le cas du rayonnement d'un dipôle Hertzien - des modes prépondérants, observables loin de l'émetteur: il s'agit des ondes latérales dont on a donné les expressions analytiques et le comportement dans un domaine complexe, i.e. un milieu à trois couches. Ces résultats, corroborés par diverses simulations numériques, doivent maintenant être vérifiés en mer. Dans cet esprit, plusieurs configurations de test ont été retenues; trois d'entre elles sont présentées ici, aux figures 4.15, 4.16 et 4.17. Celles-ci recèlent des informations de diverses natures. Tout d'abord, les positions relatives de la source et des

antennes de mesure sont précisées, ainsi que leur orientation sur le site. Puis, pour chaque essai, il est fait mention des paramètres physiques du milieu: conductivité et hauteur d'eau, suivis des caractéristiques de l'injection: immersion des électrodes, valeur du moment de courant et fréquence; à titre indicatif, les épaisseurs de peau correspondantes sont données. Enfin, apparaissent deux graphes représentant le module E, défini par la relation (4.4) et calculé pour chacun des électromètres utilisés. Cette détermination est faite aux différentes fréquences du signal et selon trois approches distinctes:

- (a) : résultat de la mesure en mer, compte tenu des caractéristiques instrumentales des capteurs,
- (b) : simulation du rayonnement par le logiciel POEME, dans un espace de propagation borné par l'air et un sol de conductivité 10^{-1} S/m,
- (c) : formulation analytique du champ électrique appliquée au même modèle à trois couches.

Il est entendu que cette comparaison est effectuée en respectant l'ensemble des paramètres de l'expérimentation, qu'il s'agisse de la localisation des systèmes ou des données d'environnement et d'émission.

L'utilisation de plusieurs fréquences dans un essai - pour lequel les positions de source et de capteurs sont fixées - conduit à tester des configurations de propagation différentes; en effet, les distances intervenant dans ce problème ne sont pas à considérer en tant que telles mais ramenées à l'épaisseur de peau de l'onde émise. Ainsi, d'un point de vue électrique, la hauteur d'eau ou l'espacement entre l'injecteur et les antennes de mesure s'accroissent lorsque l'on s'élève dans le spectre. Les graphiques précédents reflètent cette situation par les différences de comportement des courbes présentées selon que l'on est voisin du Hertz ou de la dizaine de Hertz.

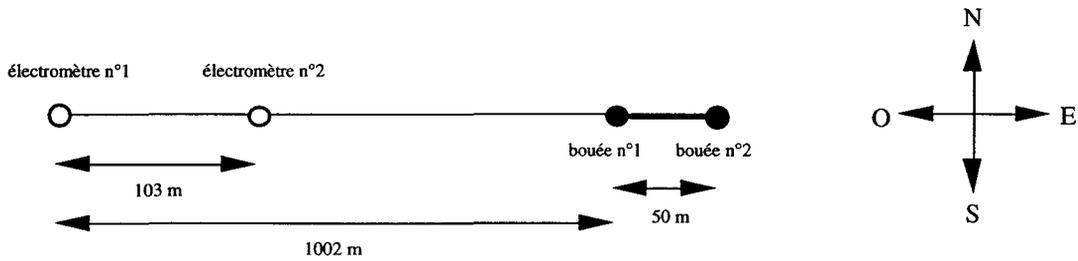
champ proche ($f \cong 1$ Hz)

Le recours au modèle analytique dans cette configuration constitue une source importante d'erreur: celui-ci s'avère en effet totalement inadapté à rendre compte du rayonnement dipolaire à proximité de l'émetteur ($r \cong 4\delta$). Ce résultat n'est pas surprenant au regard des hypothèses requises pour l'application des expressions (2.53): l'adoption de fréquences très basses, associées aux distances de test choisies, nous place hors de leur domaine de validité.

On observe également dans les mêmes conditions un écart - certes plus faible - entre les grandeurs simulées et mesurées. Il faut rappeler ici que la détermination numérique des champs est menée à partir d'un espace de propagation à trois couches, i.e. en négligeant la strate sédimentaire superficielle dans le modèle du fond. Cette approximation se justifie pleinement loin de la source; en revanche, cette tranche supplémentaire - d'épaisseur 9 m - modifie le comportement de l'onde au voisinage de l'injecteur, apportant en cela une explication aux différences relevées.

Essai n°1

positions relatives



position des électrodes	conductivité	moment de courant	fréquence	épaisseur de peau	hauteur d'eau
fond	$\sigma = 3,6 \text{ S/m}$	$p = 150 \text{ A.m}$	1 Hz	265,3 m	19 m
			2 Hz	187,6 m	21 m
			4 Hz	132,6 m	21 m
			8 Hz	93,8 m	21 m
			10 Hz	83,9 m	21 m

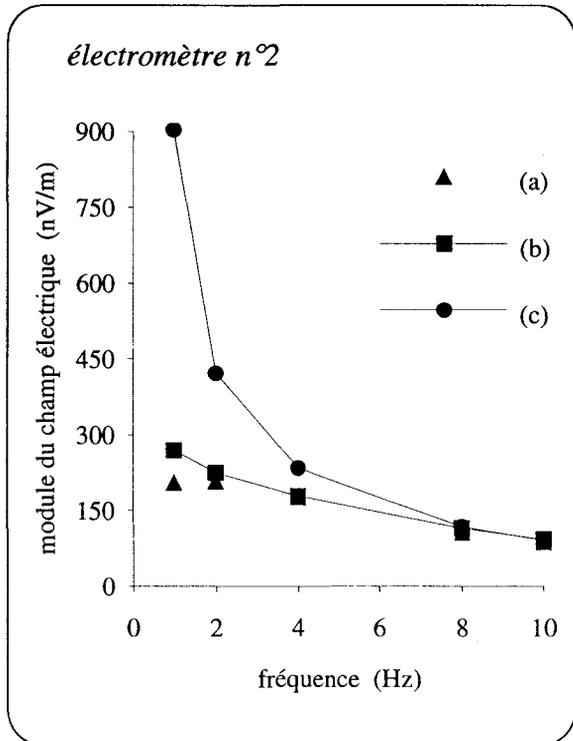
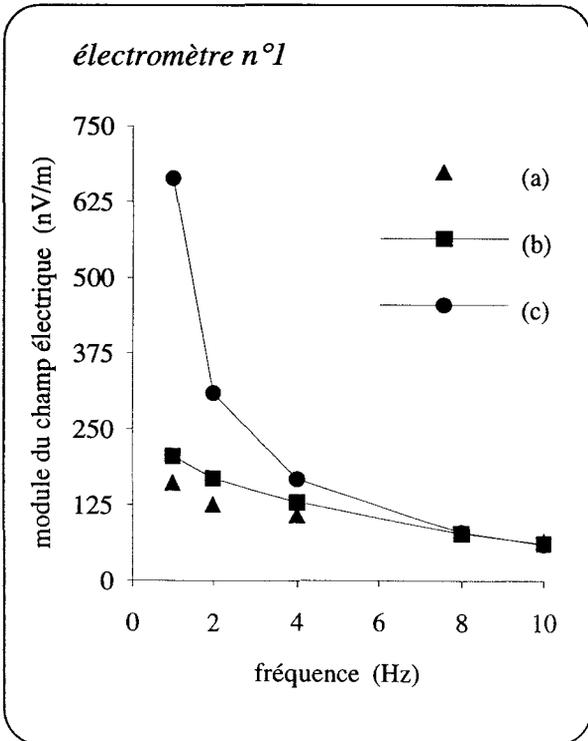
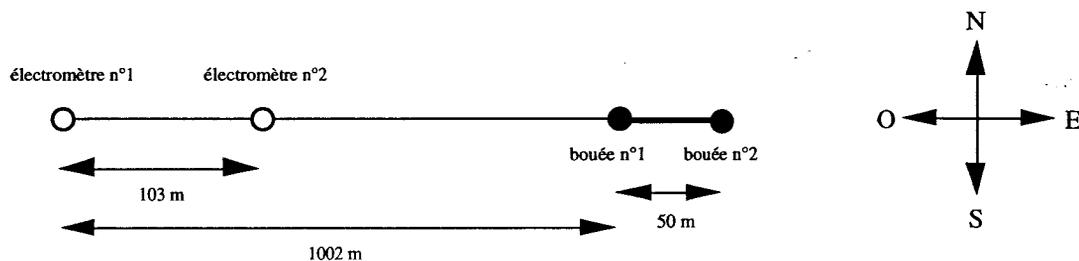


Figure 4.15 - Description, conditions de mesure et résultats de l'essai n°1.

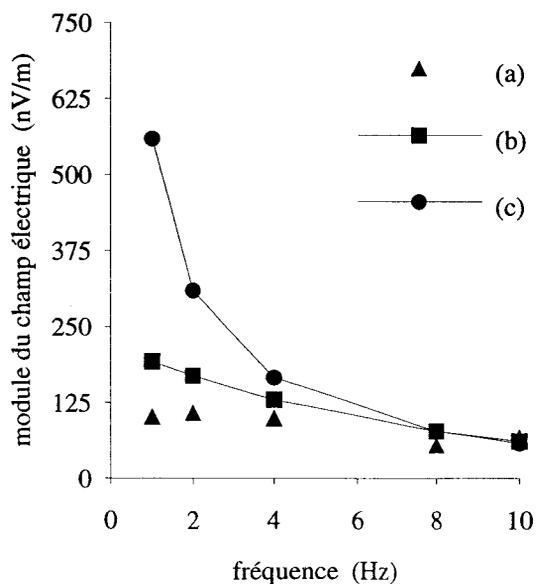
Essai n°2

positions relatives



position des électrodes	conductivité	moment de courant	fréquence	épaisseur de peau	hauteur d'eau
surface	$\sigma = 3,6 \text{ S/m}$	$p = 150 \text{ A.m}$	1 Hz	265,3 m	21 m
			2 Hz	187,6 m	21 m
			4 Hz	132,6 m	21 m
			8 Hz	93,8 m	21 m
			10 Hz	83,9 m	21 m

électromètre n°1



électromètre n°2

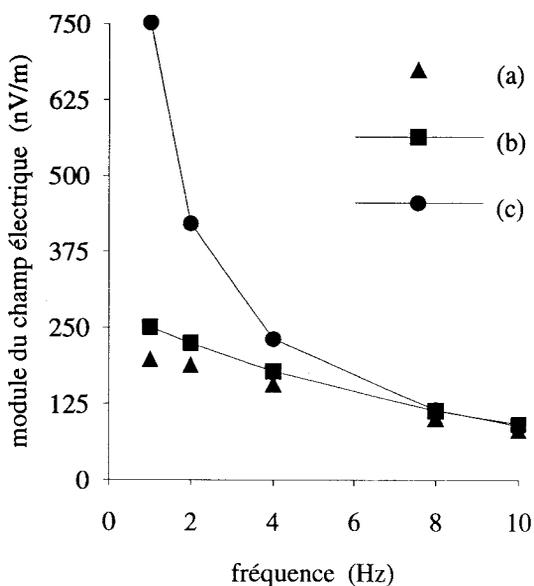
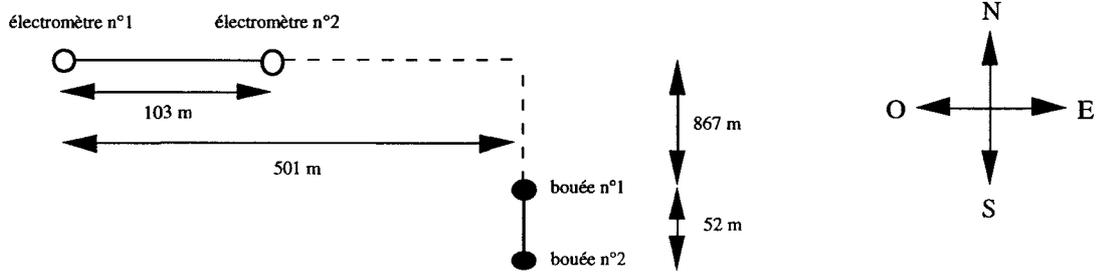


Figure 4.16 - Description, conditions de mesure et résultats de l'essai n°2.

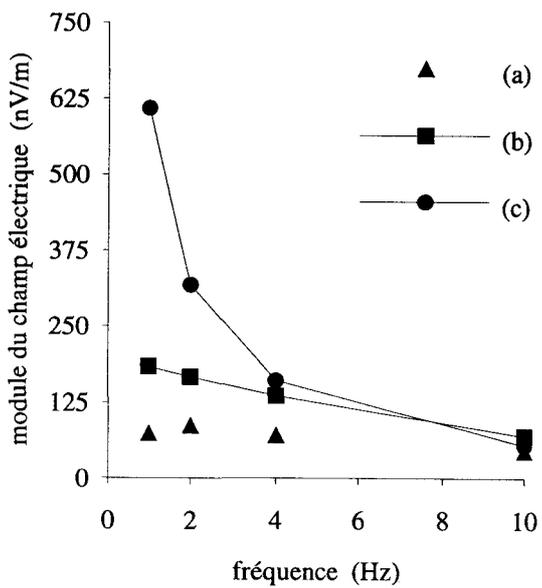
Essai n°3

positions relatives



position des électrodes	conductivité	moment de courant	fréquence	épaisseur de peau	hauteur d'eau
intermédiaire	$\sigma = 3,54 \text{ S/m}$	$p = 156 \text{ A.m}$	1 Hz	267,5 m	23 m
			2 Hz	189,1 m	23,5 m
			4 Hz	133,8 m	23,5 m
			8 Hz	-	-
			10 Hz	84,6 m	23 m

électromètre n°1



électromètre n°2

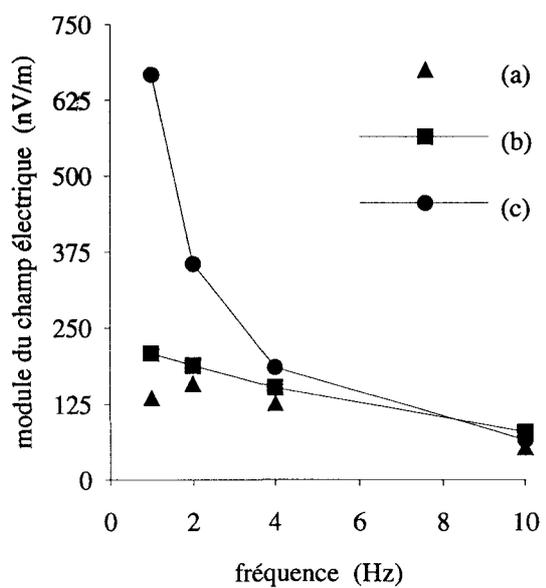


Figure 4.17 - Description, conditions de mesure et résultats de l'essai n°3.

champ lointain ($f \cong 10$ Hz)

Les écarts qui viennent d'être mis en évidence entre les mesures, les simulations et l'approche analytique tendent à disparaître avec l'augmentation de la fréquence. A 10 Hz, sur l'ensemble des configurations testées, les résultats obtenus sont superposables. Il apparaît donc que pour une distance entre émetteur et récepteurs voisine de 12δ , les phénomènes de propagation par ondes latérales prédominent et permettent effectivement de décrire une situation réelle. En outre, les mécanismes associés à un environnement complexe, établis pour tenir compte de la présence de trois milieux distincts, conduisent à une représentation du rayonnement que confirme l'expérimentation.

On peut noter, lors du troisième essai, la particularité des mesures effectuées par l'électromètre n°1 dont le comportement échappe aux conclusions qui viennent d'être énoncées. Après analyse, il est apparu que les performances d'une des voies horizontales de cet équipement s'étaient dégradées au cours du temps pour aboutir à une acquisition fortement bruitée lors de cet essai, placé chronologiquement en fin du programme de test. Cela n'affecte de manière sensible que cette configuration.

2.2.2. problème inverse de localisation de source

La méthodologie mise en place au troisième chapitre consiste à déterminer les paramètres de position d'un dipôle-émetteur à partir d'une observation lointaine du champ électrique rayonné. L'information délivrée par un réseau de deux capteurs s'avère suffisante pour ce calcul qui utilise en outre l'hypothèse d'une mer semi-infinie. Cependant, les simulations effectuées en présence d'une stratification plus importante mettent en évidence la relative robustesse des algorithmes confrontés à un milieu borné. De ce fait, il est intéressant d'appliquer cette méthode à des données réelles, même acquises en eaux peu profondes comme c'est le cas pour cette expérimentation. Malheureusement, les difficultés rencontrées sur l'électromètre n°1 ne permettent pas une telle évaluation, en faussant l'estimation du module du champ et celle de la différence de phase entre les voies de mesure. A titre d'exemple, la figure 4.18 propose un tracé en fonction du temps du signal délivré par la voie incriminée, qu'il convient de comparer au résultat de la figure 4.14(b) obtenu dans des conditions similaires.



Figure 4.18 - Trace temporelle d'une composante horizontale du champ électrique
(électromètre n°1; injection à 10 Hz).

Cette situation met en exergue la nécessaire précision à atteindre sur les grandeurs mesurées afin de garantir des performances de localisation satisfaisantes. Cet impératif peut être quantifié à l'aide des ratios k_1 , k_2 et k_3 , définis par les relations (3.59) qui donnent les erreurs de positionnement angulaire de la source par rapport au réseau de capteurs en fonction des écarts possibles des paramètres d'entrée. Le tableau 4.2 rassemble les valeurs prises par ces indicateurs dans les différentes configurations de test de l'essai n°3. Ces chiffres confirment des résultats déjà établis, à savoir que la cause principale d'erreur réside dans une mauvaise estimation du ratio des modules de champ électrique entre les capteurs. Sur cet exemple, on constate qu'un écart absolu de 10^{-2} sur ρ entraîne une variation du gisement légèrement inférieure à 1° . Or l'examen des amplitudes effectivement relevées, telles qu'elles apparaissent en figure 4.17, montre que les erreurs commises à la suite du dysfonctionnement de l'électromètre n°1 sont importantes, proche de 0,3 pour la seule grandeur ρ aux fréquences de 1, 2 et 4 Hz. De ce fait, la position de la source ne peut être déterminée à partir de ces données, un écart de plusieurs dizaines de degrés sur la valeur de φ étant réhhibitoire.

fréquence	$k_1 = \frac{d\varphi}{d\psi_1} \Big _{d(\Delta\psi)=0; d\rho=0}$	$k_2 = \frac{d\varphi}{d(\Delta\psi)} \Big _{d\psi_1=0; d\rho=0}$	$k_3 = \frac{d\varphi}{d\rho} \Big _{d\psi_1=0; d(\Delta\psi)=0}$
1 Hz	-0,402	-1,001	84,520°
2 Hz	-0,423	-0,875	84,127°
4 Hz	-0,469	-0,769	85,427°
10 Hz	-0,539	-0,857	87,733°

Tableau 4.2 - Rapports k_1 , k_2 et k_3 applicables à l'essai n°3.

Le fonctionnement optimal des deux antennes de mesure - nécessaire au traitement du problème inverse de localisation - n'est assuré que pour les seuls essais où capteurs et dipôle sont dans le même alignement. Or, les algorithmes établis ne peuvent prendre en compte une telle configuration, la différence d'orientation $\Delta\psi$ des axes principaux de polarisation étant théoriquement nulle: dans ce cas, les relations (3.35) ne sont pas définies mathématiquement et rendent caduque la recherche du gisement φ . Les données acquises en mer ne sont donc pas exploitables à des fins de localisation de source.

Conclusion

La transposition de résultats théoriques de propagation à une situation réelle est tributaire de nombreux paramètres parfois difficilement maîtrisables. Dans un environnement océanique, des sources potentielles d'erreur émanent ainsi de la non-homogénéité des milieux en présence (gradient de salinité dans l'eau de mer, géologie complexe du sous-sol), de la présence d'une ligne de côte ou des mouvements de la surface libre du liquide (houle et vagues). En outre, l'instrumentation marine subit un haut niveau de contraintes pouvant générer de multiples dysfonctionnements, notamment sur des matériels expérimentaux.

Néanmoins, les essais conduits pour juger de la pertinence des études analytiques et numériques sur la propagation des ondes électromagnétiques en mer se sont avérés riches d'enseignements à plus d'un titre. En effet, la mesure - en champ électrique - de données d'environnement a permis l'observation de phénomènes décrits par la bibliographie, en l'occurrence les effets de cavité et les modes de résonance du guide d'onde Terre-Ionosphère. Par ailleurs, l'utilisation d'une source artificielle modélisant un DEH a fourni les éléments nécessaires à la comparaison entre théorie et expérimentation, cela dans le contexte qui vient d'être rappelé. Plus précisément, la grande adéquation existant entre les mesures et les résultats analytiques lorsque émetteur et récepteurs sont "électriquement" éloignés permet de conclure à la validité des mécanismes de propagation développés dans ce cas. A grande distance de la source, les ondes latérales apparaissent comme le vecteur prédominant de transport de l'information électromagnétique; en présence d'un fond marin faiblement conducteur, elles interagissent avec l'environnement selon le schéma présenté dans cette étude, conduisant alors à des accroissements significatifs du niveau des champs rayonnés en eaux peu profondes.

En revanche, ces essais n'ont pas permis de tester les algorithmes de localisation de source à la suite d'une dégradation des performances d'un équipement de mesure, illustrant par là - s'il en était besoin - les difficultés associées aux travaux en mer; de plus, la lourdeur de l'infrastructure requise n'autorisait pas la tenue d'une seconde campagne dans des délais et des coûts raisonnables. Il reste donc là matière à plusieurs expérimentations afin d'évaluer - et d'affiner si nécessaire - les méthodologies qui ont été développées face aux contraintes réelles du milieu océanique.

Conclusion

Conclusion

L'emploi d'ondes électromagnétiques dans un environnement marin a beaucoup souffert des atténuations sévères que subissent ces phénomènes dans l'eau de mer. Cependant, les effets dispersifs du milieu sont moins sensibles aux basses fréquences et ouvrent de ce fait un champ d'applications allant de la lutte sous-marine aux communications, qu'il s'agisse de détecter un rayonnement indiscret d'un bâtiment ou d'utiliser une émission électromagnétique à des fins de transmission de l'information. A cela s'ajoutent des modes de propagation privilégiés - qualifiés d'ondes latérales - associés aux interfaces avec l'air ou le sol. L'intérêt de ces phénomènes s'impose par leur absence d'atténuation dans la mer sur les trajets horizontaux allant de l'émetteur vers le récepteur: ils représentent de ce fait un moyen important de propagation à grande distance.

Notre réflexion s'est concentrée sur l'analyse de ces ondes, d'abord en établissant l'état de l'art des connaissances à leur sujet, puis en étudiant leur interaction avec un espace à trois strates parallèles, identifiable au milieu océanique; un modèle analytique a ainsi été bâti afin de rendre compte du rayonnement en champ lointain d'une source Hertzienne - en l'occurrence un dipôle électrique horizontal - représentative de plusieurs configurations réelles d'émetteurs. Une expérimentation en vraie grandeur, conduite en eaux peu profondes, est venue conforter cette approche. Enfin, nous nous sommes attachés à illustrer l'exploitation qui pouvait être faite des ondes latérales en proposant une résolution du problème inverse de localisation de source à partir de leur seule contribution.

Cependant, ces travaux ne sauraient couvrir l'ensemble des possibilités offertes par l'électromagnétisme très basses fréquences en milieu marin. Dans ce domaine, de très nombreux chantiers demeurent à ouvrir, parmi lesquels on peut citer l'amélioration de l'instrumentation, la prise en compte des inhomogénéités de l'espace de propagation et la réduction des bruits d'environnement à laquelle participe une meilleure connaissance des phénomènes naturels.

Bibliographie

Bibliographie

- [AKINDINOV 75] V.V. AKINDINOV, V.I. NARYSHKIN, A.M. RYAZANTSEV
Electromagnetic waves in sea water.
Radio Eng. & Electron. Phys., vol 21 n°5, pp 1-26, DP; 1965
- [ALLEN 85] K.R. ALLEN, R.I. JOSEPH
Spectra of the above-surface magnetic fields predicted by a canonical model of oceanic internal waves.
IEEE Oceanic Engineering, vol OE-10, n°4; 1985
- [ARUTAKI 86] A. ARUTAKY, J. CHIBA
Electromagnetic wave propagation in layered media.
Technol. Rep. Tohoku Univ., vol 51, n°1, pp 33-44; 1986
- [BANNISTER 84] P.R. BANNISTER
New formulas for HED, HMD, VED and VMD. Subsurface-to-subsurface propagation.
Rapport, Naval Underwater Systems Center, Newport, Rhode Island; 1984
- [BANOS 66] A. BANOS
Dipole radiation in the presence of a conducting half-space.
Pergamon Press, N.Y.; 1966
- [BEAUQUET 88] G. BEAUQUET
Etude et modélisation de la propagation des champs électromagnétiques en mer.
Rapport, Université de Rennes I; 1988
- [BEZVODA 85] V. BEZVODA, K. SEGETH
The electromagnetic response of an inhomogeneous layered earth. A general one-dimensional approach.
Geophysics, vol 50, n°3, pp 434-442; 1985

- [BLANPAIN 91] R. BLANPAIN, J.-J. CHAILLOUT, J. BERTHIER, J.-C. VIDAL, V. POULBOT
Phénomènes physiques électromagnétiques très basses fréquences en milieu océanique.
Rapport de synthèse première tranche - 2 tomes, LETI DSYS/SETIA/260391 C0114; 1991
- [BLANPAIN 92] R. BLANPAIN, J.-J. CHAILLOUT, J. BERTHIER
Phénomènes physiques électromagnétiques très basses fréquences en milieu océanique.
Rapport final - 2 tomes, LETI DSYS/SETIA/080992/C364; 1992
- [BOSTICK 77] F.X. BOSTICK, H.W. SMITH, J.E. BOEH
The detection of ULF-ELF emission of moving ships.
Final report, AD A037 830, Electrical Engineering Research Laboratory, Univ. of Texas, Austin, Texas; 1977
- [BROCK-NANNESTAD 66] L. BROCK-NANNESTAD
Electromagnetic background noise in the ELF range.
Proc. of the AGARD conference, Paris, Subsurface Communications, n°20, pp 543-556; 1966
- [BRUXELLE 91] J.Y. BRUXELLE
Analyse des phénomènes de propagation et de polarisation de l'onde électromagnétique en milieu marin.
Rapport de DEA, Université de Bretagne Occidentale; 1991
- [BURKE 93] C.P. BURKE
ELF propagation in deep and shallow sea water.
Proc. of the AGARD conference, Brussels, ELF/VLF/LF Radio Propagation, n° CP 529, pp 11.1-11.8; 1993
- [CERTENAIS 92] J. CERTENAIS
Système de mesure grands fonds du champ électromagnétique ELF.
Rapport TS.ASM 92/B/SEM/DR/091-JC; 1992
- [CHAVE 84a] A.D. CHAVE, J.H. FILLOUX
Electromagnetic induction fields in the deep ocean of California: oceanic and ionospheric sources.
Geophys. J. R. Astr. Soc., vol 77, pp 143-171; 1984
- [CHAVE 84b] A.D. CHAVE
On the electromagnetic fields induced by oceanic internal waves.
J. Geophys. Res., vol 89, n°C6, pp 10519-10528; 1984
- [CHEW 81] W.C. CHEW, J.A. KONG
Electromagnetic field of a dipole on a two-layer earth.
Geophysics, vol 46, n°3, pp 309-315; 1981

- [COX 78] C.S. COX, N. KROLL, P. PISTECK, K. WATSON
Electromagnetic fluctuations induced by wind waves on the deep-sea floor.
J. Geophys. Res., vol 86, n°C1, pp 431-442; 1978
- [DEGAUQUE 92] P. DEGAUQUE, M. DULONG-COURTY, S. BARANOWSKI, N. LEVENT
Etude de la propagation des ondes électromagnétiques en milieu conducteur complexe.
Rapport, LRPE, Université de Lille; 1992
- [DOISY 89] M. DOISY
Modélisation de la propagation des champs électromagnétiques en mer.
Rapport, ASM 89/B 52/195 MD; 1989
- [DOUGHERTY 92] T. DOUGHERTY, K. GRAUER
Overview of low frequency communications.
Rapport, Naval Command Control and Ocean Surveillance Center, San Diego, CA; 1992
- [ESSMANN 78] A. ESSMANN
Extremely low frequencies in underwater weapons technology.
Degaussing Symposium, Eckernförde; 1978
- [FARAIL 90] F. FARAIL
Modélisation de la réception d'ondes électromagnétiques en milieu sous-marin.
Thèse, INPG; 1990
- [FRASER 66] D.C. FRASER
The magnetic fields of ocean waves.
Geophys. J. R. Astr. Soc., vol 11, pp 507-517; 1966
- [FRASER-SMITH 87] A.C. FRASER-SMITH, D.M. BUBENICK, O.G. VILLARD Jr.
Large-amplitude changes induced by a seabed in the sub-LF electromagnetic fields produced in, on, and above the sea by harmonic dipole sources.
Radio Science, vol 22, n°4, pp 567-577; 1987
- [FRASER-SMITH 88] A.C. FRASER-SMITH, A.S. INAN, O.G. VILLARD Jr., R.G. JOINER
Seabed propagation of ULF/ELF electromagnetic fields from harmonic dipole sources located on the seafloor.
Radio Science, vol 23, n°6, pp 931-943; 1988
- [GABILLARD 65] R. GABILLARD
Propagation des ondes électromagnétiques dans les milieux conducteurs.
Cours, Université de Lille; 1965
- [GALEJS 65] J. GALEJS
Schumann resonances.
Radio Science, vol 69D, n°8, pp 1043-1055; 1965

- [GALEJS 66] J. GALEJS
Amplitude distributions of radio noise at ELF and VLF.
J. Geophys. Res., vol 71, n°1, pp 201-216; 1966
- [HAYAKAWA 89] M. HAYAKAWA
Magnetospheric VLF/ELF radio noise.
Rapport, Research Institute of Atmospherics, Nagoya Univ.;1989
- [KANE 76] R.P. KANE
Geomagnetic field variations.
Space Science Reviews, vol 18, pp 413-550; 1976
- [KIKUCHI 89] H. KIKUCHI
Overview of VLF/ELF radio noise from some aspects.
8ème Symposium International de Zurich sur la compatibilité électromagnétique; 1989
- [KING 85a] R.W.P. KING
Electromagnetic surface waves: new formulas and applications.
IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol AP-33, n°11, pp 1204-1212; 1985
- [KING 85b] R.W.P. KING
Electromagnetic surface waves: new formulas and their application to determine the electrical properties of the sea bottom.
J. Appl. Phys., vol 58, n°9, pp 3612-3624; 1985
- [KRAICHMAN 70] M.B. KRAICHMAN
Handbook of electromagnetic propagation in conducting media.
Rapport, U.S. Naval Ord. Lab., Maryland; 1970
- [LATOUR 90] P. LATOUR, C. TONIAZZI
Magnetic detection, detection for the future?
Undersea Defence Technology conference proceedings, pp 71-76, UDT90; 1990
- [LEICHER-PREKA 89] A. LEICHER-PREKA
Mogucnost pasivne detekcije elektromagnetskog polja podmornice iz zraka sa senzorima u moru.
(possibilité de détection passive aéroportée du champ électromagnétique créé par un sous-marin à l'aide de senseurs immergés).
Navcno-Tehnicki Pregled, n°2; pp 19-23, DP; 1989
- [LIEBERMANN 60] L.N. LIEBERMANN
Other electromagnetic radiation.
The Sea, vol 1, pp 469-475; 1960
- [NABIGHIAN 79] M.N. NABIGHIAN
Quasi-static transient response of a conducting half-space; an approximate representation.
Geophysics, vol 44, n°10, pp 2261-2266, 1979

- [NICHOLLS 92] D.M. NICHOLLS
A methodology and tool for the prediction of depth of reception in the sea for a VLF/LF communications system.
Undersea Defence Technology conference proceedings, pp 526-532, UDT92; 1992
- [ORISTAGLIO 84] M.L. ORISTAGLIO, G.W. HOHMANN
Diffusion of electromagnetic fields into a two dimensional earth: a finite-difference approach.
Geophysics, vol 49, n°7, pp 870-894; 1984
- [PETERSEN 82] R.A. PETERSEN, K.A. POEHLS
Model spectrum of magnetic induction caused by ambient internal waves.
J. Geophys. Res., vol 87, n°C1, pp 430-440; 1982
- [PODNEY 75] W. PODNEY
Electromagnetic fields generated by ocean waves.
J. Geophys. Res., vol 80, n°21, pp 2977-2990; 1975
- [POULBOT 93] V. POULBOT
Contribution à l'étude des champs électriques très basses fréquences en milieu océanique.
Thèse, Ecole Centrale de Lyon; 1993
- [RAKOTOSOA 89] U. RAKOTOSOA
Appareillage de mesure des très faibles champs électriques en milieu marin. Application à la mise en évidence des signaux électromagnétiques induits dans la mer.
Thèse, Université de Paris VI; 1989
- [ROBACH 86] F. ROBACH
Sillage.
Rapport, LETI; 1986
- [ROBIN 67] L. ROBIN, P. POINCELOT
Rayonnement d'un dipôle électrique en présence de deux milieux séparés par un plan.
Annales des Télécommunications, t 22, n°9-10, pp 243-248; 1967
- [SHORT 91] R.D. SHORT, D. PAPADOPOULOS
ELF/VLF generation.
Rapport, ARCO Power Technologies, Inc & Phillips Laboratory Air Force Systems Command, Washington; 1991
- [SPENCE 66] J.E. SPENCE, E.J. SULLIVAN, J.J. BEVILLE
Electromagnetic fields in the ocean near a shoreline.
Proc. of the AGARD conference, Paris, Subsurface Communications, n°20, pp 97-113; 1966

- [STEEVES 91] G. STEEVES, T. MILLEN, J. HANGRAVES
Electromagnetic communications through the sea water - ice - air interface: a system for establishing polar sea surface height.
IEEE Oceans Proceedings, NO 91 CH 3063-5, pp 638-644; 1991
- [WAIT 70] J.R. WAIT
Electromagnetic waves in stratified media.
Pergamon Press, Oxford; 1970
- [WEAVER 65] J.T. WEAVER
Magnetic variations associated with ocean waves and swell.
J. Geophys. Res., vol 70, n°8, pp 1921-1929; 1965
- [WEAVER 67] J.T. WEAVER
The quasi-static field of an electric dipole embedded in a two-layer conducting half-space.
Canadian Journal of Physics, vol 45, pp 1981-2002; 1967
- [WOLKOFF 93] E.A. WOLKOFF, W.A. KRAIMER
Pattern measurements of U.S. Navy ELF antennas.
AGARD, ELF/VLF/LF Radio Propagation and Systems Aspects, NP 10, DP; 1993
- [WOODS 65] R.G. WOODS
Magnetic variations associated with ocean waves and swell in a shallow sea.
Rapport, Pacific Naval Laboratory, Esquimalt B.C., Canada; 1965

