

THESE DE DOCTORAT

(mention Sciences)

présentée à

L'UNIVERSITE LOUIS PASTEUR de STRASBOURG

par

Isabelle LECOMTE

**Ecole et Observatoire de Physique du Globe de Strasbourg
Laboratoire de Sismologie**

titre

**" Structure crustale d'une dorsale lente :
tomographie sismique 3D sur la dorsale de Mohn (72°20N, 1°30E)"**

soutenue le 18 Décembre 1990 devant la Commission d'Examen

MM.	M. Cara	Président et rapporteur interne
	J. Virieux	Rapporteur externe
	G. Wittlinger	Directeur de thèse
	F. Avedik	Examineur
	J. P. Brun	Examineur

THESE DE DOCTORAT

(mention Sciences)

présentée à

L'UNIVERSITE LOUIS PASTEUR de STRASBOURG

par

Isabelle LECOMTE

**Ecole et Observatoire de Physique du Globe de Strasbourg
Laboratoire de Sismologie**

titre

**" Structure crustale d'une dorsale lente :
tomographie sismique 3D sur la dorsale de Mohn (72°20N, 1°30E)"**

soutenue le 18 Décembre 1990 devant la Commission d'Examen

MM.	M. Cara	Président et rapporteur interne
	J. Virieux	Rapporteur externe
	G. Wittlinger	Directeur de thèse
	F. Avedik	Examineur
	J. P. Brun	Examineur

Table des matières

Avant propos	5
Introduction générale	7
Partie 1 : Tomographie sismique 3D de la dorsale de Mohn	9
Chapitre I : Structure crustale d'une dorsale, revue bibliographique	9
I.1 : Qu'est ce que la croûte océanique ?	9
I.1.1 : Définition sismique :.....	9
I.1.2 : Structure pétrologique de la croûte océanique :.....	10
I.1.3 : Lien entre définition sismique et structure pétrologique de la croûte :.....	11
I.2 : Formation de croûte océanique au niveau d'une dorsale : données et modèles	13
I.2.1 : Synthèse des observations géologiques et géochimiques :....	13
I.2.2 : Modélisations géodynamiques :.....	14
I.3 : Exploration sismique et structure crustale de dorsales océaniques	17
I.3.1 : Approches classiques en sismique d'exploration :.....	17
I.3.2 : Structures crustales des dorsales Pacifique et Atlantique par imagerie sismique :.....	20
a) Pacifique :.....	20
b) Atlantique :.....	22
I.3.3 : Evolution des méthodologies sismiques et résultats récents.....	26
Chapitre II : Imagerie tomographique 3D d'une portion de dorsale lente, campagne "Mohns Ridge"	32
II.1 : Généralités sur la dorsale de Mohn, et apports de la campagne océanographique	33
II.1.1 : Localisation et contexte géodynamique :.....	33
II.1.2 : Campagne "Mohns Ridge" 1988 :.....	34
a) Bathymétrie :.....	36
b) Sédiments :.....	39
c) Sismique classique :.....	39
II.2 : Expérience de tomographie : acquisition et données	39
II.2.1 : Dispositif d'acquisition :.....	42
II.2.2 : Présentation des données :.....	44
a) Signal :.....	44
b) Aperçu général :.....	44
II.2.3 : Problèmes particuliers :.....	51
a) Bruit :.....	51
b) Localisation :.....	56
II.3 : Tomographie	58
II.3.1 : Tracé de rais :.....	60
II.3.2 : Analyse des temps de première arrivée :.....	61
II.3.3 : Inversion des résidus :.....	71
a) Application :.....	72
b) Présentation des résultats et discussion :.....	79

II.4 : Commentaires sur l'approche suivie.....	88
Chapitre III : Amplitudes et contenus fréquentiels des premières arrivées.....	92
III.1 : Brefs rappels sur la notion d'atténuation.....	93
III.2 : Amplitudes des signaux de première arrivée.....	95
III.3 : Commentaires sur les contenus spectraux des premières arrivées....	98
III.3.1 : Calcul de facteur de qualité ?.....	98
III.3.2 : Qu'analyse -t-on réellement ?.....	99
III.3.3 : Simulations des effets dus à la topographie du fond marin... 100	
a) Etude n°1 :.....	102
b) Etude n°2 :.....	103
Conclusion de la première partie	107
 Partie 2 : Calcul de temps de première arrivée par propagation de fronts d'onde.....	109
Chapitre I : Méthodes, performances et outils associés.....	110
I.1 : Calcul de temps de première arrivée : Formulation de J. Vidale	111
I.1.1 : Méthode :.....	111
I.1.2 : Problèmes inhérents à cette approche et causes d'instabilité... 114	
I.2 : Calcul de temps de première arrivée : Formulation de P. Podvin.....	117
I.2.1 : Procédure séquentielle :.....	117
I.2.2 : Procédure parallèle :.....	121
I.2.3 : Précision :.....	125
I.3 : Performances, extension et outils associés.....	130
I.3.1 : Performances :.....	130
I.3.2 : Tracé de rais a posteriori :.....	132
I.3.3 : Problème fondamental : réalité des premières arrivées ?.....	133
I.3.4 : Calcul de temps d'arrivée d'ondes réfléchies :.....	136
 Chapitre II : Applications géophysiques.....	140
II.1 : Apport au calcul de sismogrammes synthétiques par différences finies.....	140
II.2 : Localisation de séismes.....	142
II.2.1 : Méthode :.....	142
II.2.2 : Exemple synthétique :.....	144
II.3 : Tomographie.....	148
II.4 : Migration.....	150
II.5 : Autres applications.....	152
 Conclusion de la seconde partie	154
 Références	155

Je dédie cette thèse à mes parents, og til Svein - Erik.

*" On ne saurait emporter en voyage un fardeau plus précieux
Qu'une provision de bon sens."
Paroles d'Odin, Chants de l'Edda, Sagas Islandaises, IX - XIII è siècle.*

Avant propos

Cette thèse a été financée par l'Institut Français de Recherche pour l'Exploitation de la Mer (IFREMER).

Ayant passé la première année au centre IFREMER de Brest, au Département d'Etude et de Recherche Océanographique en Géosciences Marines (DERO/GM), je tiens à remercier Félix Avedik et Louis Géli, qui ont proposé ce sujet et m'ont accueillie dans leur équipe. J'associe à ces remerciements toute l'équipe du DERO/GM pour leur accueil chaleureux. Cette année m'a, entre autre, permis de participer à une campagne océanographique, l'une des dernières du N.O. Jean Charcot, et je n'oublierai pas de sitôt notre expédition au delà du cercle arctique. Malgré mon mal de mer chronique, j'en garde un excellent souvenir ... même de mon baptême pour le passage du cercle! J'ai également eu le privilège de participer à une école d'été sur la tomographie géophysique et d'effectuer un séjour de six semaines à Hambourg, dans le cadre de la coopération franco-allemande PROCOPE, dans l'équipe fort sympathique du Pr. Weigel. Cette année brestoise fut donc riche d'expériences et, pour un jeune chercheur, c'est un acquis irremplaçable.

Je ne saurais oublier de remercier tous les membres de la campagne "Mohns Ridge", outre F. Avedik et L. Géli, qui sont associés à ce travail. Merci donc à Vincent Renard, Jean Pierre Le Formal et Alex Nercessian, ainsi qu'à mes compagnons de quart Martin et Alain, de midi à seize heures et de minuit à quatre heures ... vive le soleil de minuit! Merci aussi, Pierre, pour les passionnantes discussions que nous avons eues.

Traversant la France d'Ouest en Est, je suis revenue à Strasbourg, à l'EOPGS, où Michel Cara m'a acceptée au sein du laboratoire de sismologie. Qu'il soit ici remercié de son accueil et d'avoir bien voulu présider le jury tout en assumant le rôle de rapporteur.

Je veux tout particulièrement exprimer ma profonde gratitude à Gérard Wittlinger qui a gentiment accepté de suivre mon travail à l'EOPGS et dont les conseils ont toujours été bénéfiques et bien venus. Il a lui même beaucoup participé à ce travail, en particulier pour les études, fort délicates, sur l'atténuation, et je le remercie aujourd'hui de m'avoir consacré autant de temps. Ma formation en recherche lui doit beaucoup et ceci ne s'oublie pas.

Merci à Pascal Podvin grâce à qui j'ai repris espoir après des semaines de travail sur la méthode de J. Vidale, car il a su résoudre les problèmes sur lesquels je butais. A partir de ce moment, cette thèse a formé un tout, les deux parties étant connectées. Notre collaboration est, d'autre part, la preuve parfaite que géologues et géophysiciens peuvent travailler ensemble pour leur plus grand profit ... c'est en soi un résultat considérable.

Je dois la précédente rencontre à Jean Virieux et je le remercie d'autant plus qu'il a également accepté d'être le second rapporteur du jury.

Je remercie Jean Pierre Brun pour sa participation au jury.

Merci Valérie d'avoir relu mon travail aussi sérieusement.

Un grand merci également à François Glangeaud et Florence Nicollin du CEPHAG (Grenoble) pour leur aide lors de l'utilisation de la méthode de filtrage par matrice spectrale.

Enfin, merci à toute l'équipe du laboratoire de Sismologie de l'EOPGS. Merci à Luis, Jeannot, Jean Jacques et tous les autres pour votre aide dans de nombreux domaines. Merci aussi à Vincent Sturny dont le travail de projet de recherche a suscité l'étude sur les atténuations.

Introduction générale

L'étude des phénomènes d'expansion et d'accrétion océanique au niveau des dorsales est à l'heure actuelle un thème de recherche important en géophysique marine au niveau international. L'un des sujets de discussion est l'existence ou non de **chambres magmatiques** à l'aplomb des dorsales, chambres où se formerait la croûte océanique. Cette idée, inspirée des observations géologiques sur les complexes ophiolitiques, et géochimiques sur les échantillons de croûte océanique prélevés sur les dorsales, a fait l'objet de nombreux travaux, tant par simulations géodynamiques que par mesures géophysiques, et reste encore un sujet fort débattu. Les modélisations géodynamiques tendent à montrer que l'existence de chambres magmatiques, au sens de zone contenant réellement du magma en grande quantité, est plus que douteuse, en particulier sous les dorsales lentes où les conditions thermiques ne suffiraient pas à maintenir en activité une chambre magmatique. L'exploration géophysique, quant à elle, a toujours rencontré de gros problèmes dans la détermination de la structure d'une dorsale. Si les grandes campagnes de sismique réflexion grand angle et réfraction des années 60-70 ont permis de définir une image sismique de la croûte océanique hors des dorsales, les mesures effectuées sur ces dernières n'ont jamais été très probantes, montrant cependant parfois que les vitesses étaient plus lentes sous la zone axiale.

Grâce à la sismique réflexion multi canaux, Detrick & al (1987) ont mis en évidence un réflecteur important à l'axe d'une partie de dorsale du Pacifique, réflecteur identifié par la suite comme le toit d'une chambre magmatique. Ces résultats ont relancé le débat et l'on assiste depuis à un regain d'intérêt dans le domaine de l'imagerie géophysique des dorsales. La sismique reste encore la méthode d'exploration la plus riche, bien que les mesures gravimétriques et les études morphologiques de la bathymétrie commencent à montrer leur importance, et la communauté internationale s'est naturellement orientée vers les techniques de tomographie pour la détermination de la structure en vitesse d'une dorsale. Ces techniques ont fait leurs preuves en domaine continental et leur application en sismique marine ne nécessitait pas de grandes modifications. Les premiers résultats commencent tout juste à paraître et correspondent à la structure 2D transversale des dorsales du Pacifique. En général, aucune chambre magmatique, au sens strict du terme, n'a été trouvée, mais la structure de la dorsale ressort particulièrement bien, les vitesses étant nettement plus faibles à l'axe. La résolution de ces approches ne permet cependant pas de trouver des objets de petite taille et il est possible que les chambres magmatiques ne soient pas détectables avec cette méthode. L'exploration 3D a commencé en 1988 grâce à deux expériences pionnières, l'une réalisée dans le Pacifique sur une dorsale rapide par une équipe américaine (Woods Hole), l'autre en mer de Norvège et du Groënland sur une dorsale lente par une équipe française (IFREMER).

Ce travail correspond à l'interprétation et à l'analyse des données tomographiques de cette dernière expérience.

Dans un premier temps, l'évolution des connaissances sur les phénomènes d'accrétion océanique sera exposée, montrant la dualité entre les observations particulièrement précises de la géologie et de la géochimie, et celles nettement plus floues de la géophysique. L'essor pris par cette dernière, grâce à l'utilisation de nouvelles techniques, permet d'envisager un renouveau du débat.

La présentation de l'expérience de tomographie de l'IFREMER fera l'objet du second chapitre qui se terminera par l'exposé et la discussion des résultats et de la méthodologie suivie. La validité de l'approche tomographique dans l'étude de la structure superficielle d'une dorsale est ainsi démontrée, validité également prouvée par les résultats récemment publiés de l'expérience américaine.

Voulant aller plus loin que la seule détermination de la structure en vitesse d'une dorsale, une étude des atténuations des signaux transmis dans la croûte océanique a été tentée car la connaissance des propriétés d'atténuation d'un milieu est particulièrement intéressante. Malheureusement, on montrera ici que la présence d'une topographie très chahutée et d'une interface superficielle complique très sérieusement la détermination de ces propriétés.

Une seconde partie du mémoire est entièrement consacrée à la méthode directe utilisée dans l'exploitation des données de la première partie pour calculer les temps de première arrivée des ondes sismiques et les rais associés. En effet, cette méthode, inspirée de travaux récents sur de nouvelles approches en propagation de fronts d'onde dans le calcul de temps, a montré ici toute son utilité. Etant donné la nouveauté et l'importance de ce calcul, le principe en sera exposé ainsi que les nombreuses applications en géophysique qui en découlent. Parmi ces applications, la localisation de séismes sous un réseau local est certainement celle appelée à se développer au cours des années à venir.

Partie 1 : Tomographie sismique 3D de la dorsale de Mohn.

Chapitre I : Structure crustale d'une dorsale, revue bibliographique.

Chapitre I : Structure crustale d'une dorsale, revue bibliographique.

Plus de la moitié de la surface terrestre est constituée d'océans d'une profondeur supérieure à 2000 m. Ce que l'on appelle croûte océanique ne représente que les quelques premiers kilomètres du fond de ces océans. Si l'origine de la formation de cette croûte au niveau des dorsales ne fait aucun doute aujourd'hui, après plus de vingt années d'analyses géologiques et géophysiques, le processus de sa mise en place est encore loin d'être clairement élucidé. Certains auteurs pensent, en fait, que l'on accorde beaucoup trop d'attention à la croûte dont la formation n'est, peut être, qu'une conséquence secondaire du phénomène géodynamique majeur qu'est l'expansion océanique. Cependant, la compréhension du processus général de l'accrétion passe probablement par l'analyse détaillée de ses impacts, même superficiels, à défaut d'une approche plus directe. De plus, comment extraire l'information d'un signal géophysique quelconque, liée aux structures profondes, si l'on ne sait quantifier l'effet des structures superficielles ?

La géologie et la géochimie, de par l'étude d'échantillons prélevés sur les dorsales ou celle des complexes ophiolitiques - supposés représentatifs de vieilles croûtes océaniques - ont introduit le concept de **chambres magmatiques**, crustales, où se formerait le plancher marin. La géodynamique a alors cherché à modéliser de telles structures, afin d'en vérifier l'existence potentielle. Seule l'exploration géophysique peut valider ce concept, mais a-t-on actuellement les bons outils pour cela ? Il est, en effet, délicat de nier l'existence de chambres magmatiques parce qu'avec les méthodes conventionnelles, essentiellement sismiques, on ne voit pas grand chose s'en approchant, comme il est tout aussi délicat de se fonder sur l'observation d'un réflecteur sur certains profils pour en déduire la présence d'une chambre magmatique. On le verra, la formation de la croûte océanique, bien que peut être phénomène mineur, soulève de nombreux problèmes, tant au niveau de la compréhension scientifique de ce processus qu'à celui de l'approche méthodologique à suivre en exploration. La synthèse des connaissances actuelles sur les processus d'accrétion au niveau des dorsales médio-océaniques, ainsi qu'une discussion sur l'apport des méthodes sismiques en ce domaine, feront l'objet de ce chapitre.

I.1 : Qu'est-ce que la croûte océanique ?

I.1.1 : Définition sismique :

Le concept de croûte océanique découle directement d'observations sismiques. La présence d'un réflecteur assez bien marqué, six à huit kilomètres sous le fond marin, et caractérisé

par une variation de vitesse des ondes compressives d'environ 7 km/s à 8 km/s, définit la limite inférieure de cette croûte. Les multiples expériences de sismique réfraction et réflexion grand angle des années 60 à 70 ont conduit à un schéma sismique extrêmement simple de la partie crustale en milieu marin (Purdy & Ewing, 1986). Trois grandes unités sismiques ont ainsi été distinguées et désignées par le terme de couche, terme improprement employé mais d'un usage courant dans ce domaine :

- **couche 1** : Ce niveau superficiel correspond à la couverture sédimentaire et n'est pas partout présent. Tout dépend, approximativement, de l'âge de la croûte sous-jacente. Il n'a que peu d'intérêt ici.

- **couche 2** : Caractérisée par de forts gradients de vitesse, la vitesse des ondes P pouvant varier de 3,0 à 6,5 km/s, cette couche peut atteindre 2 à 3 km d'épaisseur.

- **couche 3** : Elle présente en général de faibles gradients de vitesse, la variation étant de 6,7 à 7,2 km/s (ondes P), et son épaisseur moyenne est d'environ 4 km. Certains auteurs ont, par la suite, distingué une couche 3a et une couche 3b.

- **Moho** : Le terme de transition de Mohorovicic fut donc aussi appliqué au niveau océanique pour désigner le réflecteur, ou la zone à fortes réflexions, séparant, dans la lithosphère, une croûte d'un manteau supérieur caractérisé par des vitesses d'ondes compressives proches de 8 km/s. Il faut cependant noter que le Moho continental n'a probablement rien à voir avec le Moho océanique, pétrologiquement parlant, et il faut bien dissocier les deux cas.

I.1.2 : Structure pétrologique de la croûte océanique :

De nombreuses campagnes en mer ont rapporté des échantillons de croûte océanique, soient dragués, soient forés. Dans ce dernier cas, seules les quelques premières centaines de mètres de la partie basaltique de la croûte, c'est à dire sous la couverture sédimentaire lorsque celle-ci est présente, ont pu être forées, compte tenu des difficultés techniques d'une telle opération. Ainsi a commencé à se dégager une certaine image pétrologique de la croûte, ceci parallèlement à l'étude de plus en plus détaillée des complexes dits **ophiolitiques**, présents sur des continents en de nombreux endroits du globe. En effet, en comparant les roches prélevées en milieu océanique avec ce qu'observe la géologie dans les séries ophiolitiques, il est très vite apparu une troublante similarité et c'est ainsi que l'origine des ophiolites a pu être, en partie, éclaircie, origine relativement bien acceptée aujourd'hui. Ces structures géologiques bien particulières seraient des morceaux de croûte océanique, avec parfois un peu de manteau supérieur à la base,

"transportés" sur un continent lors d'une obduction qui est la collision entre une plaque continentale et une plaque océanique avec chevauchement de cette dernière. On voit alors l'intérêt majeur de ces complexes pour la connaissance de la croûte océanique. Il n'est cependant guère facile d'étudier les ophiolites car elles ont souvent subi maintes phases tectoniques depuis leur formation dans un océan. Néanmoins, la géologie arrive à retrouver les différents éléments d'une croûte océanique et c'est ainsi que l'on peut définir schématiquement la pétrologie de cette dernière avec, en allant de la surface crustale jusqu'aux racines dans le manteau :

- coulées basaltiques et laves en coussins.
- basaltes sous forme de dykes intrusifs, quasi verticaux.
- complexe gabbroïque plus ou moins simple, présentant souvent des litages et des cumulats ultrabasiqes à sa base.
- roches typiques du manteau (harzburgite, ...etc).

La série géologique précédente est, évidemment, extrêmement simplifiée mais néanmoins suffisante pour essayer de mieux comprendre, par la suite, la formation de la croûte océanique.

I.1.3 : Lien entre définition sismique et structure pétrologique de la croûte :

Pour relier ces données pétrologiques aux caractéristiques sismiques de la croûte, de nombreuses mesures de vitesse ont été faites en laboratoire, en essayant de recréer les conditions adéquates de température et pression déduites d'analyses pétrochimiques fines. Il est bien entendu très difficile de recréer exactement les caractéristiques du milieu réel à partir d'un petit échantillon centimétrique. On ne peut, par exemple, tenir compte d'une fracturation à plus grande échelle, mais de bonnes corrélations ont été trouvées. On peut assimiler, en simplifiant de nouveau, la couche 2 à la partie de laves en coussins et de dykes basaltiques, la forte variation de vitesse pouvant s'expliquer par une fermeture progressive des fissures avec la profondeur, et la couche 3 au complexe gabbroïque. Reste à localiser la discontinuité sismique majeure dans cette série; il semble en effet qu'il n'y ait pas concordance entre le Moho pétrologique, soit la séparation entre roches mantelliques et roches crustales, et le Moho sismique (Karson & Elthon, 1987; figure 1). Il n'y a d'ailleurs peut être pas non plus concordance entre le Moho observé en réflexion et celui observé en réfraction, selon ces mêmes auteurs. Sans aller au delà, ceci illustre déjà l'ambiguïté de la relation sismique/pétrologie : les ondes élastiques sont sensibles à des contrastes d'impédance (vitesse*densité), or il peut y avoir variation pétrologique sans variation d'impédance, et inversement. Autre exemple des problèmes d'interprétation de la sismique : l'analyse classique de la sismique réfraction à partir de temps d'arrivée ne permet que de définir une vitesse moyenne

entre réfracteurs; si l'on est en présence de gradients de vitesse, seule l'analyse supplémentaire des amplitudes, éventuellement au moyen de sismogrammes synthétiques, l'indiquera. Enfin, il ne faut pas oublier les problèmes d'échelle. La sismique réflexion et réflexion grand angle ne peuvent fournir que des valeurs (vitesses ou gradients de vitesse) moyennées sur des trajets de rais souvent considérables, il n'est alors pas étonnant de trouver quantité de modèles bien différents pouvant expliquer de façon satisfaisante ces valeurs. Quant à la sismique réflexion verticale, elle peut donner une image détaillée des structures en contrastes d'impédance du milieu mais n'apporte que peu d'indications sur les vitesses. On reviendra ultérieurement sur les problèmes de l'imagerie sismique.

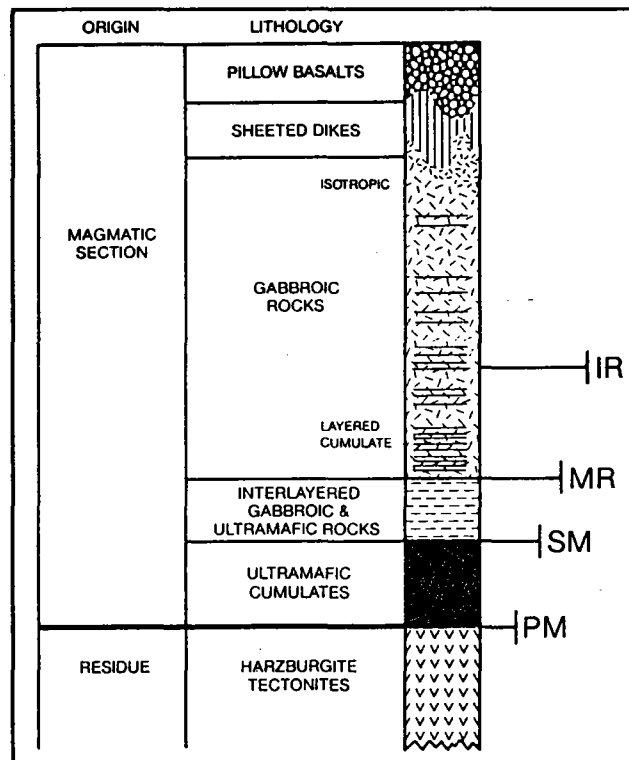


Figure 1 : Colonne synthétique résumant les différentes subdivisions pétrologiques et structurales d'une série ophiolitique stratiforme. Le passage croûte/manteau supérieur est vu différemment selon les méthodes de sismique employées : PM = Moho pétrologique, SM = Moho en réfraction, MR = Moho en réflexion, et IR = réflexions intracrustales (Karson & al, 1987).

La nature de la croûte océanique est donc assez bien connue, en particulier grâce aux études des complexes ophiolitiques. Compte tenu de cette structure, peut-on remonter aux processus de formation au niveau des dorsales ?

I.2 : Formation de croûte océanique au niveau d'une dorsale : données et modèles.

I.2.1 : Synthèse des observations géologiques et géochimiques :

L'accumulation, et l'éruption, du liquide basaltique formant les roches crustales océaniques au niveau des dorsales est probablement le processus igné le plus important sur terre de par son volume (Stakes & al, 1984). La séquence complexe durant laquelle un magma primaire est extrait du manteau, vraisemblablement par fusion partielle due à une dépression lors de la remontée du manteau au niveau d'une dorsale, pour donner en surface des basaltes tholéitiques très évolués, reste encore un sujet débattu. Ce magma primaire doit, très certainement, être transformé continuellement, avant et pendant la formation crustale,

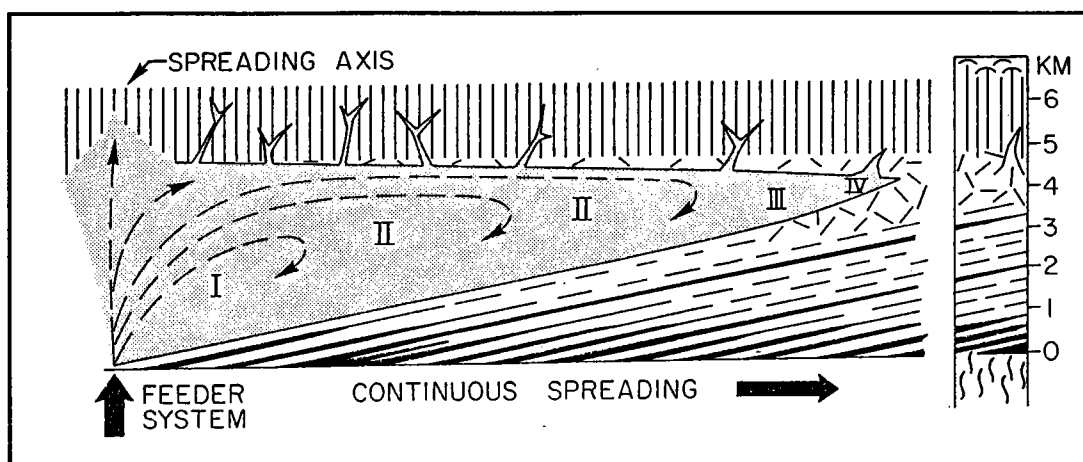
- par cristallisation fractionnée haute pression du manteau lors de sa remontée,
- par cristallisation fractionnée basse pression, soit dans une chambre magmatique crustale, ou dans des conduits intracrustaux,
- par mélange de liquides basaltiques de différentes générations à l'intérieur d'une chambre magmatique - si elle existe - régulièrement alimentée.

Que ce soit à partir de données géologiques - études de complexes ophiolitiques (Pallister & al, 1981; Nicolas & al, 1988, Boudier & al, 1989) - ou des données géochimiques - analyses des compositions du liquide basaltique sur les échantillons dragués ou forés (Bryan & al, 1977; Stakes & al, 1984) - la plupart des auteurs suggèrent l'existence d'une chambre magmatique crustale, à faible profondeur. Mais qu'entend-on exactement par chambre magmatique? Si l'on se réfère à un dictionnaire de géologie (Masson, 1980), on y peut lire :

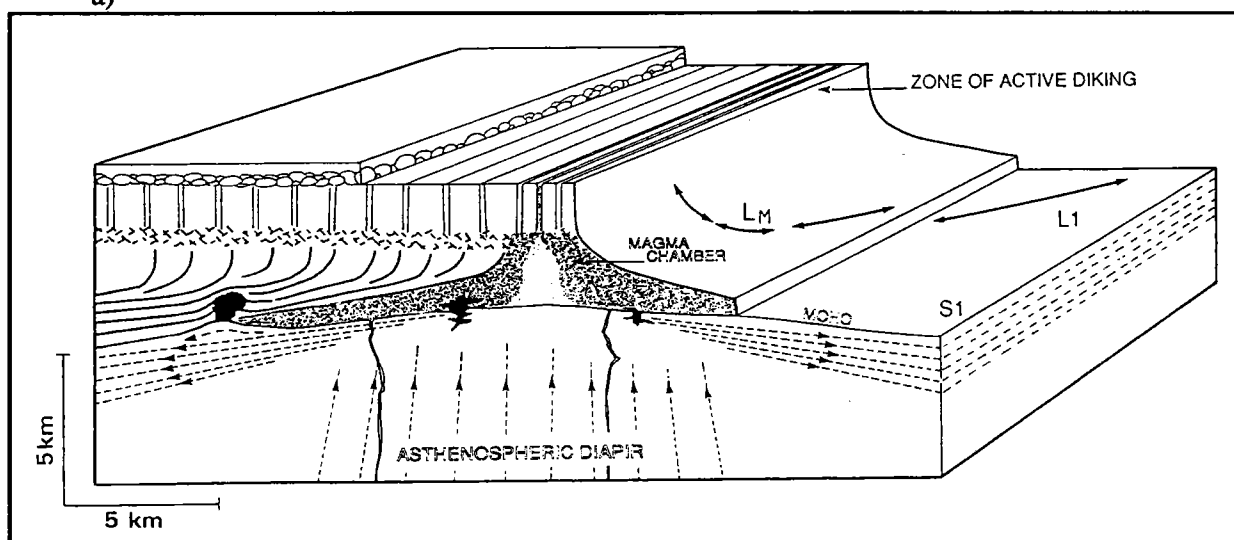
*" Une certaine masse de magma définit une **chambre magmatique**, siège de phénomènes complexes : déplacements de fluides, réactions chimiques avec les roches encaissantes (assimilation ou contamination), solidification qui peut se faire progressivement par cristallisation fractionnée, entraînant la formation de certains minéraux qui se trouvent ainsi pris au sein d'un magma résiduel dont la composition chimique diffère alors de celle du magma originel. Diverses fractions des magmas, résiduels ou non, peuvent alors migrer vers la surface, en subissant éventuellement des contaminations, et donner des roches magmatiques variées."*

Nombreux sont les modèles de chambres magmatiques qui ont été proposés à l'issue de ces études géologiques et géochimiques (figure 2). Bien souvent, il s'agit de chambres crustales, peu profondes et de grandes dimensions latérales pouvant dépasser 10 km. En schématisant à l'extrême, la structure pétrologique de la croûte pourrait alors s'expliquer comme

suit : la base du complexe filonien (dykes basaltiques quasi verticaux) caractériserait le toit de la chambre magmatique à partir duquel le magma intrude et migre vers la surface, le complexe gabbroïque serait le corps même de la chambre et les cumulats pourraient être des dépôts sur le fond de cette dernière. Ce concept de chambre magmatique au niveau des dorsales est donc essentiellement dérivé d'observations géologiques ou géochimiques. Il est clair que pour maintenir en activité de telles structures, certaines conditions - en particulier thermiques - doivent être vérifiées. A défaut d'une approche plus directe, les modélisations géodynamiques devraient donner un élément de réponse quant à l'existence possible de chambres magmatiques crustales.



a)



b)

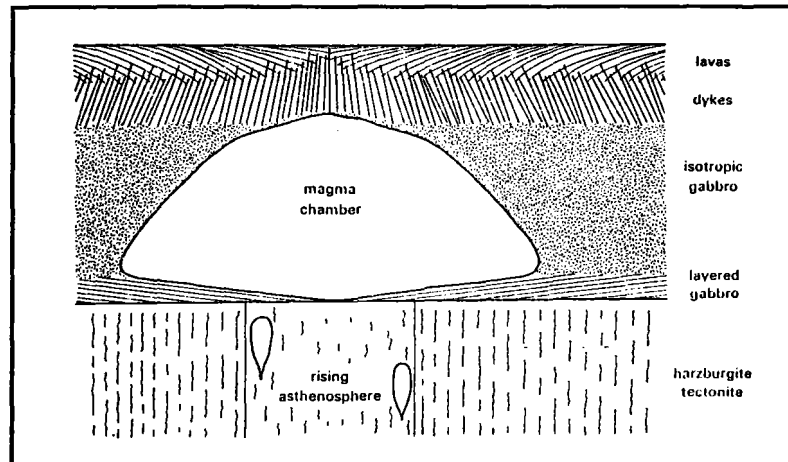
Figure 2 : Exemples de modèles de structure crustale de dorsale déduit d'analyses de complexes ophiolitiques.
a) Schéma de chambre magmatique d'après les ophiolites du Samail. Les zones noircies correspondent à des cumulats ultra basiques, les lignes tiretées à des cumulats gabbroïques, et les hachures à des gabbros (Pallister & al, 1981).

b) Schéma de chambre magmatique d'après les ophiolites d'Oman (Nicolas & al, 1988).

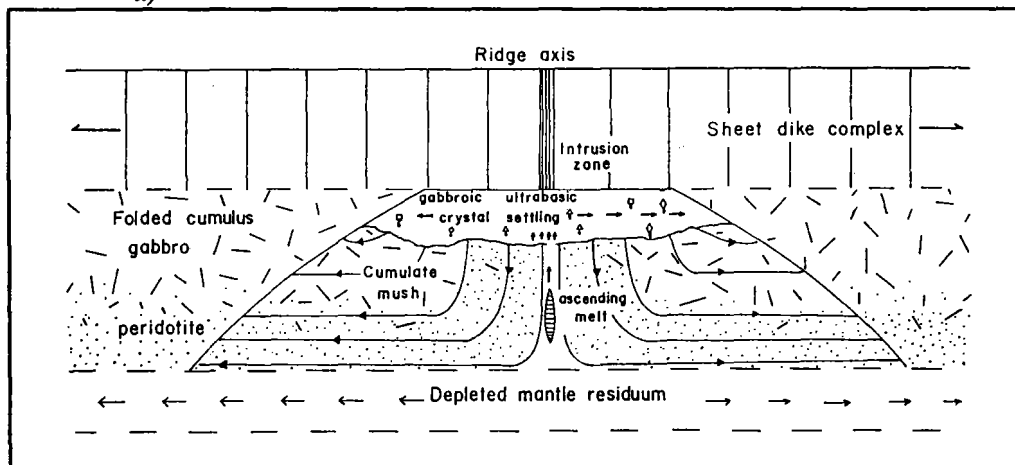
I.2.2 : Modélisations géodynamiques :

L'étude de l'existence possible de chambres magmatiques par modélisation des processus thermiques entrant en jeu a commencé il y a plus de quinze ans. Les premiers modèles

(Cann, 1974; Sleep, 1975; Sleep & al, 1979), supposaient tous un simple refroidissement par conduction au niveau de la dorsale, et différaient essentiellement par les conditions aux limites imposées au système. Il a ainsi été montré qu'une structure de chambre magmatique pouvait exister de façon quasi-permanente au niveau des dorsales à taux d'expansion suffisamment élevé, le demi-taux minimum nécessaire pour maintenir la structure en activité variant de 0,45 à 0,9 cm/an selon les modèles. Quant à la taille estimée, pour un demi-taux d'expansion de 1 cm/an, elle variait de 0,5 à 3 ou 4 km et pouvait atteindre les dimensions prédites par la géologie dans le cas de forts taux (figures 3).



a)



b)

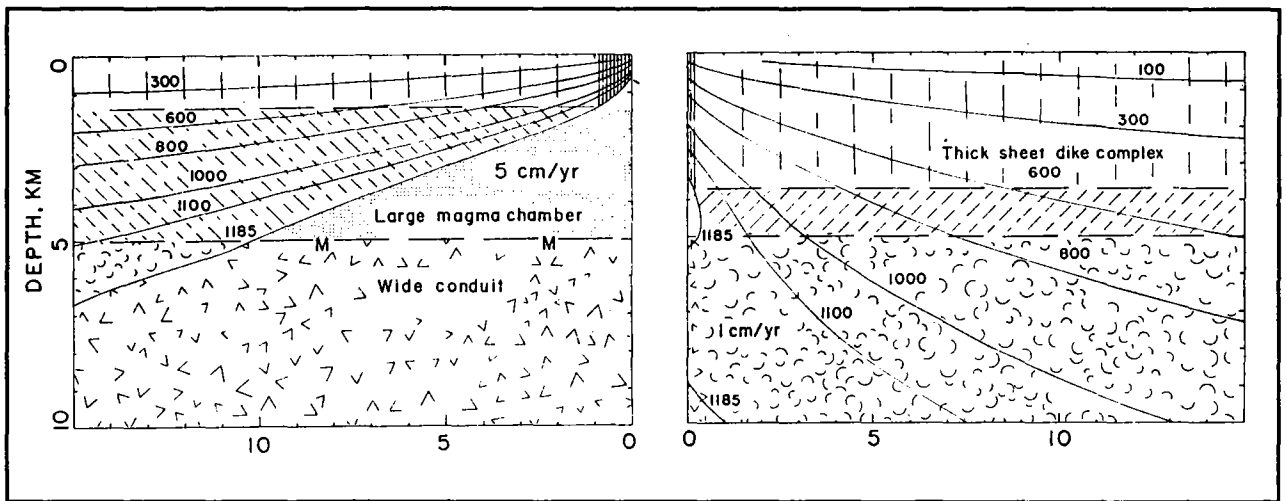
Figure 3 : Modèles de chambres magmatiques issus d'études thermiques.

a) Schéma reliant la présence d'une chambre magmatique et la structure pétrologique type d'une croûte océanique (Cann, 1974).

b) Schéma indiquant les mécanismes de mise en place de la croûte océanique avec le détail des processus au sein de la chambre magmatique (Sleep, 1975).

Néanmoins, ces modèles ont été revus par la suite compte tenu du fait que les études géophysiques n'observaient pas une atténuation particulièrement forte des ondes de cisaillement, alors que ces ondes ne se propagent pas dans un liquide et très mal dans un milieu fortement imprégné en liquide. Les modèles ont donc été repris afin d'améliorer la modélisation du processus de refroidissement. En effet, la circulation hydrothermale, dont l'importante activité a été démontrée ces dernières années sur de nombreuses dorsales, est un agent de refroidissement, par

convection, non négligeable, sans oublier le rôle chimique de cette circulation qui peut se traduire, entre autre, par la serpentinisation de roches crustales, voire mantelliques. Des modèles plus récents, sans rejeter la circulation hydrothermale, l'incluent à un niveau plus superficiel où elle refroidirait le toit de la chambre magmatique, entraînant ainsi dans cette dernière des mouvements de convection susceptibles d'en diminuer la température; ces études portent sur le cas des dorsales à forts taux d'expansion (Wilson & al, 1988; figure 4). Cette diminution de température implique l'augmentation du taux d'expansion minimum nécessaire au maintien d'une chambre magmatique. Il en découle qu'une dorsale lente ne devrait pas avoir de chambres magmatiques permanentes et de grandes tailles. Mais la possibilité d'avoir des petites poches magmatiques temporaires de un à deux kilomètres n'est pas exclue; dans ce cas, les ondes S n'y seraient guère sensibles.



c)

Figure 3 : Modèles de chambres magmatiques issus d'études thermiques (suite).

c) Schémas comparatifs entre une dorsale rapide (gauche) et une dorsale lente (droite). Les isothermes sont indiquées. La chambre magmatique (points) est probablement constituée d'une "bouillie" de cumulats (mush) et il peut y avoir une petite poche de magma au sommet dans le cas d'une dorsale rapide, poche absente sur une dorsale lente. Le "conduit" sous-jacent de roches mantelliques ascendantes (angles ou demi cercles) est large pour les dorsales rapides, étroit pour les dorsales lentes. Le complexe gabbroïque est en tiretés obliques et les dykes basaltiques en tiretés verticaux (Sleep & al, 1979).

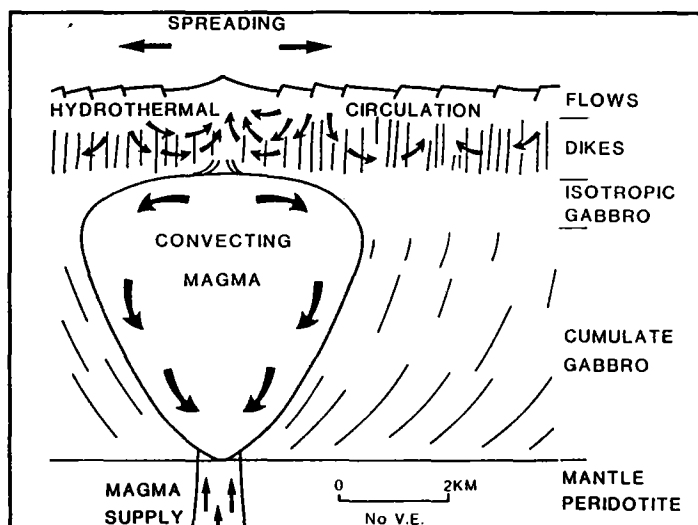


Figure 4 : Influence de la circulation hydrothermale induisant des mouvements de convection dans la chambre magmatique (Wilson & al, 1988).

Le terme de chambre magmatique commence alors à évoluer. Si certains auteurs continuent à l'employer pour désigner uniquement une zone d'accumulation de magma, nombreux sont ceux qui l'utilisent pour nommer une zone plus vaste de roches crustales "imprégnées" de magma, zone pouvant contenir localement des poches magmatiques. Si les modèles géodynamiques rejettent, dans l'ensemble, l'existence de vastes zones d'accumulation de magma, en particulier sous les dorsales lentes, ils ne permettent cependant pas de préciser la taille de la zone où la matrice crustale contient un certain pourcentage de magma. Cette ambiguïté sur le terme de chambre magmatique se retrouve encore dans les papiers les plus récents.

Les modèles géodynamiques deviennent de plus en plus élaborés. Basés essentiellement à l'origine sur les observations géologiques et géochimiques, ils essaient de s'adapter aux données géophysiques existantes, en particulier la sismique. Or, maigres sont encore les informations directes sur la structure des dorsales. Le contraste est saisissant entre la représentation des chambres magmatiques particulièrement détaillée en géologie, qui peut les étudier pratiquement à l'échelle du cristal, et celle, encore floue, que donnent la sismique et autres méthodes géophysiques, comme il sera vu au prochain paragraphe.

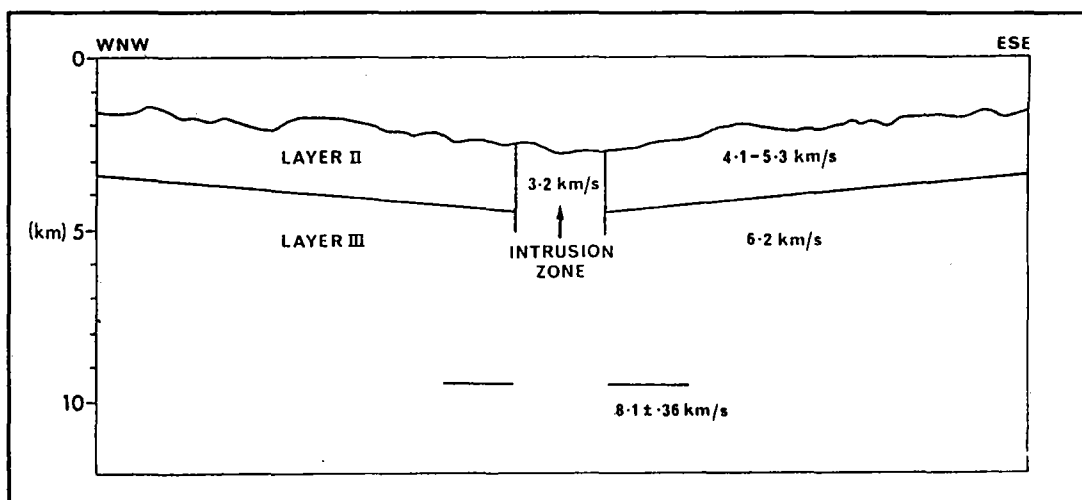
I.3 : Exploration sismique et structure crustale de dorsales océaniques.

I.3.1 : Approches classiques en sismique d'exploration :

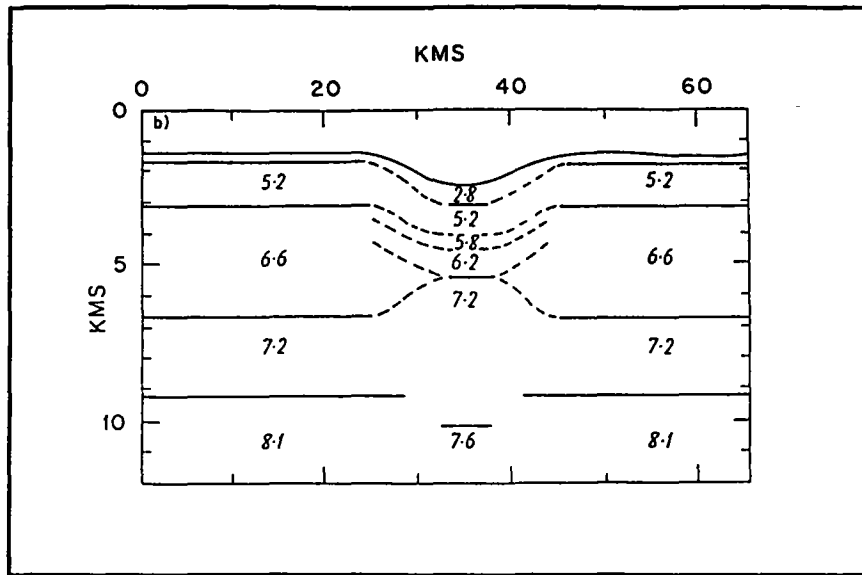
La période faste, en matière d'exploration océanique, des années 60-70, a permis de collecter un ensemble considérable de données en sismique réfraction et réflexion grand angle. Certaines zones ont vu la réalisation de plusieurs dizaines, voire centaines de profils. Ainsi, l'Atlantique Ouest, entre 0° et 45° de latitude Nord, a été couvert par plus de 200 profils. Le résultat essentiel de ces campagnes fut la détermination de la structure sismique de la croûte océanique comme indiqué au § I.1. Beaucoup de ces expériences eurent lieu bien avant l'utilisation des satellites pour la navigation, ce qui ne permettait pas une localisation très précise, ainsi que des techniques modernes d'imagerie du fond marin (Seabeam) et de la sismique réflexion verticale acquise en routine pour avoir une image directe de la partie superficielle de la croûte, en particulier dans les couvertures sédimentaires.

La réalisation de profils de sismique réfraction classique au niveau des dorsales, parallèles ou perpendiculaires à leurs axes, n'a en général pas donné de résultats clairs, excepté parfois la mise en évidence d'une zone à faible vitesse à l'axe de la dorsale. Rappelons qu'au début, l'interprétation de tels profils reposait sur l'hypothèse suivante : le milieu étudié peut être décrit comme un empilement de couches planes homogènes, l'interprétation des hodochrones (pente et intercept) devant alors fournir les vitesses de réfraction. Il s'agit donc d'une approche

uni-dimensionnelle. Qui plus est, les temps d'arrivée enregistrés caractérisent la propagation d'une onde sur plusieurs kilomètres, voire dizaines de kilomètres, et ne peut donc conduire qu'à l'estimation d'une vitesse moyenne pour chaque couche. On a cependant cherché à mieux interpréter ce genre de données grâce à l'utilisation des techniques de tracé de rais, le processus suivi habituellement consistant à tester l'ajustement des données à un modèle pour faire évoluer ce dernier. Cette bonne vieille méthode "essais - erreurs", on le sait fort bien, ne donne en général qu'un modèle possible mais pas forcément le modèle exact. Ceci est d'autant plus vrai lorsque les données, intrinsèquement, ne fournissent qu'une image incomplète de la structure étudiée, auquel cas il existe une infinité de modèles pouvant convenir. Si, de plus en plus, on modélise en tenant compte de la topographie exacte, en incorporant des gradients de vitesse, et en testant les modèles obtenus par comparaison entre sismogrammes synthétiques, souvent calculés en théorie des rais, et données, la méthode n'a pas changé : approche directe par essais - erreurs. Ainsi, au niveau des dorsales, est-on passé de modèles très simples en couches planes homogènes (Whitmarsh, 1975; Fowler, 1976; figures 5) à des modèles 2D plus sophistiqués (McClain & al, 1985; figure 6). Dans le premier cas on mettait en évidence une couche à faible vitesse le long de la dorsale, dans le second cas une chambre magmatique est définie. Mais ces modèles, toujours sujets à caution du fait de la méthode employée, restent très sommaires par rapport à l'image détaillée fournie par la géologie. Il faut cependant ici distinguer le cas des dorsales rapides de celui des dorsales lentes - comme déjà signalé au §I.2.2 sur les modélisations géodynamiques - car l'image sismique obtenue peut être bien différente. Afin d'illustrer ceci, le sous-paragraphe suivant résumera les résultats majeurs de l'exploration sismique - toutes méthodes confondues - réalisée sur les dorsales du Pacifique, en général rapides, et sur celles de l'Atlantique, nettement plus lentes.



a)



b)

Figure 5 : Modèles de vitesse sur la dorsale de l'Atlantique Nord (zone FAMOUS, 37°N) issus d'interprétations classiques de profils de réfraction.

a) Whitmarsh (1975).

b) Fowler (1976).

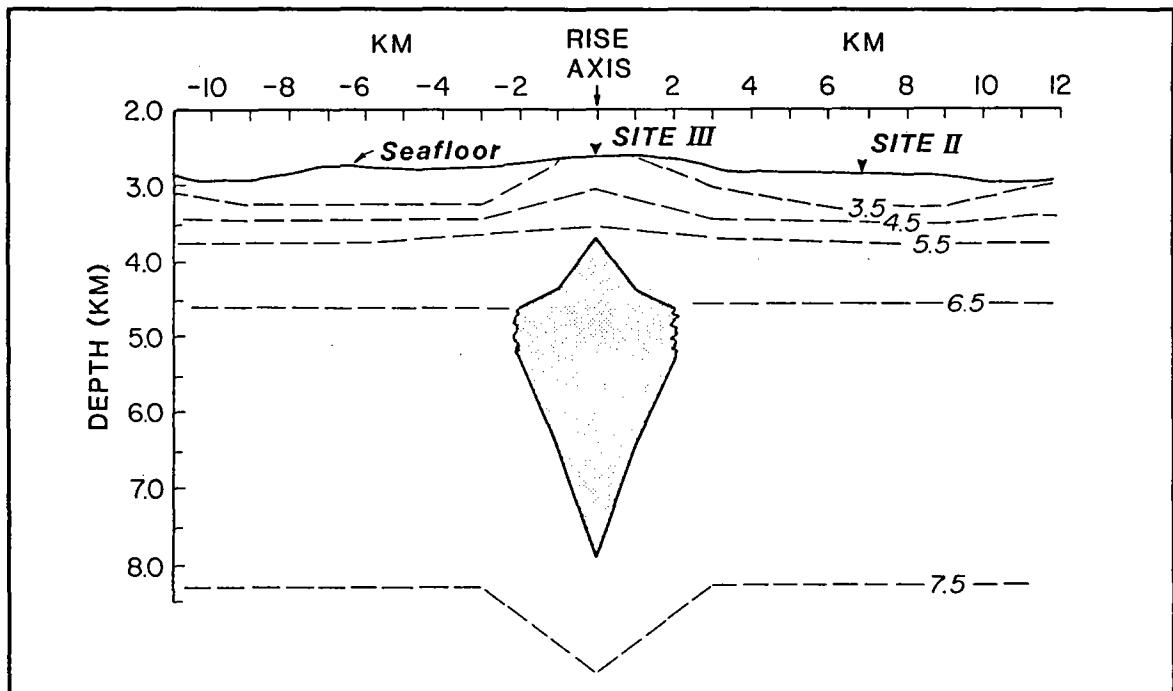


Figure 6 : Modèle de vitesse sur la dorsale Est Pacifique établi à partir de trois profils de réfraction par ajustement des temps d'arrivée calculés et observés, ainsi que par simulation des formes d'ondes en tracé de rais (McClain & al, 1985).

I.3.2 : Structure crustale des dorsales Pacifique et Atlantique par imagerie sismique:

Ces deux séries de dorsales ont fait l'objet de nombreuses campagnes océanographiques. L'une est caractérisée par de forts demi taux d'expansion compris en moyenne entre 3 et 5 cm par an, l'autre, tout au contraire, par de faibles demi taux d'expansion, compris entre 1 et 2 cm par an. Cette différence doit probablement se traduire par des structures sous-jacentes distinctes, que ce soit au niveau du manteau et/ou de la croûte océanique. Les modèles thermiques montrent que si une structure de chambre magmatique est envisageable pour une dorsale rapide, comme celles du Pacifique, l'existence d'une telle structure pour une dorsale lente ne semble guère possible, ce qui serait le cas des dorsales de l' Atlantique. Que montre la sismique à ce sujet ?

a) Pacifique :

Malgré de nombreuses études réalisées dans ce secteur, la présence de chambres magmatiques n'est démontrée que depuis trois ans. Certaines expériences de sismique réfraction avaient, auparavant, indiqué la présence probable de chambres magmatiques (McClain & al, 1985) mais d'autres auteurs, en d'autres lieux, avaient montré l'absence indéniable de ces chambres (McClain & al, 1982). Il fallut attendre l'utilisation des techniques modernes d'acquisition en domaine marin de la sismique réflexion, soit la sismique multi canaux en "*Common Depth Point*" avec grande ouverture due à l'emploi de deux bateaux, pour obtenir une image plus directe. La publication de l'article de Detrick & al (1987) fit grand bruit en montrant l'existence probable d'une zone à faible vitesse observée le long de la dorsale sur 60% des 500 km de la campagne. La présence d'un réflecteur assez marqué sous le fond marin, mais bien au dessus de ce que l'on identifie comme le Moho (figure 7), fut interprétée comme indiquant le toit de chambres magmatiques, le changement de signe des amplitudes au passage du réflecteur signalant une diminution de vitesse. Mais, si cette expérience semble donner raison à la géologie quant à l'existence de chambres magmatiques, elle pose aussi de nombreux problèmes (Langmuir, 1987):

- ce réflecteur n'est pas observé partout le long de la partie de dorsale étudiée, or la croûte se forme en tout point de celle-ci. Ceci pourrait s'expliquer par l'existence non permanente des chambres magmatiques sauf, éventuellement, en certains endroits. Cette observation peut laisser à penser que le processus d'accrétion est, lui-même, variable spatialement et/ou temporellement.

- il n'y a pas toujours changement de signe de l'amplitude au niveau de ce réflecteur. Detrick & al suggèrent qu'il pourrait alors s'agir d'une chambre magmatique ayant cessé d'être active.

- sur les profils réalisés transversalement à l'axe de la dorsale, le réflecteur est présent sur guère plus de 3 à 4 km, le Moho étant lui identifié jusqu'à des distances très faibles de

l'axe. Ceci ne semble donc pas en accord avec les observations géologiques qui sous-tendent l'existence de larges chambres magmatiques au niveau des dorsales rapides, largeur pouvant dépasser la dizaine de kilomètres.

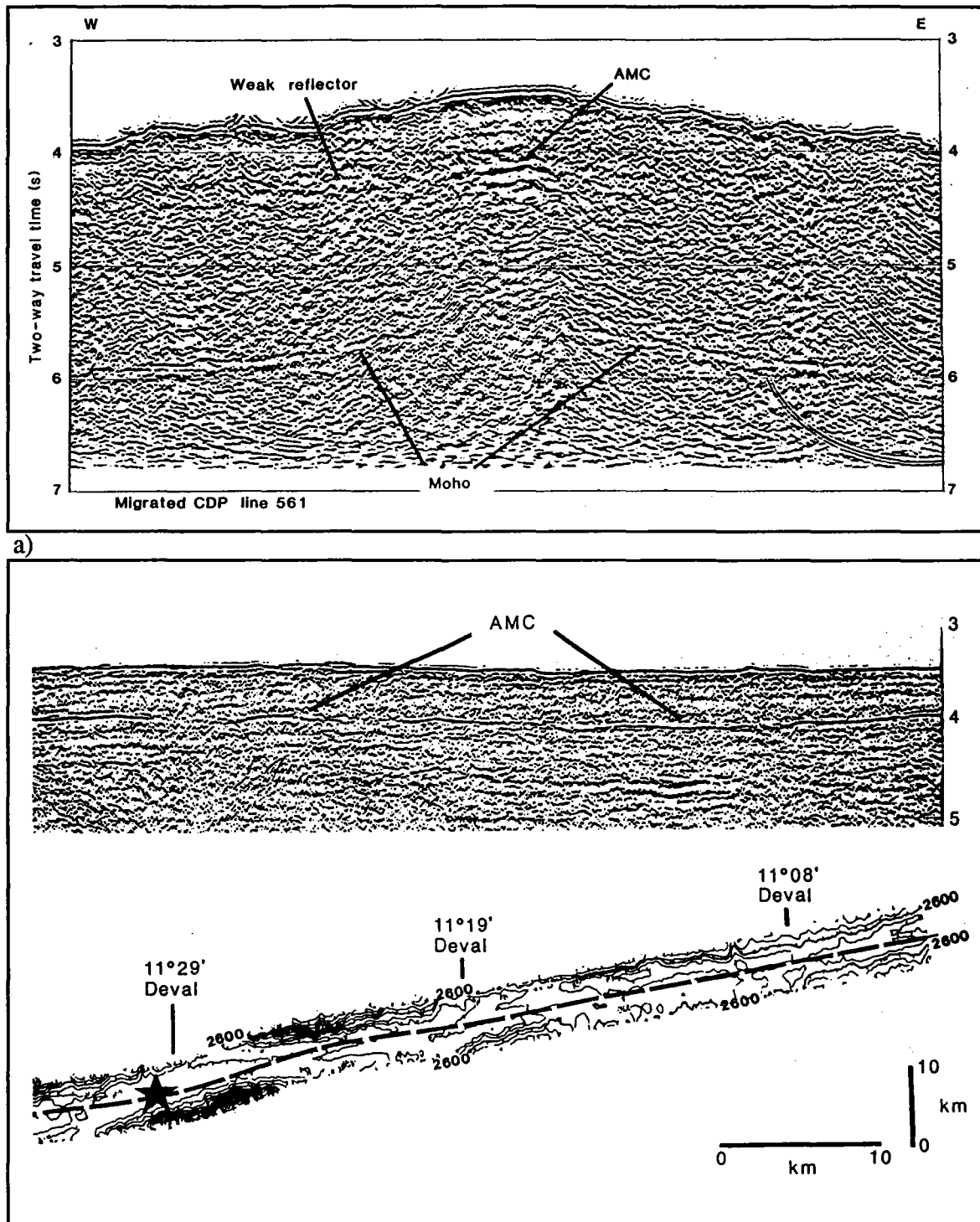


Figure 7 : Profils migrés de sismique réflexion multi-canaux acquis sur la dorsale Est Pacifique (Detrick & al, 1987).

- a) Coupe transversale : mise en évidence d'un fort réflecteur sous la vallée axiale au dessus du Moho et identifié comme le toit de la chambre magmatique (AMC = Axial Magma Chamber).
 b) Coupe longitudinale montrant la continuité du réflecteur sur plusieurs dizaines de kilomètres.

Cette expérience de sismique réflexion confirme donc à la fois les résultats de McClain & al (1985) et ceux de McClain & al (1982). Il y a des chambres magmatiques - la sismique n'étant guère précise quant à la nature du contenu, ce terme doit être pris comme désignant des structures caractérisées par des anomalies négatives en vitesse, localisées à l'axe d'une dorsale - mais elles montrent une variabilité spatiale, peut être due, en partie, à une variabilité temporelle du processus d'accrétion, et sont de tailles inférieures à ce que prédit la géologie. Langmuir suggère alors d'étudier les dorsales du Pacifique par sismique de transmission, là où l'on pense observer une chambre magmatique et là où il ne semble pas y en avoir. Il préconise l'emploi de récepteurs sur fond océanique (*Ocean Bottom Seismometer*) pour étudier particulièrement la transmission des ondes S, et la réalisation d'*Expanding Spread Profiles* (ESP) qui allient les techniques classiques de réflexion grand angle et réfraction aux moyens modernes de couverture multiple par acquisition multi-canaux. Le paragraphe I.3.3 traitera essentiellement des approches les plus récentes en sismique d'exploration réalisées sur ces dorsales, et tenant, en partie, compte de ces remarques.

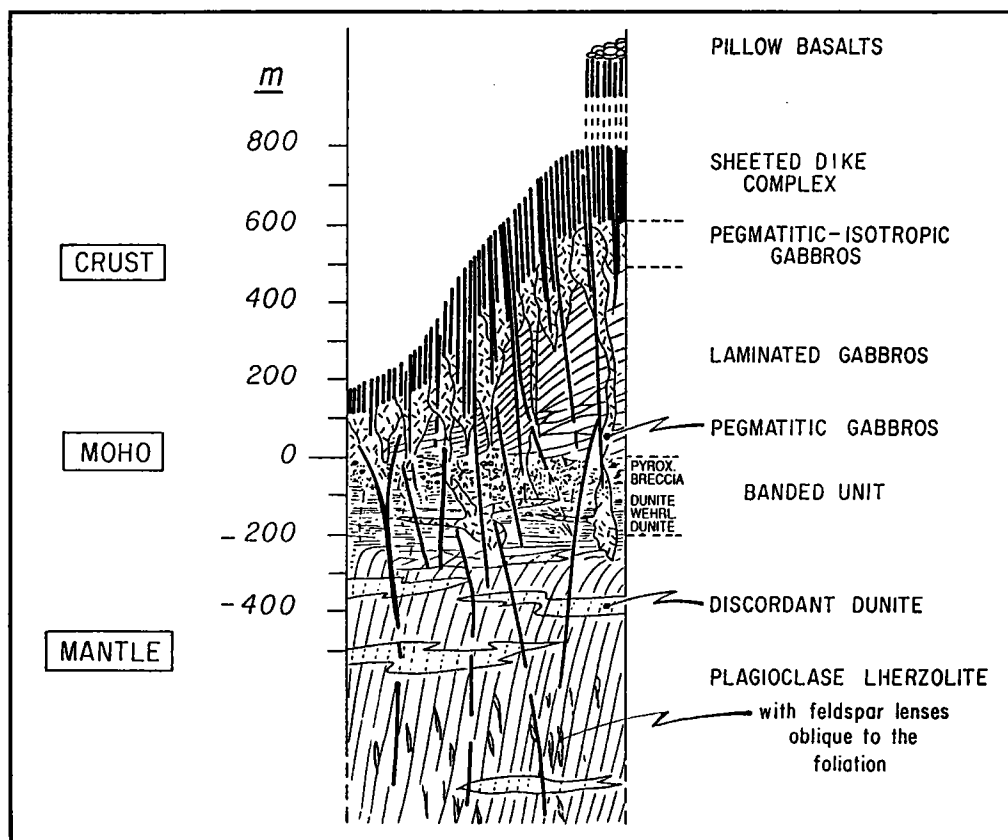
b) Atlantique :

Les études les plus récentes de complexes ophiolitiques permettent de distinguer si la dorsale associée était lente ou rapide. Il semble que, même dans le cas d'une dorsale lente, on puisse observer des chambres magmatiques (Boudier & al, 1989; figure 8). Leurs dimensions, déduites de ces observations, sont plus faibles que dans le cas d'une dorsale rapide mais restent supérieures à celles prédites par les modèles thermiques. Il en est de même pour les résultats d'analyses pétrologiques d'échantillons directement prélevés sur la dorsale. Bryan & al (1977) sont en faveur du modèle dit *infinite onion* (figure 9) et postulent l'existence d'une chambre permanente de 4 à 5 km de largeur. Stacks & al (1984) penchent, eux, pour une activité plus en expansion / contraction de la chambre, qui reste de taille respectable, avec alternance de phases volcaniques et de phases tectoniques (figure 10). Nisbet & al (1978) avaient cependant auparavant, en essayant de concilier données pétrologiques, modélisations thermiques et données sismiques, proposé le modèle dit *infinite leak* où il n'y aurait pas de chambre permanente, tout au plus quelques poches éphémères de magma, de petites tailles et proches de la surface, l'essentiel du magma étant piégé plus profondément (figure 11). Ces modèles, peu nombreux, sont bien différents les uns des autres.

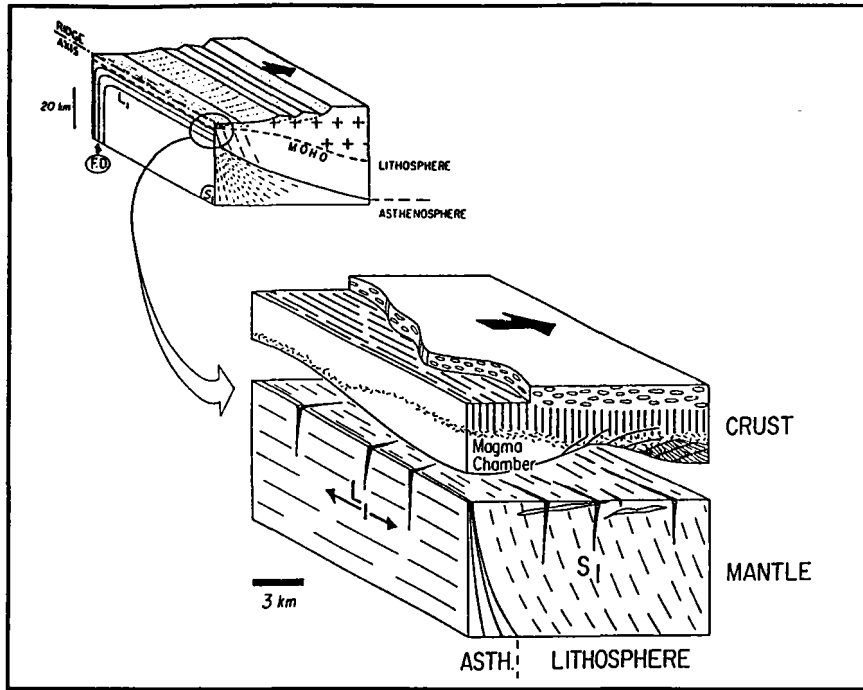
Les méthodes de sismique classique, principalement la réfraction, ont en général infirmé la présence de chambres magmatiques sous les dorsales de l'Atlantique. Si les techniques de sismique réflexion multi-canaux ont, là aussi, été utilisées, elles n'ont pas jusqu'à présent, montré les mêmes caractéristiques que dans le Pacifique. Mutter & al (1985), sur la base de

l'observation d'un réflecteur dénommé horizon R, pas aussi marqué que celui, différent, observé par Detrick & al en 1987, et supposé représenter le toit d'une séquence de cumulats littés, postulaient l'existence relativement permanente d'une chambre magmatique crustale, au moins pour le Mésozoïque, la croûte étudiée étant de cet âge. Cette observation est loin d'être concluante. Plus récemment, Detrick & al (1989), employant la même technique que pour le Pacifique dans la zone MARK de l'Atlantique (23°N), où la présence de fumeurs noirs et de rides néovolcaniques de tailles importantes semblait indiquer l'existence d'une chambre magmatique sous-jacente par analogie aux observations dans le Pacifique, n'ont pu mettre en évidence de réflecteurs particuliers. Ils en concluent donc à l'absence de chambres magmatiques sous les dorsales de l'Atlantique.

Il y a, clairement, une différence entre les observations sismiques faites sur une dorsale rapide et celles faites sur une dorsale lente, ce qui ne serait pas en désaccord avec la plupart des modélisations géodynamiques. Il faut toutefois rester prudent car, on l'a vu, c'est l'utilisation de la sismique réflexion multi-canaux sur la dorsale Pacifique qui a permis de mettre en évidence un indicateur possible de chambre magmatique sous la forme d'un réflecteur. Or cette technique se heurte à une difficulté majeure lorsqu'employée dans l'Atlantique : outre une topographie accidentée, la rugosité du fond océanique entraîne une forte dispersion d'ondes qui se traduit sur un profil par un faible rapport signal/bruit (Detrick & al, 1989). La mise en évidence d'un réflecteur intra-crustal n'est donc pas aussi aisée.



a)



b)
Figure 8 : Analyse du complexe ophiolitique de Trinité, considéré représentatif d'une dorsale lente, et mise en évidence d'une chambre magmatique (Boudier & al, 1989).
 a) Colonne lithologique synthétique.
 b) Reconstruction de la dorsale associée.

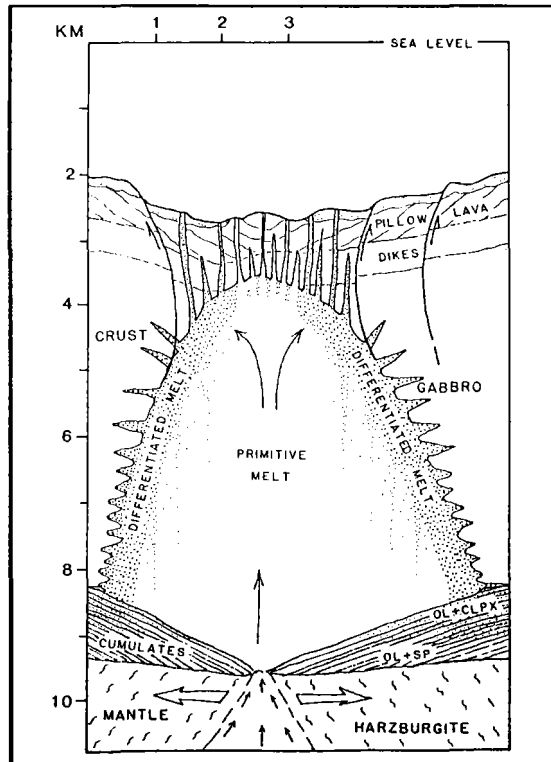


Figure 9 : Modèle de chambre magmatique sur la dorsale Nord Atlantique (36°48'N) déduit d'analyses de basaltes jeunes. Ce modèle est appelé "infinite onion" par les auteurs (Bryan & al, 1977).

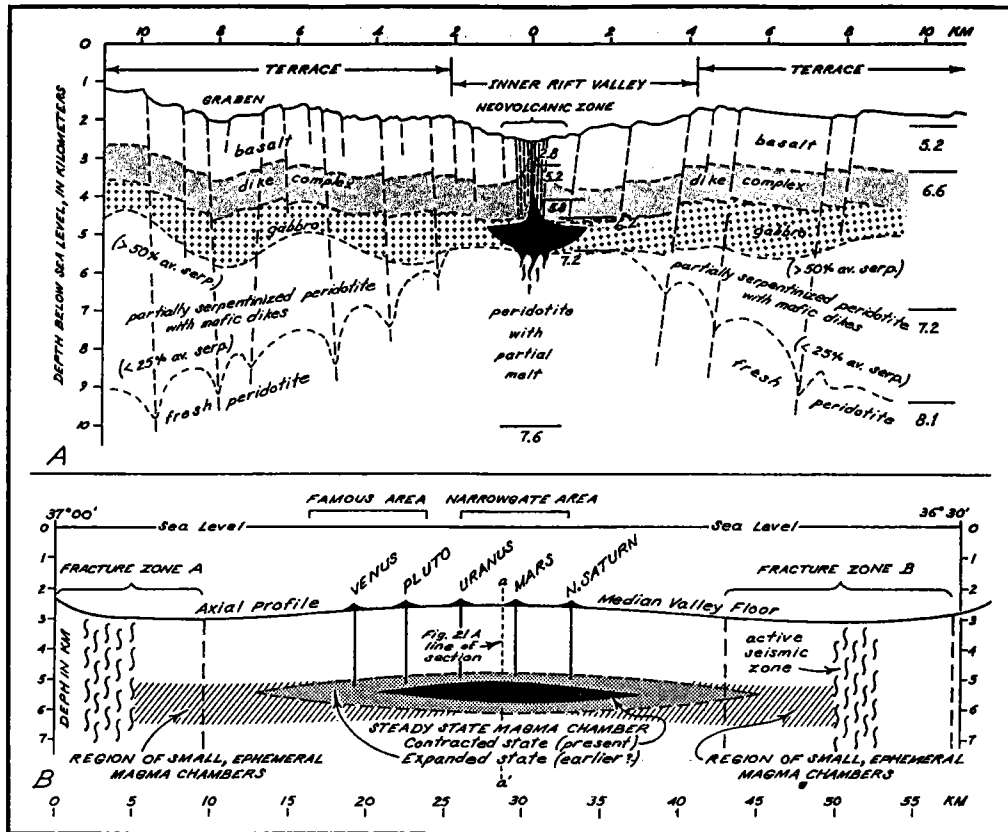


Figure 10 : Modèle de chambre magmatique sur la dorsale Nord Atlantique (36°47'N) déduit d'analyses de basaltes. La dorsale subit des cycles volcano-tectoniques dus à des cycles d'expansion / contraction de la chambre magmatique au cours du temps (Stakes & al, 1984).

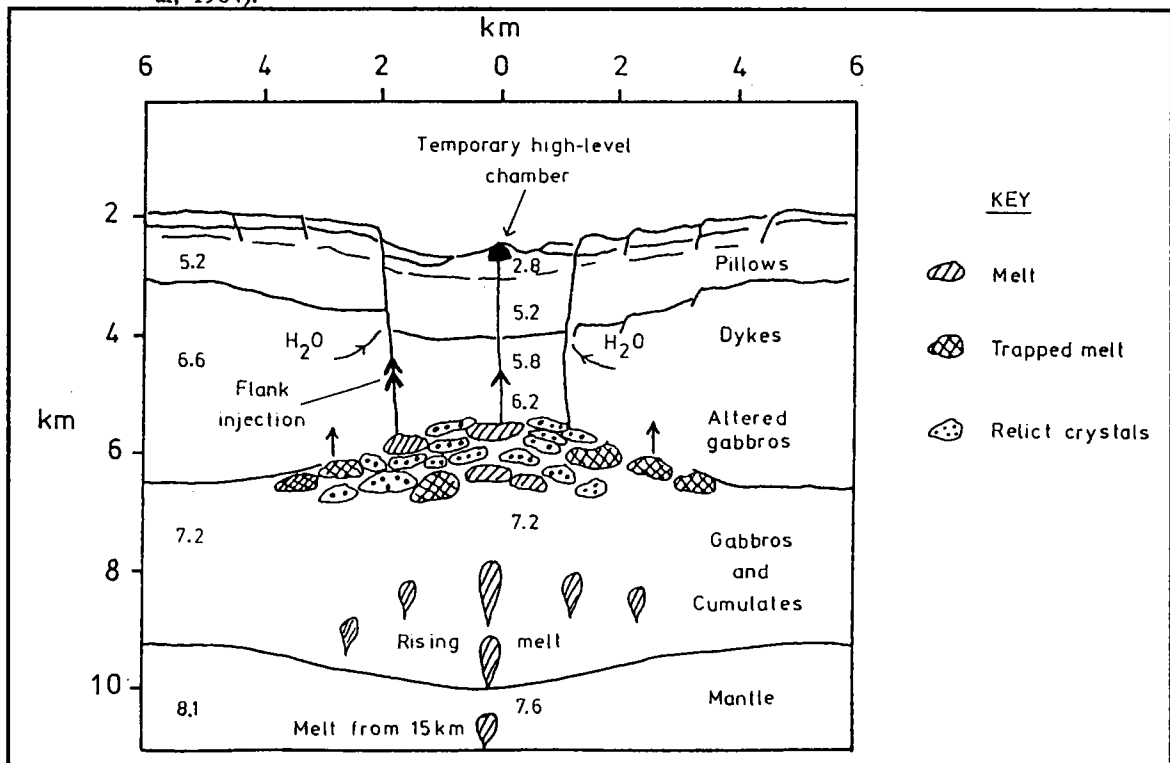


Figure 11 : Modèle dit "infinite leak" établi pour la dorsale Nord Atlantique (36° et 45°N) compte tenu des observations sismiques de l'époque. La chambre magmatique est de petite taille et temporaire (Nisbet & al, 1978).

I.3.3 : Evolution des méthodologies sismiques et résultats récents :

A partir de l'émergence de la théorie de la tectonique des plaques et des toutes premières observations sur les dorsales océaniques, des idées très simples sur le fonctionnement de ces dernières furent proposées (Langmuir, 1990):

1) les dorsales sont des segments pratiquement linéaires d'accrétion, décalés les uns des autres par des failles transformantes.

2) les dorsales à fort taux d'expansion ont une grande chambre magmatique permanente et ne présentent pas de vallée axiale.

3) les dorsales à faible taux d'expansion ont une petite chambre magmatique et une vallée axiale bien marquée.

Une conséquence directe de ces idées simples fut que l'on pouvait étudier la structure d'une dorsale dans un plan perpendiculaire à son axe en réalisant une série de profils 1D parallèlement à l'axe, à différentes distances de celui-ci. Ce fut le début de nombreuses campagnes de sismique réfraction classique mais, on l'a vu, les résultats n'ont jamais été très concluants. Cette approche reste néanmoins employée avec, cependant, une amélioration sensible grâce, soit à de nouvelles techniques d'acquisition permettant une augmentation considérable du rapport signal/bruit, soit à de nouvelles méthodes d'interprétation - par ailleurs classiques dans d'autres domaines - comme la tomographie, utilisant essentiellement les temps de première arrivée.

Harding & al (1989) ont ainsi, dans le Pacifique (13°N), réalisé une série d'*Expanding Spread Profiles* parallèlement à l'axe de la dorsale. L'excellente qualité de ce genre de données permet en général une analyse beaucoup plus fine et peut conduire à la définition de modèles 2D assez complexes (figure 12). Il est intéressant de noter ici la présence d'une petite chambre magmatique de dimensions latérales comparables à celles données par Detrick & al (1987), et d'une épaisseur assez faible puisqu'inférieure au kilomètre. Ces résultats sont à mettre en parallèle avec ceux d'une autre expérience (Burnett & al, 1989) réalisée dans la même zone, où cette fois des profils de type réfraction classique, avec capteurs sur le fond océanique, ont été interprétés par tomographie; l'image finale 2D est une coupe de la dorsale (figure 13). Il semble que la petite chambre magmatique n'ait pas été vue ici, mais la zone d'anomalie négative en vitesse, de dimensions plus importantes, soit plurikilométriques, coïncide bien avec les résultats de Harding. Macdonald (1989) résume ceci par un schéma très simple (figure 14). Plus récemment, Kent & al (1990) ont repris des profils de sismique réflexion (CDP), sur lesquels Detrick & al (1987) avaient détecté le fameux réflecteur lié au toit de la chambre magmatique, afin de préciser les dimensions de cette dernière. Ils ont montré qu'une mauvaise migration de l'énergie diffractée par les bords de la chambre et donnant des hyperboles sur les profils, pouvait entraîner une surestimation des dimensions latérales. Ils proposent alors un modèle (figure 15) dans lequel on ne parle plus de chambre mais d'une lentille très mince d'un kilomètre de large pour quelques dizaines

de mètres d'épaisseur caractérisant la zone magmatique. La partie, plus vaste, d'anomalie négative de vitesse est supposée formée de roches contenant un faible pourcentage de fusion partielle, soit une zone de température plus élevée. Les tailles estimées de ces lentilles magmatiques sont particulièrement faibles, ce qui en fait probablement des objets particulièrement difficiles à détecter en sismique. Une expérience similaire à celle de Burnett, interprétée par White & al (1990), sur la dorsale de Juan de Fuca (48°N), n'a pas mis en évidence de chambre magmatique mais les anomalies négatives en vitesse dans la couche 3 indiqueraient là aussi une forte élévation de température à l'axe de la dorsale.

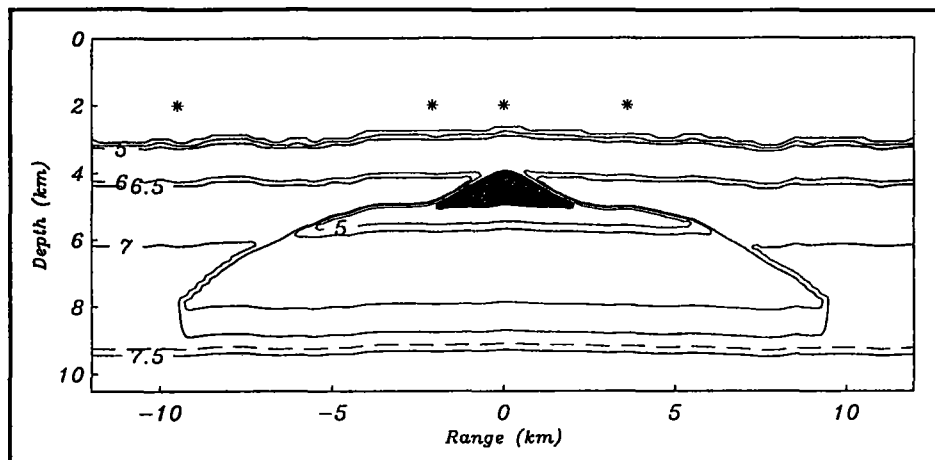


Figure 12 : Modèle de vitesse au niveau de la chambre magmatique établi pour la dorsale Est Pacifique à partir d'Expanding Spread Profiles (positions *) et de Common Depth Point profiles. La zone noire indique un fort pourcentage de magma et correspond au réflecteur observé à l'axe de la dorsale (Harding & al, 1989).

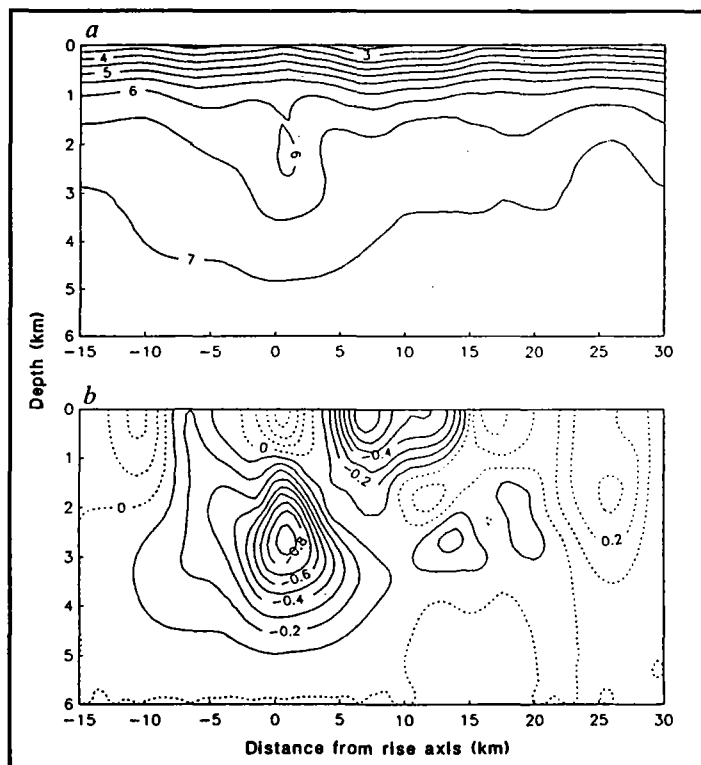


Figure 13 : Structure en vitesse déterminée par tomographie pour une section transversale de la dorsale Est Pacifique ($12^{\circ}50'\text{N}$). La zone à forte teneur en magma n'est pas mise en évidence mais celle, plus vaste, de vitesses faibles ressort nettement (Burnett & al, 1989).

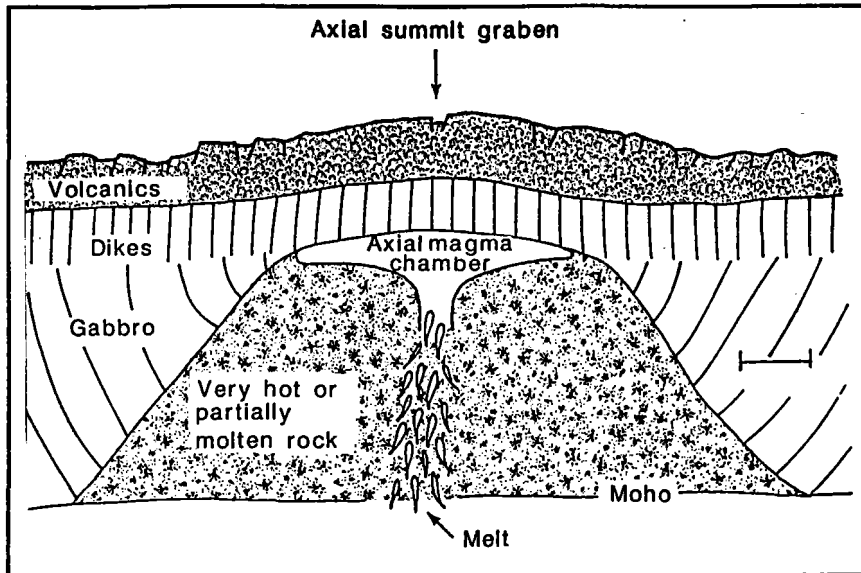


Figure 14 : Modèle synthétisant les observations sismiques et gravimétriques sur la dorsale Est Pacifique où le terme de chambre magmatique désigne uniquement la petite zone à forte teneur en magma surmontant une vaste zone de roches très chaudes et/ou présentant un faible pourcentage de magma (Macdonald, 1989).

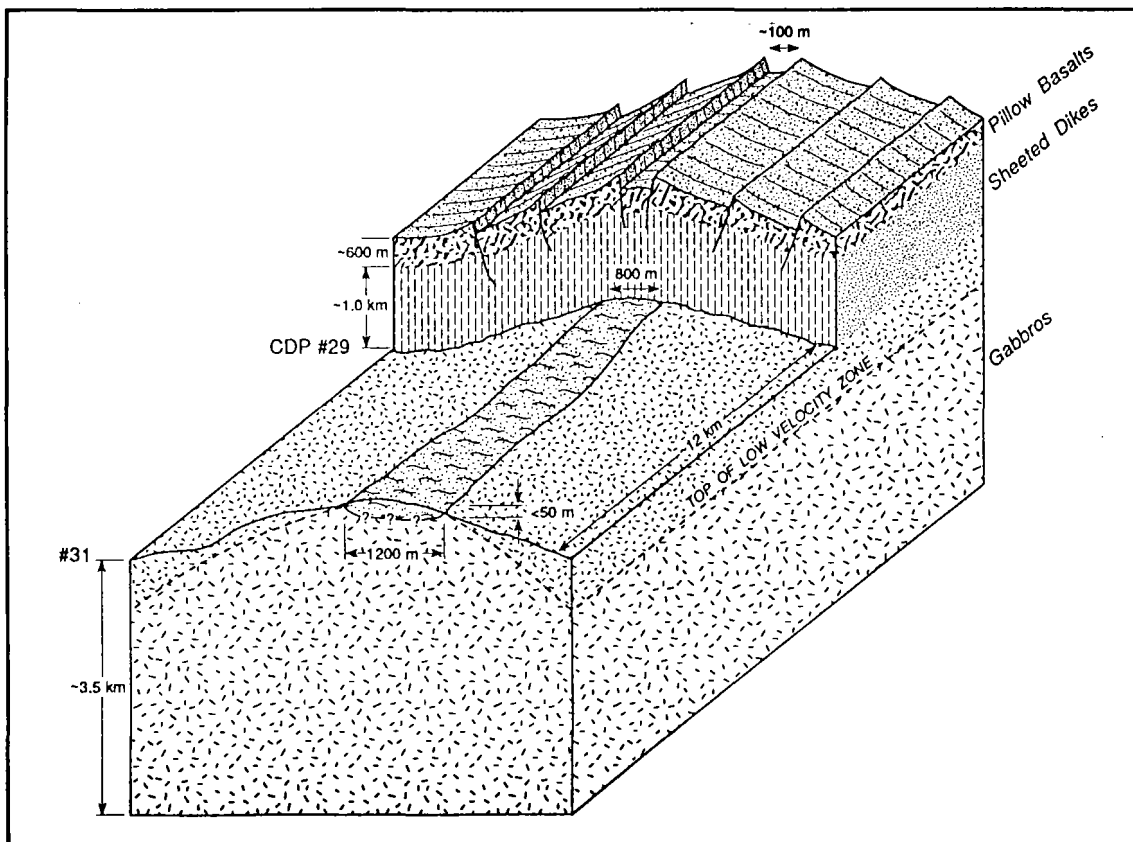


Figure 15 : Représentation de la lentille magmatique mince (800 à 1200 m de large pour 10 à 50 m d'épaisseur), après corrections de taille par rapport aux travaux de Detrick & al (1987), existant sous la vallée axiale à la base du complexe filonien (dorsale Est Pacifique). La zone sous-jacente est constituée de roches chaudes contenant un certain pourcentage de magma (Kent & al, 1990).

On le voit, le Pacifique reste le terrain de prédilection des " chasseurs de chambres magmatiques ". Les résultats récents montrent cependant le peu d'importance - au moins en taille - de la zone magmatique sous ces dorsales rapides. Il semble donc douteux qu'une telle zone, si elle existe, soit détectable dans l'Atlantique où elle serait de taille ridicule si l'on se réfère aux contraintes thermiques. Récemment, Detrick et al (1990), ont repris les données de sismique réflexion multi-canaux de la campagne 1989 dans la zone MARK de l'Atlantique, données bruitées par la topographie comme indiqué au § I.3.2. Observant des portions de réflecteurs assez faibles entre le fond marin et le Moho, ils ont simulé l'effet de la topographie et montré que la majeure partie de ces réflecteurs résultait d'ondes dispersées par cette topographie. Ils ont ensuite introduit dans leur simulation un réflecteur similaire à ceux observés dans le Pacifique (toit de la chambre magmatique), réflecteur qui ressort bien sur les profils synthétiques malgré le fort niveau de bruit. La conclusion qu'ils en ont tirée est l'absence de chambres magmatiques similaires à celles du Pacifique dans l'Atlantique, mais ceci n'exclut pas la présence de petites poches magmatiques et présentant un contraste moindre en vitesse. La signature sismique de tels objets pourrait alors être masquée par les effets topographiques. On peut cependant se demander quel est le rôle de la zone magmatique dans le processus d'accrétion si elle est d'aussi petite taille : est-ce un rôle majeur pour la formation de la croûte ou, au contraire, la mise en place de poches de magma n'est qu'une conséquence secondaire du phénomène général d'expansion ? Si les expériences à venir dans l'Atlantique confirment l'absence de chambres magmatiques, un élément de réponse pourrait être donné.

Il n'y a pas, bien entendu, que la sismique pour l'exploration des dorsales. Depuis le développement des techniques modernes de cartographie des fonds marins (Seabeam), les études géomorphologiques ont permis de mettre en évidence des traits structuraux très intéressants. Sur la dorsale Pacifique, entre deux zones de failles transformantes majeures, on observe une succession de segments, de taille relativement variable (10 à 80 km), séparés les uns des autres par des discontinuités de tout ordre qui ne semblent pas pouvoir être assimilées à de petites failles transformantes plus ou moins nettes. (Macdonald & al, 1988) Les *overlapping spreading centers* en sont un exemple. Ceci suggère une importante variabilité du phénomène d'accrétion le long d'une dorsale et l'on parle de plus en plus de cellules d'accrétion. Des observations similaires ont été récemment faites dans l'Atlantique (Sempéré & al, 1990) et les données gravimétriques associées (Lin & al, 1990) semblent confirmer cette segmentation. Pour expliquer les anomalies gravimétriques observées, Lin & al proposent un modèle où le phénomène de remontée mantellique est lui-même variable longitudinalement (figure 16). Là où il est important, de larges gradients de température ainsi qu'un fort degré de fusion partielle pourraient entraîner un épaissement crustal et une diminution de la densité du manteau. La tendance actuelle est de considérer les petites rides, présentes à l'axe des dorsales de l'Atlantique avec une certaine

périodicité spatiale, comme le centre de segments d'accrétion, ce que suggère le schéma de Lin & al. A la variabilité verticale et latérale des zones d'accrétion - les dorsales de l'océan Atlantique sont en général très fortement dissymétriques - il faut donc ajouter une variabilité longitudinale.

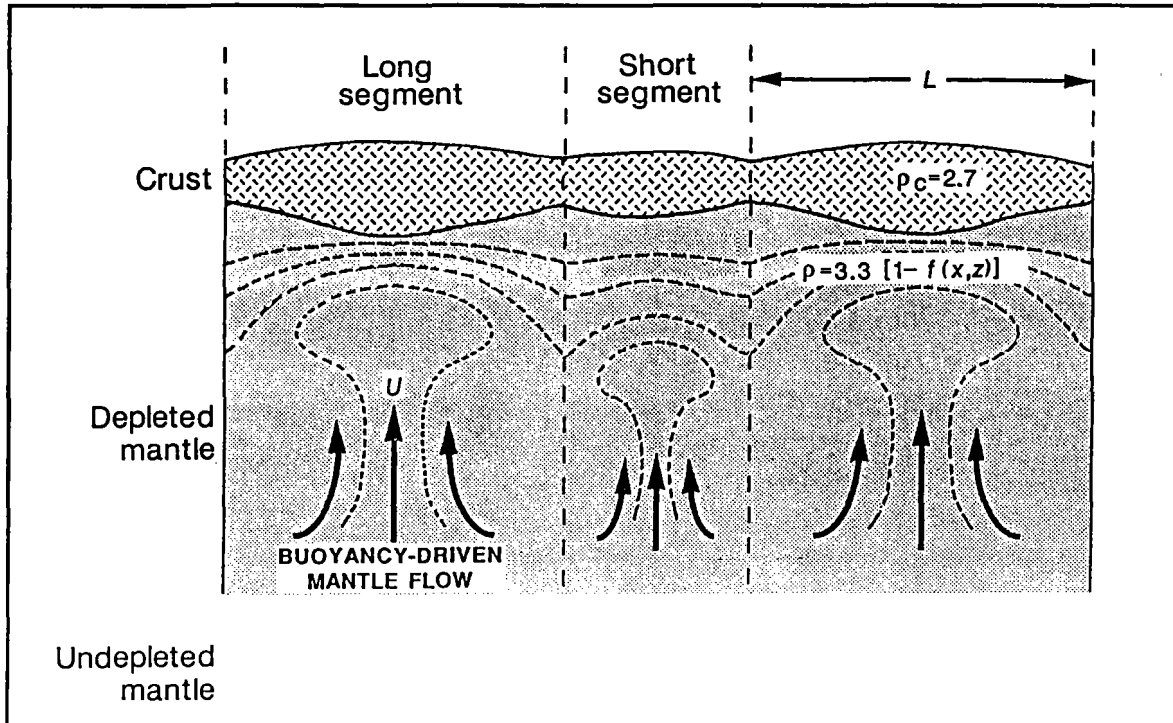


Figure 16 : Modèle de structure longitudinale en densité sur la dorsale Atlantique, déduit des anomalies gravimétriques. Au dessus des régions de "diapirs" mantelliques, de larges gradients en température et un important degré de fusion partielle sont attendus; ceci entraînerait un épaissement crustal et une baisse de densité des roches mantelliques au centre d'un segment, expliquant les anomalies gravimétriques observées (Lin & al, 1990).

Une autre source d'informations sur le fonctionnement et la structure des dorsales est leur sismicité. En effet, les cartes de la sismicité mondiale montrent que les dorsales sont le siège d'une importante activité sismique localisée à l'axe. Les séismes y sont généralement de faible à moyenne magnitude, dépassant cependant parfois six. La localisation et les mécanismes au foyer de ces séismes constituent un apport important pour la compréhension des processus d'accrétion et d'expansion lithosphérique. En particulier, la détermination des paramètres des séismes de dorsales lentes, réalisée par inversion des formes d'ondes P et SH enregistrées à grandes distances, a permis de montrer les points suivants (Huang et al, 1988) :

- Les séismes majeurs, l'étude portant sur des événements de magnitude 5 à 6, se produisent essentiellement sous la vallée axiale, à des profondeurs variant de 1 à 6 km sous le fond océanique. Ces profondeurs diminuent lorsque le taux d'expansion augmente. Cette information contraint l'épaisseur de la partie supérieure à comportement fragile de la lithosphère océanique entre 2 et 10 km.

- En dehors des zones de faille transformante, où le mouvement lié aux séismes est essentiellement en décrochement, les séismes majeurs sous les dorsales sont associés à des failles normales de pendage proche de 45° et orientées parallèlement à l'axe. De tels mécanismes correspondent bien à un schéma général d'extension d'une partie à comportement fragile.

Cependant, si ces observations sont particulièrement intéressantes, elles ne concernent que quelques séismes majeurs. Rien n'indique en effet que tous les séismes soient dus aux jeux de failles normales; on manque encore d'études de sismicité dans ce domaine et les mécanismes au foyer sont rarement déterminés. L'enregistrement de l'activité sismique d'une dorsale sur un réseau local et non au niveau mondial, sans préjuger ici des difficultés techniques sous-jacentes, serait également riche d'informations car pourrait peut être indiquer si tous les séismes sont dus à l'extension de la zone ou si certains sont à relier à la migration de magma dans la croûte. Une chambre magmatique, si elle existe, devrait se traduire par une sismicité locale très particulière. L'évolution de la sismicité dans le temps - à l'échelle humaine cependant - est aussi à regarder. Ce type d'acquisition est aujourd'hui techniquement réalisable mais à des coûts certainement prohibitifs. De telles études ont cependant été tentées dans l'Atlantique (Toomey, 1987, 1988), sur une courte période de dix jours, et une analyse des données en terme de tomographie a montré de nouveau des vitesses de propagation lentes à l'axe de la dorsale.

L'essor des approches tomographiques 3D en domaine terrestre a tout naturellement conduit la communauté internationale à leur application en domaine marin. Après une étude théorique de la faisabilité des méthodes de tomographie sur une structure de dorsale (Toomey, 1987), le Woods Hole réalisa la première expérience d'exploration tri-dimensionnelle en sismique marine dans le Pacifique ($9^\circ 30'$) en Janvier 1988. Parallèlement, inspirée par les travaux de Nercessian et al (1984) sur le Mont Dore, l'équipe de Géosciences Marines de l'IFREMER réalisa une expérience similaire, en Août 1988 en Mer de Norvège et du Groënland sur la dorsale de Mohn (système Atlantique); il s'agit cette fois d'une dorsale lente. Ce travail s'inscrit dans le cadre de l'interprétation de ces données sismiques et de l'analyse de la méthodologie suivie. La présentation et les résultats de l'approche tomographique font l'objet du prochain chapitre.

Partie 1 : Tomographie sismique 3D de la dorsale de Mohn.

**Chapitre II : Imagerie tomographique d'une portion de dorsale lente,
campagne "Mohns Ridge".**

Chapitre II : Imagerie tomographique 3D d'une portion de dorsale lente, campagne " Mohns Ridge " .

Les travaux de Toomey (1987, 1988) portaient à la fois sur des études appliquées d'utilisation de la microsismicité et sur des études théoriques d'utilisation de sources artificielles dans l'imagerie de la structure en vitesse d'une dorsale. Pour la première approche, divers problèmes se posent dans le cas d'inversion par tomographie :

1) Il faut pouvoir enregistrer l'activité sismique d'une partie de dorsale pendant de nombreux mois sur un réseau assez dense de capteurs, ce qui n'est pas sans difficultés technologiques et financières. La tendance actuelle est, cependant, au développement des stations sismologiques fond de mer.

2) Chaque séisme est défini par son instant d'émission et sa position spatiale, soient quatre paramètres qui doivent être déterminés par inversion, en principe simultanément avec les paramètres définissant la structure en vitesse du milieu.

3) La qualité de l'inversion tomographique dépend de l'échantillonnage du milieu par les rais pris en compte, par exemple le trajet direct séisme/récepteur, or ceci est imposé par la distribution de sismicité, rarement uniforme.

Face à ces nombreux problèmes, l'utilisation de sources artificielles semble préférable. L'expérience de Nercessian & al (1984), réalisée en milieu continental pour la détermination de la structure 3D du Mont Dore, fut certainement pionnière en ce domaine. Utilisant cinq sources bien réparties azimuthalement pour éclairer une zone au dessous d'une aire réceptrice de 15 km de côté constituée de 100 capteurs, l'inversion fut effectuée sur les temps d'arrivée des ondes réfléchies au niveau du Moho. Depuis, des expériences similaires - encore peu nombreuses - ont été réalisées essentiellement sur des structures volcaniques. A l'issue de son travail théorique, Toomey proposa un dispositif émission/acquisition comparable à celui du Mont Dore, excepté que dans le cas de l'application en milieu marin, il est plus facile d'émettre que de capter. Ainsi, la petite zone à étudier ($20 \times 20 \text{ km}^2$) est éclairée du dessus par quelques centaines de tirs, l'enregistrement s'effectuant en une quinzaine de stations fond de mer situées, soit sous la zone d'émission, soit à une certaine distance de celle ci afin de faire varier la profondeur de pénétration des ondes. Il ne s'agit pas ici d'utiliser une phase bien définie, comme la P_{MP} dans le cas du Mont Dore, mais uniquement la première arrivée, soit l'onde la plus rapide reliant source et capteur, quelle qu'elle soit. Le Woods Hole Oceanographic Institution (WHOI) tenta cette expérience en

Janvier 1988. l'IFREMER, à l'instigation de F. Avedik et L. Géli inspirés par les travaux de Nercessian & al (1984), incluait également au programme d'une importante campagne océanographique, réalisée en Mer de Norvège et du Groënland sur la dorsale de Mohn en Juillet - Août 1988, une expérience de tomographie 3D. Le choix de la zone de la dorsale à "imager" par sismique de transmission fut guidé par l'étude de la carte bathymétrique détaillée réalisée au cours de la première partie de la campagne. Dans un premier temps, la dorsale dans son entier, ainsi que le détail de la zone de tomographie, seront présentés avant d'aborder les données sismiques et leur interprétation.

II.1 : Généralités sur la dorsale de Mohn, et apports de la campagne océanographique.

II.1.1 : Localisation et contexte géodynamique :

La dorsale de Mohn (prononcer "moun") est située à la frontière Nord des plaques Eurasie et Amérique, à mi distance environ du Groënland et de la Norvège (figure 17). Elle s'étend de la zone de fracture active de Jan Mayen (71°N,6°O) à celle, inactive, du Groënland - Senja (74°N,8°E), soit sur un peu plus de 550 km; son orientation générale est approximativement N60.

A partir du Carbonifère, la marge entre le Groënland et la Norvège subit plusieurs phases de rifting et ce jusqu'à l'expansion océanique, dont le début se situerait entre les anomalies 24b et 25 (≈ 55 Ma) (Eldholm & al, 1985). L'océan entre le Groënland et la Norvège s'élargit et s'approfondit petit à petit mais l'évolution de cette zone est assez complexe, comme résumé sur la figure 18. On peut distinguer deux événements majeurs depuis le commencement de l'expansion :

1) à l'anomalie 13 (≈ 36 Ma) il y a changement de la direction d'expansion, le Groënland ne se déplaçant plus vers le N/NO par rapport à l'Eurasie mais vers l'O/NO. Il y a d'ailleurs, à la même époque, arrêt de l'expansion en Mer du Labrador lorsque le Groënland se rattache à la plaque Nord Américaine.

2) le second événement important se produit un peu avant l'anomalie 6 (≈ 20 Ma) où l'axe d'expansion passe à l'Ouest, entre l'Islande et la zone de fracture de Jan Mayen, entraînant ainsi la séparation complète de ce qui deviendra la ride de Jan Mayen (partie continentale) et du Groënland.

A l'exception des quelques premiers millions d'années où il y eut une importante création de croûte océanique à un demi-taux d'environ 2,5 cm par an, le demi-taux d'expansion a

été assez faible au cours de l'ère tertiaire, avec cependant une certaine augmentation depuis l'anomalie 5 il y a un peu plus de 9 Ma, soit 0,95 cm/an. Il s'agit donc d'une dorsale particulièrement lente, contrairement à celles généralement étudiées dans le Pacifique.

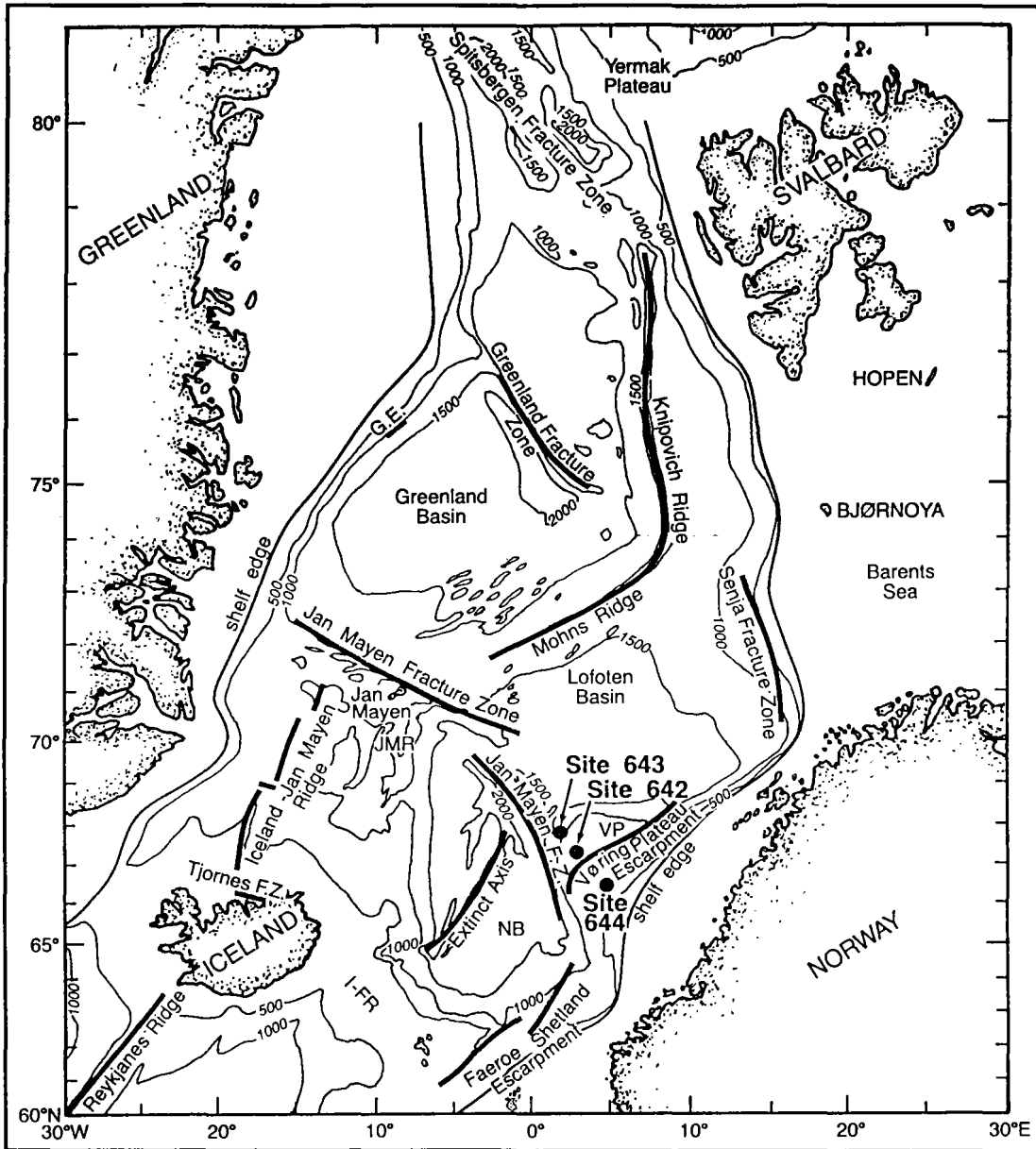


Figure 17 : Carte bathymétrique succincte et principaux traits structuraux de la Mer de Norvège et du Groënland. La dorsale de Mohn est située entre les zones de fracture de Jan Mayen et du Groënland-Senja (Eldholm & al, 1985).

II.1.2 : Campagne " Mohns Ridge " 1988 :

Cette campagne s'inscrit dans le cadre général de l'étude des mécanismes de l'accrétion océanique, qui est à l'heure actuelle un thème prioritaire de la recherche internationale en milieu marin. Il y eut ici coopération entre IFREMER et l'Observatoire Sismologique de l'Université de Bergen en Norvège (Pr. Sellevoll). La tendance en géophysique marine n'est plus

à l'acquisition rapide sur de grandes étendues, telles les campagnes de sismique réfraction des années 60-70, mais à l'étude la plus complète possible, faisant appel à de nombreuses techniques et à une navigation satellitaire, d'une zone bien définie. Ainsi, cette campagne s'est déroulée en deux parties, la première consistant en une cartographie systématique de divers paramètres, bathymétrie, sédiments, gravimétrie et magnétisme, et la seconde en une acquisition sismique variée, sismique réflexion monotrAce, réfraction/réflexion grand angle et tomographie. La participation norvégienne à ce projet fut, dans un premier temps, la réalisation en 1987 de 60 km de sismique réflexion verticale multitraces perpendiculairement à la dorsale, auxquels s'ajouteront 100 km le long de la vallée axiale en Août 1988 choisis grâce aux résultats cartographiques de l'IFREMER.

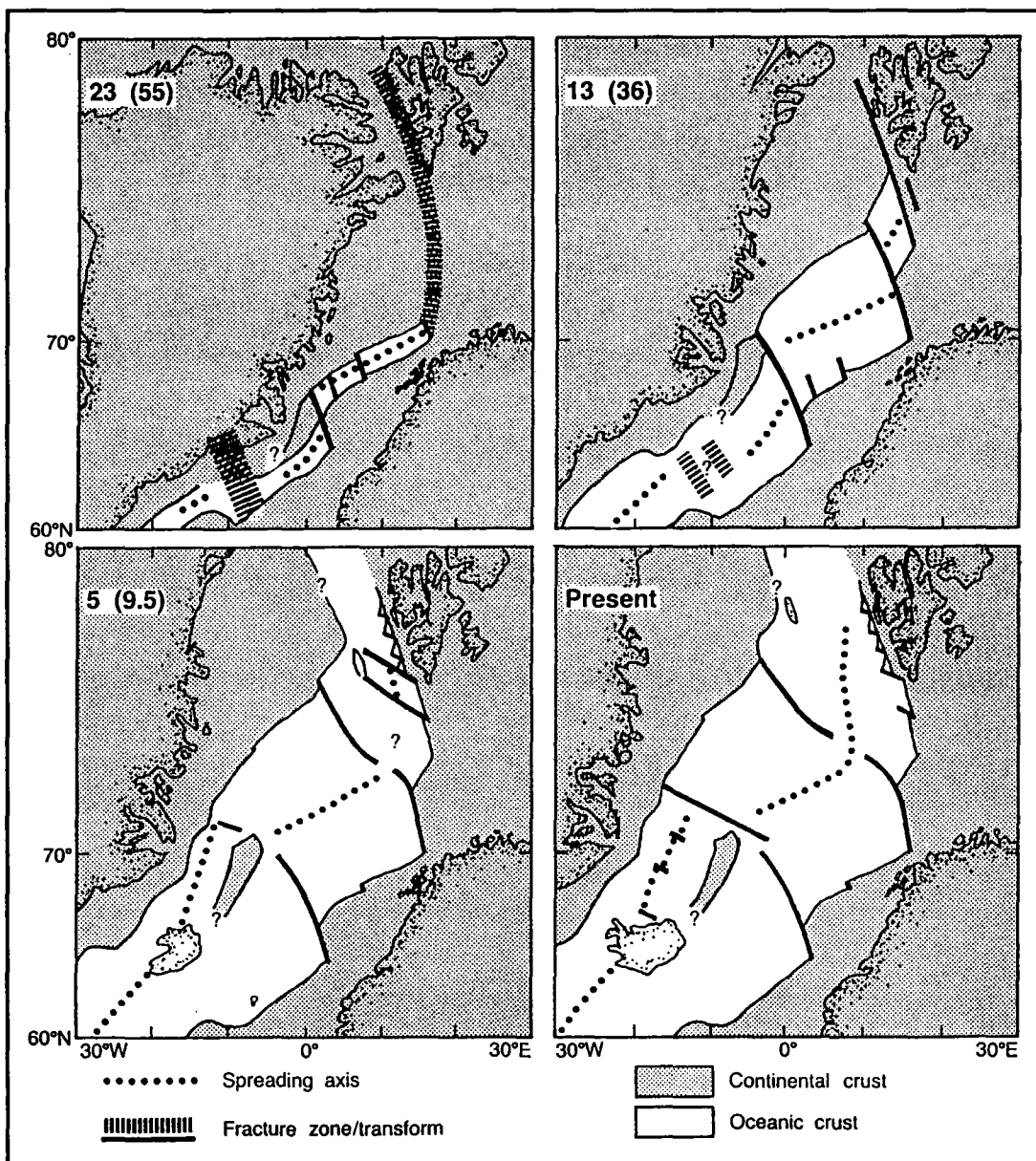


Figure 18 : Modèle simplifié de l'évolution tectonique de la Mer de Norvège et du Groënland, depuis l'ouverture il y a 55 Ma jusqu'à l'état actuel. La ride de Jan Mayen se sépare du Groënland il y a environ 20 Ma (Eldholm & al, 1985).

La quantité de données recueillies est énorme et leur analyse nécessite la collaboration de nombreuses équipes, norvégiennes ou françaises. A titre d'indication, en ce qui concerne la France, l'analyse morpho-structurale de la carte bathymétrique a été en grande partie confiée à l'équipe de J.P. Brun à Rennes, le traitement des données gravimétriques et magnétiques est tenté en approche géostatistique par le centre spécialisé de l'Ecole des Mines de Paris (Fontainebleau), et enfin, si la sismique classique est traitée à Brest, l'expérience de tomographie est étudiée à l'IPGS. La synthèse de tous ces travaux est à faire et l'on ne présentera ici que quelques résultats.

a) Bathymétrie :

La carte bathymétrique réalisée au cours du premier leg, grâce à l'acquisition Sea Beam, est un résultat fondamental de la campagne (figure 19). Outre l'analyse morphologique que l'on peut en faire, riche d'informations, comme l'ont montré les expéditions similaires dans le Pacifique, la connaissance du relief sous marin est indispensable pour l'interprétation de la sismique, comme on le verra en tomographie. Quelques observations morphologiques sont à souligner :

- tout au long de la vallée axiale, une direction majeure N30, différente de la direction générale de l'axe qui est N60, est visible à toute échelle. Sur la carte globale de la figure 19, elle se manifeste par une orientation marquée des bassins et des petites rides se trouvant dans la vallée centrale ainsi que par le découpage "en échelons" des murs de celle-ci, plus particulièrement le mur Nord.

- l'alternance de ces rides et de ces bassins suggèrent, comme dans le Pacifique et, plus récemment montré, dans l'Atlantique Sud, une segmentation du processus d'accrétion, donc une géométrie visiblement 3D. La profondeur moyenne de la vallée est 3000 m - avec des variations de 2600 à 3500 m - et les rides dominent les bassins de plusieurs centaines de mètres.

- de très nombreux édifices de tailles variables ont été identifiés comme des volcans de par leur structure circulaire caractéristique et avec, parfois, la présence d'une caldeira à leur sommet. Ces volcans forment souvent des alignements également orientés N30 (figure 20).

- on observe une asymétrie des structures de part et d'autre de l'axe : le mur Nord est beaucoup plus raide et élevé que le mur Sud qui présente souvent un large plateau intermédiaire avant d'atteindre des hauteurs à peine comparables à celles rencontrées au Nord. Une telle observation fut également faite sur, pratiquement, l'ensemble des dorsales de l'Atlantique.

La présence de ces structures N30 pourraient s'expliquer par une réorientation relativement récente de l'axe d'expansion vers l'Ouest, comme cela s'était déjà produit à l'anomalie 13. Si cela est, on a ici la démonstration de l'importance des observations mêmes superficielles comme la bathymétrie pour la compréhension du phénomène global de l'expansion.

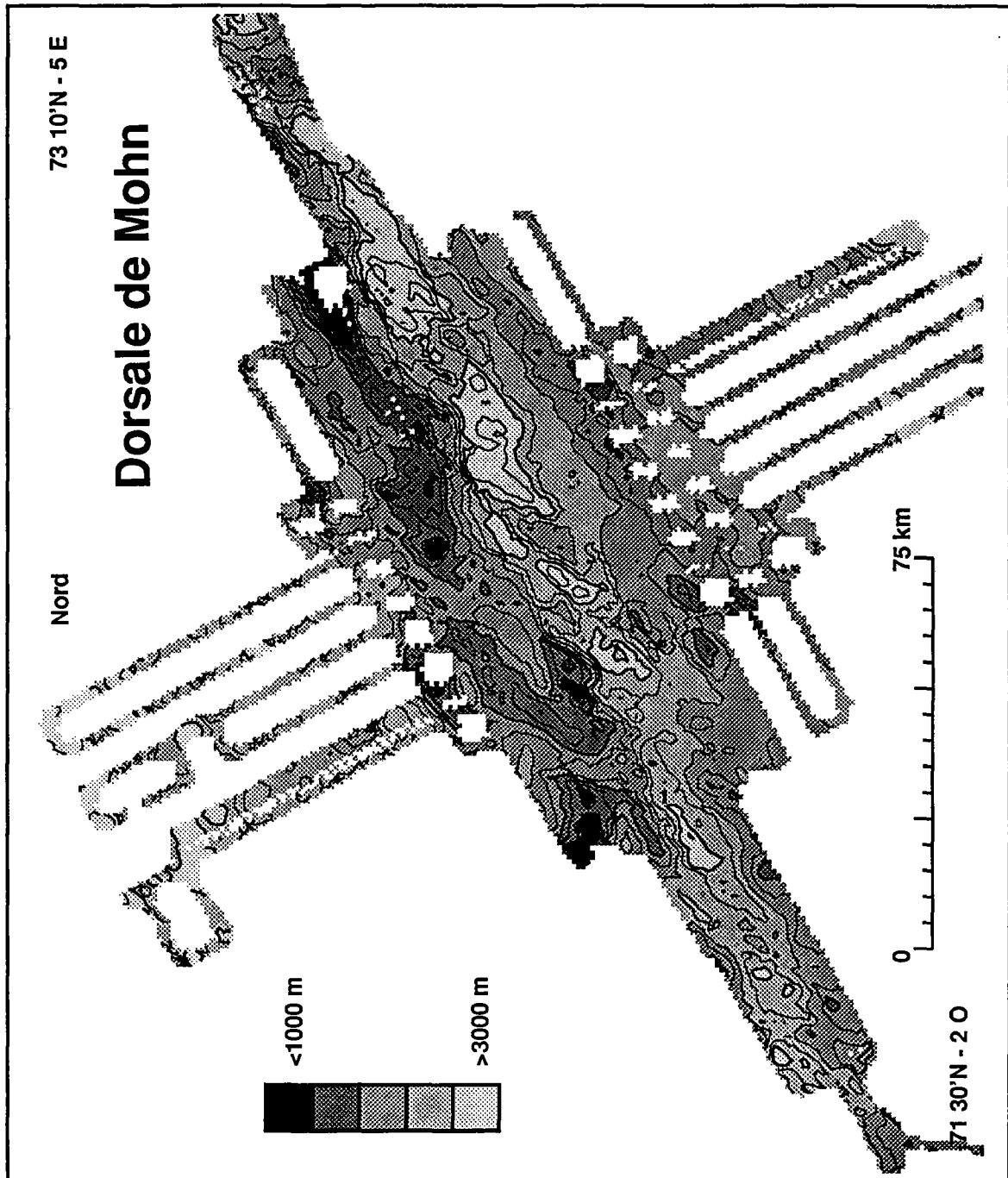


Figure 19 : Carte bathymétrique simplifiée de la dorsale de Mohn établie d'après la couverture Sea Beam réalisée lors de la première partie de la campagne IFREMER.

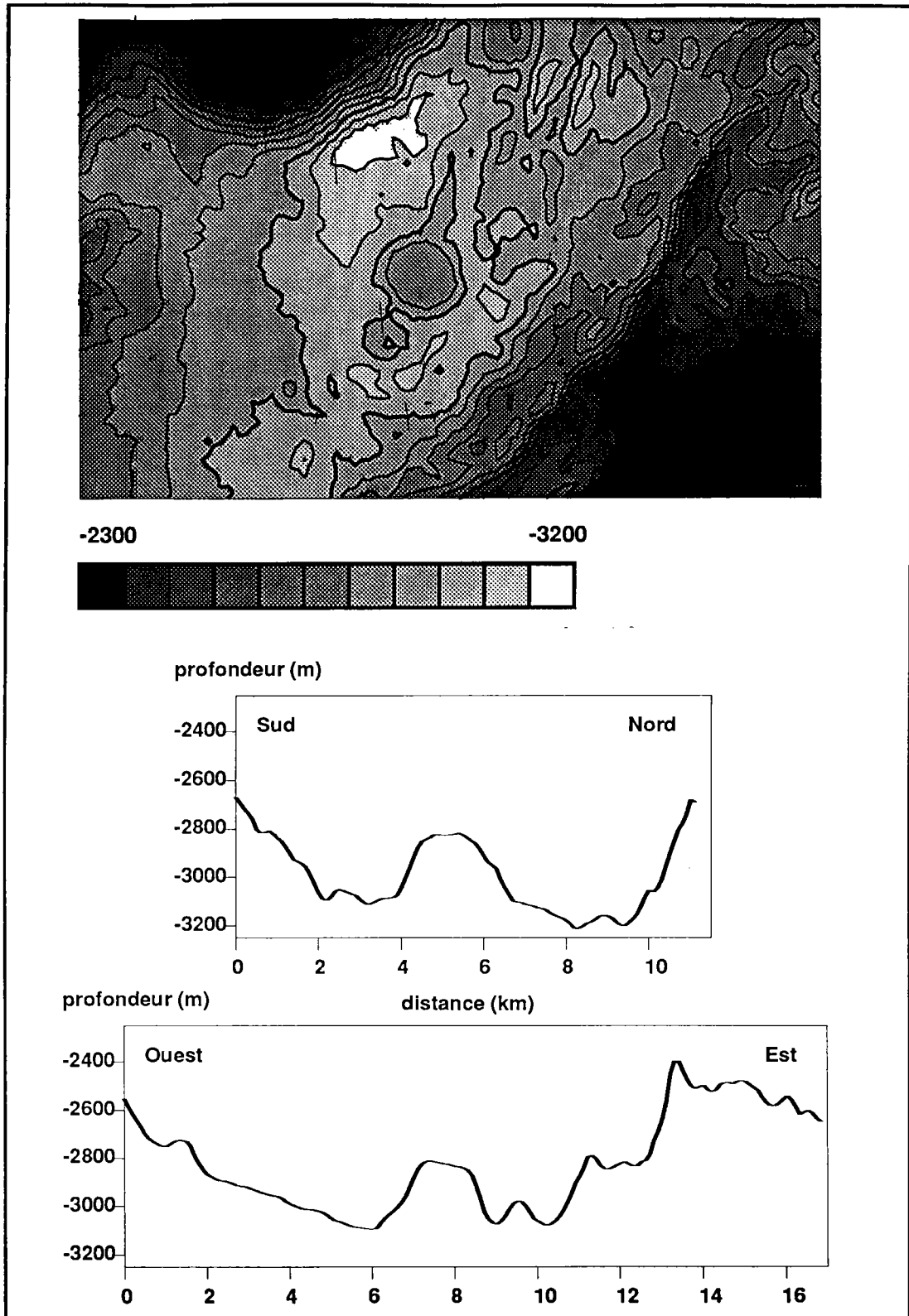


Figure 20 : Exemple d'édifice volcanique sur le fond de la vallée axiale avec, de haut en bas, a) Carte bathymétrique montrant deux volcans majeurs. La direction structurale N30° ressort nettement, b) et c) Profils topographiques Sud/Nord et Ouest/Est montrant en coupe l'édifice volcanique central.

b) sédiments :

La cartographie de la couverture sédimentaire repose sur l'analyse de la sismique réflexion verticale rapide à 6 canaux acquise, pour la première fois en routine, tout au long du premier leg. Complétée par les données du "pénétrateur de sédiments" (sonde 3,5 kHz), elle montre l'absence totale de sédiments à l'axe de la dorsale, zone de cette étude.

c) sismique classique :

Acquise lors de la seconde partie de la campagne, elle représente 500 km de profils de réfraction/réflexion en sept lignes parallèles à l'axe de la dorsale et ce à différentes distances. L'enregistrement a été effectué par trois stations automatiques de type Ocean Bottom Hydrophon (OBH) placées sur le fond marin. 60 km ont été également réalisés, plus spécifiquement le long de l'axe de la dorsale, et enregistrés en 5 stations. Outre l'expérience de tomographie sur laquelle on s'étendra aux paragraphes suivants, 1700 km de sismique réflexion rapide monotrace ont été ajoutés.

II.2 : Expérience de tomographie : acquisition et données.

Compte tenu de la carte bathymétrique et étant donné les hypothèses actuelles, où l'on considère les petites rides périodiquement présentes dans la vallée axiale comme l'expression en surface de centres de cellules d'accrétion actives, la plus importante des rides axiale, située approximativement au milieu de la zone cartographiée, fut choisie comme objet de l'étude tomographique. La figure 21 présente la carte bathymétrique détaillée de cette région, soit environ 45*45 km². La direction oblique N30 y est clairement visible tout au long de la vallée axiale. Les profondeurs y varient de moins de 1100 m à plus de 3400 m. Cette même zone est représentée sous forme de blocs diagramme figure 22, avec vues plongeantes dans l'axe de la dorsale par les bords Est et Ouest de la carte. On retrouve l'asymétrie entre murs Nord et Sud, et les volcans présentés figure 20 sont visibles au premier plan sur le fond de la vallée axiale pour la vue de l'Ouest. La morphologie de la ride centrale montre une très forte rugosité, l'édifice étant, approximativement, une succession de petites crêtes plus ou moins régulières et alignées N30. L'écart maximum entre le point le plus haut de la ride et les bassins sur son pourtour est de plus d'1,2 km.

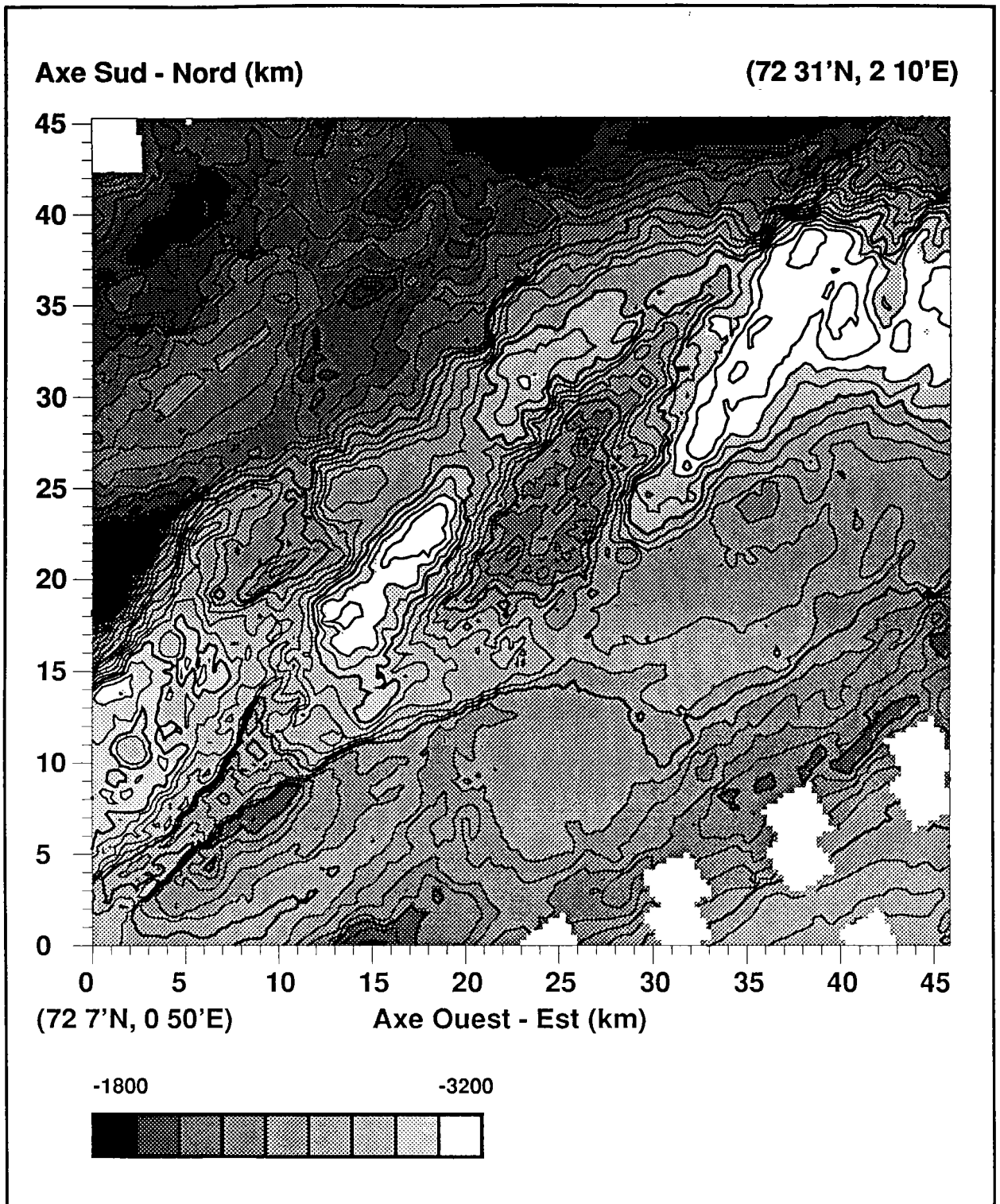


Figure 21 : Carte bathymétrique de la zone d'implantation de l'expérience de tomographie.

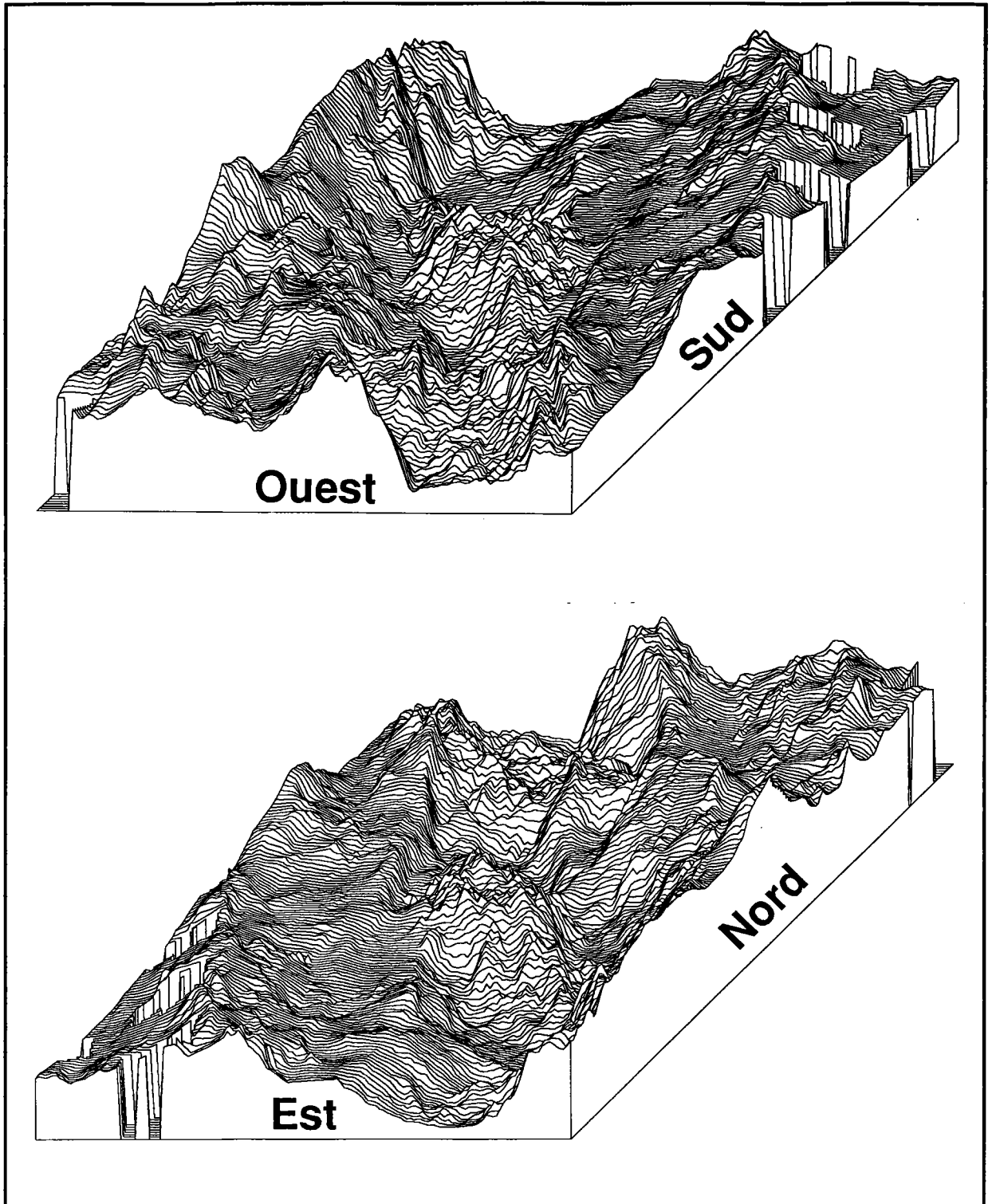


Figure 22 : Blocs diagrammes de la zone d'implantation de l'expérience de tomographie (se reporter à la carte de la figure 21). L'exagération verticale est de six. En haut, vue par le bord Ouest de la carte, en bas, vue par le bord Est.

II.2.1 : Dispositif d'acquisition :

Le dispositif proposé par Toomey lors de son étude de 1987 est indiqué figure 23a. Il ne s'agit là, bien entendu, que d'une suggestion, le dispositif devant avant tout permettre une bonne couverture azimuthale ainsi qu'une distribution régulière des distances source - récepteur. La couverture de tirs retenue pour l'expérience IFREMER a été adaptée à la morphologie particulière de la dorsale (figure 23b). Elle forme un losange constitué de sept routes parallèles à l'axe de la dorsale, longues d'une vingtaine de kilomètres et décalées les unes des autres afin de prendre en compte l'obliquité de la ride, et d'une route oblique N30. La qualité de la navigation permet d'utiliser également les tirs placés dans les virages. Le système d'émission comportait deux lignes de quatre canons à air 16,4 l, longues d'environ 75 m, espacées de 10 m et immergées à une vingtaine de mètres de profondeur. La superposition des signaux de ces huit canons permit une émission suffisamment énergétique pour des offsets jusqu'à plusieurs dizaines de kilomètres. Compte tenu de la vitesse du bateau (10 noeuds) et de la cadence de tir (toutes les 3 min), l'espacement des points d'émission est environ 360 m le long des routes, l'espacement entre deux routes parallèles étant approximativement de 2,5 km. Ne disposant pas de 15 capteurs mais de 5, deux expériences ont été réalisées, en plaçant une première fois 4 OBH à environ 50 km du centre du dispositif et une seconde fois à 25 km, la couverture de tirs restant la même excepté pour la position du profil oblique qui se trouve à l'Est dans le premier cas (expérience "Long Range", LR) et à l'Ouest dans le second (expérience "Short Range", SR). Seules les positions des capteurs OBH dans la configuration SR sont indiquées figure 23b, le dispositif en "croix" étant équivalent en LR mais avec des distances doubles. Le cinquième capteur, utilisé également dans chaque expérience, correspond à la flûte verticale de l'IFREMER (Ocean Bottom Vertical Seismic Array, OBVSA), soit un ensemble de 16 canaux espacés de 25 m (Avedik, 1986). La sommation des enregistrements de ces canaux selon une vitesse apparente judicieuse - traitement de loin le plus simple à effectuer (Lecomte, 1988) - permet de renforcer le signal en provenance de la croûte et de fortement atténuer les signaux correspondant à des fronts d'onde descendants, soit de la surface vers le fond marin. C'est le cas de l'arrivée directe dans l'eau et de certains multiples, ainsi que toute sorte de bruit. Ce capteur fut placé sous la zone de tirs, comme indiqué figure 23b. Ayant 500 tirs et 5 capteurs par expérience, le nombre théorique d'enregistrements s'élève à 5000. Lors de la campagne, les différents capteurs furent identifiés par des prénoms féminins (Esther, Isis, Julie et Zoé pour les OBH, Diane pour l'OBVSA) qui seront conservés ici.

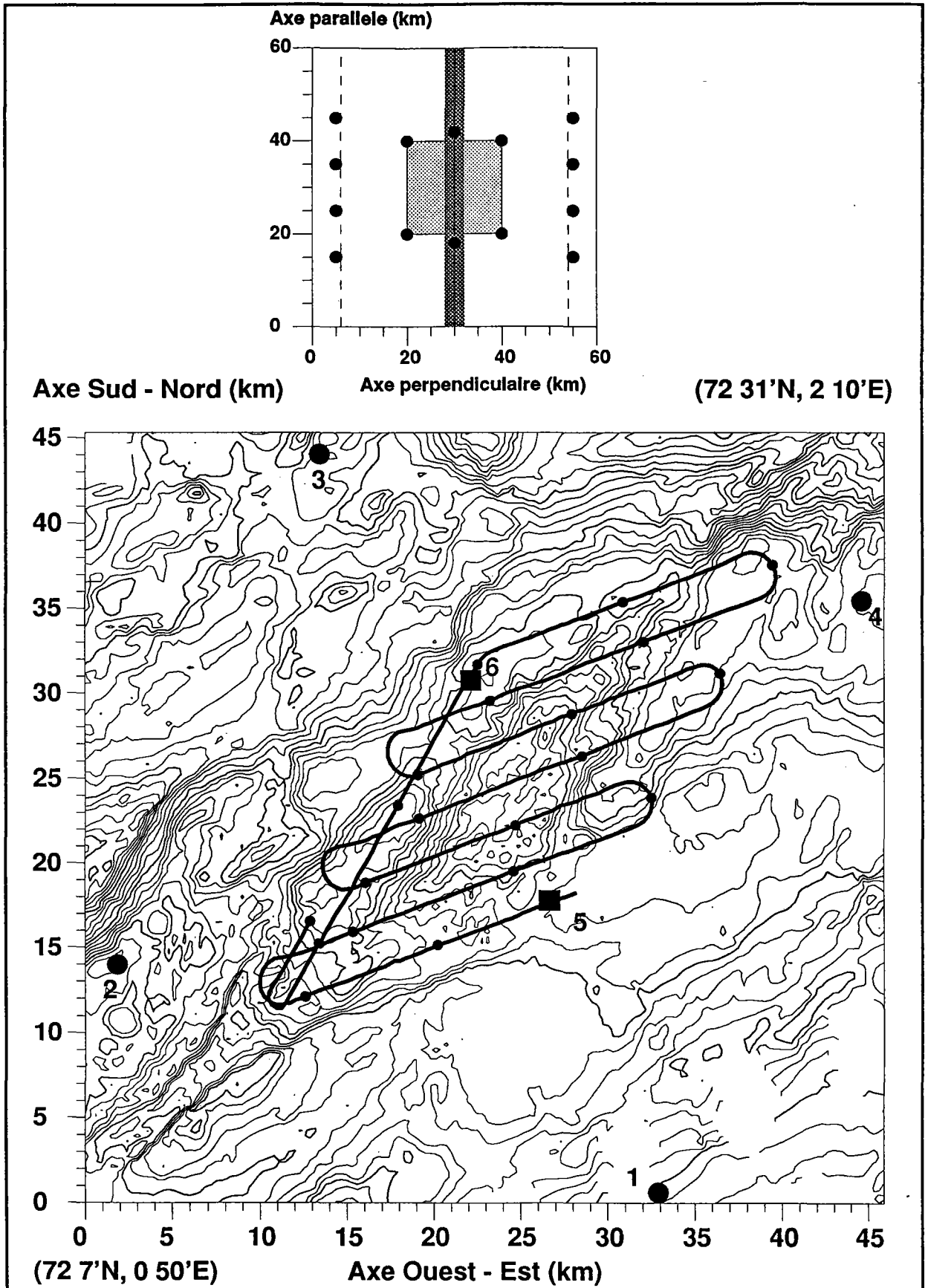


Figure 23 : De haut en bas, a) Dispositif d'acquisition proposée par Toomey à l'issue de son étude (Toomey, 1988). b) Dispositif de l'expérience IFREMER. Le fond de carte est celui de la figure 21. La route suivie par le bateau lors de l'expérience "Short Range" est indiquée avec l'emplacement des tirs tous les 25 (1er tir près du capteur 5). 1 à 4 = OBH, 5 à 6 = OBVSA, 1 = Esther, 2 = Isis, 3 = Julie, 4 = Zoé, 5 = Diane SR, 6 = Diane LR.

II.2.2 : Présentation des données :

a) signal :

Compte tenu de la configuration du dispositif d'émission et de son immersion à une certaine profondeur, le signal source, qui résulte de l'interférence de 8 signaux impulsionnels, des 8 effets bulle associés ainsi que des réflexions en surface de tous ces signaux, est loin d'être isotrope. L'essentiel de l'énergie est émis selon la direction verticale, et le contenu fréquentiel varie avec l'angle d'incidence. Comme l'on va s'intéresser par la suite aux ondes ayant pénétré dans la croûte et émergeant en première arrivée à des distances variant de 5 à 45 km, étant donné également le fort contraste de vitesse entre l'eau et le fond océanique, l'angle d'incidence par rapport à la verticale du signal source concerné varie approximativement de 10 à 15 °. La topographie joue, en réalité, un rôle prépondérant sur cet angle d'incidence - on y reviendra ultérieurement - mais l'on peut raisonnablement considérer le signal source constant sur une vingtaine de degrés de part et d'autre de la verticale. Si l'on veut représenter le signal source avant propagation dans la croûte, il faut l'enregistrer selon cette gamme d'angles d'incidence. Seule la flûte verticale permet ici de l'extraire car le bateau est passé pratiquement au dessus et sa dimension verticale fait que le capteur le moins profond, situé à 450 m au dessus du fond marin, a enregistré, sans trop d'interférences avec l'onde réfléchi sur le plancher océanique, le signal direct complet (figure 24a). La figure 24b montre ce signal source sur lequel on distingue bien la partie impulsionnelle et les oscillations dues aux effets bulle. Le spectre associé est représenté figure 24c. Le signal émis n'est pas très large bande et présente une fréquence dominante au voisinage de 10 Hz ainsi qu'un petit pic d'énergie vers 20 Hz. La figure 25a est un exemple d'enregistrement complet sur lequel est indiqué le groupe d'arrivées sismiques intéressantes (figure 25b), l'arrivée directe et d'autres arrivées non identifiées (multiples). Le spectre du signal de première arrivée montre une perte des hautes fréquences (figure 25c) par rapport au signal source. On reviendra ultérieurement, au chapitre 3, sur l'analyse des contenus spectraux car il y a là un sujet d'étude fort vaste et complexe, en partie semble-t-il à cause de la topographie chaotique de la vallée axiale. Ce qu'il faut retenir de cette analyse du signal sismique, c'est la fréquence dominante proche de 10Hz. Ceci implique des longueurs d'onde variant de 300 à 800 m, compte tenu d'une gamme de vitesses d'onde P de 3 à 8 km/s, et donc, une résolution au mieux kilométrique pour l'inversion.

b) Aperçu général :

En raison d'un niveau de bruit particulièrement élevé (voir paragraphe II.2.3), les données de l'expérience LR ne sont absolument pas exploitables, exceptées celles de la flûte verticale; il ne reste donc que six capteurs, soient 3000 enregistrements. On ne peut ici, bien entendu, pas tout montrer, aussi la représentation suivante a-t-elle été choisie : les enregistrements

en un capteur, après filtrage passe-bande autour de 10 Hz, sont tracés en fonction de l'offset et les amplitudes sont normalisées trace à trace. Pour des raisons de lisibilité, seules les traces présentant un rapport S/B supérieur ou égal à 2 au voisinage de la première arrivée, et situées à au moins 300 m des précédentes, ont été conservées. Ces tracés correspondent aux figures 26; l'échelle de temps n'est pas réduite mais, à titre d'indication, la vitesse de réduction optimum pour la gamme d'offsets dont on dispose est comprise entre 6,5 et 7,0 km/s. La géométrie du dispositif choisi implique une distribution d'offsets différente entre les capteurs : Isis et Zoé, situés dans l'axe de la dorsale, couvrent toute la gamme d'offsets alors que, Julie et Esther d'une part, Diane SR et LR d'autre part, ne la couvrent que partiellement mais en se complétant. S'agissant de données brutes - excepté le filtrage passe-bande - les variations de temps d'arrivée dues à la topographie subsistent sur ces figures : une différence d'un kilomètre se traduira par un écart de temps de 700 ms environ, ce qui se voit sans problème (larges ondulations plurikilométriques).

Ce qu'il faut noter avant tout, c'est le peu de "phases" présentes, ou du moins faciles à suivre. A part le groupe souvent confus des premières arrivées où l'on peut parfois distinguer deux ou trois phases très proches qui interfèrent, rien de très cohérent n'apparaît jusqu'au premier multiple (3 à 4 s plus tard). Il semble donc que l'approche consistant à n'utiliser que la première arrivée, pour une tomographie sur le temps de trajet de cette onde, soit la seule valable dans ce cas. Il n'est pas question d'identifier une phase précise, comme cela l'avait été pour le Mont Dore (Nercessian & al, 1984) grâce à la P_MP. Lorsque l'on regarde les données tir à tir, soit le long des routes du navire, la variabilité du groupe de premières arrivées est importante, ne serait-ce qu'en amplitude. On trouve ainsi des zones où le signal de première arrivée proprement dit devient très faible, voire à peine détectable même sur un enregistrement de bonne qualité comme Diane SR (figure 27), par rapport aux quelques phases qui suivent. Un effet topographique est, là aussi, suspecté sous forme d'une alternance de focalisation / défocalisation d'énergie, et ceci sera étudié ultérieurement. Le choix de l'espacement des tirs (360 m) a pu étonner au regard de la résolution attendue en tomographie (supérieure au kilomètre) mais il se justifie ici, compte tenu des précédentes remarques, car une telle densité de tirs permet de mieux suivre les premières arrivées.

Avant de passer à l'analyse tomographique proprement dite, deux problèmes rencontrés spécifiquement au cours de cette expérience seront indiqués, à savoir un niveau de bruit élevé et une navigation qui n'a pu être contrôlée.

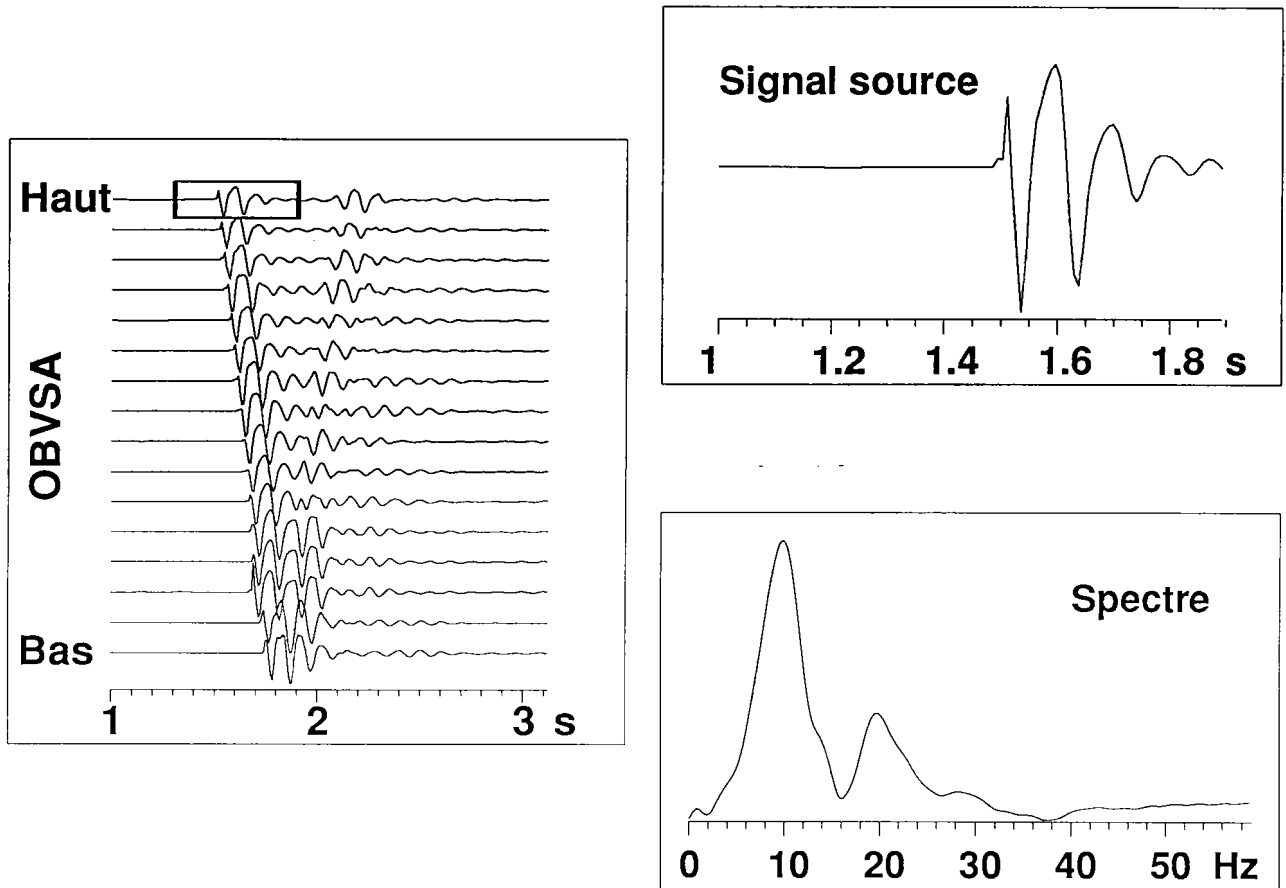


Figure 24 : Exemple de signal source émis par le groupe des huit canons à air et enregistré sur l'OBVSA selon un angle d'incidence proche de la verticale. A gauche, enregistrement du tir n° 6 sur l'OBVSA en position SR. L'acquisition sur les 16 canaux permet de distinguer l'arrivée directe de la réflexion sur le fond océanique. Le signal source a été extrait de ces données au niveau du petit rectangle indiqué. En haut à droite, signal source montrant une première partie impulsionnelle suivie d'oscillations basses fréquences. En bas à droite, analyse spectrale du signal source.

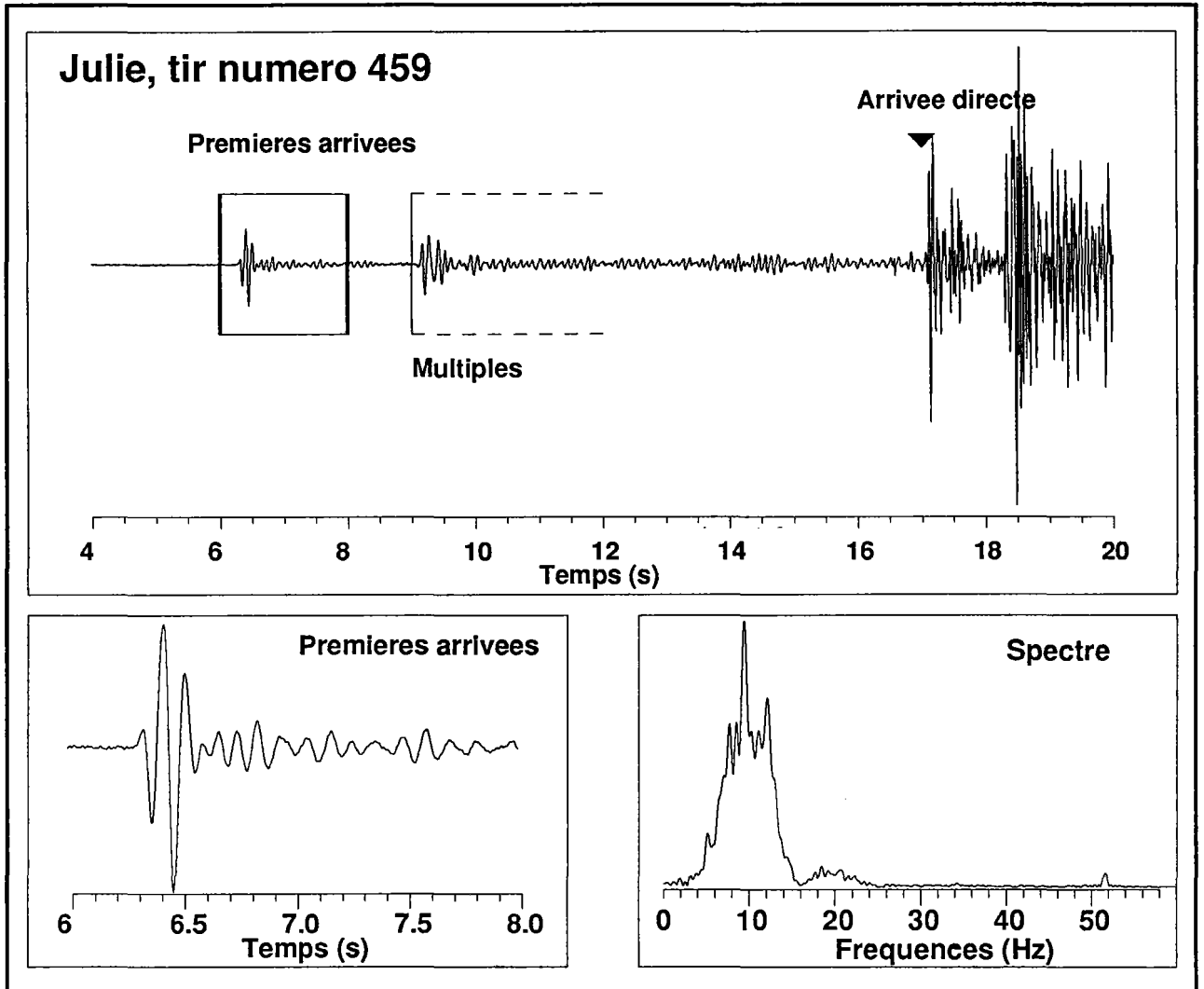


Figure 25 : Exemple de signal sismique enregistré après transmission dans la croûte océanique. En haut, enregistrement complet d'un tir sur un OBH avec identification de quelques phases. En bas à gauche, extraction des signaux de première arrivée objets de l'étude. En bas à droite, analyse spectrale des précédents signaux montrant une perte en hautes fréquences.

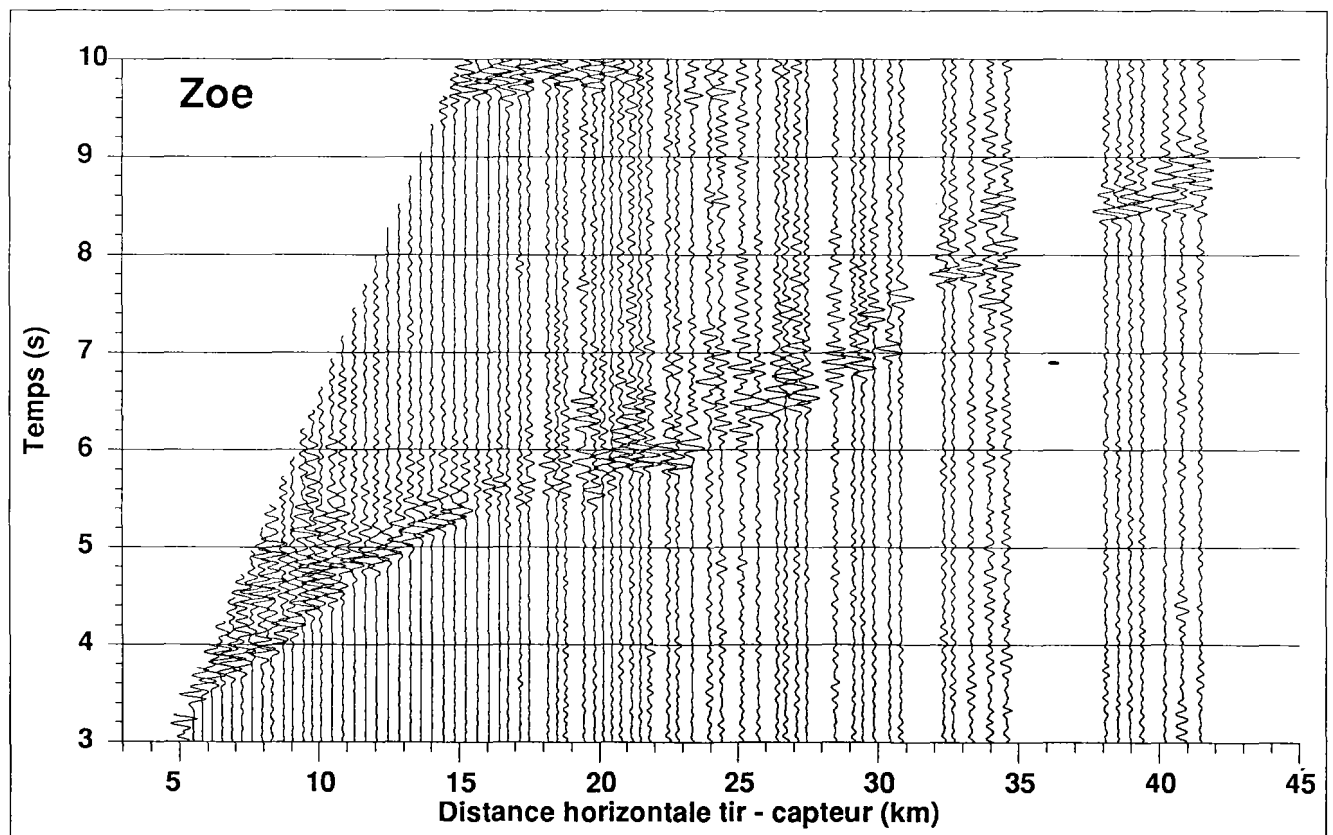
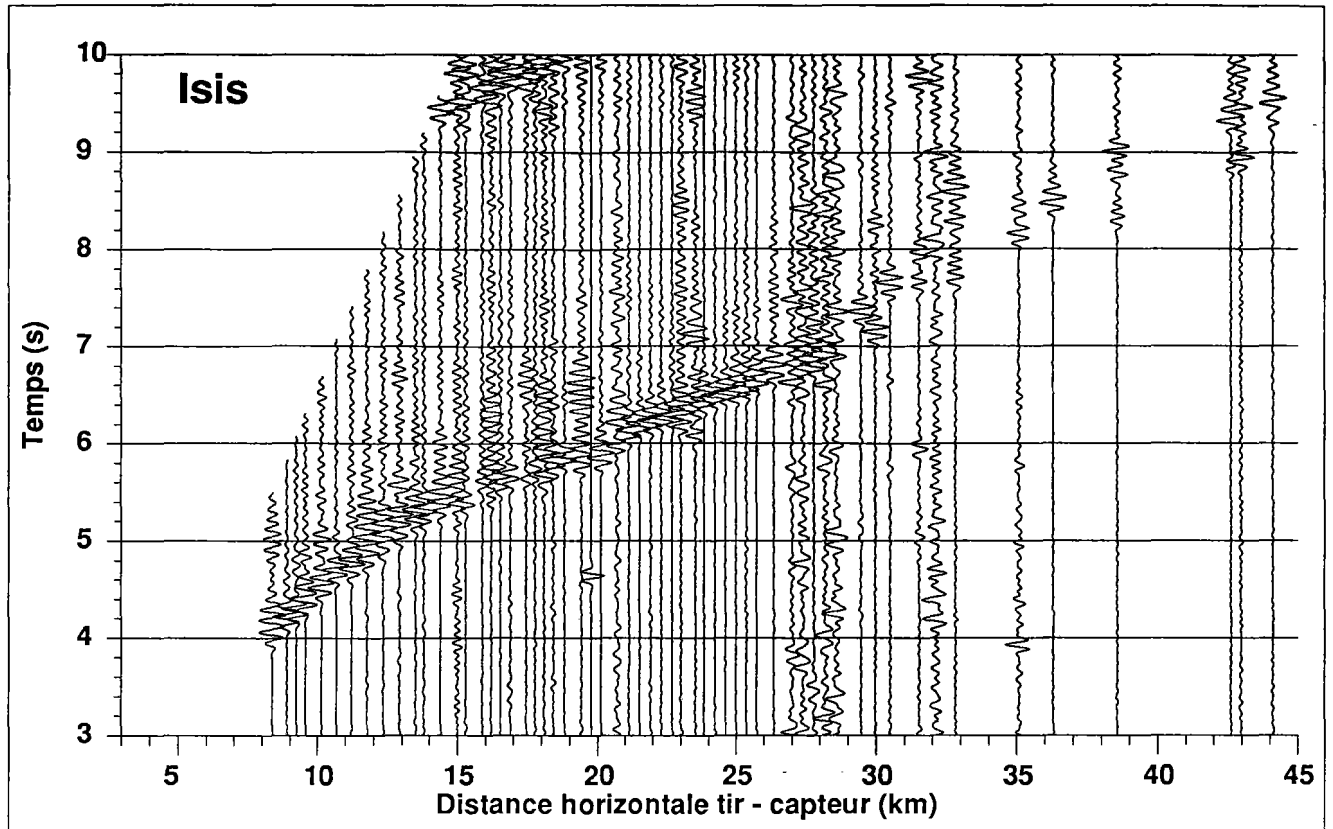


Figure 26 : Présentation des enregistrements en fonction de la distance horizontale entre tir et capteur. Seuls quelques enregistrements sont présentés, pour des raisons de lisibilité, et ont été sélectionnés selon le rapport signal/bruit mesuré au niveau des premières arrivées. Les données ont été filtrées entre 5 et 15 Hz et la distance minimale entre les traces est de 300 m. La normalisation des amplitudes est faite trace à trace. Enregistrements aux capteurs Isis et Zoé (OBH, expérience SR), placés dans la vallée axiale.

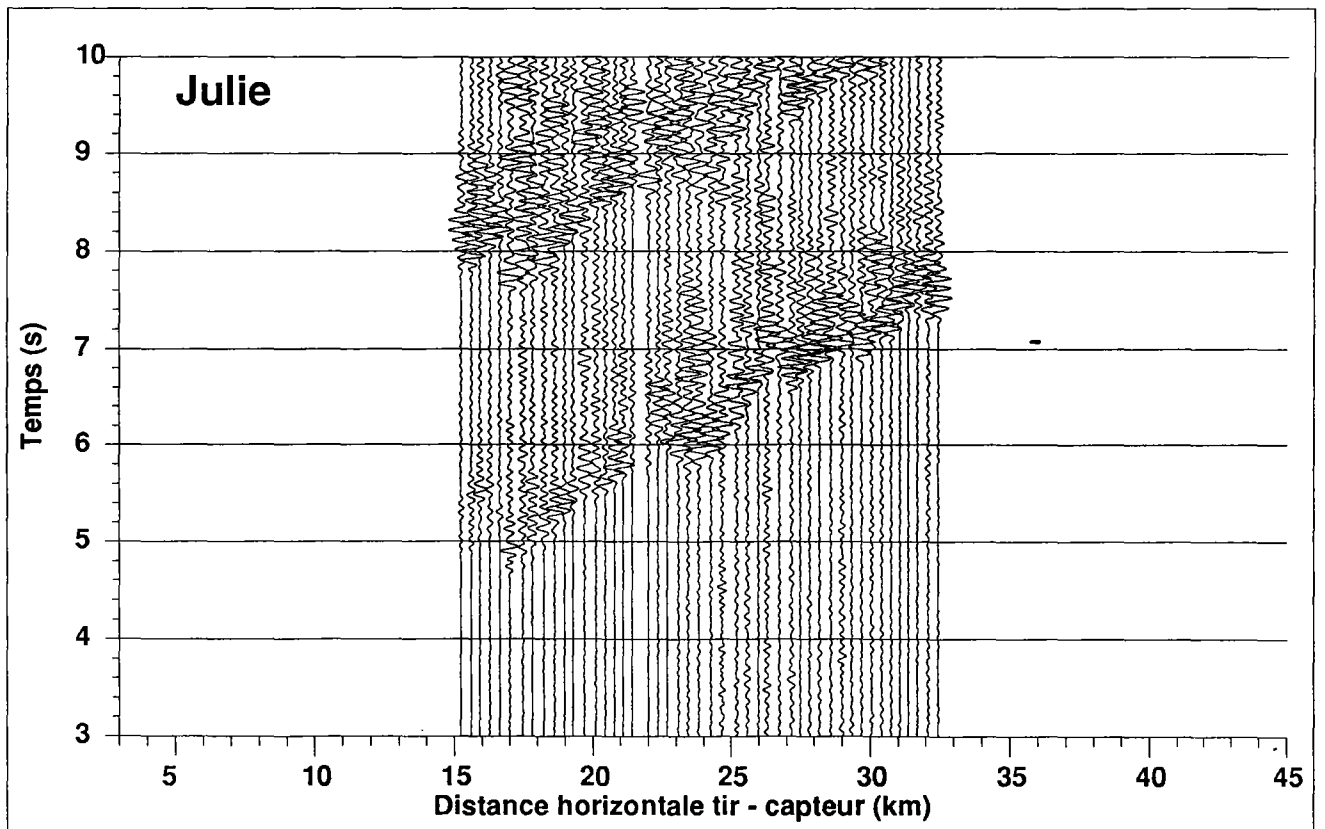
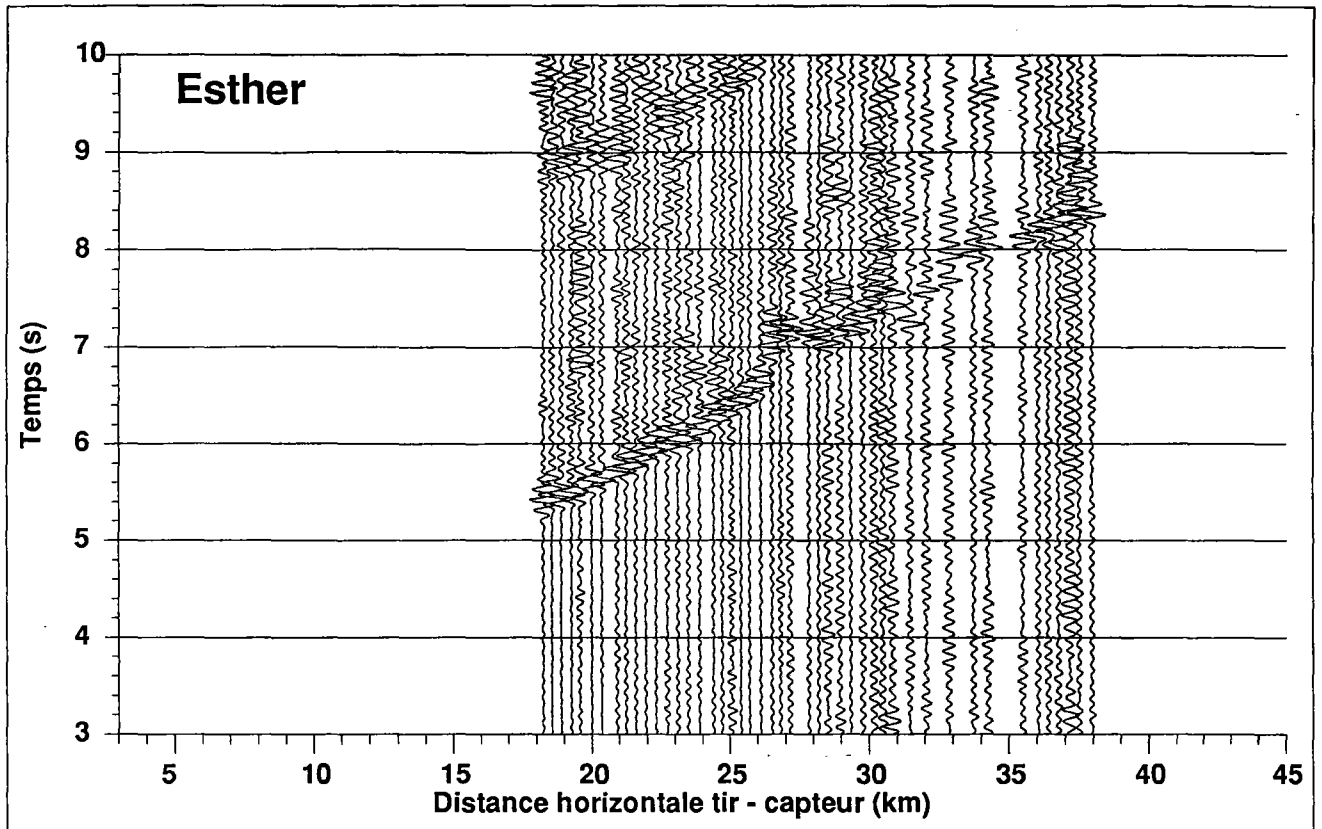


Figure 26 : Présentation des enregistrements en fonction de la distance horizontale entre tir et capteur. Seuls quelques enregistrements sont présentés, pour des raisons de lisibilité, et ont été sélectionnés selon le rapport signal/bruit mesuré au niveau des premières arrivées. Les données ont été filtrées entre 5 et 15 Hz et la distance minimale entre les traces est de 300 m. La normalisation des amplitudes est faite trace à trace. Enregistrements aux capteurs Esther et Julie (OBH, expérience SR), placés de part et d'autre de l'axe de la dorsale.

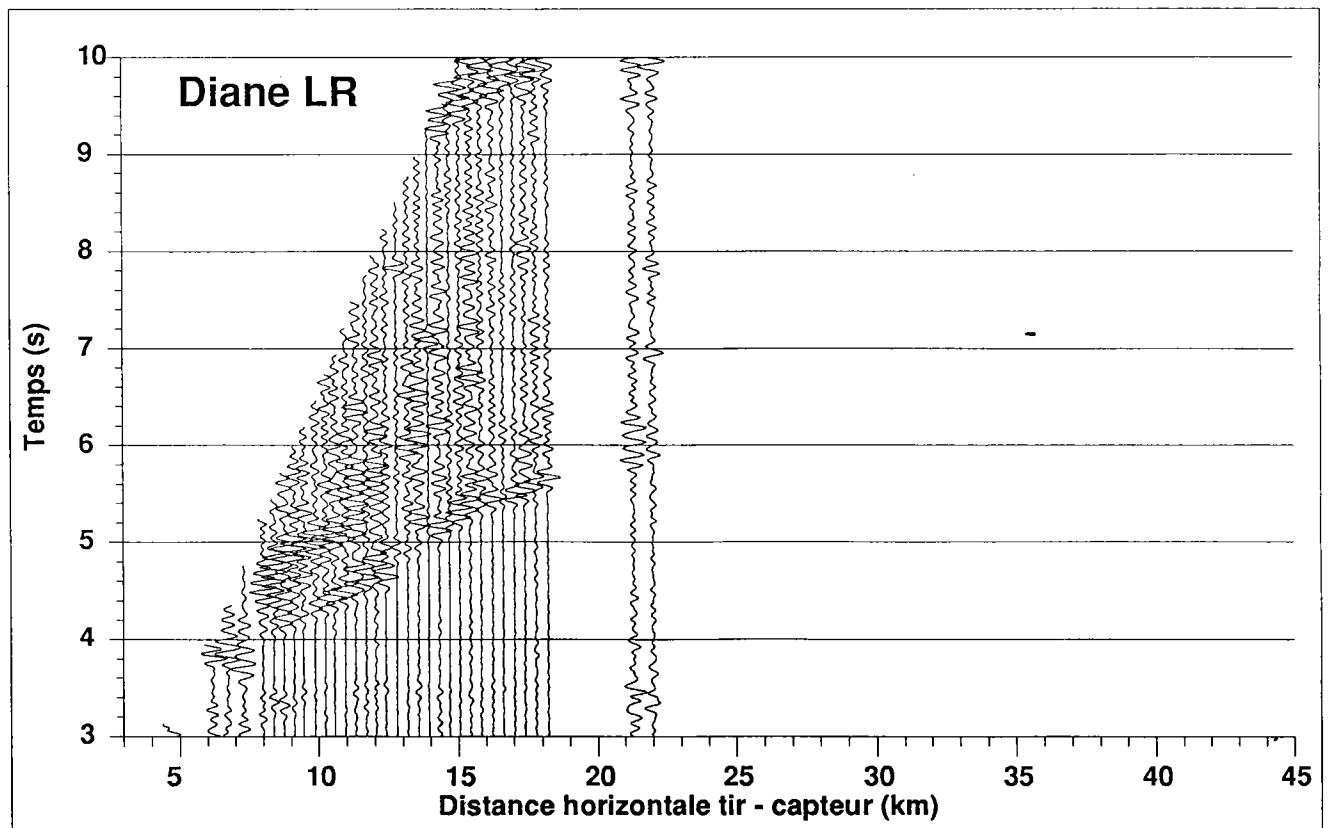
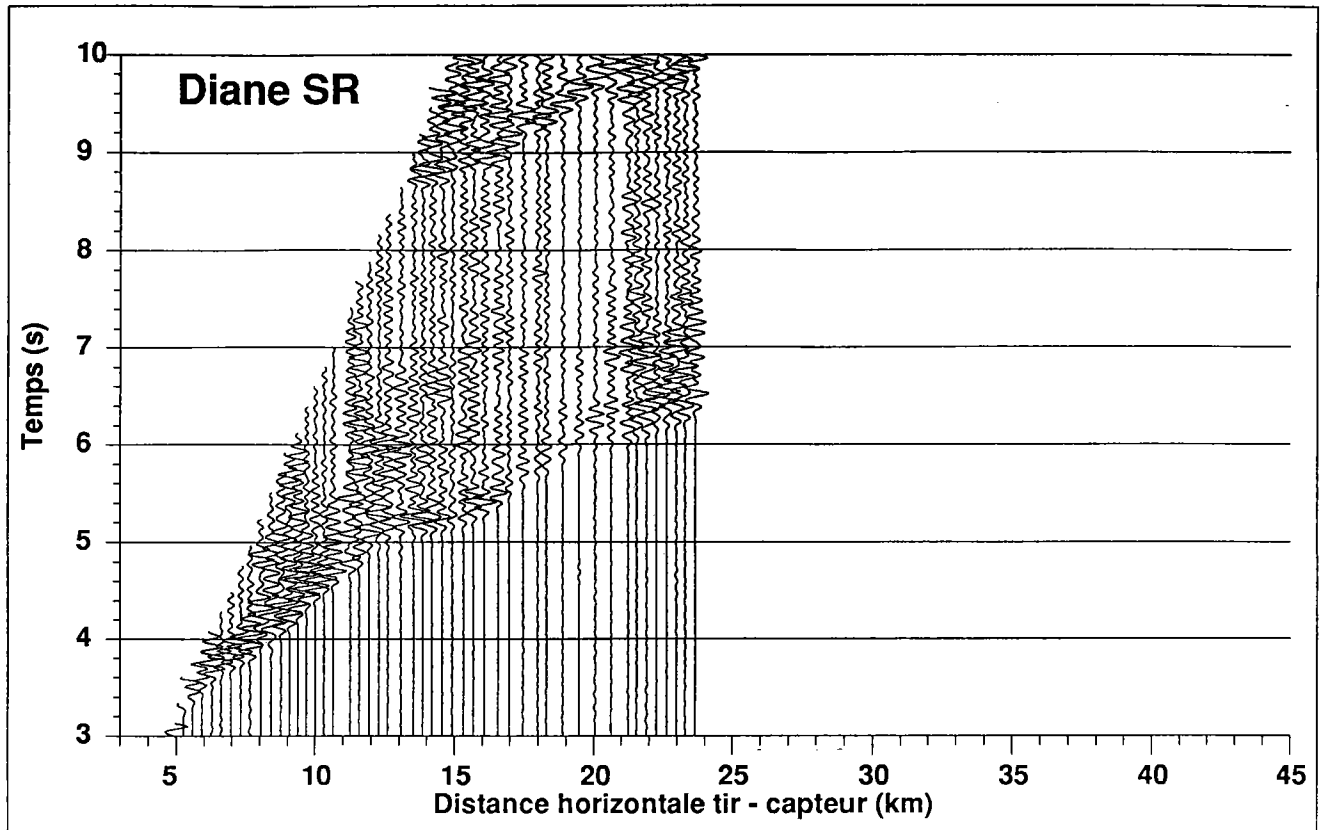


Figure 26 : Présentation des enregistrements en fonction de la distance horizontale entre tir et capteur. Seuls quelques enregistrements sont présentés, pour des raisons de lisibilité, et ont été sélectionnés selon le rapport signal/bruit mesuré au niveau des premières arrivées. Les données ont été filtrées entre 5 et 15 Hz et la distance minimale entre les traces est de 300 m. La normalisation des amplitudes est faite trace à trace. Enregistrements aux capteur Diane (OBVSA) placé sous la zone de tirs pour les deux expériences.

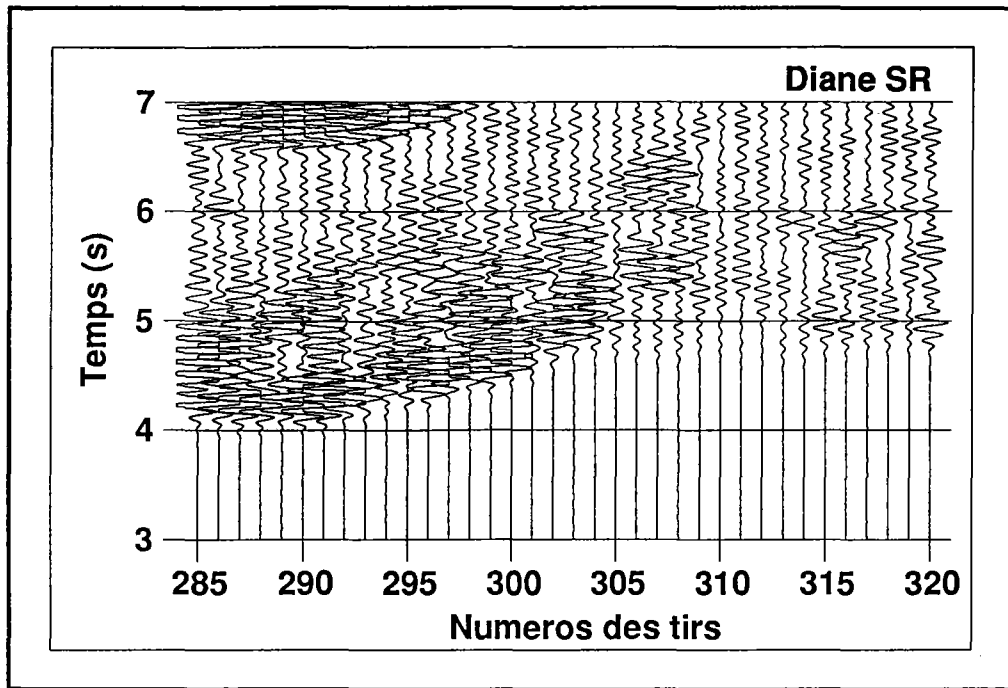


Figure 27 : Tracé illustrant la variabilité des signaux de première arrivée tir à tir. Ces données ont été enregistrées sur l'OBVSA en position SR. Les rapports d'amplitude sont conservés entre les traces, les amplitudes supérieures à 1000 ayant été cependant écrêtées en raison de la proximité d'arrivées directes dans l'eau visibles vers 7s.

II.2.3 : Problèmes particuliers :

L'approche tomographique nécessite un pointé fin des temps de première arrivée et la navigation doit être aussi précise que possible. Ceci est d'autant plus vrai en présence d'une topographie chahutée car la vitesse de propagation des ondes dans l'eau est faible par rapport aux vitesses dans la croûte, une petite variation de bathymétrie entre deux points proches se traduisant par une variation des temps de trajet non négligeable. Bien que le dispositif source ait été particulièrement puissant, divers types de bruit se sont parfois avérés être des obstacles majeurs au pointé. Sans l'importante densité de tirs le long des routes, permettant un suivi de la première arrivée par cohérence sur plusieurs traces successives, bon nombre d'enregistrements auraient été inutilisables.

a) Bruit :

Le bruit enregistré au cours des deux expériences de tomographie atteint de tels niveaux que celle à grands offsets se révéla inutilisable. Il y a clairement différentes origines aux divers signaux parasites enregistrés. La figure 28 illustre cette variété. La première trace montre un enregistrement impeccable de signaux sismiques; pour mémoire, l'énergie se situe entre 5 et 15 Hz avec une fréquence dominante à 10 Hz et un peu d'énergie à 20 Hz. La seconde présente un très fort signal quasi monochromatique aux environs de 20 Hz. La troisième montre, tout au contraire,

une composante très basse fréquence de 1 à 5 Hz. Enfin, la quatrième est un peu un mélange des deux précédentes avec, en plus, une énergie parasite répétitive comportant des fréquences très proches (légèrement inférieures à 10 Hz) de celle, dominante, du signal sismique. Dans les quatre cas, le début de l'enregistrement du signal sismique est indiqué ... à la vue d'une seule trace il aurait été parfois difficile à identifier. Il est évident que la composante basse fréquence et la composante monochromatique à 20 Hz vont disparaître par filtrage passe bande étroit mais le bruit répétitif, lui, subsiste et contrarie grandement le suivi des premières arrivées. A titre d'exemple, la figure 29 montre l'enregistrement de 50 tirs particulièrement bruités sur Esther, avant et après filtrage entre 5 et 15 Hz. Le bruit à 20 Hz, facilement identifiable sur les données brutes, a disparu mais le bruit répétitif continue à masquer les premières arrivées.

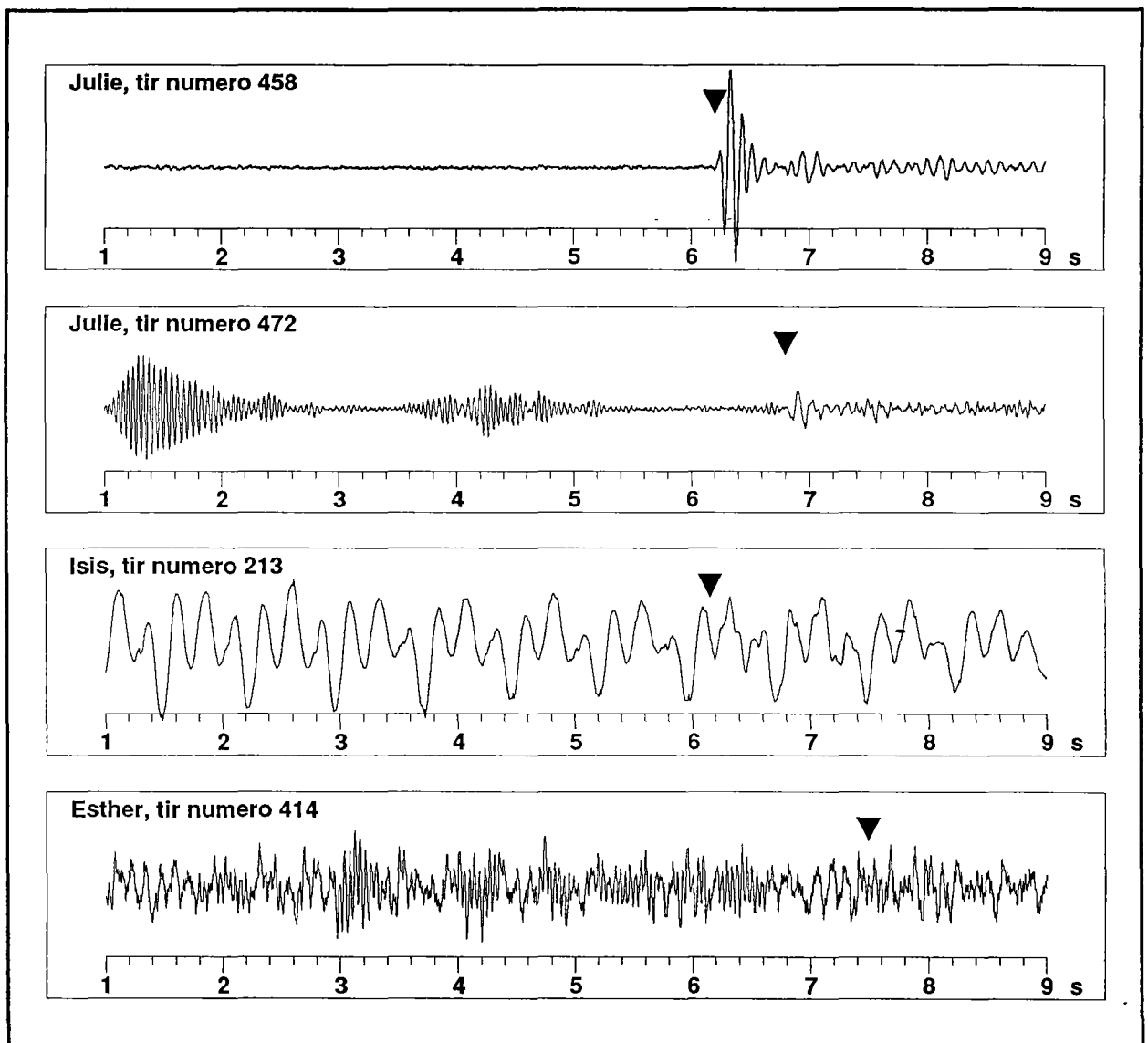


Figure 28 : Exemples de bruits enregistrés au cours des expériences de tomographie. L'enregistrement du haut est exempt de bruit. Le suivant présente un fort signal pratiquement monochromatique à 20 Hz. Le troisième est, tout au contraire, très basse fréquence. Enfin, le quatrième est un mélange des deux précédents avec également de l'énergie à des fréquences proches de 10 Hz enregistrée quasi périodiquement. L'arrivée des signaux sismiques est indiquée.

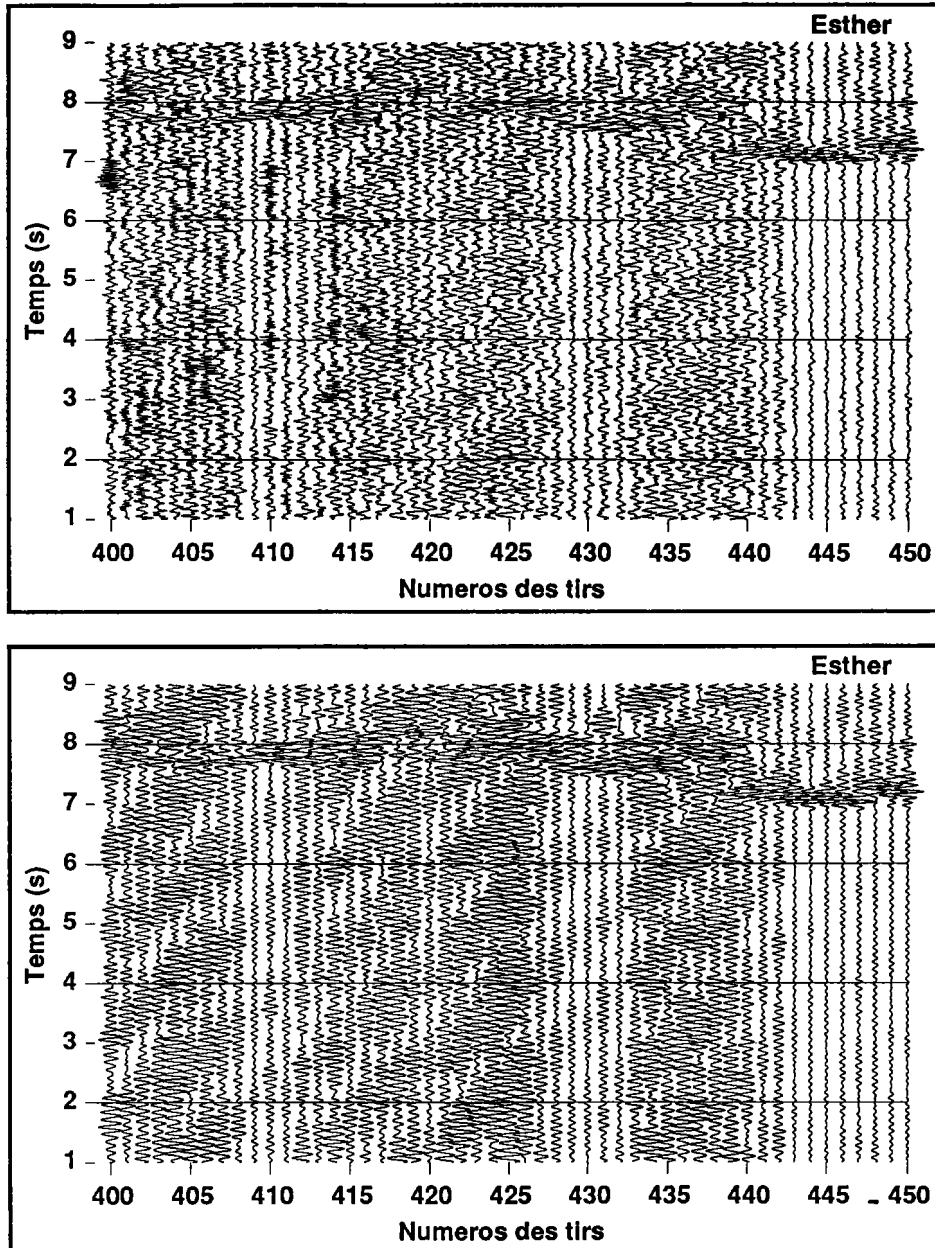


Figure 29 : Visualisation de l'effet des différents bruits sur le suivi des premières arrivées. En haut, enregistrements bruts de 50 tirs sur Esther, en bas, mêmes enregistrements filtrés entre 5 et 15 Hz.

Nombreuses sont les sources possibles de bruit en milieu marin (pour synthèse, cf Orcutt, 1987), citons ici "pêle mêle" la houle, les bateaux, la micro sismicité pour les plus classiques, l'activité hydrothermale et ... les baleines d'après des études plus récentes (Jacobson, 1987). Quand on ajoute à tout ceci la propagation dans l'eau avec réflexion totale en surface, réflexion et transmission sur le fond marin qui, s'il est rugueux et/ou si les couches superficielles ont des propriétés particulières de propagation du fait d'une fissuration, d'une faible compaction ou autre, entraînera une modification du contenu spectral, l'analyse n'est guère aisée. On se contentera ici de quelques conjectures. Si l'on se réfère au papier de Jacobson, par comparaison à leurs enregistrements, il semble bien que le signal quasi monochromatique à 20 Hz puisse être ... des "chants de baleine". Ce superbe mammifère n'était d'ailleurs pas rare dans la zone et il est

douteux que les émissions des canons à air lui aient beaucoup plu (d'où d'énergiques protestations ?). Ce signal à 20 Hz n'est certes pas un problème pour l'analyse des temps d'arrivée mais il le sera pour toute étude d'atténuation car on ne pourra le dissocier des 20 Hz émis par les canons. Quant aux signaux quasi stationnaires et de fréquences proches de celles de la sismique, il est difficile de se prononcer. S'agit-il de bruit lié à l'hélice d'un bateau naviguant sur la zone ? La présence de navires, détectables par radar, fut effectivement signalée au cours de la mission.

Compte tenu de ce bruit, impossible à éliminer par simple filtrage, et des caractéristiques propres des signaux sismiques de premières arrivées, un pointé automatique n'était absolument pas envisageable. La démarche choisie ici fut essentiellement manuelle, avec toutefois l'utilisation d'une technique développée au CEPHAG à Grenoble (Glangeaud & Latombe, 1983; Glangeaud & Lacoume, 1986) pour l'amélioration du rapport signal/bruit. Le principe de ce filtrage adaptatif basé sur l'utilisation de la matrice interspectrale va être brièvement exposé avant de passer à l'application.

METHODE :

La matrice interspectrale associée à N traces $x_i(t)$, définissant un vecteur $\mathbf{x}(t)$ ou $\mathbf{X}(v)$ dans les domaines temps et fréquence, est formée des densités interspectrales de puissance, soient les transformées de Fourier des fonctions d'intercorrélacion entre traces :

$$\gamma_{ij}(v) = E(X_i(v)X_j(v)^*) \quad ; \quad X_i(v) = \text{TF}(x_i(t)) \quad (1)$$

où $X_j(v)^*$ est le complexe conjugué de $X_j(v)$ et E l'espérance mathématique (définition statistique). On appelle ici signal l'enregistrement d'une même onde en un certain nombre de capteurs, ce qui se traduit par une forte cohérence entre traces, alors que le terme de bruit désigne l'énergie présente mais peu cohérente entre ces mêmes traces. Sur une seule trace, les formes d'ondes associées à deux signaux différents peuvent être corrélées, comme elles peuvent l'être avec les formes d'onde liées au bruit, c'est particulièrement le cas en sismique. La matrice interspectrale, qui prend en compte l'ensemble des traces, permet de distinguer signal et bruit selon un critère de cohérence entre traces qui dépend essentiellement de la méthode d'estimation des fonctions d'intercorrélacion. La méthode la plus simple, dite du périodogramme lissé, consiste à apodiser les fonctions $X_i(v)X_j(v)^*$ dans l'espace temps par une fenêtre centrée (Hanning), soit à opérer un lissage en fréquences. Elle n'est valable que lorsque le signal que l'on cherche à renforcer est enregistré à peu près au même instant sur toutes les traces. Dans ce cas, la diagonalisation de la matrice, hermitienne et positive, donne une valeur propre, réelle et positive, dominante, associée à un vecteur propre $\mathbf{V}_1(v)$ qui représente l'ensemble des fonctions de transfert décrivant complètement l'évolution du signal trace à trace, plus éventuellement une composante de bruit si celui ci présente une partie colinéaire à ce vecteur propre. L'amélioration du

rapport S/B consiste donc à projeter le vecteur données $\underline{X}(v)$ sur le vecteur propre $\underline{Y}_1(v)$ afin d'obtenir le vecteur suivant :

$$\underline{S}'(v) = \langle \underline{X}(v), \underline{Y}_1(v) \rangle \cdot \underline{Y}_1(v) \quad (2)$$

où \langle, \rangle désigne le produit scalaire et $\underline{S}'(v)$ le vecteur final, soient les données traitées contenant le signal et un peu de bruit colinéaire. Lorsque la partie signal appartient à un sous espace de dimension $p < N$ quelconque, $\underline{S}'(v)$ est la somme des projections sur les p premiers vecteurs propres, associés aux p plus grandes valeurs propres.

APPLICATION :

On cherche ici à renforcer le groupe des premières arrivées souvent perturbé par des signaux parasites pouvant présenter une forte cohérence tir à tir, due à une apparente stationnarité et à un enregistrement régulier des tirs. La première opération consiste donc - dans la mesure où l'on veut utiliser le périodogramme lissé pour l'estimation de la matrice - à mettre approximativement en phase les premières arrivées entre tirs. Le choix de la largeur de la fenêtre d'apodisation dépend alors de l'écart résiduel maximum. Ceci se fait en réalisant un premier pointé manuel, souvent délicat mais possible grâce à la densité des tirs. Une fois les traces recalées les unes par rapport aux autres en fonction de ce pointé, le traitement matriciel est appliqué. La dimension du sous espace contenant le signal n'est pas unité car, on l'a vu, le groupe de premières arrivées est souvent constitué de l'interférence de deux signaux très proches; une projection sur la base formée par les deux premiers vecteurs propres a donc systématiquement été prise. Il suffit ensuite de repointer les traces "nettoyées", corrigeant ainsi les temps obtenus lors de la première étape. La figure 30 illustre ce traitement pour un groupe de 50 enregistrements (OBH Julie, tirs 101 à 150). Après avoir décalé les enregistrements de façon à mettre approximativement en phase la première arrivée (figure 30a), le traitement par matrice spectrale est opéré. Les valeurs propres, présentées figure 30b, sont particulièrement lissées en fréquence, ce qui est un résultat inhérent à la technique d'estimation de la matrice. La projection des données dans l'espace engendré par le premier vecteur propre (figure 30c) ou dans celui engendré par les deux premiers vecteurs propres (figure 30d) permet une amélioration plus ou moins sensible du rapport S/B au niveau de la première arrivée. Il est alors possible de corriger le pointé initial.

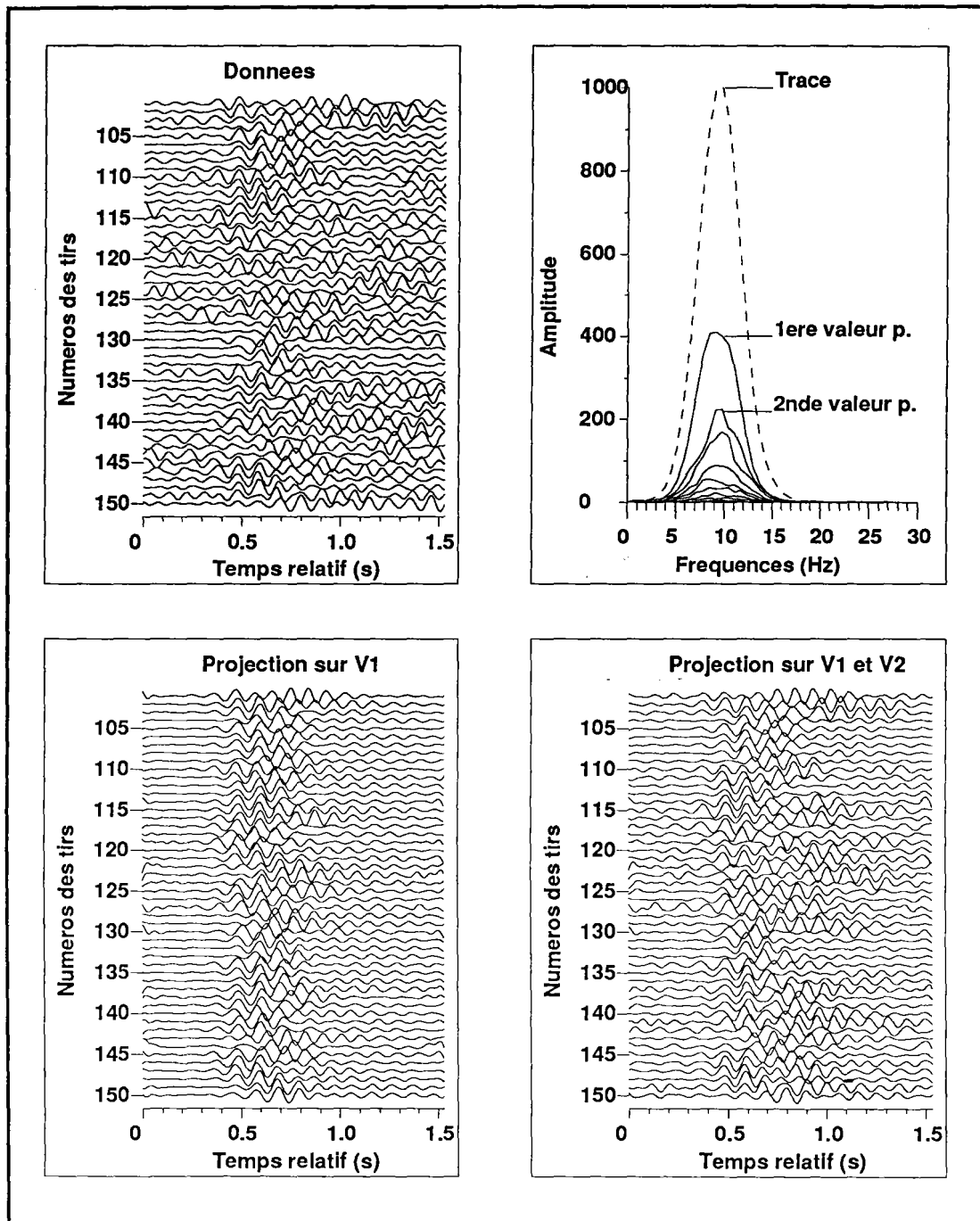


Figure 30 : Exemple de traitement par matrice spectrale. De haut en bas et de gauche à droite, 1) Enregistrements des tirs 101 à 150 recalés les uns par rapport aux autres selon les temps du premier pointé manuel, 2) Valeurs propres, c) Projection des données sur le premier vecteur propre, et d) Projection des données sur les deux premiers vecteurs propres.

b) Localisation :

La position des sources et des récepteurs doit être connue précisément dans une expérience de tomographie. Les temps de trajet direct dans l'eau entre tirs et capteurs sont souvent utilisés pour corriger ces positions et ceci par une simple méthode d'inversion. Cette correction n'a pas été faite ici car les enregistrements aux récepteurs étaient limités à 21 s, pour des raisons de

capacité de stockage des bandes magnétiques. Or les arrivées directes sont nettement plus tardives que celles utilisées pour la tomographie. L'enregistrement de l'arrivée directe dans l'eau ne s'est donc fait que pour des offsets inférieurs à 29 km. Si l'on ajoute à cela les quelques trajets directs impossibles du fait de la topographie qui s'interpose, 45% des enregistrements ne sont pas utilisables. On admettra donc que la navigation au LORAN C, avec rattachement à des points satellite à chaque virage, plus la qualité des horloges qui, contrôlées régulièrement tout au long de l'expérience, n'ont montré que de très faibles dérives, ont permis une localisation suffisamment précise; elle est annoncée à 150 m. La position des capteurs est probablement moins précise que celle des tirs car lorsque le capteur descend sur parfois plus de trois kilomètres, il y a certainement dérive par rapport à la position en surface. Cette dérive est approximativement corrigée en relevant la position du bateau à l'immersion et à la récupération et en tenant compte de l'écart trouvé.

L'analyse des temps de trajet directs dans l'eau a cependant été faite afin de déterminer la vitesse de propagation moyenne dans l'eau. On ne peut se permettre de prendre une valeur trop grossière étant donné l'analyse tomographique en temps de trajet crustaux qui sera faite. On dispose, en effet, non pas du temps de trajet crustal mais du temps de trajet complet; il faudra donc retrancher le temps de trajet dans l'eau. Le pointé de l'arrivée directe est assez aisé, malgré la forte directivité du système d'émission qui entraîne une atténuation importante du signal source lorsque l'angle entre la verticale et le trajet source/capteur devient grand. Les résultats de ce pointé pour le capteur Zoé sont donnés figure 31 où les temps d'arrivée ont été représentés en fonction des tirs et ce à deux échelles de temps réduit (1,47 et 1,48 km/s). Le changement d'inclinaison des pentes entre les deux figures indique une vitesse de propagation dans l'eau comprise entre les deux vitesses de réduction. Comme le même tracé pour Isis indique, lui, une vitesse de propagation comprise entre 1,46 et 1,47 km/s, la vitesse moyenne choisie par la suite sera de 1,47 km/s. Les courbes de la figure 31 montrent également des sauts très nets d'une amplitude moyenne de 0,1 s à chaque virage, or la correction de positionnement absolu (point satellite) s'effectue juste après ces virages. Un tel écart de temps correspond à une variation de distance le long du trajet direct de 150 m environ, soit une variation horizontale un peu inférieure, ce qui est en accord avec la valeur d'erreur annoncée.

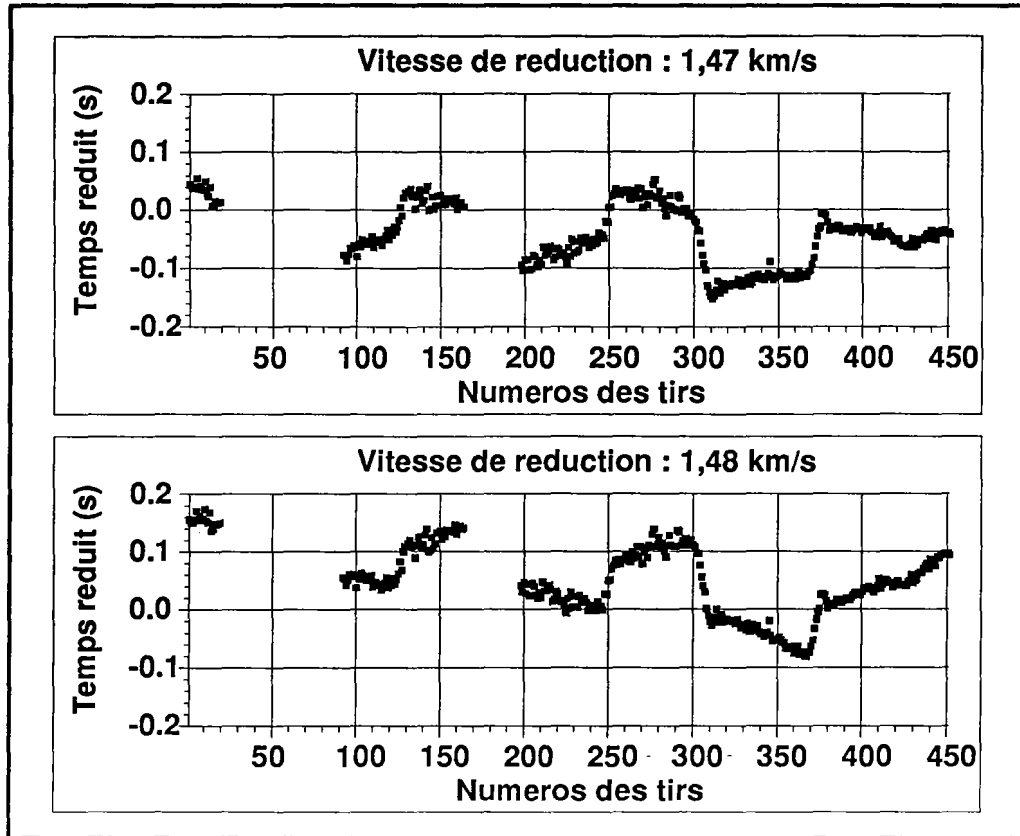


Figure 31 : Représentation des temps d'arrivée de l'onde directe (propagation dans l'eau) en fonction du numéro de tir pour Zoé. L'échelle de temps est réduite selon une vitesse de 1,47 km/s en haut et 1,48 km/s en bas. Le changement d'inclinaison des pentes entre ces deux figures montre que la vitesse de propagation dans l'eau est comprise entre ces deux valeurs. On peut noter également la correction de positionnement effectuée au niveau des virages grâce aux points satellites complétant la navigation au LORAN-C.

II.3 : Tomographie :

L'approche tomographique choisie ici est très simple (Nolet, 1987). Le temps de trajet associé à un rai i pour une propagation dans un milieu tridimensionnel quelconque s'écrit :

$$t_i = \int_{L_i(s(r))} s(r) \cdot dl \quad (3)$$

où $s(r)$ est le champ de lenteurs et L_i le trajet du rai, dépendant lui même de $s(r)$. Retrouver $s(r)$ à partir de l'observation des t_i est un problème inverse fortement non linéaire. Supposons néanmoins que l'on ait une idée a priori du champ de lenteur, soit $s_0(r)$, et que l'on sache résoudre le problème direct du calcul des temps de trajet compte tenu de ce champ, on peut obtenir :

$$t_i^o = \int_{L_i^o(s_o(r))} s_o(r).dl \quad (4)$$

Il est alors possible de calculer des résidus de temps d'arrivée, soit :

$$\delta t_i = t_i - t_i^o = \int_{L_i(s(r))} s(r).dl - \int_{L_i^o(s_o(r))} s_o(r).dl \quad (5)$$

Si le modèle initial $s_o(r)$ est "suffisamment proche" du modèle réel, le principe de Fermat montre que l'on ne fait qu'une erreur du second ordre sur le calcul des résidus si l'on écrit que :

$$\delta t_i \approx \int_{L_i^o(s_o(r))} s(r).dl - \int_{L_i^o(s_o(r))} s_o(r).dl = \int_{L_i^o(s_o(r))} \delta s(r).dl \quad (6)$$

où $\delta s(r)$ représente les variations de lenteurs par rapport au modèle $s_o(r)$. Ce faisant, le problème inverse a été linéarisé car le trajet des rais L_i^o est connu, et il suffit de résoudre le système (6) pour déterminer $\delta s(r)$. Il n'y a cependant aucune garantie que l'erreur du second ordre faite en écrivant l'équation (6) n'entraîne pas d'importantes erreurs sur la solution de l'inversion si le problème est mal conditionné. Ceci signifie qu'il ne faut pas seulement trouver un modèle $s_o(r)$ pour lequel les temps théoriques calculés approchent correctement ceux observés. Ce modèle doit être vraiment proche du modèle réel, auquel cas les rais seront peu différents des rais réels.

Cette approche nécessite donc non seulement le calcul de temps d'arrivée mais aussi celui des rais associés; dans le cas traité ici, un algorithme 3D de tracé de rais permettant d'obtenir la première arrivée est indiqué. Il faut également pouvoir définir un modèle initial suffisamment correct. Enfin, le choix est vaste quant aux méthodes de résolution du système linéaire (6). L'approche choisie généralement consiste à discrétiser le problème en découpant en blocs le milieu concerné, les variations de lenteur étant assumées constantes dans chaque bloc. L'intégrale de l'équation (6) devient alors une somme discrète :

$$\delta t_i = \sum_{j=1}^m l_{ij} \cdot \Delta s_j \quad (7)$$

où m est le nombre de blocs, donc de paramètres Δs_j à déterminer, et l_{ij} la longueur parcourue par le rai i dans le bloc j . De ces trois étapes, les deux premières sont incontestablement les plus longues, l'inversion proprement dite étant relativement rapide.

II.3.1 : Tracé de rais :

Lorsque l'on ne dispose pas de logiciels de tracé de rais, il semble difficile au "néophyte" d'en choisir un parmi la pléthore existant actuellement et, plus encore, de les employer rapidement et correctement. Ceci explique probablement l'intérêt porté à l'article de J. Vidale (1988) par de nombreux chercheurs. Cet auteur proposait en effet une nouvelle méthode, simple et rapide, de calcul des **temps de première arrivée** en tout point d'une grille à maille régulière simulant la structure en lenteur du milieu étudié. Cet algorithme est basé sur la résolution de l'équation de l'Eikonal par les techniques de différences finies, ce qui est tout à fait inhabituel. Programmée pendant cette étude, la méthode s'avéra malheureusement assez instable, entre autre lorsque les modèles étaient un tant soit peu contrastés, en particulier comme ceux utilisés pour la croûte océanique surmontée d'une couche d'eau. Persuadé néanmoins que l'approche générale était bonne, P. Podvin reformula et modifia totalement l'algorithme, permettant ainsi de modéliser effectivement n'importe quelle structure en vitesse (Podvin & Lecomte, 1991). A partir de la grille des temps de première arrivée, le calcul des rais associés en tout point se fait très simplement et rapidement, de nouveau par un schéma aux différences finies, comme on l'a démontré au cours de ce travail. La rapidité du calcul des temps en fait, non un concurrent aux tracés de rais plus sophistiqués, car on ne calcule que la première arrivée **quelle qu'elle soit**, mais un outil auxiliaire extrêmement performant dans de nombreux domaines. Etant donné la nouveauté de ce genre d'approche ainsi que l'importance de son champ d'application, la seconde partie du mémoire y est entièrement consacrée, exposant l'algorithme et illustrant les utilisations potentielles. Le lecteur devra donc s'y reporter pour plus d'informations.

L'algorithme n'est utilisable actuellement qu'en version 2D. La formulation 3D est parfaitement définie mais avec un algorithme simplifié, par rapport aux versions installées sur des machines à calcul séquentiel, car son implantation a été prévue pour une Connection Machine (processeurs parallèles). La mise au point de cette version est en cours. De ce fait, le tracé de rais utilisé dans le cadre de l'expérience tomographique fut "pseudo 3D" dans la mesure où le dispositif est 3D mais le calcul des temps et des rais fut effectué en créant, pour chaque couple source - capteur, une grille verticale 2D de lenteurs. L'avantage de la discrétisation du milieu sur une grille à maille régulière est que l'on peut y introduire la topographie du fond marin et ce à une échelle particulièrement fine. Les corrections approchées habituellement faites de temps de trajet dans l'eau et, éventuellement, de temps de trajet par rapport à un plan référence (Purdy, 1982), ne sont donc pas nécessaires car le temps théorique de première arrivée prend en compte le trajet complet de la source au capteur. Des exemples de grilles de temps de première arrivée ainsi que de rais seront donnés au cours des prochains paragraphes et dans la seconde partie. A titre d'information, le calcul de 3000 rais, soient 3000 grilles de temps d'arrivée, avec un pas d'échantillonnage de 40 m, un nombre de points en z d'environ 250 et un nombre de points en x variant de 125 à plus de 1100, se fait en 5h30 sur le HP9000 du centre de calcul de l'IPGS. Chaque rai est une succession

de points régulièrement espacés, tous les 55 m environ, identifiés par les trois coordonnées x,y,z et le temps d'arrivée de l'onde. Cette dernière information n'est pas utile ici mais elle le serait dans certaines inversions où l'on a besoin du temps de parcours d'un rai dans un bloc et non de sa longueur. Dans le cas d'une approche tomographique 2D, tel que cela se fait de plus en plus à partir de données de type réfraction classique, le nombre de grilles temps à calculer serait égal - ayant en général beaucoup moins de capteurs que de tirs et compte tenu du principe de réciprocité - au nombre de capteurs, chaque grille fournissant tous les rais en provenance des différents tirs. L'inversion de résidus de temps de première arrivée sur des modèles 2D peut donc se faire très rapidement sur des stations de travail classiques.

II.3.2 : Analyse des temps de première arrivée :

Le modèle initial le plus simple que l'on puisse définir, qui soit représentatif d'une croûte océanique jeune, est un modèle unidimensionnel où la vitesse est fonction de la profondeur. Ceci peut être fait, soit à partir de données de réfraction classique, soit directement à partir des données de l'expérience de tomographie. Un profil de réfraction long de 60 km a été tiré au cours de cette campagne dans l'axe de la dorsale au niveau de la zone de tomographie. L'analyse en fut effectuée à l'IFREMER selon la technique classique de mesure de vitesses sur les hodochrones, en supposant un modèle à couches planes et homogènes. On reviendra ultérieurement sur les conclusions de cette étude.

En utilisant directement les données de temps de première arrivée de l'expérience de tomographie, représentées figures 32 sous forme d'hodochrones, on peut également appliquer les méthodes classiques de la réfraction. On a cependant préféré définir un modèle à gradient(s) de vitesse plutôt qu'un modèle à couches pour les raisons suivantes :

1) à l'axe d'une dorsale, il y a remontée du manteau, qui se traduit par une migration de magma vers la surface. Un gradient thermique important existe donc. Il paraît plus raisonnable de penser que les vitesses de propagation varient "continuellement" selon la profondeur avec, éventuellement, des discontinuités traduisant, par exemple, une profondeur maximum de pénétration de la circulation hydrothermale, ou un niveau d'accumulation de magma. Le contraste entre basaltes et gabbros, soit la transition entre couche 2 et couche 3, est une discontinuité pétrologique qui peut être également importante.

2) pour tenir compte de la courbure progressive des hodochrones en fonction de l'offset, plusieurs couches doivent être introduites en réfraction classique, soit un nombre similaire de phases identifiables sur des enregistrements, or, on l'a vu au §II.2.2, à part le groupe de

premières arrivées, qui est une interférence de deux, voire trois, phases très proches et ce du plus petit au plus grand offset, rien de très organisé n'apparaît clairement.

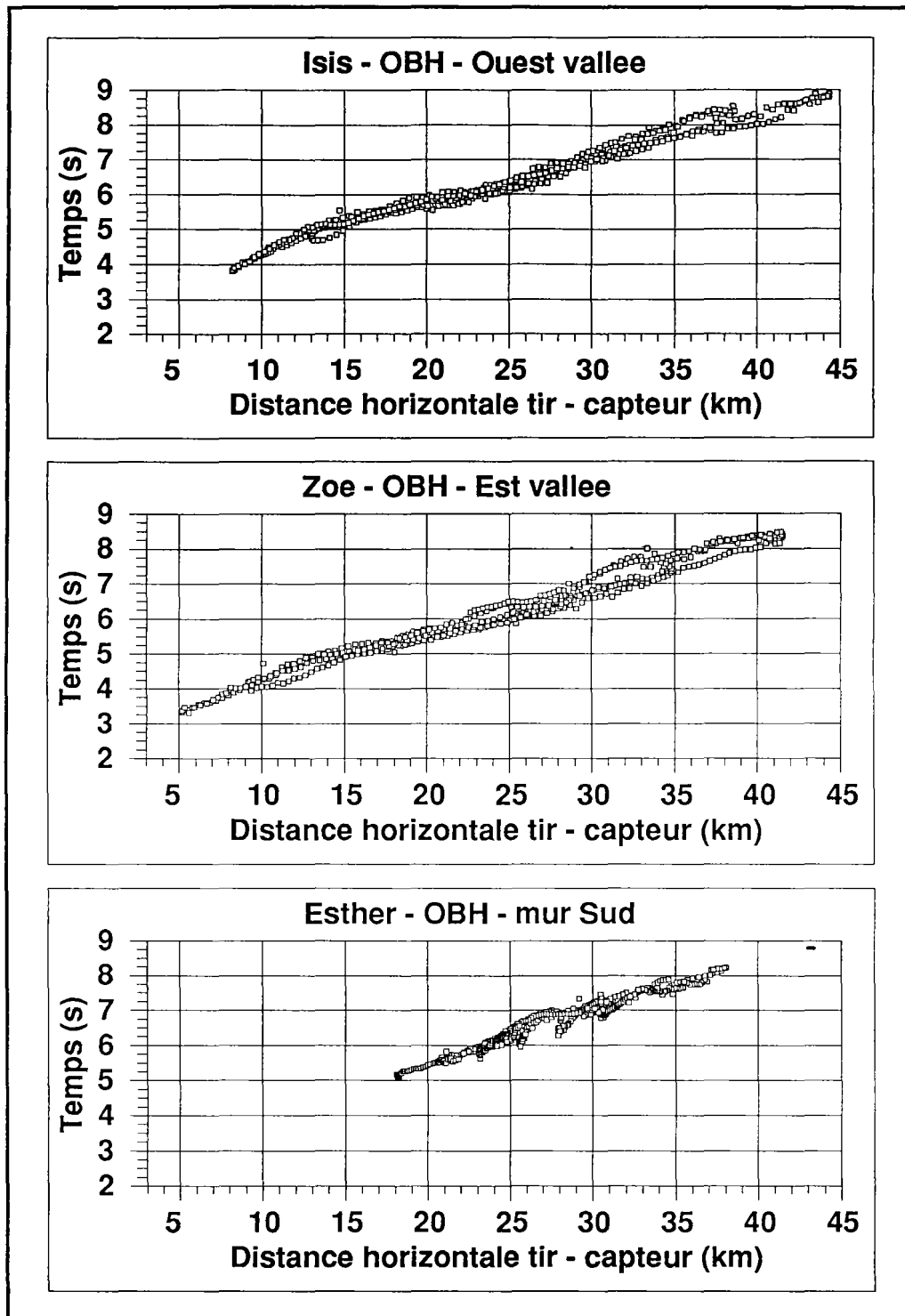


Figure 32 : Présentation des temps d'arrivée mesurés pour l'expérience de tomographie et reportés en fonction de la distance horizontale entre tir et capteur. Seuls 188 tirs ont été pointés sur Diane LR en raison d'anomalies notées sur les enregistrements. Aucune correction n'est faite sur ces temps (trajet complet).

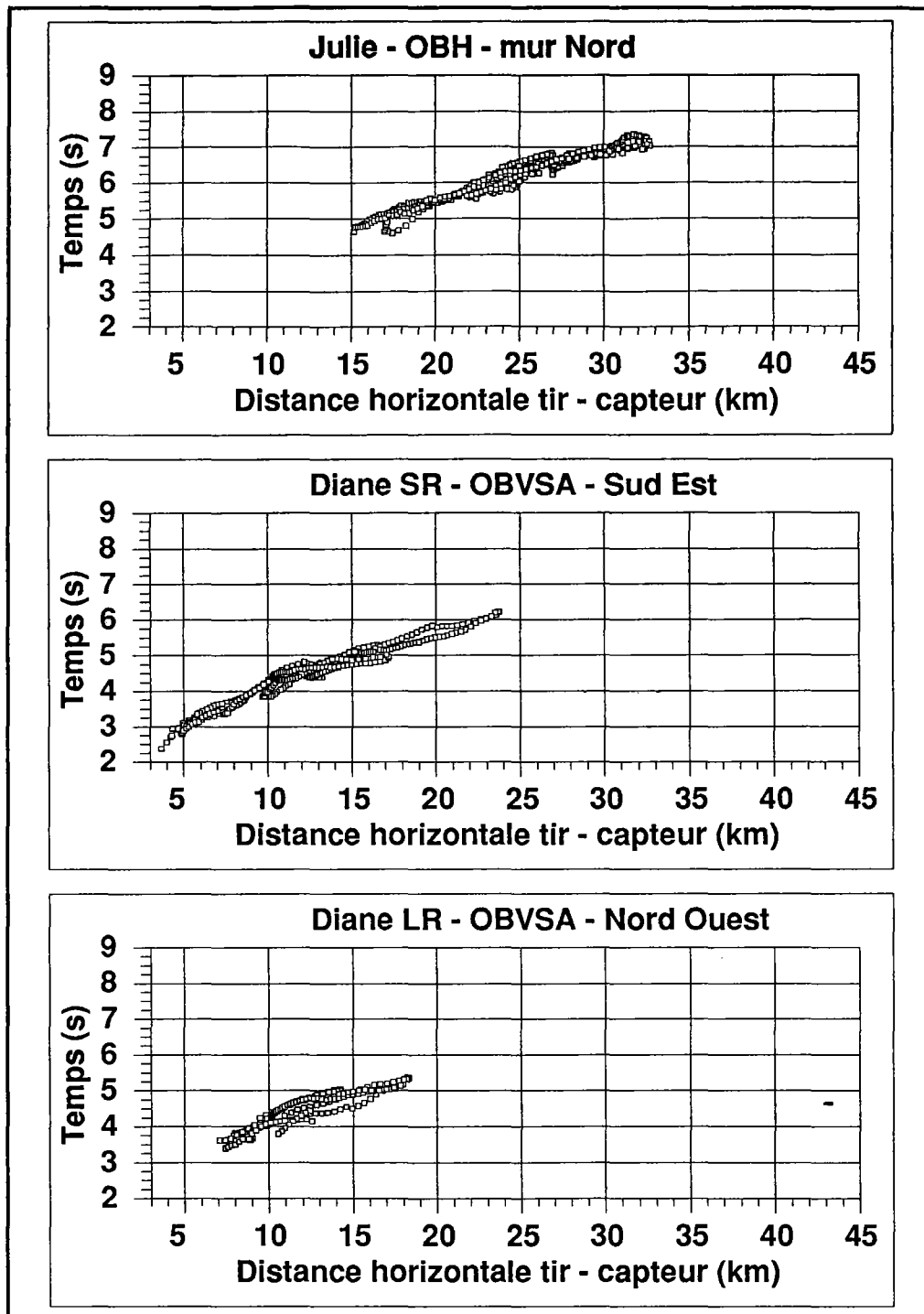


Figure 32 : Présentation des temps d'arrivée mesurés pour l'expérience de tomographie et reportés en fonction de la distance horizontale entre tir et capteur. Seuls 188 tirs ont été pointés sur Diane LR en raison d'anomalies notées sur les enregistrements. Aucune correction n'est faite sur ces temps (trajet complet).

Cependant, lorsque l'on regarde les hodochrones pour Isis et Zoé, particulièrement intéressantes ici car couvrant des offsets de 5 à 45 km, il y a nettement rupture de pente aux environs de 12 km; ceci se retrouve également sur les hodochrones de Diane. Il y aurait donc au moins une discontinuité marquée, superficielle, à introduire dans le modèle. Cette observation est en accord avec les études menées à l'IFREMER et correspondrait à une interface plane séparant le

milieu superficiel, où les vitesses varieraient de 2,8 à 3,5 km/s, du reste de la croûte, et ce à une profondeur équivalente à celle des dépressions observées le long de l'axe. La sismique réflexion verticale réalisée par les norvégiens pourrait étayer cette hypothèse ... ou la détruire. Une vitesse moyenne de 3,2 km/s et une profondeur de 3,5 km par rapport à la surface de la mer pour l'interface ont été choisies ici. La présence de cette interface explique probablement l'existence de plusieurs arrivées interférant avec la première mais ceci sera exposé au Chap.III. Reste à définir le modèle pour le milieu sous-jacent.

A partir des données d'Isis et Zoé, deux hodochrones moyennes ont été construites, après corrections approchées des temps pour se ramener à l'interface plane à 3,5 km servant ici de niveau référence, en interpolant et lissant à travers le nuage de points ainsi obtenu. Ces deux hodochrones sont indiquées figure 33a; elles ont été extrapolées vers l'origine. La croissance de ces courbes avec l'offset, indiquant une croissance des vitesses avec la profondeur, permet de réaliser une inversion simple grâce à la formule, classique, d'Herglotz-Wiechert :

$$z_m = \frac{1}{\pi} \int_0^{x_m} \arg \operatorname{ch}(p) \cdot dx \quad (8)$$

où z_m est la profondeur maximale atteinte par un rai enregistré à l'offset x_m et p , paramètre de rai, est donné par :

$$p = \frac{dt}{dx} = \frac{1}{v_m} \quad (9)$$

où v_m est la vitesse au point bas du rai. On commence donc par évaluer p en fonction de l'offset par mesure de pentes, non pas sur l'hodochrone brute, mais sur celle tracée en échelle de temps réduit afin de faciliter la mesure. Il reste ensuite à intégrer numériquement, pour chaque intervalle $0-x_m$, la formule (8) et l'on obtient les courbes de la figure 33b donnant la loi de vitesse en fonction de la profondeur. La vitesse initiale - sous l'interface - varie de 4,5 à 4,7 km/s entre les deux capteurs et la vitesse finale est proche de 8,2 km/s. Une vitesse initiale moyenne de 4,5 km/s et un gradient constant de 0,80 ont donc été retenus pour le milieu situé sous l'interface superficielle. Le modèle initial devant servir à l'inversion comprend donc une couche d'eau limitée en profondeur par le fond marin dont la topographie est parfaitement connue, une couche superficielle homogène dont le mur est la discontinuité située à 3,5 km sous la surface de la mer, et un milieu sous-jacent à gradient vertical de vitesse. Ceci est résumé sur la figure 34.

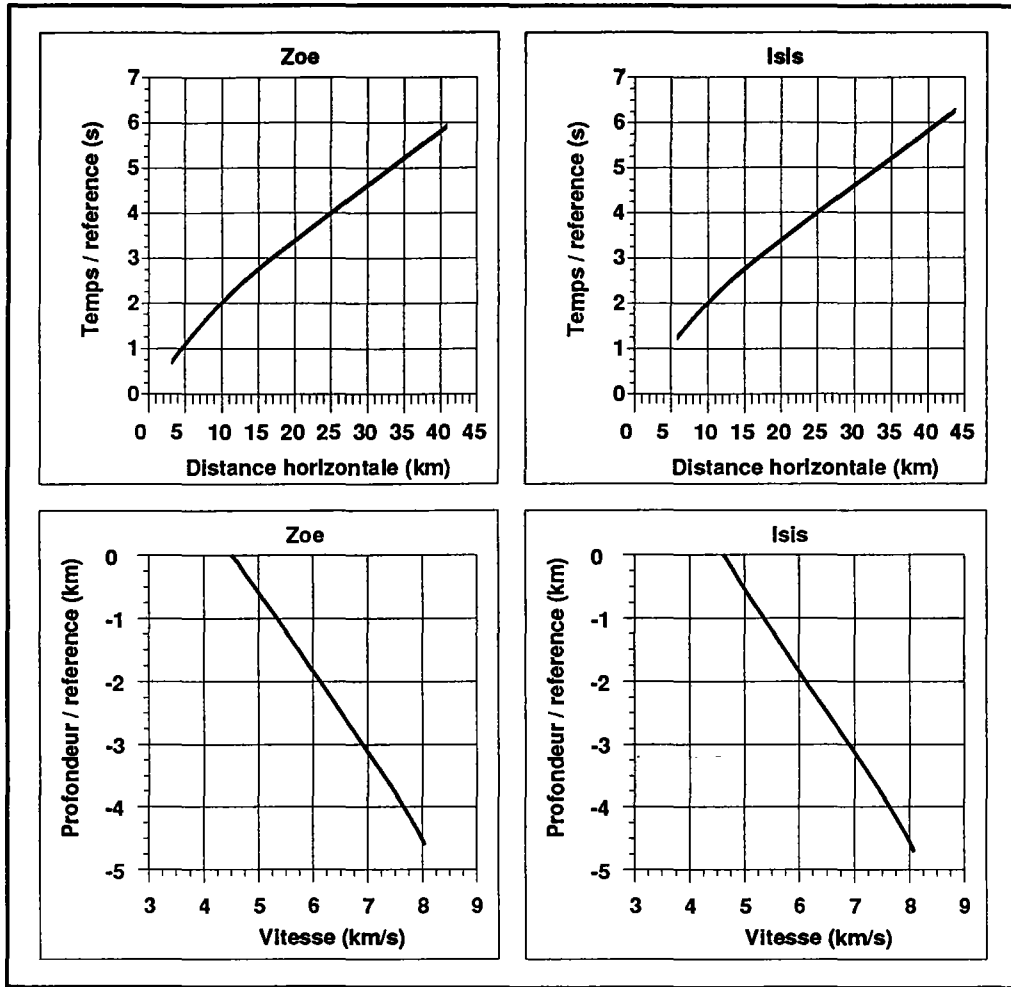


Figure 33 : Définition du modèle de vitesse. De haut en bas, 1) Deux hodochrones moyennes, corrigées approximativement des effets topographiques et ramenées au niveau référence correspondant à l'interface à 3,5 km de profondeur, ont été déduites des temps d'arrivée observés pour Zoé et Isis. 2) Courbes donnant la vitesse en fonction de la profondeur après inversion de type Herglotz-Wiechert des hodochrones.

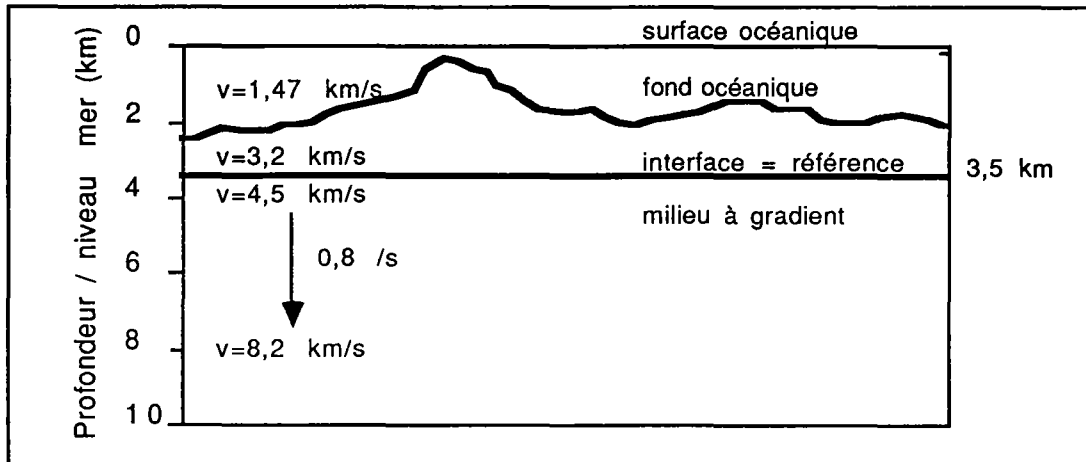


Figure 34 : Modèle de vitesse utilisé pour le calcul des temps de première arrivée théoriques et des rais associés.

Le modèle ainsi défini a été utilisé pour calculer les temps de première arrivée; il s'agit de simulations 2D bien que le modèle général ait une complète géométrie 3D du fait de la présence de la topographie du fond marin. Les effets de cette topographie ne sont donc pas complètement pris en compte mais cela suffit en première analyse. Les hodochrones théoriques sont présentées figure 35, ainsi que les résidus de temps. Les rais associés aux premières arrivées sont obtenus à partir des grilles de temps calculées pour chaque couple tir/capteur (voir seconde partie) et un exemple en est donné figure 36. En comparant les hodochrones théoriques à celles, réelles, des figures 32, on peut noter que la rupture de pente vers 12 km est bien modélisée et l'on a maintenant une idée des fluctuations uniquement dues à la topographie, selon les routes suivies. Il est manifeste que des résidus importants persistent, certains supérieurs à 500 ms, à la fois positifs et négatifs, avec souvent une valeur moyenne non nulle, également positive ou négative et différente entre les capteurs. Cette dernière peut s'expliquer par l'hétérogénéité locale propre à chaque capteur. Analyser ces résidus n'est guère aisé compte tenu de la géométrie 3D; une seule remarque simple mais significative sera faite. Le modèle a été défini à partir des données des deux capteurs situés dans l'axe. Lorsque l'on compare temps théoriques et réels pour les deux capteurs situés de part et d'autre de l'axe il y a clairement surestimation des temps aux courts offsets (15 km) par rapport aux grands offsets (35 km), ce qui se traduit par une pente moyenne différente et non simplement par une translation comme produit par une hétérogénéité locale au capteur. L'explication la plus évidente est la suivante : les courts offsets, pour ces deux capteurs, correspondent à des trajets de rais ne passant pas ou peu sous la vallée axiale, les vitesses seraient donc plus élevées sous les murs de la dorsale que sous la zone axiale, observation des plus agréables car conforme à l'idée que l'on se fait de la structure en vitesse d'une dorsale. Pour une interprétation plus approfondie des résidus, il faut maintenant passer à leur inversion.

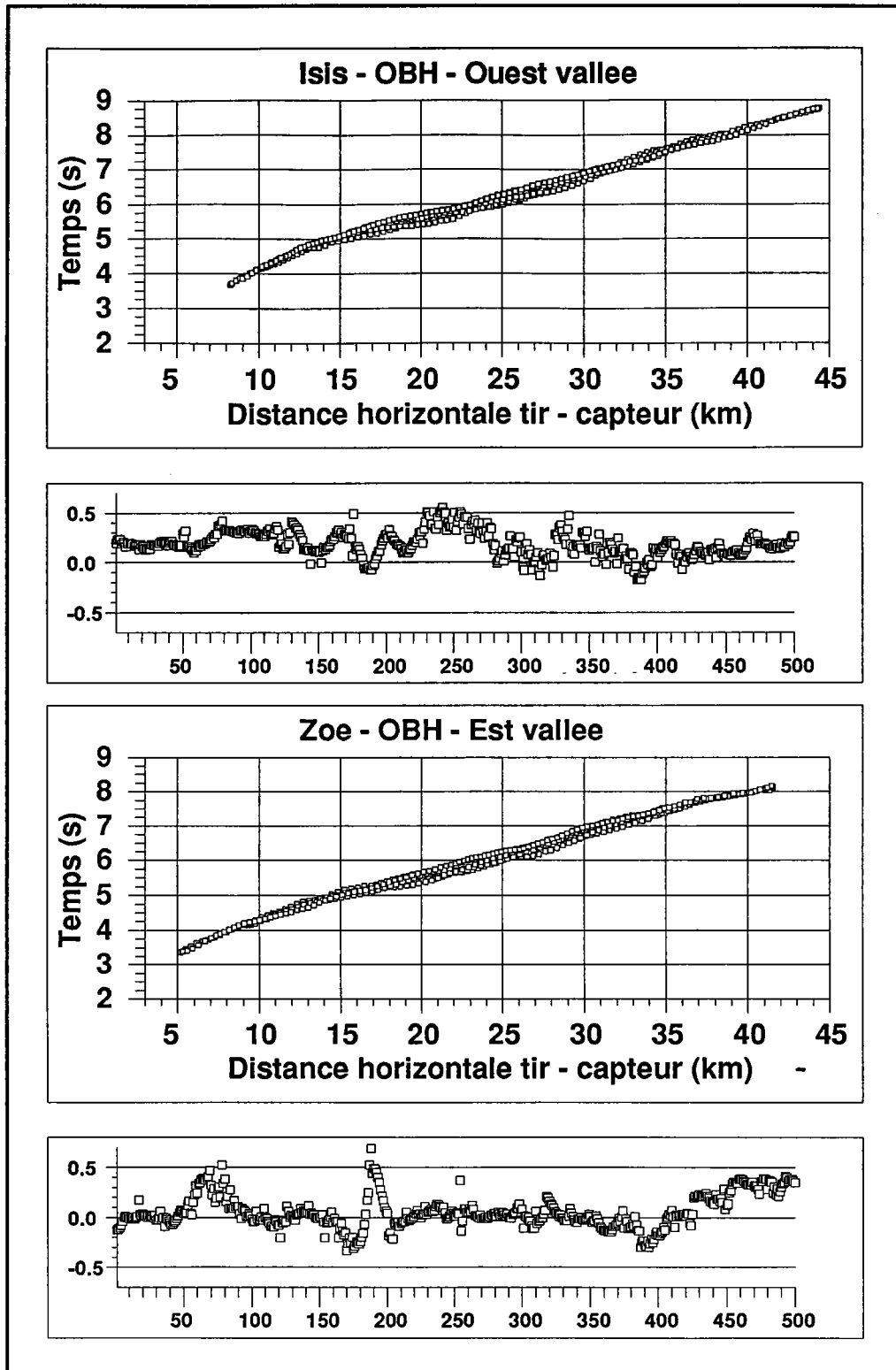


Figure 35 : Présentation des temps d'arrivée calculés pour le modèle de la figure 34 et reportés en fonction de la distance horizontale entre tir et capteur. Les courbes sous-jacentes montrent les résidus de temps, observés moins calculés, en fonction du numéro de tir.

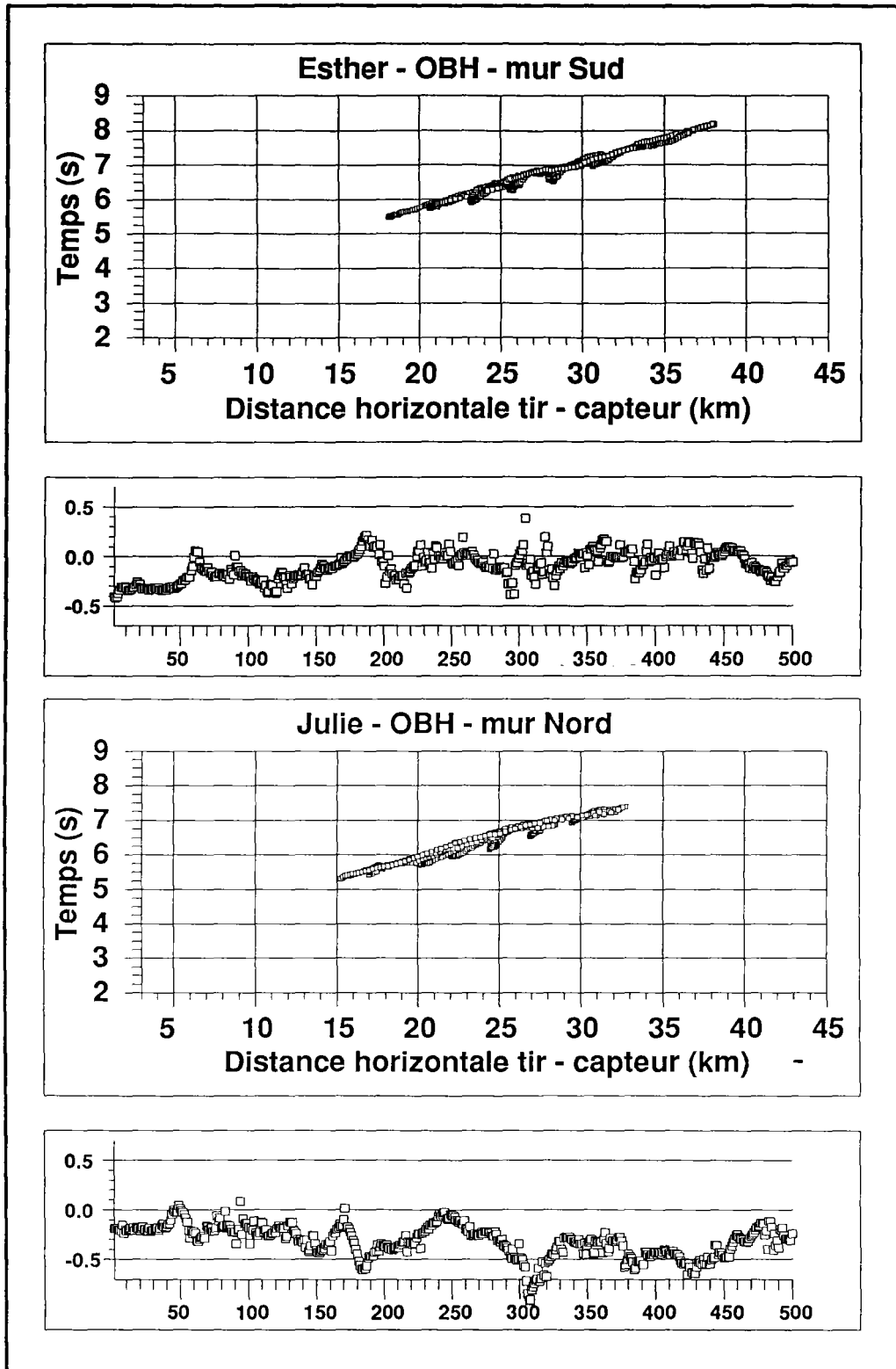


Figure 35 : Présentation des temps d'arrivée calculés pour le modèle de la figure 34 et reportés en fonction de la distance horizontale entre tir et capteur. Les courbes sous-jacentes montrent les résidus de temps, observés moins calculés, en fonction du numéro de tir.

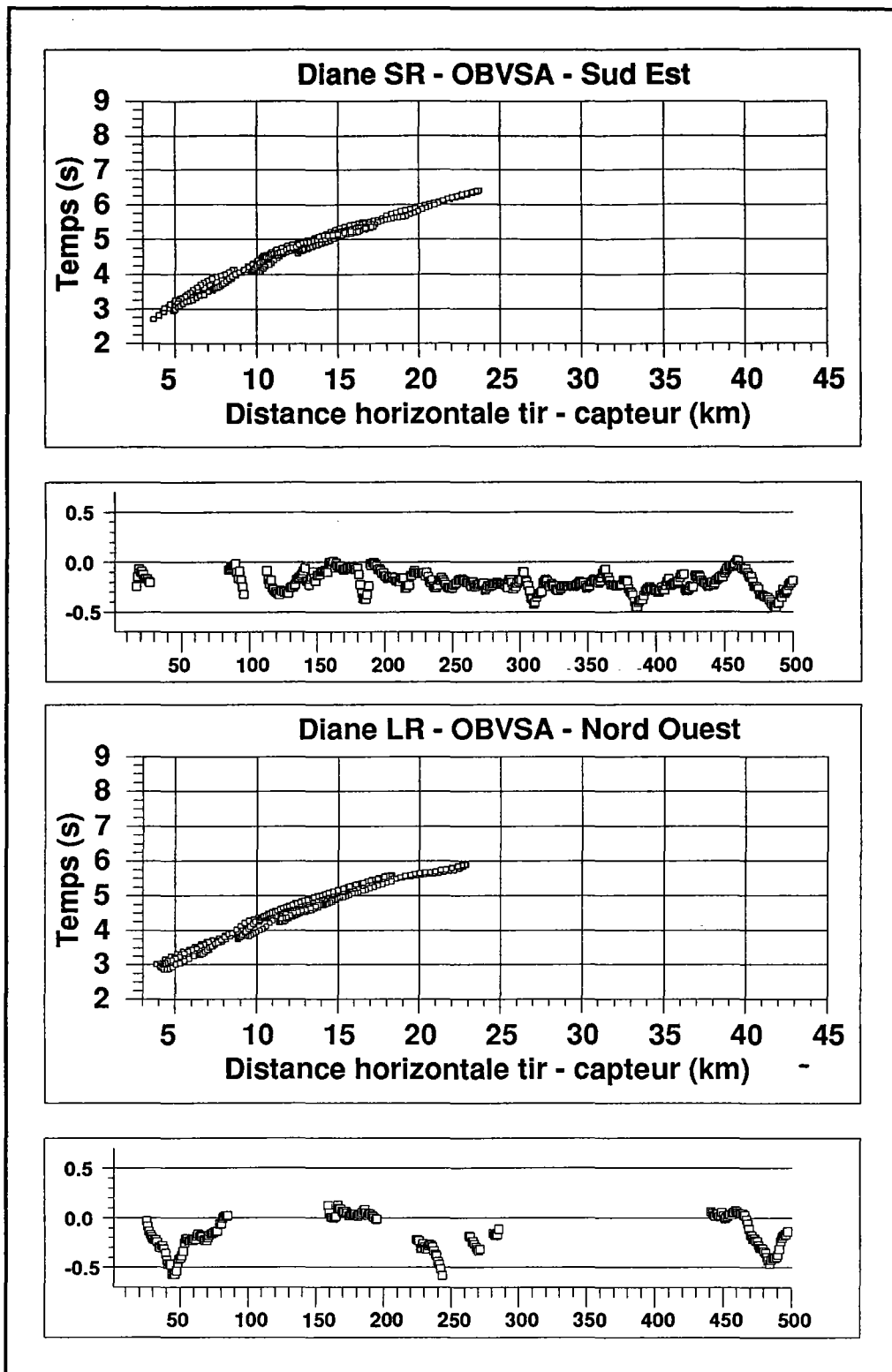


Figure 35 : Présentation des temps d'arrivée calculés pour le modèle de la figure 34 et reportés en fonction de la distance horizontale entre tir et capteur. Les courbes sous-jacentes montrent les résidus de temps, observés moins calculés, en fonction du numéro de tir.

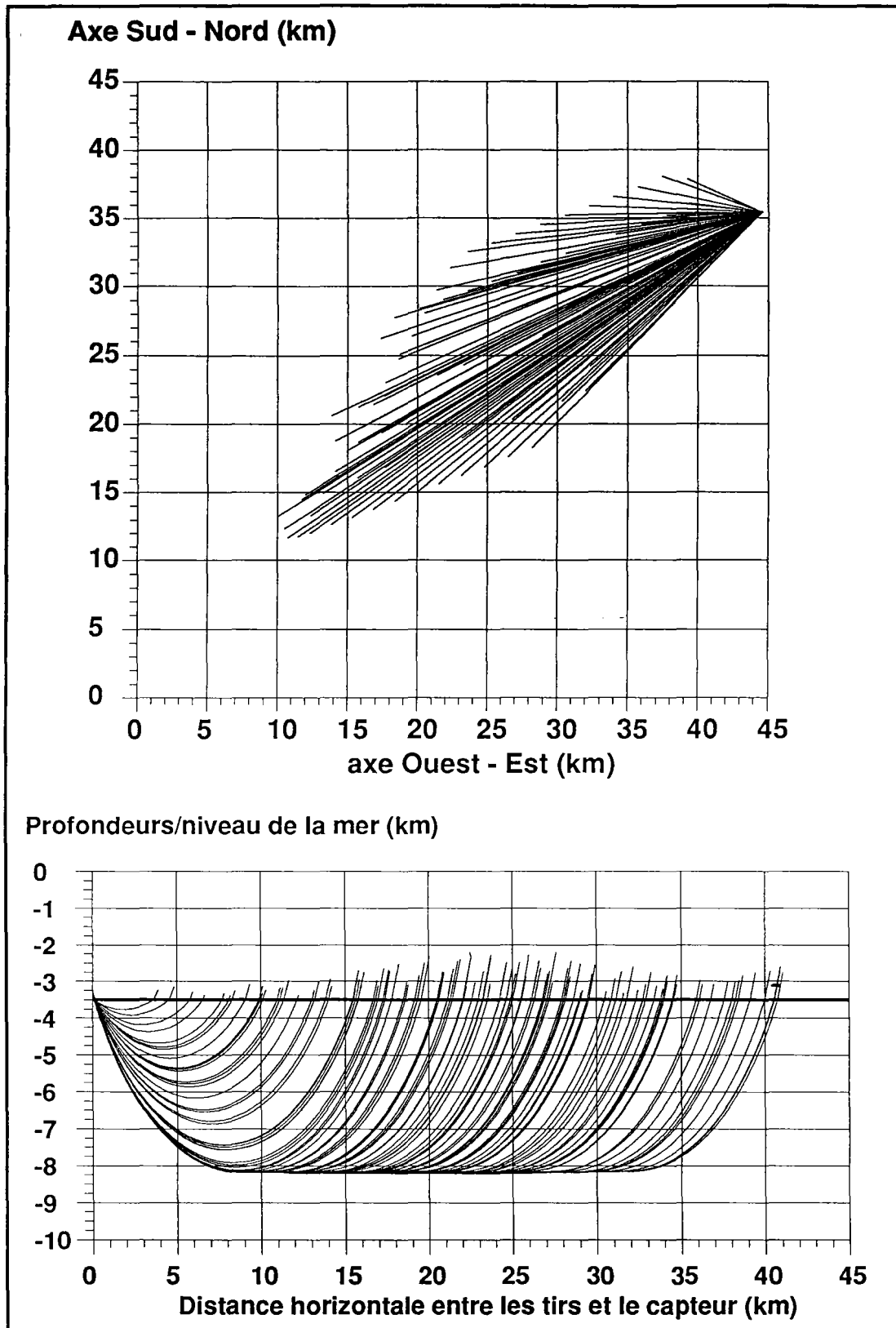


Figure 36 : Exemple de rais calculés pour le modèle de la figure 34 et associés au capteur Zoé. En haut, représentation de ces rais en projection sur un plan horizontal. Seul un rai sur cinq est indiqué. En bas, représentation des rais dans un même plan vertical, pour des raisons de simplicité, chaque rai étant interrompu au niveau du point d'entrée sur le fond océanique car le trajet dans l'eau n'est pas à prendre en compte. Les variations de position verticale de ces points traduisent donc la non planéité du fond marin sous la zone de tir. Seul un rai sur cinq est représenté.

II.3.3 : Inversion des résidus :

A partir du modèle précédemment défini, on est à même de calculer des temps théoriques de première arrivée ainsi que les rais associés. Après avoir choisi une partition du milieu en un certain nombre de blocs qui seront choisis parallélépipédiques afin de simplifier la détermination des longueurs de rai par bloc, il faut écrire la matrice G pour une représentation discrète de l'équation (6) :

$$\delta t_i = \sum_{j=1}^m g_{ij} \cdot \delta s_j \quad ; \quad G = (g_{ij})_{\substack{i=1,n \\ j=1,m}} \quad (10)$$

où δt_i est le résidu associé au rai i (donnée) et δs_j les variations de lenteur à déterminer (paramètres). La résolution de ce système d'équations linéaires peut se faire par de nombreuses méthodes. L'approche de type moindres carrés, discrète, telle que formulée par Tarantola & Valette (1982) a été choisie car elle permet, d'une part d'introduire l'erreur faite sur la mesure des δt_i , d'autre part de stabiliser, si nécessaire, l'inversion en donnant une erreur a priori sur les paramètres à déterminer, ceci de façon explicite. Parmi les formules équivalentes données par Tarantola et Valette, celle utilisée ici s'adapte numériquement bien au cas où l'on dispose d'un grand nombre de rais pour un petit nombre de blocs - typiquement plus de 2000 rais pour moins de 100 blocs - et s'écrit :

$$\delta s' = (G^t \cdot C_{\delta t}^{-1} \cdot G + C_{\delta s}^{-1})^{-1} \cdot G^t \cdot C_{\delta t}^{-1} \cdot \delta t \quad (11)$$

où δt est le vecteur des résidus de temps, $C_{\delta t}$ la matrice de covariance associée, $\delta s'$ le vecteur estimé des variations de lenteur et $C_{\delta s}$ la matrice de covariance a priori des paramètres. La matrice de covariance a posteriori des paramètres, ainsi que la matrice de résolution, s'écrivent :

$$\begin{aligned} C_{\delta s'} &= (G^t \cdot C_{\delta t}^{-1} \cdot G + C_{\delta s}^{-1})^{-1} \\ R &= (G^t \cdot C_{\delta t}^{-1} \cdot G + C_{\delta s}^{-1})^{-1} \cdot G^t \cdot C_{\delta t}^{-1} \cdot G \end{aligned} \quad (12)$$

On le voit, la matrice à inverser est carrée, de dimension égale au nombre de paramètres, l'inversion sera donc numériquement très rapide. Les matrices $C_{\delta t}$ et $C_{\delta s}$ seront prises diagonales car il n'y a pas corrélation entre les erreurs faites sur les données, et l'on supposera également qu'il n'y a pas corrélation des erreurs sur les paramètres.

a) application :

L'hypothèse fondamentale étant la constance de la perturbation en lenteur à déterminer dans un bloc, le choix de la partition en blocs du milieu n'est pas totalement arbitraire et dépend du modèle initial. La géométrie des rais a aussi son importance car si un bloc ne contient que peu de rais, et/ou la longueur totale parcourue est faible, et/ou les rais se croisent peu, la valeur à déterminer dans ce bloc ne sera pas correctement estimée. Le modèle initial présente une singularité du fait de la présence du milieu superficiel compris entre le fond marin et le niveau référence à 3,5 km. Un niveau de blocs a donc été affecté à ce milieu de vitesse moyenne égale à 3,2 km/s, blocs réguliers selon les axes horizontaux x et y et dont la surface supérieure est imposée par la topographie du fond marin. Deux autres niveaux, cette fois d'épaisseur constante, ont été affectés au milieu sous jacent. La taille élémentaire des blocs de la partition initiale était de 4,5 km en x et y et 2,4 km en z (sauf au niveau supérieur), soient des dimensions bien supérieures à la longueur d'onde mais aussi plus élevées que la taille attendue de chambres magmatiques au sens strict du terme. Ces dimensions sont toutefois suffisamment faibles pour imaginer correctement la zone plus vaste de vitesses lentes devant se trouver sous la vallée axiale. Dans ce qui suit, les niveaux seront identifiés par un chiffre de 1 à 3 croissant avec la profondeur. Des blocs situés sous les capteurs, pour les trois niveaux, et de taille variable, complète la paramétrisation du modèle et permettent d'effectuer une "correction de station" simultanément à l'inversion. Les rais traversent en effet une zone propre à chaque capteur sur une grande partie de leur trajet; l'hypothèse faite ici est que le délai dû à ces zones est approximativement constant pour tous les tirs enregistrés en un même capteur. Les matrices de covariance $C_{\delta t}$ et $C_{\delta s}$, diagonales, sont définies à partir d'écart types, la distribution d'erreurs étant supposée gaussienne. Un écart type constant de 0,03 s a été choisi pour les données. Quant aux paramètres, compte tenu de la variabilité de la lenteur avec la profondeur, l'écart type choisi est un certain pourcentage de la lenteur attribuée, selon le modèle initial, au centre de chaque bloc. 5 % est la valeur retenue. 2428 rais ont été utilisés pour l'inversion, les enregistrements présentant un trop mauvais rapport signal/bruit ayant été éliminés. Les vitesses déterminées après inversion au centre des blocs sont définies par la relation suivante :

$$v_{\text{final centre bloc } j} = \frac{1}{\left(\delta s_j + \frac{1}{v_{\text{initial centre bloc } j}}\right)} \quad (13)$$

Afin de tester l'influence du groupe de rais dont on dispose sur l'inversion lorsque le milieu est discrétisé en blocs parallélépipédiques comme indiqué précédemment, soient 106 blocs, un calcul simple peut être fait qui sera appelé ici "test du damier". Ce test consiste à simuler une structure artificielle en perturbations de lenteur sur la partition des blocs choisis, et d'effectuer l'inversion afin de voir si cette structure est retrouvée. Pour chaque niveau de blocs, une perturbation égale à 5% de la lenteur définie par le modèle initial et prise au centre de ce niveau, est

affectée à chaque bloc de telle sorte que deux blocs voisins, ayant un côté en commun, aient des perturbations de signes opposés. Le résultat final est une structure en damier, avec alternance de perturbations positives et négatives, à la fois horizontalement et verticalement. Aucun bruit n'a été ajouté. Les blocs sous les capteurs ont été affectés d'une perturbation nulle. Les résidus associés à une telle structure sont ensuite calculés en sommant pour chaque rai les produits de la distance parcourue par le rai dans un bloc avec la perturbation en vitesse de ce bloc. Les résultats de l'inversion sont indiqués figure 37 où les blocs ont été représentés dans des plans horizontaux pour chaque niveau. La structure en damier est particulièrement bien retrouvée, avec des valeurs de perturbations très proches des valeurs réelles. Il y a cependant quelques blocs, situés essentiellement en bordure du milieu échantillonné et plus nombreux au niveau 1, qui sont affectés de valeurs inférieures aux valeurs réelles, le signe étant toutefois respecté. Ces blocs contiennent en fait une longueur totale de rai assez faible, ce qui explique la mauvaise détermination de perturbation.

Le test du damier a permis de choisir la partition finale en blocs pour l'inversion des données réelles. Cette partition est indiquée figure 38 où sont reportés les numéros des blocs, soient les numéros des éléments du vecteur des paramètres, ainsi que la vitesse au centre des blocs après inversion. Avant d'analyser les résultats, la figure 39 montre quatre paramètres importants pour la compréhension de l'inversion, paramètres que sont le nombre de rais par bloc, la distance totale parcourue par bloc, l'erreur sur les valeurs de perturbation indiquée en %, ainsi que la valeur de résolution pour chaque bloc. La matrice de résolution est représentée complètement figure 40. De l'analyse de ces figures, il ressort que le niveau 1 est nettement moins bien résolu que les deux autres, le niveau 2 étant le mieux résolu. Ceci se comprend aisément car le premier niveau est d'épaisseur variable, celle-ci pouvant descendre en dessous de la longueur d'onde pour les blocs situés sous les bassins, correspondant aux blocs de bordure mal déterminés lors du test. De plus, les rais y sont en petit nombre et souvent quasi verticaux, la densité et la qualité de l'information qu'ils véhiculent sont donc faibles. Les résultats de l'inversion sur ce niveau seront à prendre avec précaution, néanmoins une bonne résolution horizontale est attendue, permettant au moins de distinguer entre zones lentes et rapides. Les figures 39 et 40 montrent que les valeurs de résolution sont assez élevées et bien définies, les blocs présentant les plus faibles valeurs ainsi qu'une importante corrélation avec d'autres blocs situés en bordure de la zone centrale, sont ceux placés sous les capteurs. Ceci n'est pas étonnant car ces blocs ne sont au mieux traversés que par les 500 rais liés aux 500 tirs effectués, sans recoupement avec d'autres rais enregistrés en d'autres capteurs. Ces blocs sont néanmoins indispensables car les différences de milieu sous les capteurs sont certainement importantes. Avant inversion, la somme des carrés des résidus s'élevait à 136,3, après inversion elle descend à 21,0 soit une diminution de près de 85 %, ce qui est important.

En résumé, excepté les blocs du niveau 1 où la détermination de perturbation en vitesse est délicate du fait de la géométrie des rais et des variations d'épaisseur de ce niveau, l'ensemble de l'inversion est tout à fait convenable. Le découpage en blocs est relativement

grossier puisque plurikilométrique, mais il est imposé par la géométrie du dispositif et permet de retrouver des perturbations en lenteur bien résolues. L'interprétation doit évidemment tenir compte de ce découpage particulier.

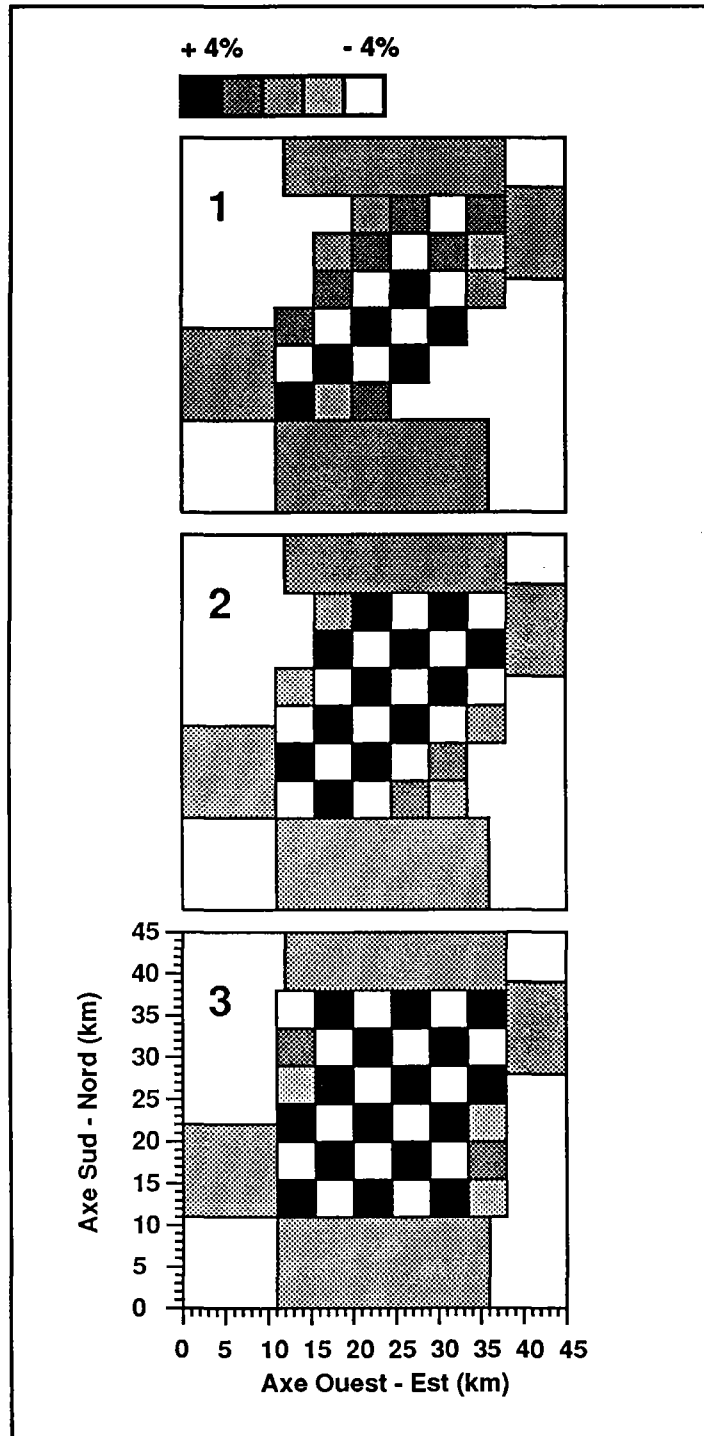


Figure 37 : Résultats du test en damier. La taille élémentaire des blocs est de 4,5 km selon les axes x et y, 2,4 km selon l'axe z excepté pour le niveau 1. Les perturbations déterminées par inversion sont indiquées en % de la vitesse définie par le modèle initial au centre des blocs, soient 3,2 km/s, 5,5 km/s et 7,4 km/s, respectivement pour les niveaux 1, 2 et 3. Le cadre général est celui de la figure 21.

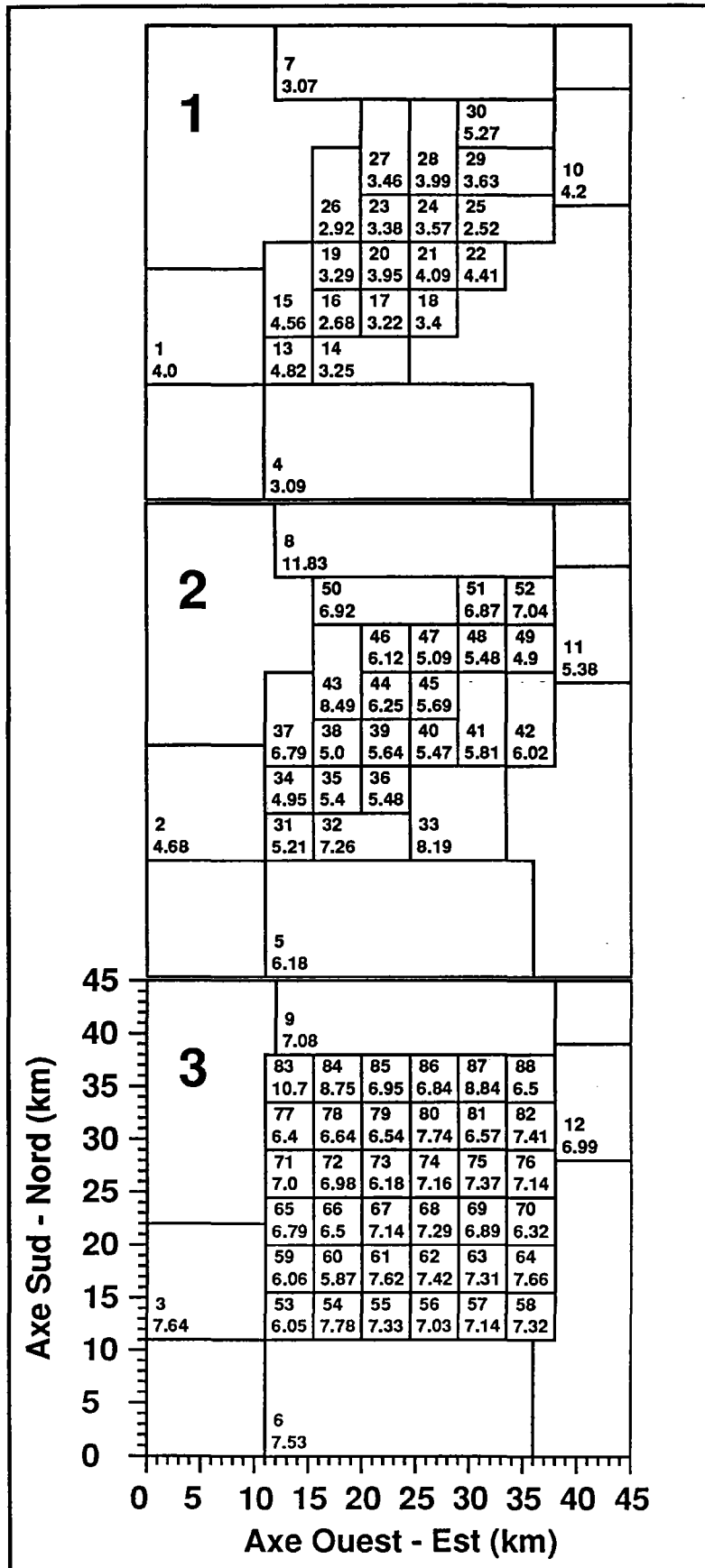


Figure 38 : Paramétrisation finale du milieu après examen des résultats du test du damier. 88 blocs sont représentés, y compris les blocs sous les capteurs, avec indiqués le numéro du bloc et la vitesse finale après inversion pour chacun d'eux. Les trois niveaux sont représentés séparément.

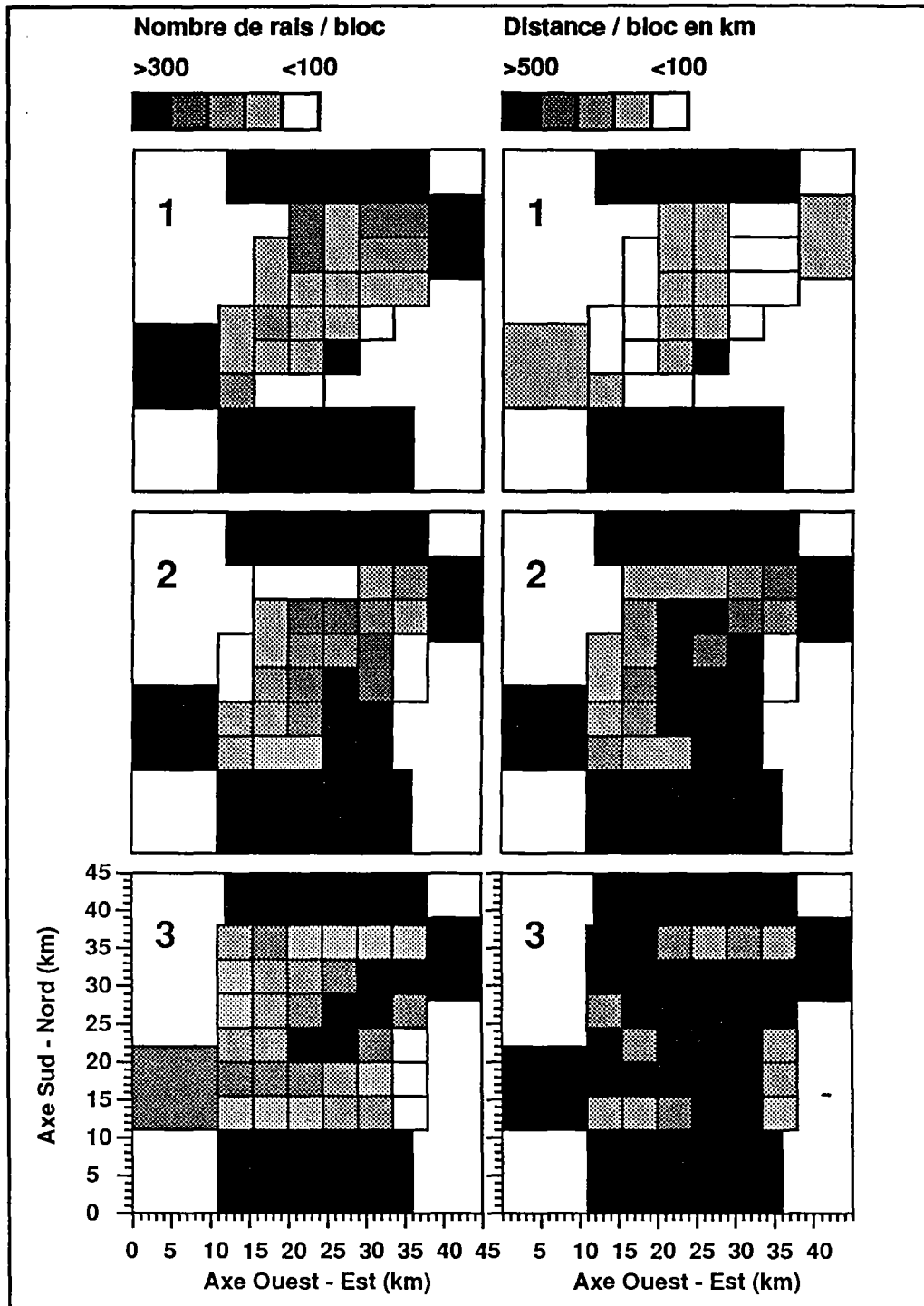


Figure 39 : Analyse de l'inversion, représentation de quatre grandeurs importantes. A gauche, nombre de rals par bloc. A droite, distance totale parcourue par bloc.

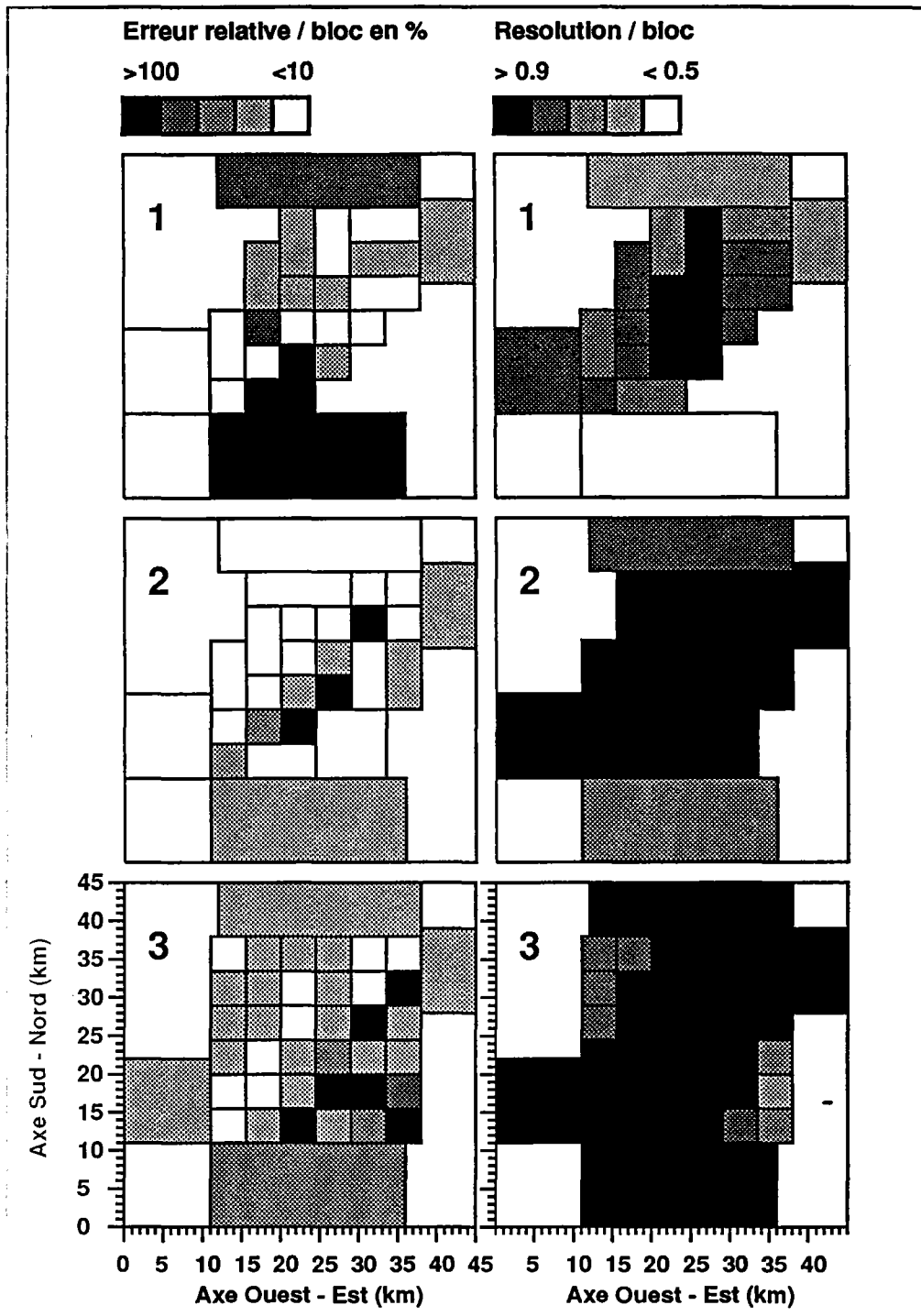


Figure 39 : Analyse de l'inversion, représentation de quatre grandeurs importantes. A gauche, erreur en % sur les perturbations déterminées dans les blocs. A droite, résolution pour chaque bloc.

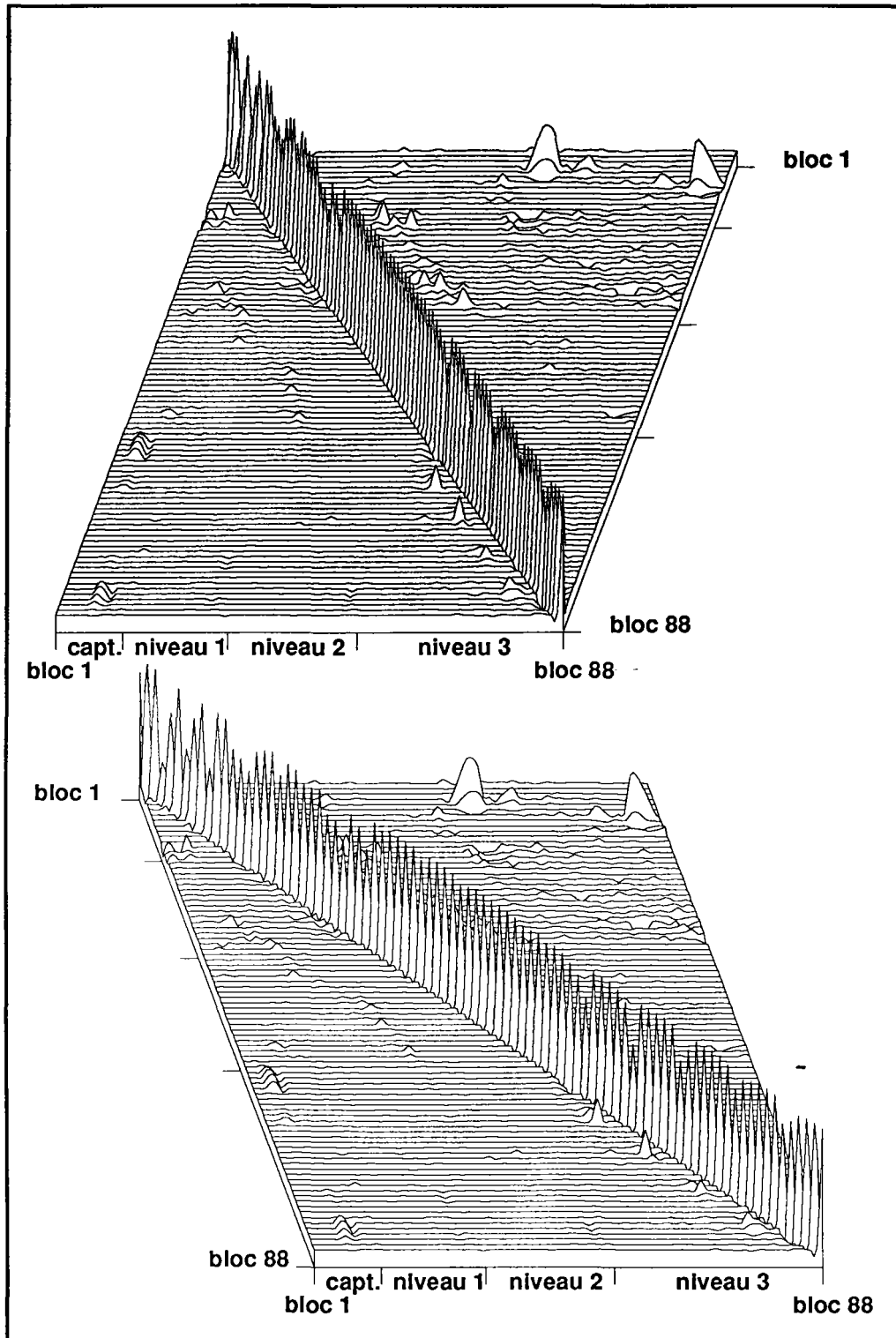


Figure 40 : Matrice de résolution présentée sous forme de blocs diagrammes. Pour une quantification des valeurs par bloc se reporter à la figure 39. Les blocs 1 à 12 sont les blocs situés sous les capteurs.

b) Présentation des résultats et discussion :

Il est difficile d'interpréter les résultats si l'on se contente de la représentation de la figure 38 où les vitesses finales sont indiquées pour chaque bloc. Cette représentation permet cependant de noter quelques blocs où la vitesse est très élevée par rapport aux blocs alentour (blocs 43, 84 et 87), cette vitesse atteignant parfois des valeurs sans réalité physique comme pour les blocs 8 et 83. Ces deux derniers blocs sont toutefois un bloc capteur et un bloc de bordure, ce qui explique vraisemblablement les valeurs aberrantes trouvées. Cette zone d'exagération des résultats est cantonnée au coin Nord Ouest.

Les valeurs de perturbation calculées ont été affectées au centre des blocs, excepté pour le milieu superficiel (niveau 1) où elles ont été reportées au niveau de l'interface. De cette façon, des coupes du modèle final de vitesse, horizontales ou verticales, ont été créées par simple interpolation linéaire entre ces valeurs régulièrement espacées; aucune extrapolation n'a été faite. La zone qui sera décrite ici correspond à la carte bathymétrique donnée figure 41, carte dont les échelles en x et y sont celles des cartes de localisation générale des figures 21 et 23. Le volume concerné est approximativement $23*23*4 \text{ km}^3$. Les coupes horizontales obtenues pour chaque niveau sont représentées figure 42. L'échelle noir et blanc choisie est en % de la vitesse du modèle initial mesurée au centre de chaque niveau, soient 3,2 km/s, 5,5 km/s, et 7,4 km/s. L'isoligne correspondant à une perturbation nulle par rapport au modèle initial est d'épaisseur double, les isolignes étant espacées de 5%, de -15% à +15%.

La coupe associée au premier niveau (figure 42a) est délicate à interpréter étant donné la structure grossière des blocs et les problèmes intrinsèques à l'inversion. Il semble néanmoins que les zones situées sous les bassins soient associées à des vitesses plus faibles que celles situées sous les zones hautes comme la ride centrale. La coupe associée au second niveau, soit à une profondeur de 1,2 km sous l'interface, est beaucoup plus intéressante car elle montre très nettement la structure de la dorsale telle qu'elle est vue sur la carte bathymétrique. Les murs Nord et Sud ressortent fortement et sont caractérisés par des vitesses autour de 7 km/s. On retrouve même le découpage particulier de ces murs légèrement N30°. La zone située sous la zone axiale est nettement plus lente que les murs. Sa vitesse moyenne est proche de la vitesse initiale, soit 5,5 km/s, ce qui est normal étant donné que le modèle initial a été défini à partir des enregistrements aux capteurs situés sur le fond de la vallée axiale. Il y a toutefois des variations locales significatives de vitesse dans la vallée axiale. Les valeurs les plus faibles, autour de 5 km/s, coïncident avec les bassins et les valeurs plus élevées, atteignant 6 km/s, se trouvent sous la ride centrale. Enfin, au niveau 3, la zone lente s'élargit, un bout du mur Nord apparaissant encore au Nord Ouest avec des vitesses atteignant 8 km/s, le reste ayant des vitesses comprises entre 6,5 et 7,2 km/s avec toutefois une zone nettement plus lente, autour de 6 km/s, située sous le bassin Ouest. L'orientation N30° ressort encore. Grâce à ces trois coupes horizontales synthétisant les résultats de l'inversion, quelques remarques importantes peuvent être d'ores et déjà faites. L'un

des résultats frappant est la totale géométrie 3D du milieu, les détails perçus ici étant au moins plurikilométriques. D'autre part, la correspondance des structures profondes avec la morphologie du fond marin, et ce jusqu'à des profondeurs de 3 km sous l'interface, est une information essentielle car elle justifie l'utilisation des cartes bathymétriques dans l'étude de dorsales. Enfin, les fortes variations de vitesse enregistrées, dépassant parfois 15%, sont des valeurs importantes qui devraient permettre de préciser la nature du milieu de propagation.

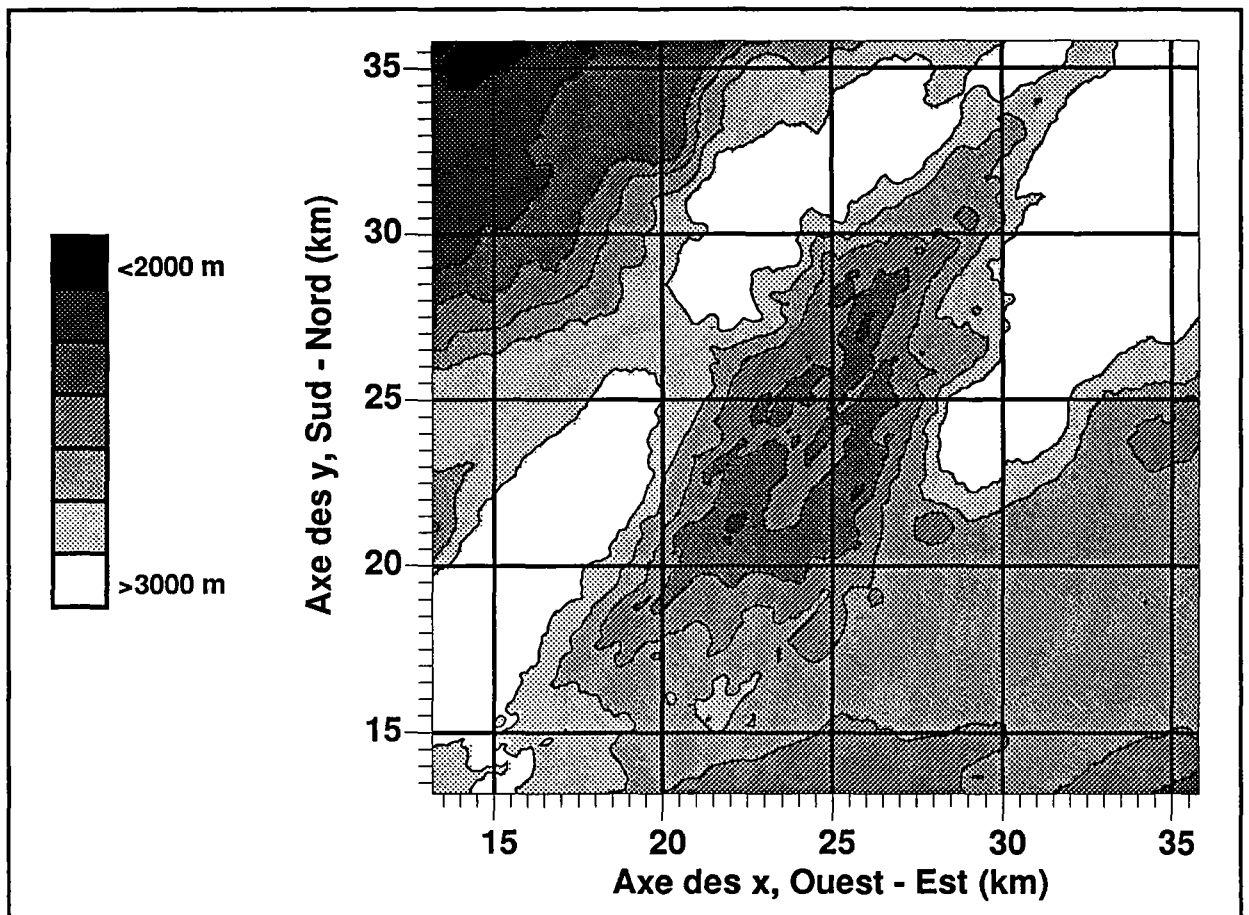


Figure 41 : Carte bathymétrique associée à la zone imagée par tomographie. Les coordonnées en x et y sont ceux de la carte générale figure 21. Les positions des coupes verticales sont indiquées en traits pleins, soient celles parallèles à l'axe Sud-Nord extraites aux positions $x=15, 20, 25, 30, 35$ km, et celles parallèles à l'axe Ouest-Est extraites aux positions $y=15, 20, 25, 30, 35$ km.

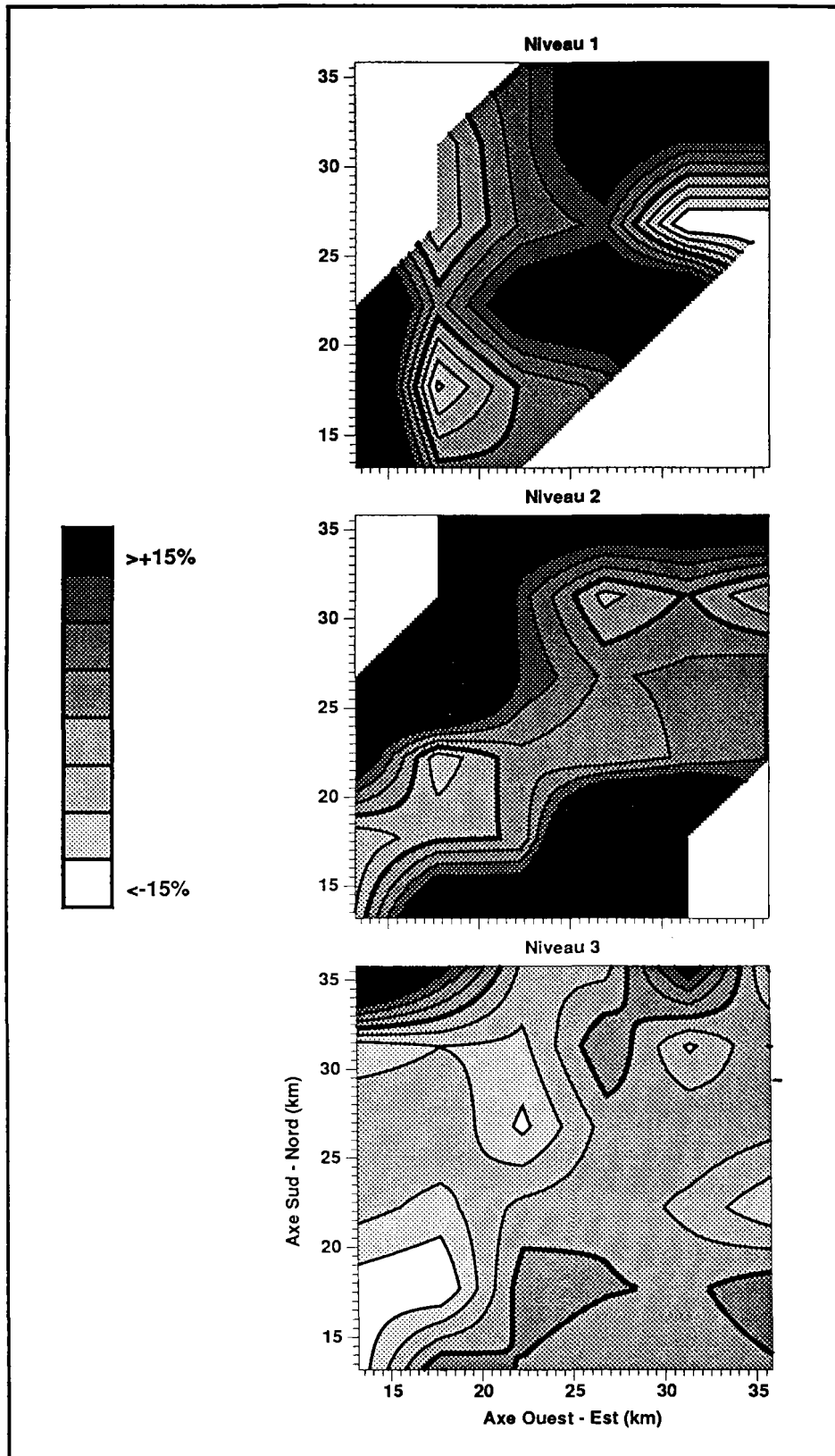


Figure 42 : Coupes horizontales réalisées pour chaque niveau de blocs. Les coordonnées de la zone représentée sont celles de la carte bathymétrique de la figure 41. Les perturbations sont représentées en % par rapport à la vitesse définie par le modèle initial, soient 3,2 km/s, 5,5 km/s et 7,4 km/s pour les niveaux 1, 2 et 3 respectivement. Les isolignes sont tracées de -15 % à +15 % par pas de 5 %, celle correspondant à la valeur nulle étant épaissie.

Afin de compléter cette visualisation, des coupes verticales ont été réalisées entre l'interface et le centre du niveau 3 situé à 3,6 km sous l'interface. Cinq coupes Sud - Nord et Ouest - Est, espacées de 5 km chacune, ont été réalisées. La position de ces coupes est indiquée figure 41 permettant ainsi les comparaisons avec la morphologie du fond marin. Les figures 43a et 43b correspondent aux profils Sud - Nord, et les figures 44a et 44b aux profils Ouest - Est. Les figures 43a et 44a représentent les variations de vitesse en % par rapport au modèle initial, alors que les figures 43b et 44b représentent les vitesses finales. Si l'on analyse d'abord les représentations en variations de vitesse par rapport au modèle initial unidimensionnel, une structure de dorsale ressort clairement avec des murs marqués par des vitesses de propagation élevées par rapport à celles du matériau central. Etant donné l'orientation oblique $N60^\circ$ de la dorsale, les coupes Sud - Nord sont plus faciles à analyser car elles correspondent approximativement à des coupes transversales à l'axe de la dorsale montrant les murs encadrant la zone centrale. Le décalage de cette zone centrale du Sud vers le Nord lorsque x augmente traduit bien cette orientation générale de la dorsale. Les coupes Est - Ouest se comprennent mieux si l'on se reporte à la carte bathymétrique de la figure 41 mais elles montrent, bien entendu, la même structure. Outre la morphologie générale de la dorsale, les coupes Sud - Nord montrent clairement l'existence d'une zone axiale nettement plus rapide (5 à 10 % par rapport au modèle initial) située approximativement entre 1 et 2, voire 3 km sous l'interface, et correspondant assez bien avec la ride centrale. Ceci est particulièrement visible au niveau de la coupe Sud - Nord $x=25$ km. D'autre part, les zones profondes montrent cette fois une diminution de vitesse par rapport au modèle initial, avec un élargissement en profondeur. Cette diminution est particulièrement forte sous le bassin Ouest du côté de son extrémité Sud comme le montrent les coupes $x=15$, $y=15$ et $y=20$ km. Si l'on regarde maintenant le modèle de vitesse incorporant ces perturbations (Figures 43b et 44b), les lignes d'isovitesse montrent bien la présence de vitesses faibles à l'axe de la dorsale avec des variations d'épaisseur et d'intensité de la zone lente en grande partie corrélées à la bathymétrie de surface.

Expliquer toutes ces observations en terme de pétrologie et caractéristiques physiques du milieu de propagation n'est guère aisé, on ne dispose après tout que de la seule observation des vitesses. Trois de ces observations majeures vont néanmoins faire ici l'objet de quelques conjectures :

- 1) La structure générale nette de la dorsale avec des murs bien marqués (cf. figure 43a) encadrant une zone lente s'élargissant avec la profondeur, correspond à l'idée que l'on se fait de la structure thermique d'une dorsale. Il y a probablement une zone axiale où la température est élevée, les murs ressortant comme des zones plus froides de part et d'autre de l'axe donc comme des zones de vitesses élevées. Il semble d'ailleurs que ces murs s'épaississent lorsque la distance perpendiculaire à l'axe croît (figure 43a), mais cette observation est à prendre avec précaution car la zone imagée n'est pas suffisamment étendue. En fait, deux aspects sont à distinguer, car ces

zones rapides sont délimitées en profondeur et en surface. Si la délimitation en profondeur peut s'expliquer par le refroidissement progressif des roches, celle de surface est probablement due à une différence pétrologique, la partie supérieure étant constituée de basaltes plus ou moins poreux et fracturés où la vitesse de propagation est plus faible que dans les zones gabbroïques.

2) L'existence de zones intracrustales plus rapides à 1 km sous l'interface, d'épaisseur kilométrique et correspondant en grande partie à la ride centrale de la vallée axiale, est probablement explicable de différentes façons. Si l'on suppose que la petite ride centrale, étant donné son extrême rugosité, est un édifice "extrusif" plus récent que les bassins, il est possible qu'elle soit beaucoup moins poreuse ou fracturée que les zones plus anciennes. Elle aurait donc des vitesses de propagation plus élevées comme observé au niveau 1. Elle peut protéger la zone sous-jacente de la fracturation et de la circulation hydrothermale, la faisant ainsi ressortir par des vitesses plus élevées. Il peut également s'agir d'une différence de composition pétrologique étant donné la différence probable de mécanismes de mise en place des structures au niveau des bassins et au niveau de la ride centrale. La séquence basaltique intrusive (dykes) de la couche 2 n'existe peut être pas sous la ride centrale, ce qui expliquerait les différences de vitesses pour une même profondeur entre bassins et ride.

3) La zone lente, s'élargissant en profondeur, est très certainement liée à la température élevée régnant à l'axe de la dorsale. Ce milieu peut également contenir un certain pourcentage de magma. Il serait intéressant d'essayer de relier les variations de vitesse observées à une différence de température.

Pour conclure sur ces résultats d'imagerie tomographique obtenus à l'axe d'une dorsale lente, il faut souligner que rien dans les résultats présentés ici ne laisse supposer qu'il existe une zone magmatique de grande taille. Il est vrai que la résolution, plurikilométrique, est certainement trop faible pour détecter une telle structure. D'autre part, une zone magmatique serait probablement superficielle. Or l'imagerie de surface n'est pas suffisamment précise ici. L'ensemble de ces résultats est particulièrement encourageant quant aux potentialités des approches tomographiques au niveau d'une dorsale. La grande diversité des images obtenues montre une structure extrêmement variable en vitesse et géométrie. Cette variabilité observée le long de l'axe de la dorsale, auparavant notée sur la bathymétrie, est à prendre en compte dans l'explication des phénomènes d'accrétion et d'expansion océanique. Pour conclure cette étude, on peut analyser la méthodologie suivie et tenter de préciser quelles devraient être les améliorations.

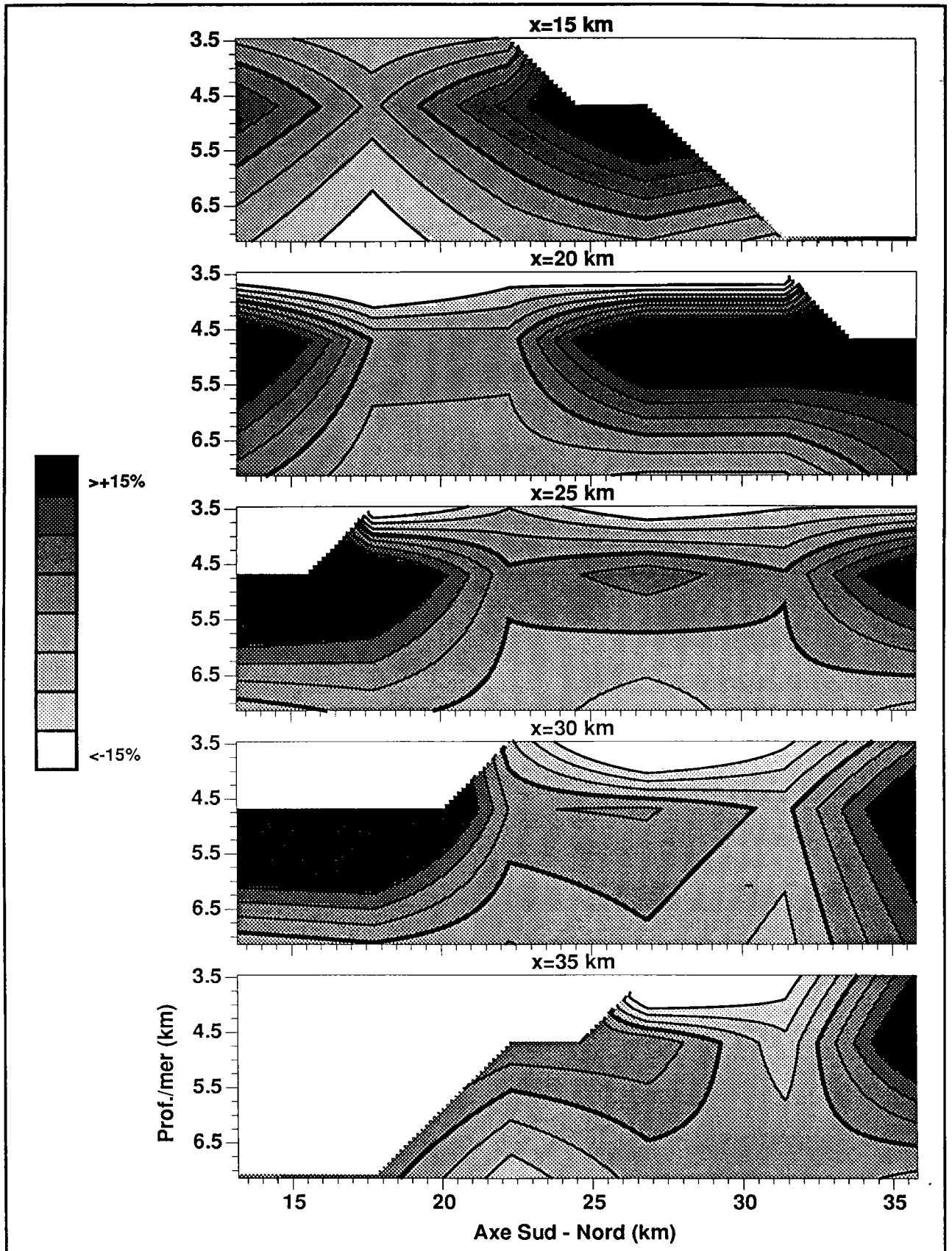


Figure 43 : a) Coupes verticales parallèles à l'axe Sud - Nord, et extraites aux positions $x=15, 20, 25, 30$ et 35 km représentées respectivement de haut en bas (Ouest en haut et Est en bas). Les perturbations sont représentées en % de la vitesse initiale. Les isolignes sont tracées de -15% à $+15\%$ par pas de 5% , la valeur nulle correspond au trait épais. Les coupes sont faites entre $3,5$ km et $7,1$ km de profondeur sous le niveau de la mer.

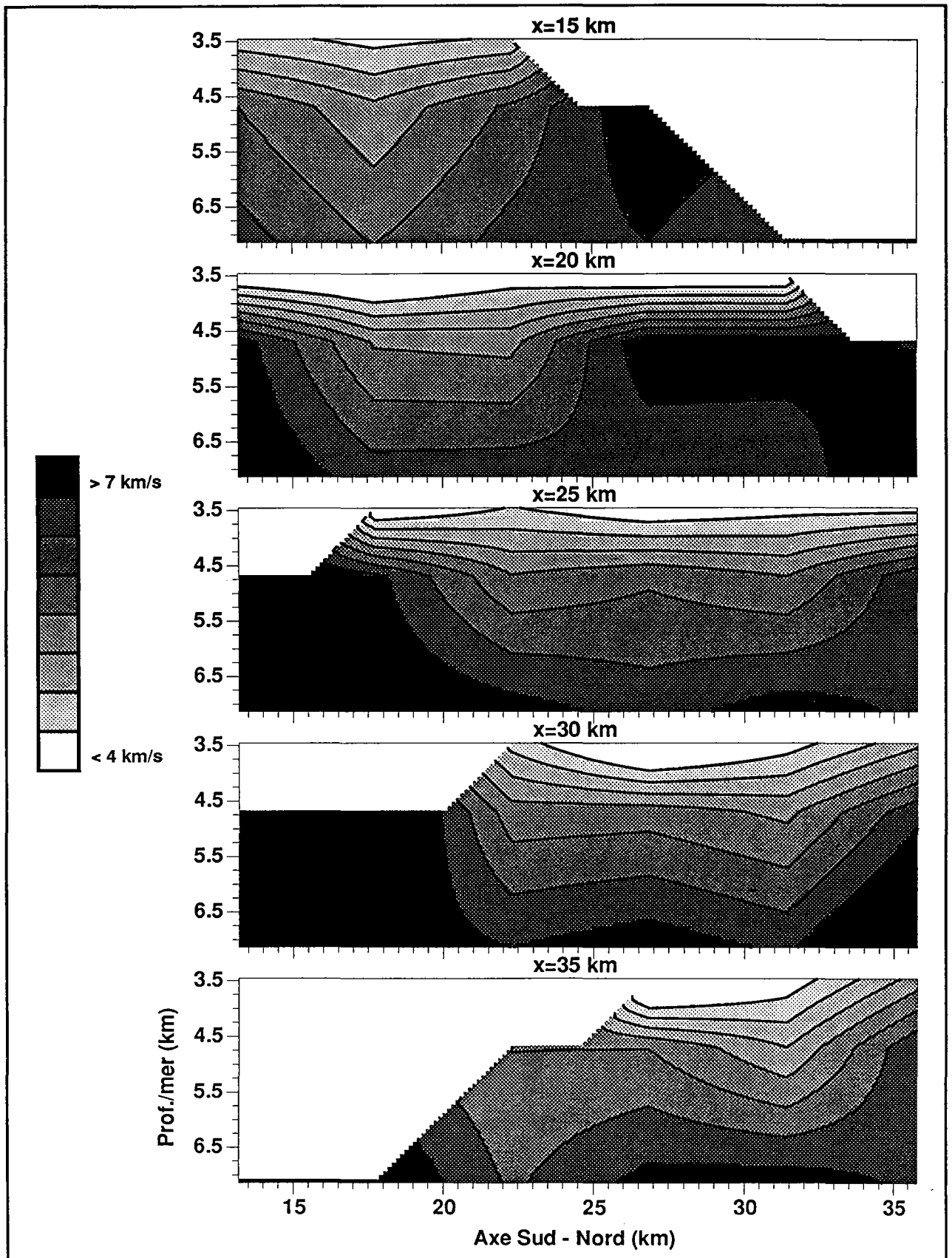


Figure 43 : b) Coupes verticales parallèles à l'axe Sud - Nord, et extraites aux positions $x=15, 20, 25, 30$ et 35 km représentées respectivement de haut en bas (Ouest en haut et Est en bas). Les vitesses finales sont représentées. Les isolignes sont tracées de 4 km/s à 7 km/s par pas de $0,5$ km/s. Les coupes sont faites entre $3,5$ km et $7,1$ km de profondeur sous le niveau de la mer.

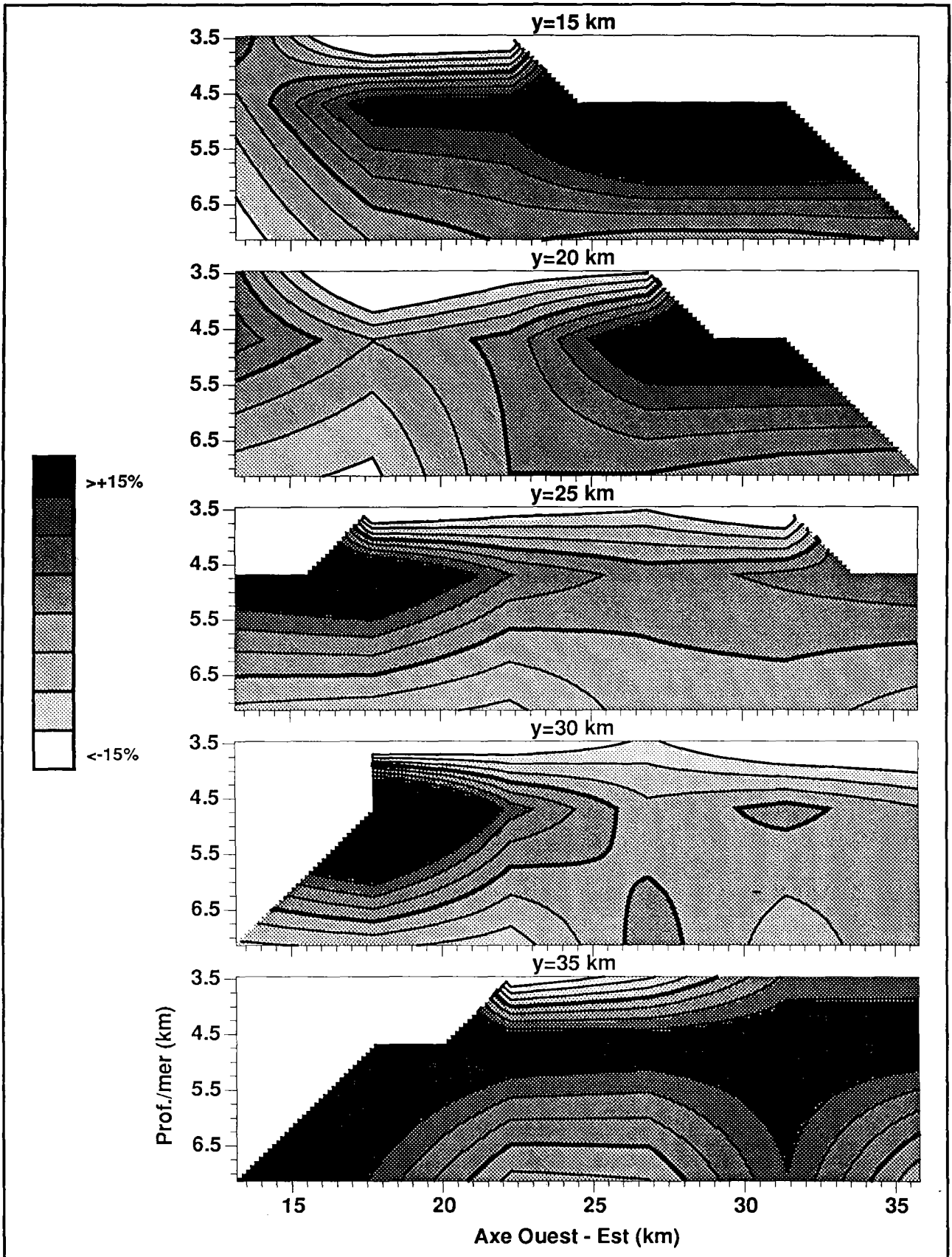


Figure 44 : a) Coupes verticales parallèles à l'axe Ouest - Est, et extraites aux positions $y=15, 20, 25, 30$ et 35 km représentées respectivement de haut en bas (Sud en haut et Nord en bas). Les perturbations sont représentées en % de la vitesse initiale. Les isolignes sont tracées de -15% à $+15\%$ par pas de 5% , la valeur nulle correspond au trait épais. Les coupes sont faites entre $3,5$ km et $7,1$ km de profondeur sous le niveau de la mer.

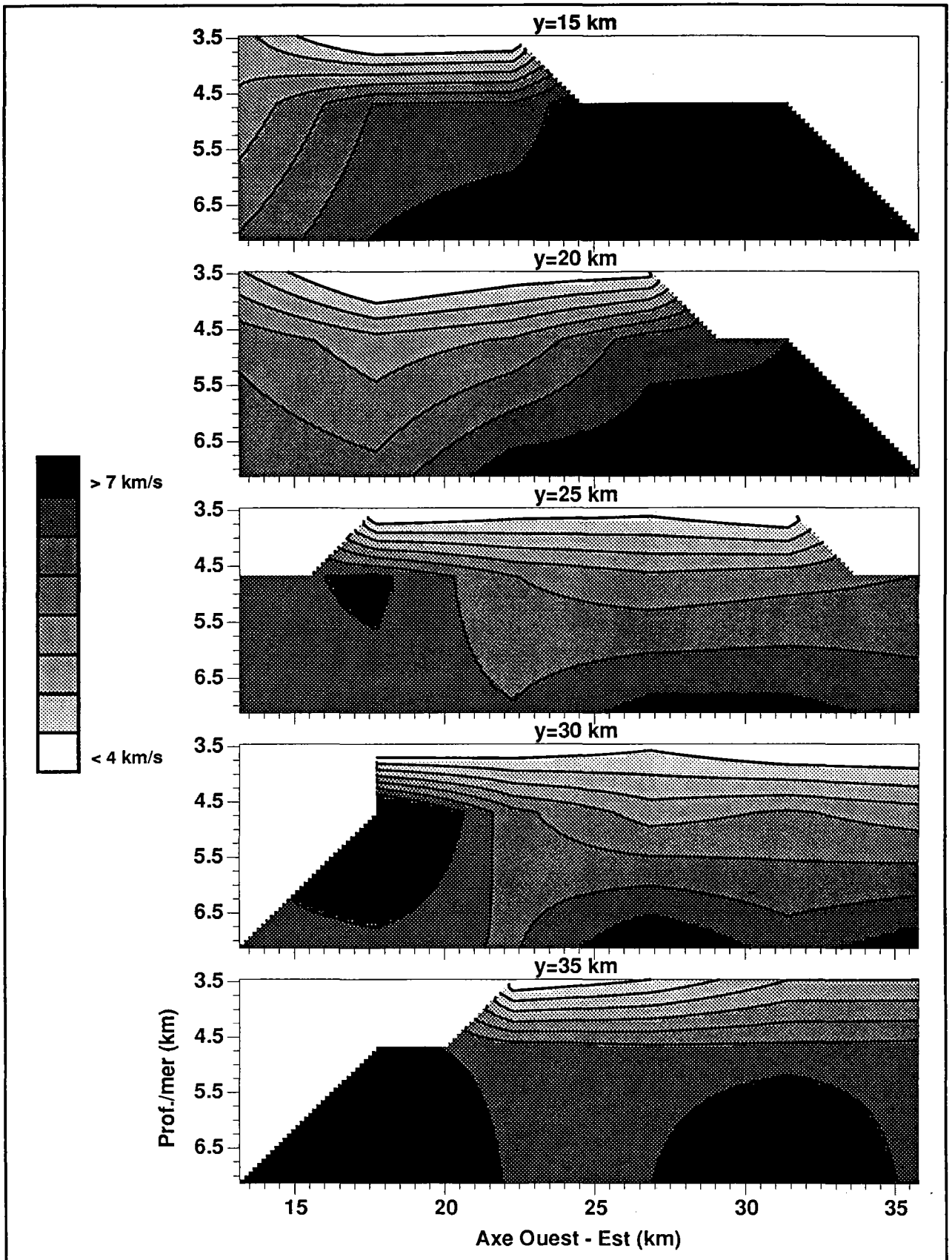


Figure 44 : b) Coupes verticales parallèles à l'axe Ouest - Est, et extraites aux positions $y=15, 20, 25, 30$ et 35 km représentées respectivement de haut en bas (Sud en haut et Nord en bas). Les vitesses finales sont représentées. Les isolignes sont tracées de 4 km/s à 7 km/s par pas de $0,5$ km/s. Les coupes sont faites entre $3,5$ km et $7,1$ km de profondeur sous le niveau de la mer.

II.4 : Commentaires sur l'approche suivie.

Tout d'abord, il faut indiquer que les résultats de l'expérience similaire réalisée par le Woods Hole en Janvier 1988 ont fait l'objet très récemment d'une publication (Toomey & al, 18 Octobre 1990). Ces résultats sont intéressants à double titre car ils confirment la faisabilité des approches tomographiques au niveau d'une dorsale, et présentent une très grande similarité avec ceux obtenus pour l'expérience de l'IFREMER, alors que les dorsales étudiées sont fort différentes. En effet, la zone de l'East Pacific Rise étudiée par les américains ($18 \times 16 \text{ km}^2$) présente un demi taux d'expansion de 5,6 cm/an, soit pratiquement six fois plus important que celui estimé pour la dorsale de Mohn. La bathymétrie est nettement moins chahutée et dissymétrique. Les résultats majeurs de cette autre expérience de tomographie sont l'existence d'une zone axiale assez superficielle à forte vitesse, ainsi que celle d'une zone à faible vitesse sous jacente. La continuité de la zone à forte vitesse est observée mais il y a néanmoins de fortes variations quant à la vitesse mesurée et la largeur de cette zone. Une segmentation de la zone à faible vitesse, avec une distance caractéristique de 10 km, ainsi qu'une asymétrie des structures par rapport à l'axe de la dorsale sont notées. Ces résultats généraux sont donc proches de ceux qui ont été exposés ici, la différence portant essentiellement sur les échelles, la variabilité des structures majeures comme la zone à forte vitesse ou celle à faible vitesse étant de plus petite longueur d'onde sur la dorsale de Mohn. Une comparaison plus approfondie de ces deux expériences reste à faire car il s'agit de résultats particulièrement récents.

Si l'approche générale choisie par le Woods Hole et l'IFREMER est la même, les différences sont cependant importantes quant à son application. Elles portent essentiellement sur le dispositif choisi, soit l'emplacement des capteurs et des tirs, la source utilisée par le Woods Hole étant l'explosif, ainsi que sur la méthode d'inversion utilisée. Le choix de cette dernière ne sera pas commenté. En ce qui concerne la géométrie du dispositif, si la zone centrale sur laquelle s'effectue la majorité des tirs est de dimension équivalente dans les deux expériences, 15 capteurs ont été utilisés par le Woods Hole dont 7 placés sous la zone de tirs et 8 le long de deux lignes parallèles à l'axe de la dorsale et de part et d'autre, situées à une vingtaine de kilomètres du centre du dispositif. Des tirs ont également été effectués le long de ces deux lignes. En fait, ne disposant que de 5 capteurs, le dispositif choisi par l'IFREMER était optimal et s'apparente à celui du Woods Hole. Il est clair cependant que l'augmentation du nombre de capteurs ne peut être que bénéfique dans ce genre d'étude. La deuxième expérience qui avait été réalisée sur la dorsale de Mohn en plaçant les quatre OBH à environ 50 km du centre du dispositif (expérience LR) n'a pas été utilisée ici en raison du niveau de bruit. Ceci dit, ces données n'auraient probablement pas apporté beaucoup plus d'informations pour la zone imagée mais elles auraient certainement perturbé l'inversion car la plus grande partie des rais aurait été hors de la zone d'intérêt tout en traversant

des milieux fortement variables. Le dispositif suivi par le Woods Hole apparaît donc comme le plus indiqué, en dimensions et en configuration.

Il est bon ici de rappeler le problème majeur rencontré pour la dorsale de Mohn et qui provient d'une bathymétrie du fond marin extrêmement chahutée. En fait, ce problème est du en totalité à ce que les tirs sont effectués en surface et non sur le fond marin. La réalisation de plusieurs centaines de tirs sur le fond marin n'est cependant guère envisageable. Heureusement, la connaissance parfaite de cette bathymétrie, ainsi que l'utilisation d'un nouveau tracé de rais pour le calcul de premières arrivées permettant de la prendre en compte précisément, ont certainement contribué aux bons résultats de l'inversion. Cette étude n'est pas terminée car il faudrait maintenant refaire le calcul avec un tracé de rais réellement 3D. Le programme devrait être écrit très prochainement (cf. Partie 2), ce qui permettrait une correction encore plus précise de la topographie ainsi qu'une simplification des procédures. Il faut en effet rappeler qu'avec le programme 2D utilisé, le calcul du temps de première arrivée et du rai associé devait être fait en créant une grille de lenteurs pour chaque couple source - capteur. Cette création de grille, bien que pour un milieu où la vitesse ne variait qu'avec la profondeur et surmonté d'une interface un peu particulière, utilisait 60 % du temps calcul nécessaire pour chaque couple. Avec une version 3D, ce calcul ne sera fait qu'un nombre de fois égal au nombre de capteurs, grâce au principe de réciprocité, et une seule grille 3D sera utilisée. L'autre avantage certain est que l'on pourra envisager des processus d'inversion itératifs où chaque modèle déterminé servira de modèle initial pour une nouvelle inversion, et ce jusqu'à ce que les résidus n'évoluent plus. Un processus itératif aurait, certes, pu être envisagé avec le programme 2D mais la création de la grille pour chaque couple source - capteur lorsque le milieu devient un peu compliqué aurait été particulièrement fastidieuse. Il n'est pas dit qu'un calcul itératif soit indispensable - les résidus ont diminué de 85 % à la première inversion - mais ce serait physiquement plus correct car les perturbations obtenues sont très fortes et doivent se traduire par des trajets de rais qui pourraient être assez différents de ceux calculés ici. Une approche réellement 3D est donc fortement conseillée.

L'approche tomographique choisie repose sur l'utilisation des temps de première arrivée associés à des trajets de rais reliant un point du fond marin à un autre point du fond marin après passage dans la croûte océanique. L'échantillonnage du milieu par de tels rais n'est pas forcément idéal. Ainsi, la zone superficielle n'est vue ici que par de petites portions de rais quasi verticaux et non par des trajets complets dans cette zone. Néanmoins, l'approche en temps de première arrivée est la seule possible puisqu'il n'y a pas de phase particulièrement bien identifiable, et l'on comprend pourquoi étant donné la complexité du milieu de propagation. L'algorithme de calcul des temps de première arrivée qui a été utilisé était donc parfaitement adapté à ce problème. Les sources artificielles étant contraintes à une localisation de surface, il faudrait donc se tourner vers les sources naturelles que sont les séismes pour obtenir une information différente. Deux catégories extrêmes de séismes peuvent être utilisées : les télé-séismes et les séismes locaux. L'utilisation de télé-séismes enregistrés sur une zone de dorsale permettrait

d'obtenir des trajets de rais assez verticaux autorisant ainsi une bonne définition horizontale du modèle et ce jusqu'à grande profondeur. L'avantage des séismes lointains est que l'on peut considérer que tous les rais provenant d'un même séisme ont en commun une grande partie de leur trajet excepté pour la petite portion traversant la zone étudiée. Les signaux associés sont cependant basse fréquence et le degré de perception des structures serait moindre que dans le cas des sources artificielles proches. Quant aux séismes locaux, ils peuvent fournir des trajets de rais aussi bien horizontaux que verticaux, mais leur utilisation nécessite l'inversion des paramètres liés à la position du foyer et à l'instant d'émission. Cette utilisation de séismes est potentiellement riche mais nécessite une technologie d'acquisition à long terme sur le fond marin encore peu développée. A titre d'indication, la figure 45 montre une carte de sismicité de la dorsale de Mohn. Les 314 séismes enregistrés depuis 1924 sont représentés, ce qui montre bien l'activité sismique de cette dorsale. Cette activité est la plus importante de la région avec la zone de fracture de Jan Mayen. Sans aller au delà dans l'analyse, une segmentation de la dorsale est visible et l'une des zones d'activité prononcée correspond justement à la zone de tomographie, délimitée sur la figure. Il y a donc là une information potentielle quant aux mécanismes de fonctionnement de la dorsale et aux propriétés du milieu de propagation. Malheureusement, la précision annoncée sur la localisation de ces séismes est de 10 km et peu de mécanismes au foyer existent. Les trois ou quatre publiés (Savostin & al, 1981) indiquent tous des mécanismes en faille normale, ce qui est généralement observé sur les dorsales (cf. Chap.I §I.3.3). L'utilisation des sources artificielles reste donc encore le moyen le plus simple de réaliser des tomographies sur une dorsale.

La complexité du milieu de propagation associé à une dorsale doit certainement se traduire par des formes d'onde particulières, variables en amplitudes et contenus fréquentiels. Remonter à certaines propriétés physiques de la croûte océanique, autres que la vitesse déterminée par tomographie, à partir de l'analyse des signaux est cependant très difficile. Le chapitre suivant présentera quelques études de signaux réalisées sur les données de l'expérience de tomographie, études montrant que les temps d'arrivée sont de loin les données les plus utilisables, dans ce cas particulier.

Chapitre III : Amplitudes et contenus fréquentiels des premières arrivées.

L'approche tomographique exposée au précédent chapitre ne se fonde que sur l'utilisation des temps de trajet des premières arrivées. Disposant de sismogrammes d'une durée de 21 s, ne pourrait-on pas en extraire davantage d'information ? L'étude des contenus spectraux d'ondes peut, en effet, fournir des informations sur les propriétés d'atténuation du milieu. Le plus souvent, on cherche ainsi à déterminer l'atténuation intrinsèque qui traduit la non élasticité du milieu de propagation, milieu absorbant une partie de l'énergie élastique et la transformant en énergie thermique. On écrit généralement :

$$A_i(r, \nu) = A_o(\nu) \cdot G(r) \cdot e^{-\frac{\pi \nu t_i(r)}{Q}} \quad (1)$$

pour traduire cette atténuation, où r désigne le vecteur position, $A_o(\nu)$ est le spectre du signal source, $G(r)$ le terme d'expansion géométrique considéré indépendant de la fréquence, $A_i(r, \nu)$ le spectre du signal enregistré, t_i le temps de trajet de l'onde et Q une quantité caractérisant l'atténuation intrinsèque. Dans le cas simple où Q est également considéré indépendant de la fréquence, hypothèse couramment faite, cette expression montre que plus l'onde se propage plus le signal sera atténué, l'atténuation étant cependant plus forte pour les hautes fréquences que pour les basses fréquences. Elle montre aussi que plus Q est grand, moins est forte l'atténuation, ce qui explique le terme de **facteur de qualité** affecté à cette grandeur. La détermination de Q est simple puisqu'il suffit de représenter le logarithme népérien du rapport spectral $A_i(r, \nu) / A_o(\nu)$ en fonction de la fréquence et de mesurer la pente de la droite obtenue. En se tenant à la loi, schématique, (1), si le milieu est un assemblage de n zones de facteurs de qualité constants Q_j où l'onde i se propage pendant des temps t_{ij} , le spectre final sera :

$$A_i(r, \nu) = A_o(\nu) \cdot G(r) \cdot \prod_{j=1}^n e^{-\frac{\pi \nu t_{ij}}{Q_j}}$$

$$A_i(r, \nu) = A_o(\nu) \cdot G(r) \cdot e^{-\pi \nu \sum_{j=1}^n \frac{t_{ij}}{Q_j}} = A_o(\nu) \cdot G(r) \cdot e^{-\pi \nu \sum_{j=1}^n q_j t_{ij}} \quad (2)$$

où q_j est l'inverse de Q_j . La quantité mesurée sur les données sera en fait $q'_i t_i$ où q'_i est l'inverse d'un facteur de qualité apparent et t_i le temps de trajet total de l'onde i . Disposant de plusieurs enregistrements, on aboutit alors au système d'équations linéaires suivant :

$$q'_i t_i = \sum_{j=1}^n q_j t_{ij} \quad (3)$$

Ce système est simple à résoudre si l'on choisit la même approche qu'en tomographie sur les résidus de temps d'arrivée (cf. Chap. II), soit en subdivisant le milieu en cellules dans lesquelles le facteur de qualité sera déterminé. La mesure des facteurs de qualité apparents est simple, compte tenu des hypothèses précédentes sur Q et G , et le calcul des t_{ij} , soit le temps de trajet d'une onde i dans une cellule j , ne pose aucun problème si la structure en vitesse du milieu est connue. Cette cartographie de facteurs de qualité serait certainement très intéressante au niveau d'une dorsale où la présence de magma, mais aussi l'existence de fissures dans la partie superficielle et d'une circulation hydrothermale, doivent se traduire par une certaine variabilité des propriétés d'atténuation intrinsèque. Malheureusement, la relation (1) est loin d'être complète. Ce chapitre indiquera brièvement quelques observations faites sur les signaux de première arrivée de l'expérience présentée au chapitre II, observations montrant que l'approche exposée précédemment n'est pas applicable dans ce cas.

III.1 : Brefs rappels sur la notion d'atténuation.

L'expression (1) n'est qu'une version extrêmement simplifiée de l'expression générale suivante :

$$A_i(r, \nu) = A_o(\nu) \cdot G(r, \nu) \cdot I(r, \nu) \quad (4)$$

$G(r, \nu)$ est un terme traduisant les variations locales d'amplitude liées à la redistribution spatiale de l'énergie des ondes dans un milieu hétérogène en vitesse, même s'il est élastique. Il n'y a pas dissipation d'énergie comme dans le cas d'un milieu anélastique. Deux phénomènes se combinent ici; il s'agit de l'interférence d'ondes à fréquence finie et du "scattering" dont on reparlera plus loin. En effet, même si deux ondes ont le même spectre, leur interférence peut se traduire par une modification du contenu spectral global. Pour s'en convaincre, il suffit de sommer deux signaux de même spectre en faisant varier leur écart en temps et en traçant les spectres résultants. A fréquence infinie (théorie des rais) ces phénomènes ne se produiraient pas. Les ondes interférant peuvent être des ondes réfléchies sur des interfaces, ou des ondes réfractées, ...etc. $G(r, \nu)$ peut donc être nettement plus compliqué qu'une simple loi de variation en amplitude fonction de la position. $I(r, \nu)$ traduit à nouveau l'atténuation intrinsèque, due à l'anélasticité du milieu, terme qui peut être plus complexe que celui indiqué pour l'expression (1), en particulier si le milieu est dispersif, Q pouvant alors dépendre de la fréquence. L'expression (4), pour être

complète, devrait également comporter un terme de radiation du aux particularités d'émission à la source et un terme lié à la fonction de transfert du capteur.

Dans une étude récente, Lewis & Jung (1989) ont analysé l'atténuation d'ondes réfractées pour de courts offsets dans une croûte océanique jeune, au voisinage de la dorsale de Juan de Fuca. Ils cherchaient avant tout à expliquer pourquoi l'énergie de ces ondes était concentrée entre 10 et 15 Hz alors que les sources pouvaient avoir émis des signaux beaucoup plus large bande, en particulier dans le cas d'explosifs. Prenant en compte le terme $G(r,v)$ grâce à l'emploi de la méthode de réflectivité de Fuchs & Muller (1971) pour modéliser des empilements de couches homogènes planes, ils montrent que ce pic au voisinage de 10 Hz résulte probablement de la combinaison de deux types d'atténuation. Ceci est dû à la présence de la partie superficielle de la croûte, épaisse d'1 km environ, où existeraient un fort gradient vertical de vitesse et une atténuation intrinsèque importante. Ces deux caractéristiques de la croûte supérieure s'expliquent probablement par la présence de fissures qui se referment progressivement en profondeur. L'épaisseur de ce niveau à fort gradient est comparable aux longueurs d'onde associées à des fréquences proches de 10 Hz. Les fréquences bien inférieures à 10 Hz ne sont donc guère sensibles à cette zone et seule une faible fraction de leur énergie est prélevée et réémise vers la surface, aux courts offsets, par réflexion ou réfraction. Les hautes fréquences sont elles fortement atténuées en raison d'une atténuation intrinsèque importante, leur énergie étant en grande partie absorbée par le milieu. Ces effets d'atténuation sur les basses et hautes fréquences, quoique différents, vont se traduire par une "résonance" des énergies au voisinage de 10 Hz. Il semble donc que l'utilisation de fréquences supérieures à 30 Hz en approche de type réfraction soit impossible, et l'effet de résonance au voisinage de 10 Hz limite le pouvoir de résolution de ces méthodes à quelques centaines de mètres. Les mesures de facteur de qualité tentées par ces mêmes auteurs indiquent des valeurs de 10 à 50 pour cette partie supérieure de la croûte. Q apparaît comme dépendant de la fréquence mais cette observation doit cependant être prise avec prudence car l'étude portant en majorité sur de faibles offsets, la variabilité de ce facteur avec la profondeur n'est pas contrainte. Cette variabilité pourrait entraîner une dépendance en fréquence de l'atténuation mesurée.

Les travaux de Lewis & Jung montrent donc à la fois les effets de l'atténuation intrinsèque liée à l'anélasticité du milieu et particulièrement importante pour les hautes fréquences, ainsi que ceux d'une atténuation due à la simple interférence par réflectivité dans la croûte supérieure. Un autre type d'atténuation susceptible d'être rencontrée est dû à la présence, dans le milieu de propagation, d'hétérogénéités de tailles comparables aux longueurs d'onde. Ce phénomène est désigné en anglais par le terme de "scattering" que l'on traduira ici, peut être improprement, par diffraction. La figure 46 (d'après Herraiz & Espinosa, 1986) montre trois grandes catégories de relation entre onde et hétérogénéité situant ainsi les phénomènes de diffraction. Si la longueur d'onde est très faible par rapport aux dimensions de l'hétérogénéité, le milieu est vu par l'onde comme un assemblage de zones homogènes, la transmission s'effectuant

indépendamment de la fréquence. Si, à l'opposé, les longueurs d'onde sont très grandes devant l'hétérogénéité, celle-ci n'est pas détectée par l'onde qui voit le milieu homogène. Entre ces deux extrêmes, l'interaction entre l'onde et l'hétérogénéité est totale, se traduisant par des figures de radiation complexes. Dans cette dernière catégorie existent différents cas illustrés par la figure 47. Ce type d'atténuation, redistribuant de façon complexe l'énergie de certaines fréquences dans le milieu, n'a pas été étudié par Lewis & Jung, qui l'ont cependant citée comme explication possible de certaines de leurs observations.

Grâce aux enregistrements de la flûte verticale placée sous la zone de tir, on a vu au §II.2.2 que l'on disposait du signal source selon la bonne gamme d'angles d'incidence. Mesurer des atténuations était donc tout à fait tentant. Avant de passer à l'étude des contenus spectraux proprement dits, quelques mots sur l'observation des amplitudes sont nécessaires.

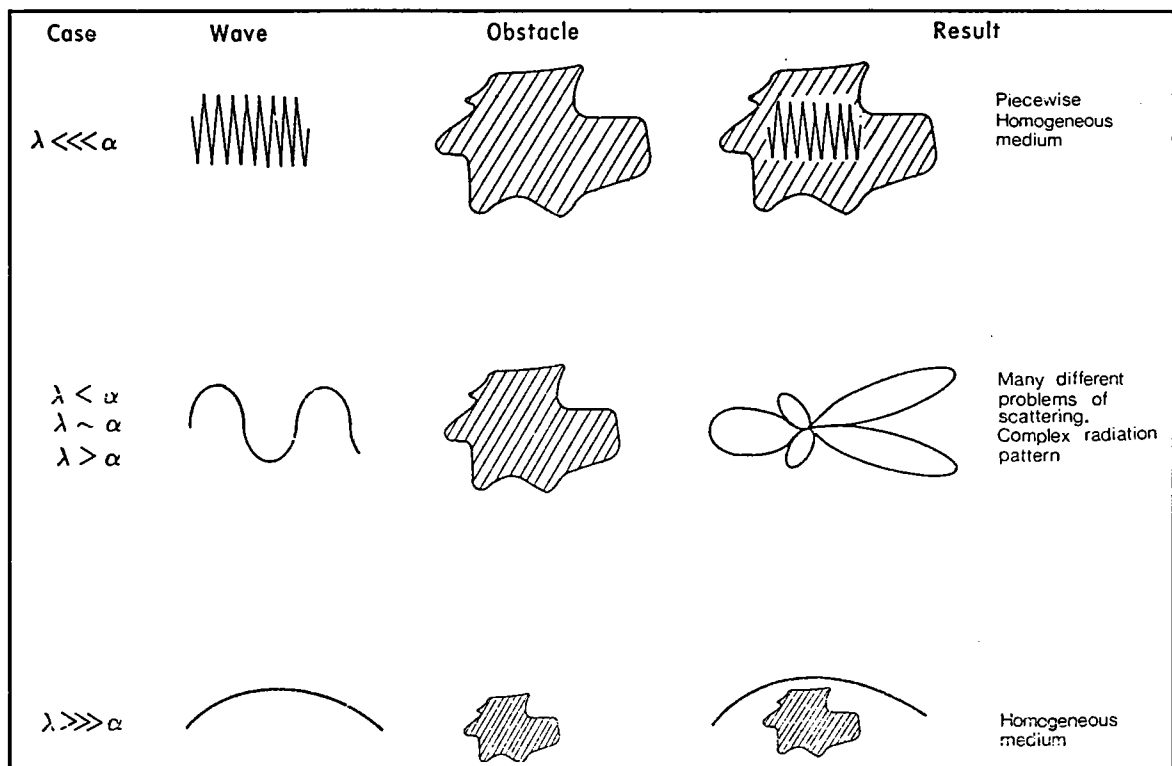


Figure 46 : Interaction onde / hétérogénéité en fonction du rapport entre la longueur d'onde et la taille d'hétérogénéité (Herraiz & Espinosa, 1986).

III.2 : Amplitudes des signaux de première arrivée :

L'amplitude des signaux de première arrivée a été simplement mesurée comme le maximum de l'enveloppe calculée pour une fenêtre centrée sur ces signaux, étant donné la connaissance des temps d'arrivée, dont la largeur est comparable à la durée du signal source. Ces mesures ont été faites pour l'OBVSA en position SR (cf. carte figure 23) car cet instrument permet

un excellent rapport signal/bruit lorsque sont sommés les 16 canaux. Les artéfacts liés à cette sommation ne sont sensibles qu'au delà de 20 Hz (Lecomte, 1988) et n'ont donc pas affecté la mesure car la fréquence dominante est proche de 10Hz. La figure 48a montre la courbe d'amplitude obtenue en fonction du numéro de tir. Une première constatation porte sur l'échelle de ces amplitudes particulièrement considérable puisque variant de 10 à 14000. Afin d'analyser les variations de cette courbe, la distance de trajet des ondes mesurée le long des rais calculés au Chap.II ainsi que la bathymétrie sous les points de tir ont été reportées respectivement figures 48b et 48c. Si les larges ondulations de la courbe des amplitudes se corrélaient bien avec les variations de longueur de trajet, la forte variabilité des amplitudes tir à tir s'explique probablement en partie par la variabilité de la bathymétrie. La topographie chahutée de la ride centrale est, en effet, certainement responsable de focalisations ou de défocalisations locales d'énergie sans compter des phénomènes plus complexes de diffraction car la longueur d'onde dans l'eau, environ 150 m, est directement comparable à la taille des fluctuations de la bathymétrie. On reviendra au paragraphe suivant sur une tentative de simulation des effets de la topographie sur les signaux de première arrivée. Un autre phénomène également superficiel sera montré, qui est aussi une cause possible de modifications importantes des amplitudes.

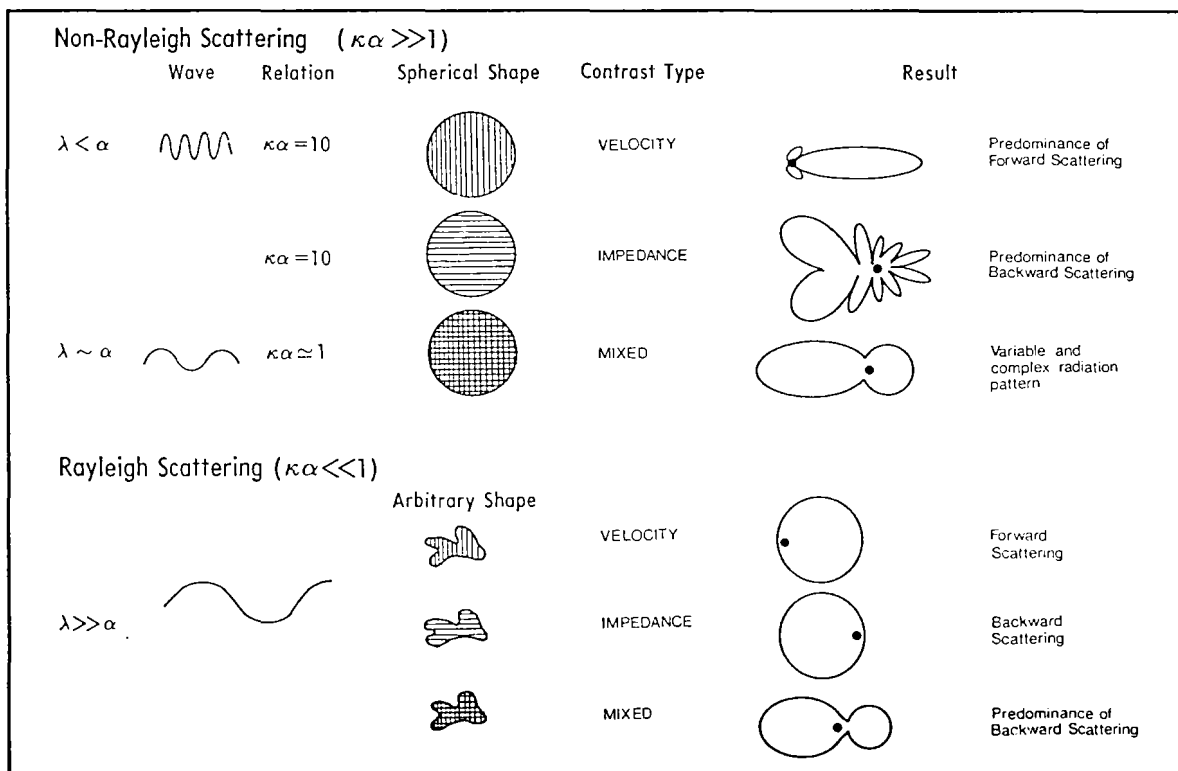


Figure 47 : Différents types de diffraction lorsque la longueur d'onde est comparable à la dimension de l'hétérogénéité avec indication des figures de radiation (Herraiz & Espinosa, 1986).

Pour mieux analyser la relation entre amplitudes et longueurs de trajet de propagation, les premières ont été analysées en fonction des secondes en coordonnées bilogarithmiques. Une nette relation linéaire est ainsi mise en évidence et la détermination de la

penne donne une loi générale d'amplitude pratiquement proportionnelle à l'inverse du cube de la distance. La figure 49 illustre ceci, les amplitudes ayant été reportées en logarithmes décimaux et la

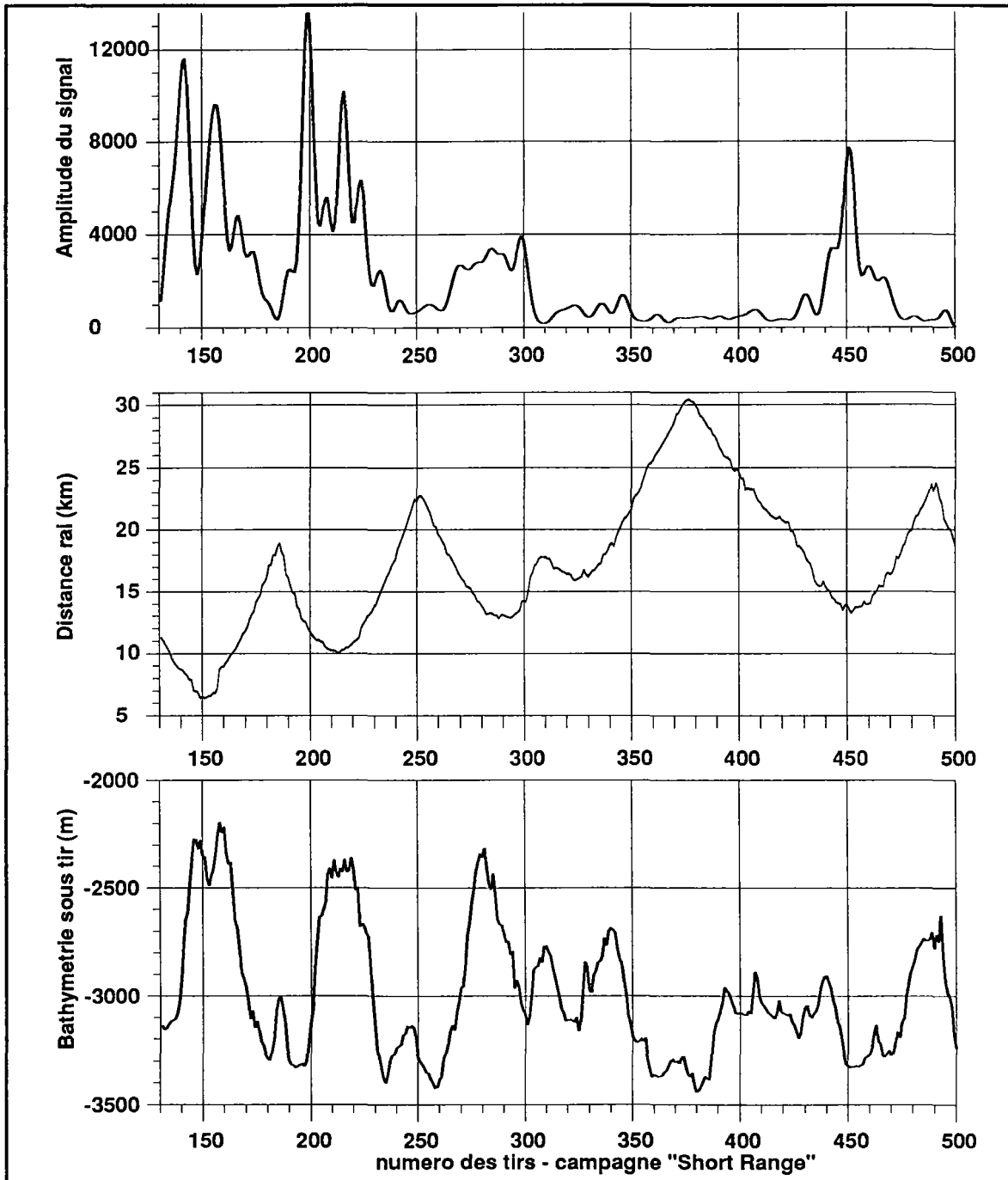


Figure 48 : Analyse des amplitudes des premières arrivées enregistrées sur l'OBVSA en position SR avec, de haut en bas, 1) courbe des amplitudes en fonction du numéro de tir, 2) courbe des distances parcourues mesurées grâce aux rais calculés pour l'inversion tomographique présentée au Chap.II, et 3) courbe de bathymétrie sous tir associée.

distance en échelle normale pour faciliter la lecture. Des exemples de courbes en puissance de la distance ont été superposées montrant que l'on est loin d'une expansion d'énergie en $1/r$ qui serait le cas d'un milieu homogène élastique. Sans tenir compte de la dispersion des amplitudes, il faut cependant expliquer cette tendance générale de forte décroissance avec la distance. Etant donné que l'on est à l'axe d'une dorsale, il n'est peut être pas déraisonnable de penser qu'un milieu de propagation où la température est élevée et contenant du magma puisse être responsable de cette décroissance.

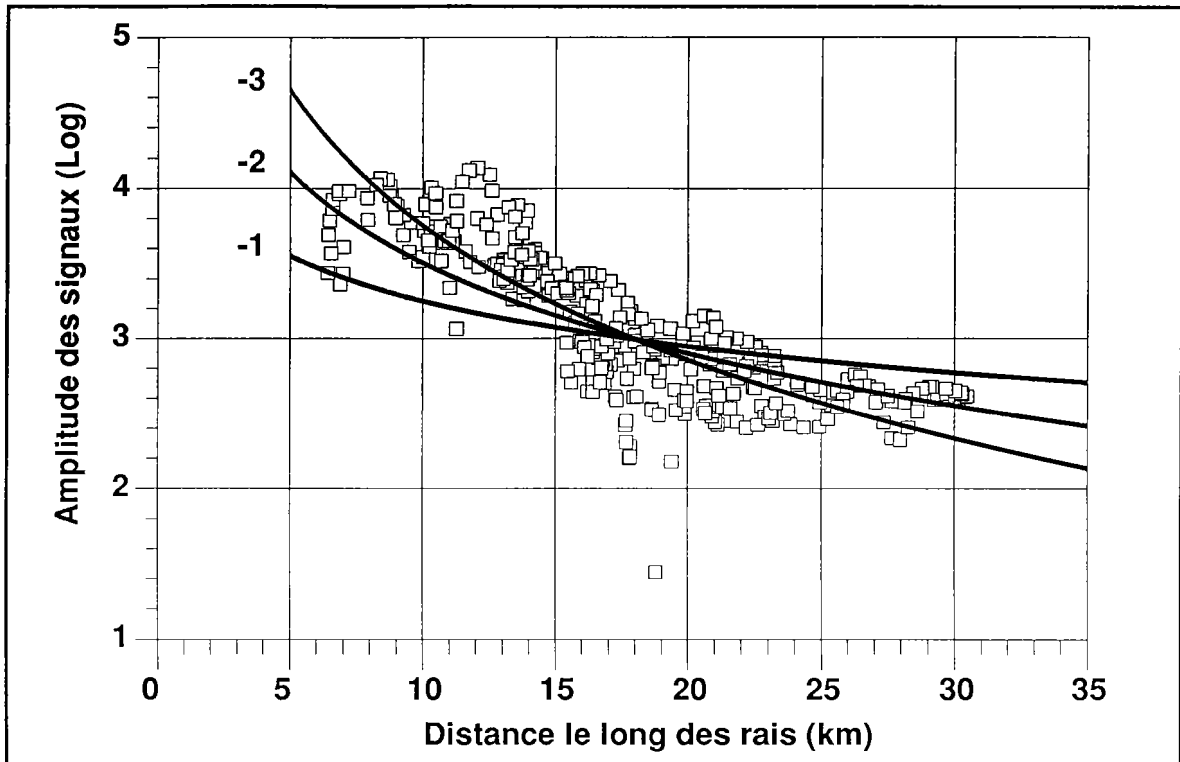


Figure 49 : Analyse de la relation entre amplitudes et distances pour les signaux de première arrivée sur l'OBVSA en position SR. Les amplitudes sont reportées en échelle logarithmique décimale. Trois courbes en puissance de la distance sont superposées, celle déterminée par régression linéaire en diagramme bilogarithmique étant proche d'une loi en puissance cubique de l'inverse de la distance.

III.3 : Commentaires sur les contenus spectraux des premières arrivées :

III.3.1 : Calcul de facteurs de qualité ?

Si l'on s'en tient à la formule (1), estimer le facteur de qualité Q supposé indépendant de la fréquence est simple puisqu'il suffit de mesurer la pente de la droite reliant les fréquences au logarithme du rapport spectral. Cette mesure a été faite pour les mêmes signaux que précédemment, les temps de trajet dans l'eau n'étant pas pris en compte. La figure 50 montre ces

facteurs de qualité apparents reportés en fonction de la distance mesurée le long du rai auquel le trajet dans l'eau a été retiré. Les triangles noirs indiquent les points de mesure où Q apparent dépasse 250, les triangles blancs correspondent à des valeurs négatives. La dispersion des valeurs est importante mais l'on discerne cependant une certaine croissance de Q avec la distance. Néanmoins, cette donnée n'a pas été exploitée outre mesure car l'hypothèse faite de ne considérer qu'une atténuation intrinsèque caractérisée par un facteur Q constant semble par trop restrictive. Par ailleurs, ces mesures, faisables sur Diane qui est un capteur de bonne qualité, posent beaucoup de problèmes sur les autres récepteurs en raison d'un niveau de bruit particulièrement élevé; une sélection des meilleurs enregistrements serait indispensable. Pour ces raisons, la détermination de la structure du milieu en facteurs de qualité a été abandonnée.

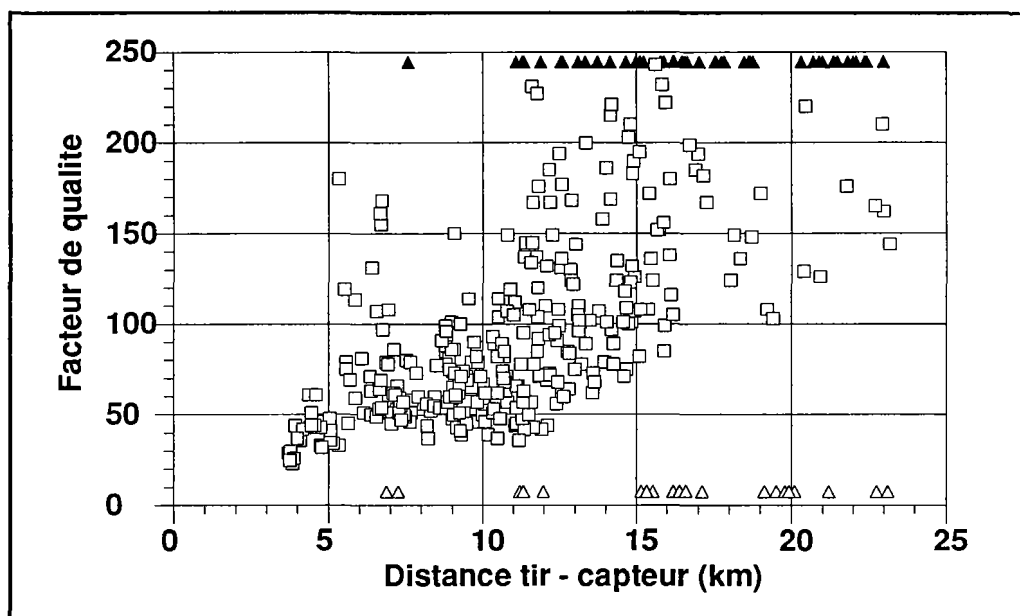


Figure 50 : Facteurs de qualité mesurés sur les premières arrivées de l'OBVSA en position SR. L'hypothèse faite est que l'atténuation est de type intrinsèque caractérisée par un facteur de qualité indépendant de la fréquence. Les points où Q mesuré dépasse 250 sont indiqués par des triangles noirs, ceux où Q est négatif correspondent aux triangles blancs.

III.3.2 : Qu'analyse-t-on réellement ?

Lorsque l'on regarde les signaux de première arrivée pour 200 tirs successifs, toujours enregistrés sur l'OBVSA en position SR (figure 51a), on peut observer assez nettement l'interférence de deux signaux. Si l'on compare avec la courbe de bathymétrie sous tir associée (figure 51b), il semble que les figures d'interférence varient avec la topographie, au moins aux grandes longueurs d'onde, le retard entre les deux arrivées étant plus important sous les zones hautes que sous les zones basses. Compte tenu du faible retard moyen entre les deux arrivées et de l'indépendance de cette observation avec la distance, il pourrait s'agir de l'interférence du signal

direct avec des réflexions multiples générées entre le fond marin et l'interface superficielle dont on a parlé au §II.3.2. En effet, si cette interface est relativement plane, l'écart de temps entre ces deux ondes augmentera avec l'épaisseur de la zone comprise entre le fond et l'interface. Si cette observation est vérifiée, elle prouve l'existence de l'interface superficielle, de sa quasi planéité - du moins ne suit-elle pas le fond marin -, mais aussi les difficultés d'analyse des rapports spectraux puisqu'il n'y a pas une onde analysée mais deux, le retard entre elles étant variable. Lorsque l'on regarde les spectres associés à ces 200 tirs (figure 51c) où l'amplitude maximale est normalisée à 1000 pour permettre de comparer les contenus fréquentiels, la variabilité est importante. Elle se suit au niveau de la fréquence dominante (zones noircies) et correspond bien aux variations d'interférence des deux arrivées. On est donc confronté ici au problème indiqué §III.1 où l'interférence de deux ondes, mêmes si elles ont des contenus spectraux identiques, modifie le contenu spectral global entraînant ainsi une variation des rapports spectraux dépendant directement de la topographie sous jacente. Ce phénomène est particulièrement important et, à lui seul, détruit pratiquement toute possibilité d'analyse détaillée des spectres, à moins de connaître exactement la position et la morphologie de l'interface superficielle.

III.3.3 : Simulations des effets dus à la topographie du fond marin :

Un autre effet directement lié à l'interface rugueuse qu'est le fond marin a également été étudié et concerne la diffraction possible de l'énergie émise au seul passage de cette interface, les longueurs d'onde étant de l'ordre de grandeur des fluctuations topographiques. Etant donné la complexité de ces phénomènes, deux études plus qualitatives que quantitatives ont été menées grâce à l'utilisation des méthodes de calcul de sismogrammes synthétiques par différences finies permettant de simuler la propagation complète d'un champ d'onde. La méthode utilisée ici est une formulation acoustique d'ordre 2 basée sur le schéma hétérogène de Kelly & al (1976). Il s'agit de simulations 2D ne prenant en compte que la propagation d'ondes P dans des milieux acoustiques, ces limitations sérieuses empêchant une analyse quantitative. Le pas de maille de la grille représentant la structure en vitesse du milieu est choisi en fonction de la vitesse minimale et de la fréquence maximale du signal afin d'éviter un effet d'aliasing spatial. La vitesse de propagation dans l'eau étant de 1,47 km/s et la fréquence maximale désirée de 25 Hz, un pas de maille de 5 m a été choisi. Compte tenu de cette valeur, le choix du pas d'échantillonnage en temps des sismogrammes synthétiques est contraint par une condition de stabilité du schéma aux différences finies d'ordre 2, condition faisant intervenir la vitesse maximale, et a été fixé à 0,001 s. La petitesse de ces deux paramètres pose problème car la taille des grilles à prendre en compte devient vite prohibitive ainsi que le nombre d'itérations à effectuer traduisant la durée d'enregistrement des sismogrammes. Pour éviter cela, deux choix ont été faits :

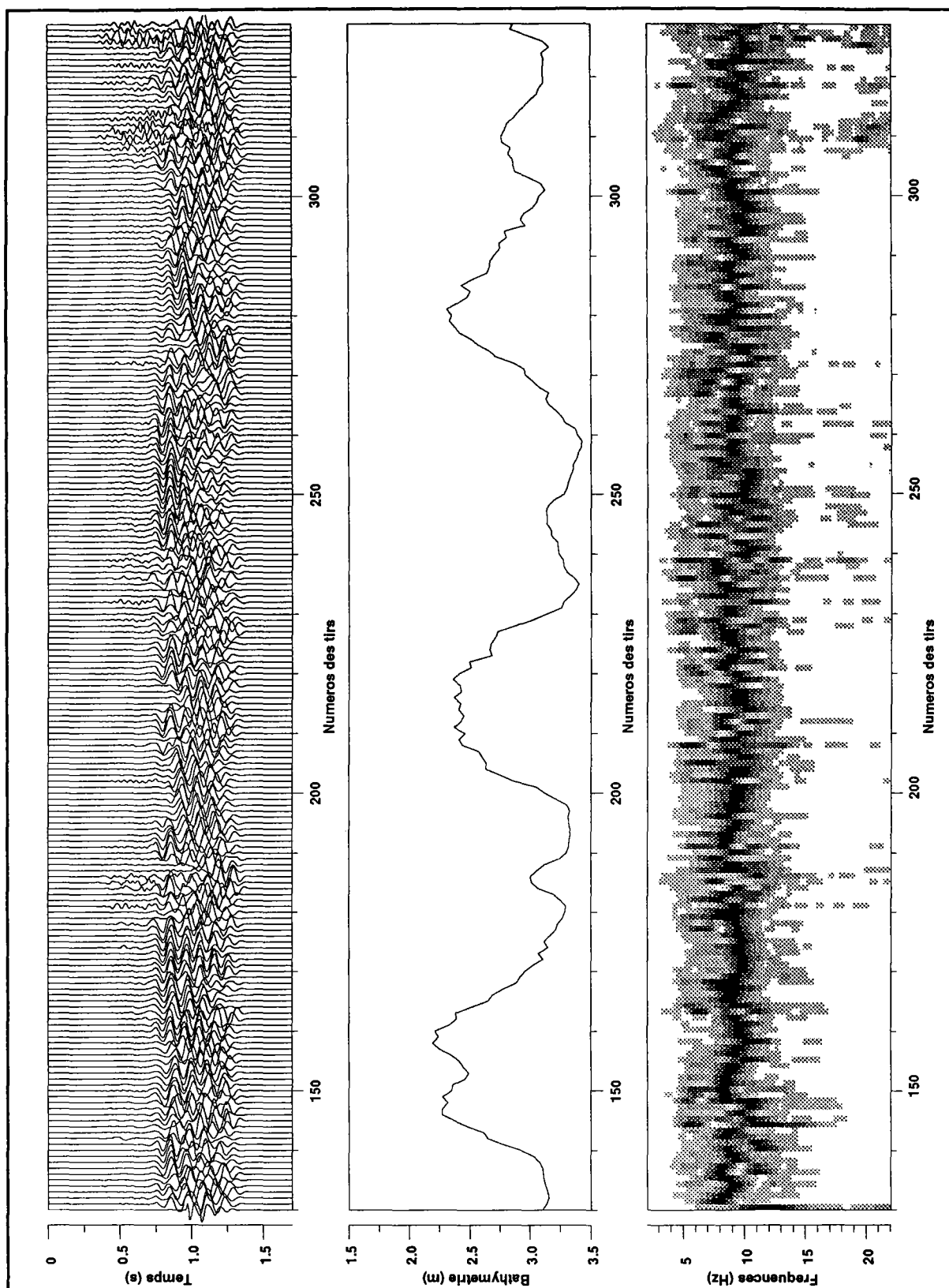


Figure 51 : Analyse des signaux de première arrivée avec, de gauche à droite, a) Représentation des signaux de première arrivée enregistrés sur l'OBVSA en position SR pour les tirs 130 à 329 (cf. figure 23). Ces signaux sont bruts et d'amplitude normalisée trace à trace, b) Courbe de bathymétrie sous tir associée, et c) Spectres des signaux présentés en a), l'amplitude maximale, étant normalisée à 1000 pour chaque spectre, permet ainsi de suivre l'évolution de la fréquence dominante.

1) S'intéressant au seul effet de la topographie du fond marin, il n'est pas utile de simuler toute la propagation du signal, soit du tir vers le capteur. Le signal synthétique a donc été mesuré juste après le passage de la topographie, donc dans le milieu superficiel de vitesse 3,2 km/s indiqué au Chap.II, et ce plus ou moins à l'aplomb des tirs compte tenu des angles d'incidence connus grâce aux calculs de rais effectués pour la tomographie. Outre la diminution de taille de la grille, la faible valeur de la vitesse maximale à prendre en compte a permis la valeur du pas d'échantillonnage temps indiqué précédemment.

2) la propagation du signal dans le milieu homogène qu'est l'eau ne présente aucun intérêt et est une perte considérable en temps calcul étant donné les grandes profondeurs rencontrées ici, soient 2 à 3 km. Le programme a donc été modifié pour simuler une source sphérique hors de la grille et le signal est calculé exactement aux points définissant la limite supérieure de la grille, l'expansion géométrique étant respectée. Ce signal se propage peu à peu sur la grille grâce au schéma de différences finies.

a) Etude n°1 :

Cette étude a permis la simulation de plusieurs tirs successifs enregistrés en un même capteur, soient les tirs 140 à 170 étudiés sur Esther et tirés le long d'une route traversant la ride centrale (cf. carte figure 23). Pour pouvoir comparer les résultats aux données réelles, Esther a été choisi car les tirs indiqués sont situés approximativement à une même distance de ce capteur. L'effet d'expansion géométrique est donc très faible et les amplitudes peuvent être analysées tir à tir. Pour chaque tir simulé, le signal a été mesuré à une profondeur de 3 km le long du rai théorique calculé au Chap.II. Les sismogrammes synthétiques obtenus sont présentés figure 52a et les données réelles figure 52b. La comparaison entre les deux est malheureusement restreinte étant donné le fort niveau de bruit sur certains tirs. On peut juste constater l'importance du relief du fond marin, ne serait-ce que sur les temps d'arrivée, la structure de la ride centrale avec ses deux crêtes majeures ressortant particulièrement bien. Lorsque l'on regarde les signaux synthétiques, les variations d'amplitude atteignent presque un facteur 3, ces variations étant principalement dues à des focalisations ou à des défocalisations d'énergie selon que le tir se trouve à l'aplomb d'une "bosse" ou d'un "creux" de la topographie. Il y a donc clairement un effet topographique important qui est probablement sous estimé ici car il ne faut pas oublier que les simulations sont acoustiques et 2D, donc pour une structure à symétrie cylindrique, ce qui impose une expansion géométrique en $1/\sqrt{r}$. En ce qui concerne les contenus spectraux, on arrive à voir les variations tir à tir, les signaux transmis semblant parfois constitués de l'interférence de deux signaux très proches (tirs 156, 164, ...etc). Afin de mieux montrer la complexité de la transmission sur le fond marin, l'étude suivante détaille le calcul du tir 163 choisi en raison d'un rapport spectral particulièrement chahuté.

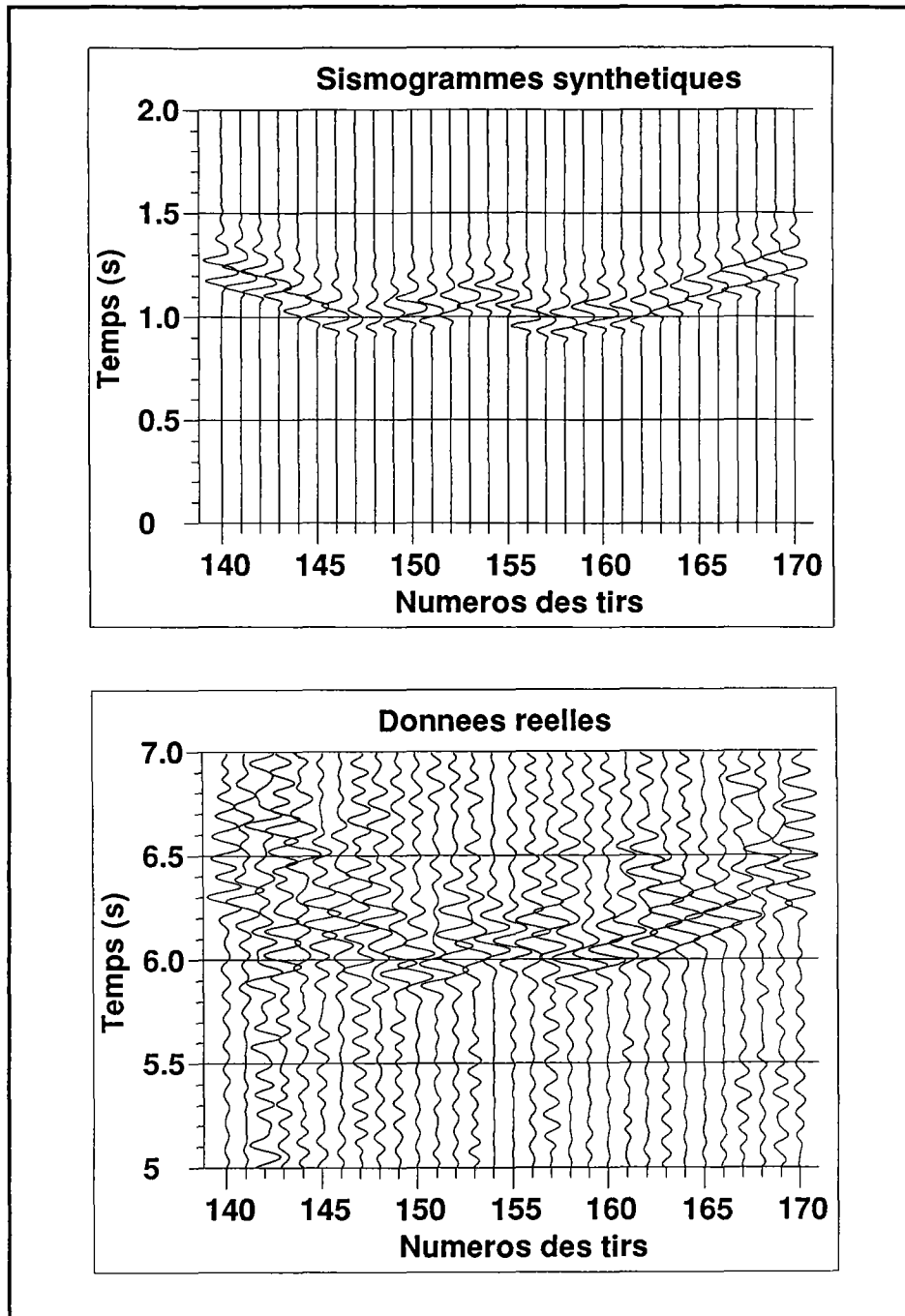


Figure 52 : Simulation des effets de la topographie du fond marin, étude n°1, avec de haut en bas, a) Sismogrammes synthétiques calculés par différences finies et enregistrés à 3 km de profondeur le long du rai théorique défini au Chap.II. Les tirs simulés sont les tirs 140 à 170 enregistrés sur Esther. Les amplitudes suivent une même échelle, ce qui permet de voir les variations trace à trace, et b) Données réelles montrant les premières arrivées associées aux tirs simulés. Les amplitudes sont normalisées trace à trace.

b) Etude n°2 :

La simulation du tir 163 enregistré sur Esther est montrée sous forme de "photos" du champ d'onde extraites du calcul par différences finies (figure 53). Ces photos sont une représentation pour un instant donné des valeurs de la grille sur laquelle le champ d'onde est

calculé (déplacement ou pression). L'amplitude du signal source au niveau du tir est égale à 1000, l'échelle choisie noircissant les amplitudes supérieures à 10 et blanchissant celles inférieures à -10. La photo du haut montre le front d'onde primaire, généré par le tir, lorsqu'il atteint le fond marin représenté en noir. 250 ms séparent la seconde photo de la première et l'on voit alors le signal transmis dans la croûte supérieure, montrant un étalement des longueurs d'onde, ainsi que le signal réfléchi. La présence des deux petites bosses centrales va créer un champ d'onde particulièrement complexe, à la fois en réflexion et en transmission, comme on peut le voir sur les photos suivantes espacées de 150 ms, l'échelle choisie permettant de visualiser des ondes d'amplitude faible. On peut ainsi discerner en arrière du front transmis de l'énergie diffractée et donc une modification locale probable des contenus spectraux. Une ligne réceptrice a été placée à 3 km de profondeur, l'espacement entre les capteurs, au nombre de 81, étant de 50 m. Les sismogrammes synthétiques sont présentés figure 54a en amplitudes réelles montrant clairement une forte variabilité en amplitude et contenus spectraux. Les spectres liés à ces signaux sont représentés figures 54b et 54c, et confirment cette observation. La mesure d'un facteur de qualité n'aurait ici aucun sens, et pourtant l'effet de la topographie est inclu dans l'atténuation générale observée sur les signaux réels. Ceci explique probablement une partie de la dispersion de la courbe figure 49, outre l'effet cité précédemment d'interférences avec des réflexions entre l'interface superficielle et le fond marin. Il est intéressant de noter que sur cette simulation on a, en fait, à la fois des phénomènes de diffraction d'ondes, phénomènes fortement dépendant de la fréquence, mais aussi des interférences d'ondes, tout ceci contribuant à une complexité des contenus spectraux difficilement contournable.

Malgré la connaissance du signal source selon le bon angle d'incidence, et des données d'excellente qualité acquises sur l'OBVSA, les études exposées précédemment montrent que l'extraction d'information sur les propriétés d'atténuation intrinsèque profondes du milieu à partir de l'analyse des rapports spectraux est fortement compromise à cause d'une topographie chahutée du fond marin et de la présence d'une interface superficielle. Il peut en effet y avoir d'importantes modifications des contenus spectraux par simple traversée du fond marin entre autre à cause de phénomènes de diffraction. Il y a aussi interférence entre un signal direct et des signaux réfléchis entre l'interface superficielle et le fond marin, ce qui se produit non seulement sous le tir mais aussi sous le capteur, modifiant également les contenus spectraux. Certes, il est probable que ce milieu superficiel soit également caractérisé par des propriétés d'atténuation intrinsèque dues à la présence de fissures plus ou moins colmatées et d'une circulation hydrothermale. Mais, retrouver cette atténuation intrinsèque ainsi que celle rencontrée plus en profondeur nécessiterait une correction précise des deux effets cités auparavant, or ce problème apparaît pour le moment peu facile à résoudre. Les méthodes basées sur l'utilisation de temps d'arrivée ont encore de belles années devant elles ...

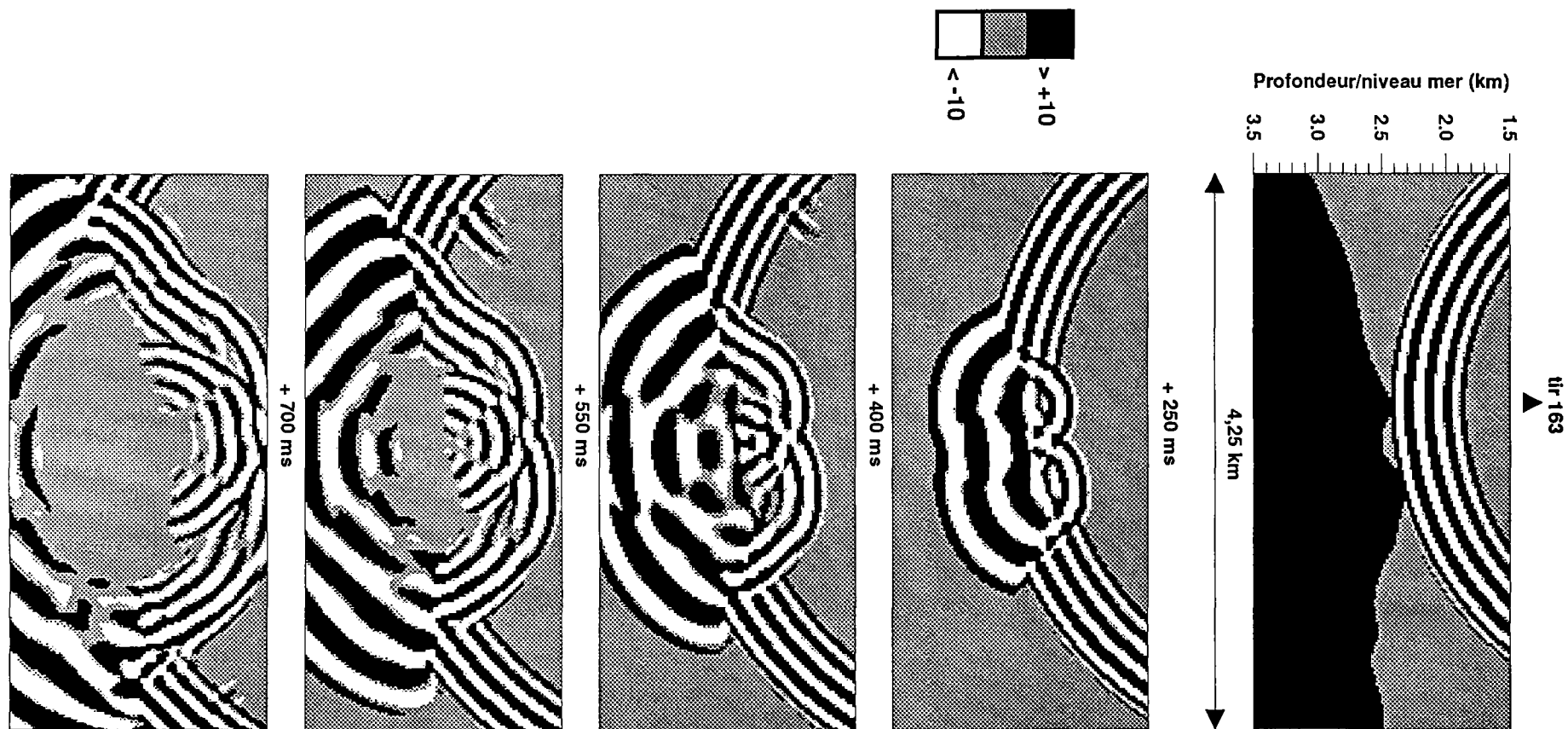


Figure 53 : Simulations des effets de la topographie du fond marin, étude n°2. Calcul synthétique pour le tir 163 enregistré sur Esther. La progression du front d'onde sphérique généré par le tir placé sous la surface de la mer est visualisée sous forme de "photos" du champ d'onde. La photo du haut montre le front incident lorsqu'il atteint le fond marin, représenté en noir. L'amplitude émise au niveau du tir est égale à 1000; l'échelle choisie noircit les valeurs supérieures à +10 et blanchit celles inférieures à -10. 250 ms séparent la première photo de la seconde, les photos suivantes étant prises toutes les 150 ms. La complexité de la propagation après le passage du fond marin est grande avec des phénomènes de diffraction.

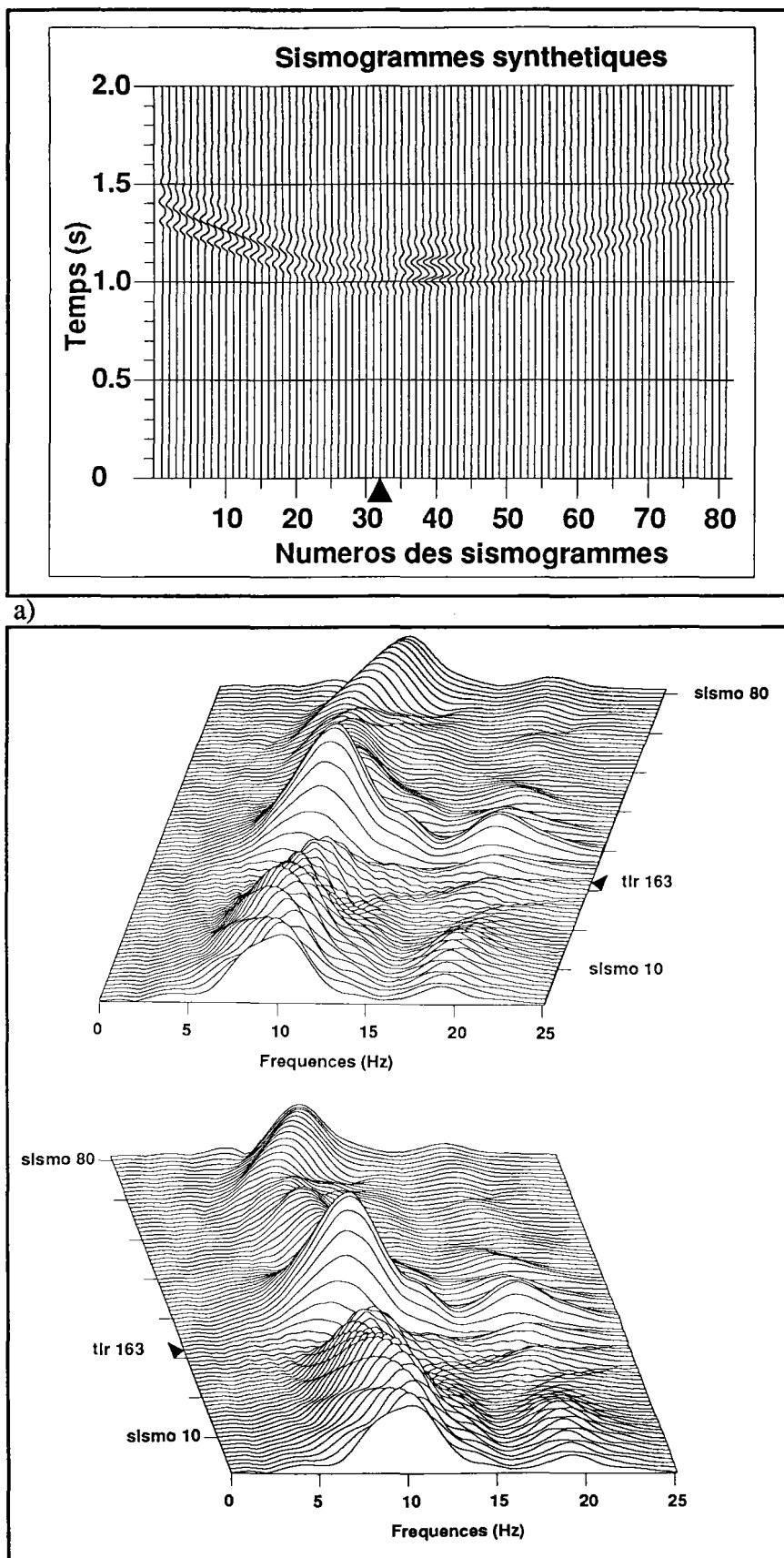


Figure 54 : Simulation des effets de la topographie du fond marin, étude n°2. 81 sismogrammes synthétiques ont été enregistrés à 3 km de profondeur lors de la simulation du tir 163 enregistré sur Esther, et ils sont espacés de 50 m. a) Présentation des sismogrammes synthétiques en amplitude réelle. b) Spectres de ces sismogrammes représentés sous forme de blocs diagrammes.

Conclusion de la première partie

La faisabilité de la détermination de la structure superficielle en vitesse d'une dorsale au moyen de techniques de tomographie sismique 3D est démontrée par l'exposé des résultats de l'expérience de l'IFREMER et confirmée par ceux du Woods Hole. Si des différences existent au niveau des méthodes choisies et du type de dorsale étudiée au cours de ces deux expériences, une certaine similarité des résultats laisse à penser que la structure crustale d'une dorsale n'est pas si radicalement différente entre une zone d'expansion lente et une rapide. Bien sûr, des différences de structure existent et devront être analysées plus en détail mais dans les deux cas on trouve un niveau superficiel rapide 1 à 2 km sous le fond marin ainsi qu'une vaste zone lente plus profonde. La différence entre les deux dorsales portent surtout sur le degré de variabilité des deux structures précédentes. Si le niveau rapide est plus continu sous la dorsale du Pacifique, il est en revanche nettement discontinu sous la dorsale de Mohn et semble correspondre à la petite ride axiale. Rappelons que dans les théories les plus récentes, ces petites rides alternant avec des bassins profonds à l'axe de dorsales lentes seraient associées à des cellules d'accrétion actives. La segmentation, peut-être un peu moins nette, dans le Pacifique existe cependant clairement comme l'ont en particulier montré les études morphologiques de la bathymétrie (Macdonald & al, 1988). De même, le niveau lent est très discontinu sous la dorsale de Mohn par rapport au Pacifique. Il semble donc que la structure crustale d'une dorsale est plus ou moins continue selon le taux d'expansion. L'importance des perturbations de vitesse mesurées dans les deux cas de dorsale est cependant similaire. De ces deux constatations, ne pourrait-on pas dire que la différence entre dorsale lente et rapide est plus un problème de structure superficielle qu'une différence de processus mantelliques ou magmatiques sous-jacents ? Une dorsale s'ouvrant plus rapidement permettra la mise en place de structures plus continues et peut être un peu plus superficielles. On le voit, il y a beaucoup à dire sur les résultats des deux expériences, pionnières, de tomographie sismique 3D à l'axe d'une dorsale. Nulle doute que des expériences similaires vont être menées dans les années à venir.

Reste la question concernant les chambres magmatiques. Il est clair que la résolution des méthodes de tomographie utilisées ici est trop faible pour pouvoir se prononcer et rien ne prouve qu'il n'y ait pas de petites poches magmatiques kilométriques et superficielles. La présence de magnifiques édifices volcaniques à l'axe de la dorsale, également kilométriques, semble d'ailleurs montrer que ces poches existent. Néanmoins, leur faible taille supposée et la présence non régulière de volcans ne paraît pas indiquer que leur présence soit indispensable à la formation de la croûte océanique. Il serait peut être bon de redéfinir ce terme de chambre magmatique qui servirait alors à désigner la zone plus vaste, et en ce sens cohérente avec les dimensions estimées par la géologie, de vitesse faible due à une forte élévation de température et à la présence de magma

"imprégnant" la matrice crustale. La détermination des propriétés de propagation de cette zone, outre la mesure de vitesse, serait certainement riche d'information sur la nature du milieu. L'étude des signaux complets, par des mesures d'atténuation, est à tenter mais il faudra se méfier des effets d'une topographie chaotée, comme celle du fond de la vallée axiale de la dorsale de Mohn, entraînant des phénomènes complexes de diffraction d'ondes, ainsi que de la présence éventuelle d'une interface superficielle générant par réflexion des ondes interférant avec les signaux primaires.

La présence de l'interface superficielle n'a pas été expliquée ici - il serait agréable par ailleurs de la voir sur les données de sismique réflexion des norvégiens - mais trois hypothèses sont envisageables. En premier, cette interface peut traduire une différence de pétrologie significative, au sens de la sismique, entre matériaux basaltiques superficiels et matériaux gabbroïques identifiée comme la transition entre la couche 2 et la couche 3 de la structure sismique classique de la croûte océanique. Il peut aussi s'agir de niveaux d'accumulation de magma, auquel cas cette interface serait comparable à celle déterminée sous les dorsales du Pacifiques. Enfin, elle peut correspondre à la limite inférieure d'une zone fortement fracturée et poreuse où l'eau circule, entraînant ainsi une forte variation de vitesse avec la profondeur. Il faut noter que ce niveau superficiel est mal échantillonné dans l'expérience de tomographie, ce qui empêche de déterminer correctement sa structure en vitesse et une vitesse constante lui a été affectée pour les calculs tomographiques. Une étude plus approfondie de ce réflecteur est donc à mener. L'utilisation d'ondes S serait également intéressante car ces ondes sont de plus petite longueur d'onde et plus sensibles aux propriétés particulières du milieu de propagation, surtout s'il contient du magma.

**Partie 2 : Calcul de temps de première arrivée par propagation
de fronts d'onde.**

Chapitre I : Méthodes, performances et outils associés.

Introduction

Les temps de trajet d'ondes sismiques sont classiquement obtenus à partir de méthodes de tracés de rais, soit en approximation haute fréquence. La diversité de ces méthodes, ainsi que leur plus ou moins grande complexité, effraient parfois l'utilisateur potentiel, qui peut n'en avoir besoin que ponctuellement. Bien que dès 1930, certaines méthodes graphiques basées sur la propagation de fronts d'onde en milieux très simples aient été proposées (Thornburgh, 1930), et généralisées plus tard au cas du milieu à couches (Riznichenko, 1946), ce n'est que très récemment que cette approche en tracé de fronts d'onde est réapparue à la suite de travaux, fort intéressants et novateurs, de J. Vidale (1988, 1990). L'intérêt porté à la méthode par de nombreux chercheurs - on a pu s'en rendre compte aux dernières conférences de l'AGU - est motivé par la simplicité et la rapidité de l'algorithme. L'idée de départ est la suivante : en approximation haute fréquence (théorie des rais), le terme de phase du champ d'onde est régi par l'équation de l'Eikonal qui décrit ainsi la position d'un front d'onde à différents instants. Ce n'est que parce que l'on a toujours préféré raisonner en terme de rais, soient les normales au fronts d'onde en milieu isotrope, que cette équation est rarement utilisée directement, d'où la nouveauté des travaux de Vidale qui a cherché à la résoudre numériquement en faisant appel aux méthodes de différences finies. La limitation majeure de cette approche réside en ce que le calcul se restreint aux seuls temps de première arrivée, mais ce en tout point du milieu. Selon Van Trier et Symes (1990) cette restriction serait intrinsèquement liée aux propriétés mathématiques de l'équation de l'Eikonal, ce qui n'a pas encore été clairement démontré. Il ne s'agit donc pas là d'une technique concurrente aux tracés de rais classiques, mais d'un outil fort utile - encore une fois grâce à sa simplicité de mise en oeuvre et sa rapidité - et performant dans de nombreux domaines (tomographie, localisation de séismes, ... etc). Son intérêt est accru par la possibilité, a posteriori, de calculer les rais associés aux premières arrivées en tout point du milieu à partir d'un schéma simple de différences finies.

L'algorithme proposé par Vidale se révèle, en fait, instable en présence de contrastes de vitesse un tant soit peu importants et de topologies complexes. Bien qu'à l'origine fortement inspiré par cette approche, P. Podvin reformula différemment le problème, parvenant ainsi à comprendre et à résoudre toutes les causes d'instabilité inhérentes au calcul de Vidale; c'est de cette nouvelle formulation dont on va parler ici, en l'explicitant et l'illustrant. L'exposé des applications de ce genre de calcul se fera au second chapitre.

Chapitre I : Méthodes, performances et outils associés.

L'équation de propagation d'ondes en milieu acoustique et en l'absence de forces de volume peut s'écrire dans le domaine fréquentiel comme :

$$-\omega^2 \cdot P(\vec{r}, \omega) = K \cdot \partial_i \left(\frac{1}{\rho(\vec{r})} \cdot \partial_i P(\vec{r}, \omega) \right) \quad (1)$$

où ρ est la densité et P , terme de pression, est relié à la divergence du déplacement par l'intermédiaire du module d'incompressibilité K :

$$-p = K \cdot \partial_j u_j \quad (2)$$

En présence d'une source ponctuelle, l'équation (1) a comme solution en milieu homogène $p = \delta(t - r/c) / r$, soit un terme d'amplitude (expansion géométrique en $1/r$) et un terme de retard r/c où c est la vitesse de propagation. L'hypothèse simple de la théorie des rais est de considérer qu'en milieux plus complexes on a un terme d'amplitude $A(\mathbf{r})$ et un terme de phase $\theta(\mathbf{r})$ - \mathbf{r} étant le vecteur position - mais qu'un dirac reste un dirac après propagation, soit $p(\mathbf{r}, t) = A(\mathbf{r}) \cdot \delta(t - \theta(\mathbf{r}))$ ou $P(\mathbf{r}, \omega) = A(\mathbf{r}) \cdot e^{i\omega\theta(\mathbf{r})}$. En introduisant cette dernière écriture dans l'équation (1) et en divisant par ω^2 on obtient :

$$-Ae^{i\omega\theta} = K \left[\partial_i \left(\frac{1}{\rho} \right) \frac{iA \partial_i \theta}{\omega} + \frac{1}{\rho} \frac{iA \partial_{ii} \theta}{\omega} + \frac{2}{\rho} \frac{i \partial_i A \partial_i \theta}{\omega} - \frac{1}{\rho} (\partial_i \theta)^2 A \right] \cdot e^{i\omega\theta} \quad (3)$$

Si l'on égalise les termes du premier ordre, en supposant ω tendant vers l'infini et les dérivées de la densité bornées, il vient alors que :

$$(\partial_i \theta(\vec{r}))^2 = \frac{\rho(\vec{r})}{K(\vec{r})} = \frac{1}{c^2(\vec{r})} \quad (4)$$

Il s'agit là de l'équation de l'Eikonal permettant la localisation des fronts d'onde en approximation haute fréquence, un front d'onde étant une surface sur laquelle $\theta(\mathbf{r})$ est constant. En milieu élastique, les ondes P et S vérifient chacune leur propre équation de l'Eikonal, seule la vitesse de propagation diffère. Cette équation est simple mais du second ordre et l'on préfère systématiquement l'approche en terme de rais : *"Although (4) gives us the location of the wavefront, it is more useful to have an equation that describes the geometry of the rays"* (Nolet, 1987). C'est là le point de départ de toutes les méthodes de tracés de rais; on comprend mieux alors la nouveauté apportée par Vidale qui propose de résoudre l'équation (4) sans faire appel à la

notion de rai. Il est clair que si l'on arrive à définir les fronts d'onde, les rais s'obtiendront facilement en tant que leur normale, du moins en milieu isotrope. L'approche choisie par Vidale, pour la résolution de l'équation (4), est celle des différences finies comme on va le voir dans ce qui suit.

I.1 : Calcul de temps de première arrivée : Formulation de J. Vidale.

I.1.1 : Méthode :

La résolution d'une équation aux dérivées partielles peut se faire très simplement à partir d'approximations de ces dérivées par des différences finies. Nombreux sont les exemples d'équations ainsi résolues, dont les plus connues sont peut être les équations de type diffusion (équation de la chaleur, ... etc) et celle décrivant la propagation d'ondes (champ complet) en milieu acoustique ou élastique. La structure en vitesse ou lenteur du milieu - c'est cette dernière grandeur que l'on conservera ici - est tout d'abord discrétisée sur une grille à maille régulière de côté h afin de résoudre l'équation (4). Celle ci est alors réécrite pour un système de coordonnées cartésiennes; l'écriture se fera ici en 2D mais le principe est aisément transposable au 3D :

$$\left(\frac{\partial t(x,z)}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial t(x,z)}{\partial z}\right)^2 = s^2(x,z) \quad (5)$$

$s(x,z)$ est la lenteur au point (x,z) et t le temps d'arrivée d'un front d'onde en ce même point. Soit une maille de la grille des lenteurs telle que représentée figure 1. Si l'on connaît les temps d'arrivée d'un front d'onde aux quatre sommets de la maille, soient t_0 , t_1 , t_2 et t_3 , et si cette maille est affectée d'une lenteur s , on peut approximer l'équation (5) en écrivant les dérivées partielles sous forme de différences finies :

$$\begin{cases} \frac{\partial t}{\partial x} \approx \frac{1}{2h}(t_1 - t_0 + t_3 - t_2) \\ \frac{\partial t}{\partial z} \approx \frac{1}{2h}(t_2 - t_0 + t_3 - t_1) \end{cases} \quad (6)$$

soit en substituant ces expressions dans l'équation (5) :

$$(t_3 - t_0)^2 + (t_2 - t_1)^2 = 2(hs)^2 \quad (7)$$

Si l'on connaît t_0 , t_1 , t_2 et étant donné s , on obtient t_3 par :

$$t_3 = t_0 \pm \sqrt{2(hs)^2 - (t_2 - t_1)^2} \quad (8)$$

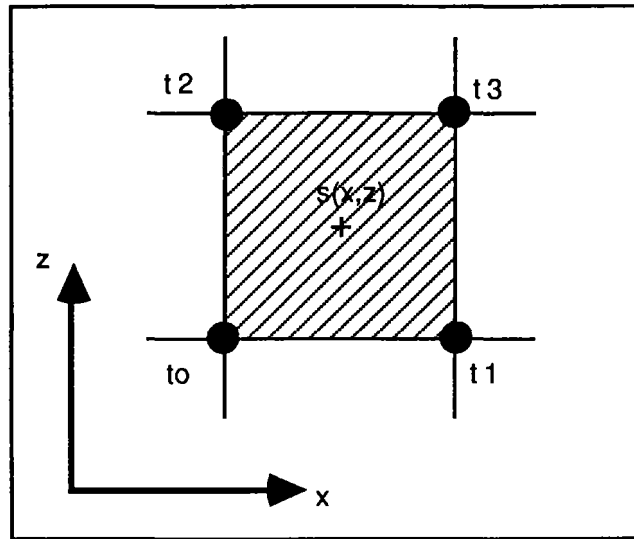


Figure 1 : Schéma élémentaire pour la résolution de l'équation de l'Eikonal en différences finies. Les temps d'arrivée d'un front d'onde sont connus aux quatre sommets d'une maille de lenteur s .

Il y a cependant une indétermination sur le signe devant la racine car, si l'équation de l'Eikonal indique la constance en module du vecteur gradient de temps, elle ne contient aucune information sur le sens de propagation. Vidale a adopté une démarche séquentielle afin d'éliminer cette ambiguïté. Le calcul est initialisé en affectant un temps nul au point source, temps qui peut en fait être quelconque car il correspond à l'instant d'émission de la source, et en estimant les temps de première arrivée en quelques points voisins. Le calcul se "propage" ensuite sur toute la grille de telle sorte qu'à chaque fois que l'on connaît les temps en trois sommets d'une maille, on en déduit celui au quatrième sommet à partir de la formule (8), où le signe plus est conservé indiquant une progression du calcul du passé vers le futur ($t_0 \leq (t_1, t_2) \leq t_3$). Vidale a choisi un schéma de progression en anneaux carrés croissants centrés sur le point source, schéma où à partir des temps de première arrivée connus sur un anneau, on en déduit ceux sur l'anneau suivant tout en respectant la loi de causalité, soient des temps croissants, imposée par le signe positif de la formule (8) (figure 2a). La figure 2b illustre cette progression en montrant comment à partir d'un bord de l'anneau connu on obtient le bord équivalent de l'anneau suivant. Pour pouvoir utiliser le schéma de la formule (8) il faut initialiser au moins un temps sur le nouvel anneau. Ceci se fait en regardant les temps déjà calculés sur le bord intérieur et en extrayant les points de la grille correspondant à des minimums locaux de la fonction temps. Les maximums locaux sont également extraits car ils sont nécessaires à la progression du calcul comme on va le voir dans ce qui suit. Un exemple de tracé du front d'onde incident sur le bord intérieur explique la succession de ces minimums et maximums dans le cas de la figure 2b. La seconde formule fondamentale de l'algorithme de Vidale sert alors à estimer les temps de première arrivée aux points du nouvel

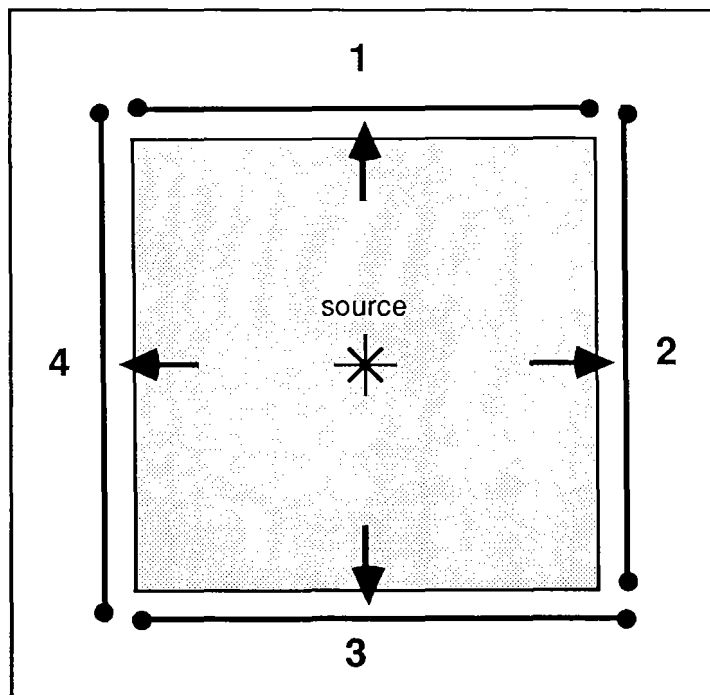
anneau situés en face des minimums locaux pour respecter la loi de causalité. Compte tenu du schéma de la figure 2c, on estime cette fois les dérivées partielles différemment :

$$\begin{cases} \frac{\partial t}{\partial x} \approx \frac{1}{2h} (t_1 - t_2) \\ \frac{\partial t}{\partial z} \approx \frac{1}{h} (t_3 - t_0) \end{cases} \quad (9)$$

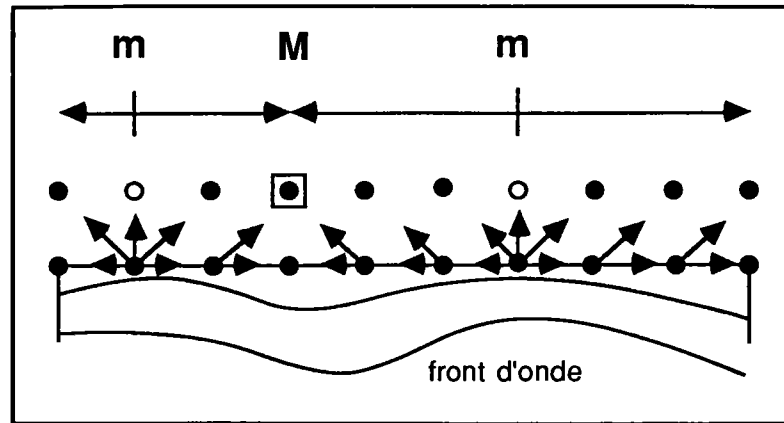
et, en substituant ces expressions dans la formule de l'Eikonal, apparaît la seconde formule donnant t_3 :

$$t_3 = t_0 + \sqrt{(hs)^2 - 0,25(t_1 - t_2)} \quad (10)$$

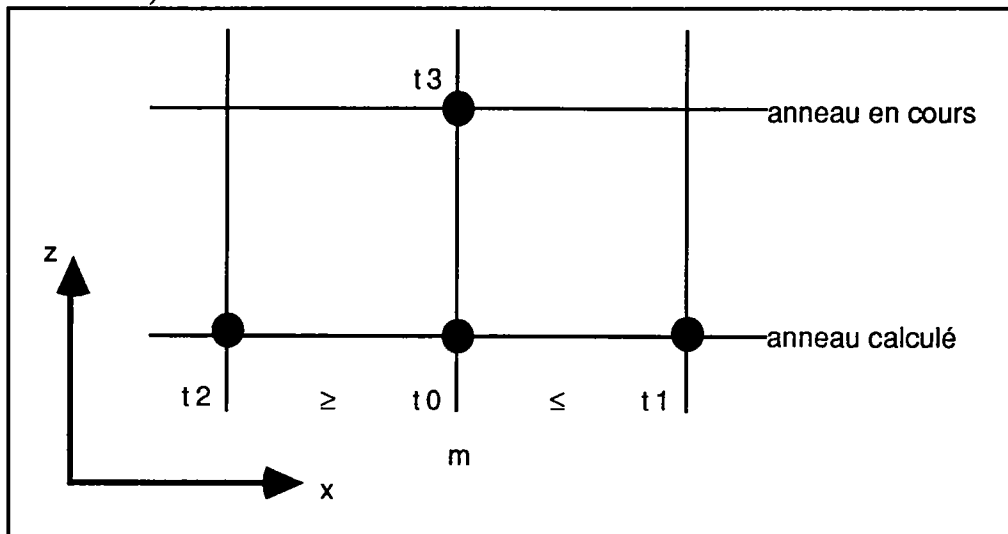
Une fois cette formule appliquée en face de chaque minimum local, la formule (8) est utilisée pour compléter le bord du nouvel anneau en progressant de minimum à maximum comme indiqué figure 2b. On ne peut effectivement dépasser un maximum local car la loi de causalité ne serait plus respectée. La progression se faisant de part et d'autre des minimums, les points situés en face de maximums locaux seront donc affectés de deux temps d'arrivée. C'est là que s'effectue le choix fondamental du calcul : seul le temps le plus petit est conservé, ce qui explique la limitation principale de la méthode qui est de déterminer uniquement les temps de première arrivée en tout point de la grille, la gestion de plusieurs temps en un seul point posant problème.



a)



b)



c)

Figure 2 : Schéma de progression séquentielle causale adopté par J. Vidale.

a) Le calcul se fait par progression en anneaux carrés croissants centrés sur la source.

b) Affectation des temps d'arrivée sur un bord de l'anneau en cours à partir de ceux sur l'anneau précédent. m = minimum local en temps sur l'anneau calculé, M = maximum local en temps sur l'anneau calculé. Pour que le schéma de la figure 1 puisse être utilisé il faut que les points situés en face de minimums locaux (disques blancs) soient affectés d'un temps.

c) Schéma élémentaire utilisé pour estimer les temps d'arrivée aux points situés en face de minimums locaux de la fonction temps.

Cet algorithme est donc particulièrement simple et ne repose que sur l'utilisation de deux formules élémentaires, (8) et (10), selon toutefois un schéma de progression du passé vers le futur bien précis. On imagine aisément qu'en présence d'une telle simplicité de calcul (extraction de racine) le temps d'exécution de l'algorithme est faible, ce qui est un atout majeur.

I.1.2 : Problèmes inhérents à cette approche et causes d'instabilité :

Les premiers résultats obtenus à partir de l'algorithme de Vidale sur des milieux simples sont tout à fait enthousiasmants - la visualisation du front de première arrivée est assez inhabituelle - et prometteurs quant aux potentialités de l'approche. Le calcul parfait d'ondes

réfractées émergeant d'une interface plane séparant deux milieux de lenteurs différentes en est un exemple spectaculaire, d'autant plus lorsque l'on sait les difficultés rencontrées par les techniques de tracé de rais en présence de ces ondes. Ces difficultés expliquent peut être la confusion faite lorsque l'on dit qu'en théorie des rais il est impossible de calculer des ondes particulières comme les réfractées ou toutes autres diffractées, ce qui est faux. Malheureusement, la méthode apparaît très vite instable lorsque le milieu est le siège de variations de vitesse un tant soit peu contrastées et de topologies complexes. Cette instabilité se traduit numériquement par des valeurs négatives de l'expression mathématique située sous la racine dans les formules (8) et (10). La première hypothèse est de suspecter un problème d'imprécision numérique; on peut imaginer que si cette expression devient petite, une imprécision sur les paramètres t_0 , t_1 , t_2 peut conduire à ce genre de problème. Vidale avait bien noté cette difficulté, comme le montre son propre programme gracieusement donné lors de ce travail - qu'il en soit ici remercié -, où ces erreurs étaient détectées. Il ne l'avait cependant pas résolue, le calcul étant poursuivi en affectant artificiellement à t_3 une valeur arbitraire vérifiant néanmoins la causalité nécessaire. Pour comprendre les causes de l'instabilité, il faut en fait revenir au principe même de la méthode : résolution de l'équation de l'Eikonal par différences finies.

Lorsque l'on cherche à vérifier l'équation de l'Eikonal au niveau d'une maille élémentaire comme celle de la figure 1, l'estimation du gradient de temps se fait à l'aide de t_0 , t_1 , t_2 et t_3 , et ce en approche linéaire. On suppose donc implicitement que le front incident sur cette maille est localement plan, soit un vecteur gradient non seulement constant en norme comme l'indique l'Eikonal mais aussi en direction. Si le front incident n'est pas plan mais courbé ou anguleux, le vecteur gradient n'est pas constant en direction et l'on estime les dérivées partielles en mixant les informations (t_1-t_0) et (t_2-t_0) provenant de parties du front de courbures différentes. Il n'y a alors aucune raison pour que l'équation de l'Eikonal implicite à l'équation (8) soit vérifiée puisque mal écrite, et en estimant t_3 à partir de cette formule, on introduit ainsi des erreurs pouvant devenir fatales si elles conduisent à une impossibilité mathématique d'extraction de racine d'une valeur négative. Deux catégories de non planéité du front peuvent être envisagées. En premier lieu, il y a celle liée à la présence d'une source ponctuelle (émission sphérique) : il est clair que l'approximation en front d'onde plan sera d'autant moins vraie que l'on sera proche de la source. Ce problème est résolu en effectuant une initialisation judicieuse aux points voisins de la source, soit en leur affectant des valeurs de temps de première arrivée beaucoup plus précises, sinon exactes, que celles qui auraient été calculées par l'algorithme. On reviendra ultérieurement sur ces problèmes d'initialisation; il faut cependant noter que le choix d'un pas de maille plus fin atténuera ce problème d'imprécision du à la sphéricité du front. L'autre catégorie de non planéité est due au milieu de propagation lui même lorsqu'il présente des discontinuités nettes. Par exemple, au passage d'une interface séparant deux milieux de vitesses différentes, le front va présenter une discontinuité de ces dérivées; lorsqu'un peu plus loin l'onde réfractée émerge, deux discontinuités de dérivées seront liées à la jonction du front réfracté, d'une part avec le front incident, d'autre part

avec le front transmis (figure 3). La structure en vitesse du milieu peut aussi introduire des problèmes de non planéité locale du front similaires à celui de la source ponctuelle primaire : il s'agit de la diffraction qui peut s'opérer au niveau d'objets de taille équivalente à celle du pas de maille.

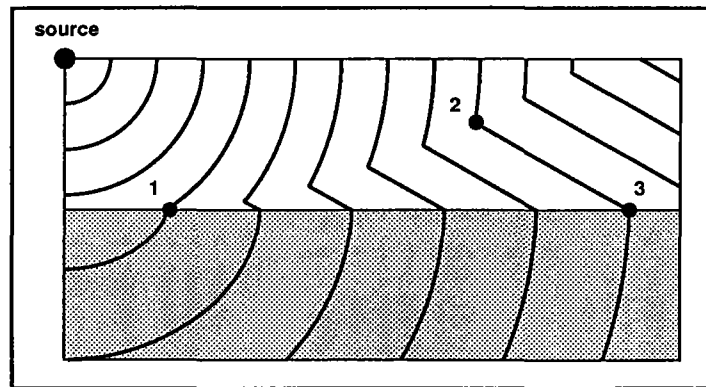


Figure 3 : Exemple de discontinuités des dérivées du temps d'arrivée dans le cas du modèle composé d'une couche homogène reposant sur un demi espace de vitesse de propagation différente. Trois discontinuités sont indiquées : 1) jonction entre le front incident et le front transmis, 2) jonction entre le front incident et le front réfracté par l'interface, et 3) jonction entre ce même front réfracté et le front transmis au niveau de l'interface.

L'autre problème majeur de l'approche de Vidale est la progression séquentielle en anneaux carrés croissants centrés sur la source. On admet ici que toute l'information nécessaire à la détermination du temps de première arrivée t_3 est entièrement connue de par les précédents calculs or, selon la structure du milieu situé en avant de l'anneau que l'on calcule, il n'est pas inconcevable d'imaginer un retour d'énergie rapide en provenance de ce milieu vers des points déjà calculés; les ondes réfractées en sont un exemple. Cette progression est totalement aveugle dans la mesure où pour le calcul de t_3 dans la configuration de l'équation (8) on ne prend absolument pas en compte les lenteurs des mailles adjacentes aux côtés définis par (t_1, t_3) et (t_2, t_3) ; cette omission est aussi une cause d'erreurs.

Détecter les sources d'erreurs inhérentes à l'approche de Vidale ne se fait pas en un jour, ce n'est qu'en essayant l'algorithme sur quantité de modèles bien différents que l'on arrive à cerner les difficultés; reste ensuite à les résoudre, ce qui nécessite parfois un changement d'approche. Ainsi, si Qin et al (1990) proposent certaines améliorations de l'algorithme original de Vidale, Van Trier et Symes (1990) cherchent eux à résoudre plutôt une représentation hamiltonienne de l'équation de l'Eikonal, alors que Saito (1989) se base sur la théorie des graphes; aucune de ces méthodes ne semble, jusqu'à présent du moins, satisfaisante. On verra ici une autre approche de ces calculs de temps de première arrivée, qui résoud effectivement les problèmes indiqués précédemment et ce pour des milieux bien plus complexes et contrastés que ceux que l'on rencontre généralement en géologie et géophysique.

I.2 : Calcul de temps de première arrivée : formulation de P. Podvin.

L'approche générale de calcul de propagation de fronts d'onde localement plans au niveau des mailles reste valable, excepté que l'on ne doit pas mélanger les informations relatives à différentes portions du front d'onde global, chacune déterminée par une orientation du vecteur gradient de temps; c'est ce mélange qui est fait lorsque l'on tente de résoudre directement l'équation de l'Eikonal en différences finies. L'approche doit être plus "physique" en décrivant de façon explicite la propagation de différents fronts d'onde au niveau local, le choix consistant à ne retenir que celui qui atteindra le plus rapidement possible le point à déterminer; cette approche explicite est celle proposée par P. Podvin (Podvin & Lecomte, 1991).

I.2.1 : Procédure séquentielle :

Cette procédure reprend la progression du calcul en anneaux carrés croissants centrés sur la source mais en modifiant totalement le schéma local attaché à l'équation (8) et illustré par la figure 1. Le nouveau schéma (figure 4) prend en compte à la fois les temps t_0 , t_1 , t_2 et la vitesse s de la maille concernée, mais aussi les vitesses s_1 et s_2 des mailles adjacentes. L'hypothèse faite est de considérer que les couples (t_0, t_1) et (t_0, t_2) fournissent de l'information sur deux fronts d'onde incidents sur la maille et non un seul. La connaissance de deux temps ne permet qu'une estimation linéaire de chaque front qui sera donc supposé plan, et l'ambiguïté sur la direction de propagation de ces fronts sera levée par la progression séquentielle du calcul.

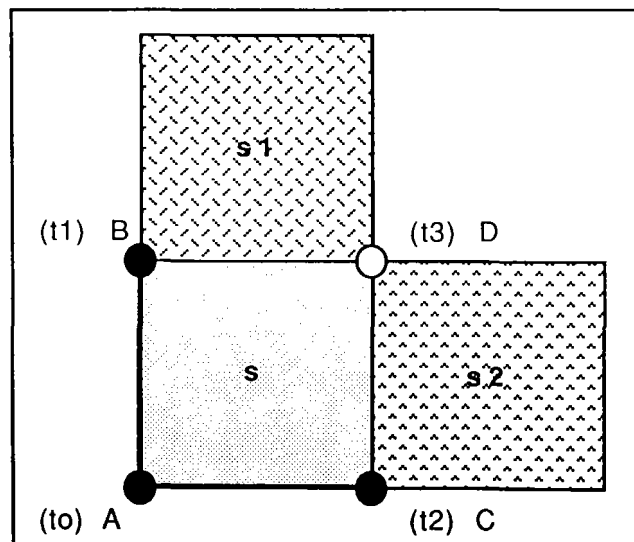


Figure 4 : Nouveau schéma élémentaire utilisé dans la seconde approche.

Afin de mieux comprendre ce qui va se passer à l'intérieur de la maille, on peut utiliser le principe généralisé d'Huyghens permettant de considérer les côtés de la maille comme une succession de sources ponctuelles virtuelles. Lorsque ces dernières reçoivent le signal primaire, elles vont le réémettre tel quel dans toutes les directions, d'après l'approximation haute fréquence faite en théorie des rais, et c'est l'interférence de tous ces fronts d'onde élémentaires qui va constituer le front d'onde global. En réalité, ne connaissant les temps d'arrivée qu'en trois sources virtuelles, soient les trois sommets de la maille affectés des temps t_0 , t_1 et t_2 , l'instant de réception du signal aux sources virtuelles simulant les côtés AB et AC de la maille ne peut être estimé que par interpolation linéaire entre t_0 et t_1 d'une part, t_0 et t_2 d'autre part. Restent les côtés BD et CD qui rayonnent eux aussi de l'énergie une fois atteints par le front primaire. Deux cas se présentent pour chacun d'eux : soit par exemple le bord BD, les sources virtuelles associées peuvent recevoir l'énergie transmise par les bords AB et AC mais, si la lenteur s_1 est nettement plus faible que s , l'énergie la plus rapide atteignant ces sources virtuelles est celle liée à une onde d'interface reliant B à D et se propageant à la lenteur s_1 . On le voit, la connaissance des lenteurs s_1 et s_2 est indispensable pour l'estimation du temps de première arrivée en D.

Afin de mieux illustrer les différentes possibilités, on a simulé, toujours à partir du principe d'Huyghens, le front le plus rapide à l'intérieur d'une maille de lenteur s' placée dans un milieu homogène de lenteur s lorsque le front incident sur cette maille est plan (figures 5). Dans le cas d'une lenteur s' supérieure à s , le front plan incident se décompose en deux fronts plans dans la maille au passage des bords AB et AC, chacun d'eux pouvant atteindre le point D (figure 5a). On ne voit en fait que la figure d'interférence de ces deux fronts à chaque instant, soit un front anguleux concave, les deux fronts convergeant. Selon le contraste s'/s et l'angle d'incidence du front initial sur AB et AC, il peut y avoir - comme indiqué précédemment - création d'une onde d'interface le long d'un des côtés BD ou CD, voire le long des deux, atteignant en premier le point D et se réfractant dans la maille pour donner le schéma d'interférence de la figure 5b. Dans ces deux cas de mailles lentes, le front externe est déterminé dans la zone d'ombre par l'interférence des fronts sphériques que génèrent les sources virtuelles placées le long des côtés BD et CD. Si, maintenant, la lenteur s' est inférieure à s , les deux fronts transmis dans la maille forment une angularité convexe, soit deux fronts plans divergents connectés entre eux par la figure de radiation liée à la seule source virtuelle placée en A. Le point D peut donc être atteint en premier, soit par l'un des deux fronts plans transmis (figure 5c), soit par l'onde diffractée émise en A (figure 5d). Pour ces deux derniers cas, le front externe est non seulement modifié en avant de la maille mais aussi dans la zone d'incidence, une onde réfractée émergeant des côtés AB ou AC ; on a donc ici un retour d'énergie dont il va falloir tenir compte. Ces exemples simples illustrent bien la complexité de la propagation au niveau d'une maille où, contrairement au schéma de Vidale ne considérant qu'une estimation possible de t_3 à partir de t_0 , t_1 et t_2 , cinq estimateurs potentiels existent, liés à des ondes bien différentes, soient deux ondes planes transmises par les bords AB et

AC, deux ondes d'interface au niveau des bords BD et CD, et une diffraction au niveau du coin A. Les cinq formules associées donnant t_3 sont les suivantes :

$$\begin{cases} t_3 = t_1 + \sqrt{(hs)^2 - (t_1 - t_0)^2} \\ t_3 = t_2 + \sqrt{(hs)^2 - (t_2 - t_0)^2} \\ t_3 = t_0 + \sqrt{2} (hs) \\ t_3 = t_1 + hs_1 \\ t_3 = t_2 + hs_2 \end{cases} \quad (11)$$

Les deux premières formules ne sont applicables que si les fronts plans atteignent réellement D, cette condition d'éclairement se traduisant par une inégalité que l'on verra au paragraphe suivant.

Le principe généralisé d'Huyghens peut aussi être appliqué au schéma permettant d'estimer le temps de première arrivée au point situé en avant d'un minimum local en temps (figure 6) et l'on s'aperçoit immédiatement que la seule source virtuelle pouvant atteindre ce point en premier est celle située au minimum local, le temps t_3 étant alors :

$$t_3 = t_0 + h \min(s_1, s_2) \quad (12)$$

où s_1 et s_2 désignent les lenteurs des mailles situées de part et d'autre de l'interface AD.

La procédure séquentielle de Vidale a été conservée ici bien que, on le verra par la suite, elle ne soit pas la seule et la plus simple, car elle permet un gain en temps calcul du fait de l'information a priori sur le sens de propagation. Elle doit cependant être modifiée afin de permettre les corrections de temps de première arrivée lorsqu'il y a émission d'énergie rapide vers la zone déjà calculée. Ceci peut se produire quand une onde d'interface est générée le long de l'anneau en cours, cette onde, en se réfractant, pouvant atteindre en premier des points initialement déterminés. Cette procédure, appelée ici rétro-propagation, est exactement identique à la propagation déjà vue, seul le sens change, soit une évolution du futur vers le passé où le bord de l'anneau générant ce retour d'énergie sert à réactualiser les temps de l'anneau précédent, qui lui même "informera" son prédécesseur ...etc. Le processus de rétro-propagation s'arrête lorsque les temps d'un anneau ne sont pas modifiés, le critère étant toujours la détermination du premier temps en un point, et la propagation normale reprend à partir de ce dernier. En théorie, il peut y avoir plusieurs propagation/rétro-propagation imbriquées mais en pratique, l'application en géophysique ne rencontre guère de tels cas. Le choix d'anneaux carrés peut ne pas être judicieux lorsque cette rétro-propagation se produit beaucoup. Selon le modèle de vitesse étudié, la forme de ces anneaux peut être avantageusement modifiée. Ainsi, lorsque la vitesse varie fortement dans une direction, il

est bon de prendre des anneaux rectangulaires de telle sorte que le côté le plus court soit perpendiculaire à cette direction de forte variation, le nombre de points à recalculer étant alors moins important.

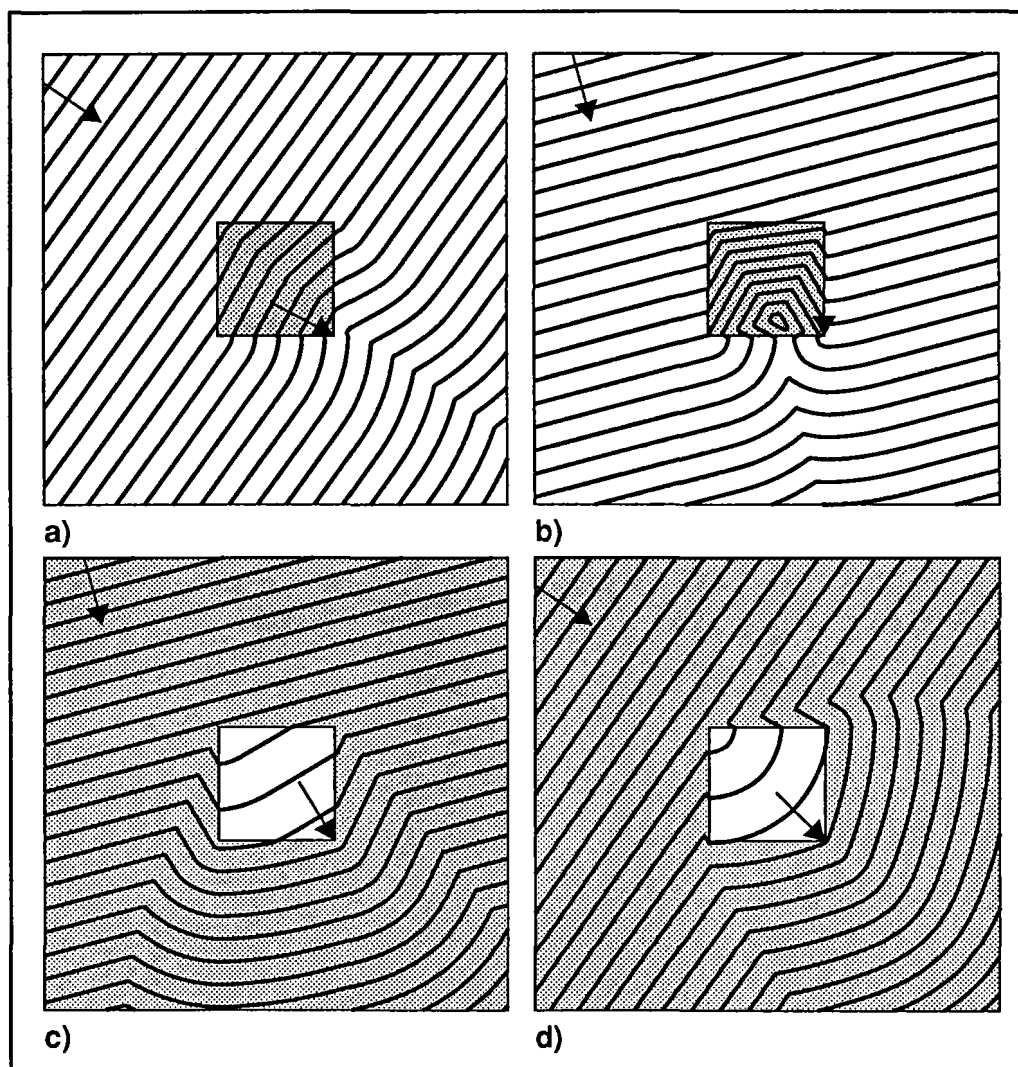


Figure 5 : Illustration de divers cas de figure lorsqu'un front incident plan qui se propage dans un milieu de vitesse s va rencontrer une zone carrée de vitesse s' différente.

a) $s' > s$. Le front plan se décompose en deux parties planes distinctes qui interfèrent dans la maille pour donner un front concave. Selon les cas, l'une ou l'autre des deux parties planes atteindra en premier le coin en bas à droite de la maille.

b) même cas que précédemment mais l'angle d'incidence et le contraste sont différents. Une onde réfractée est générée sur les côtés bas et droit de la maille, la dernière atteignant en premier le coin en bas à droite.

c) $s' < s$. Seule la partie plane transmise par le côté supérieur peut atteindre le coin en bas à droite.

d) même cas que précédemment. Cette fois les deux fronts plans sont transmis par les bords supérieur et gauche et forment un front convexe, la liaison entre eux se faisant par le front sphérique généré au seul coin en haut à gauche. Cette diffraction atteint en premier le coin en bas à droite.

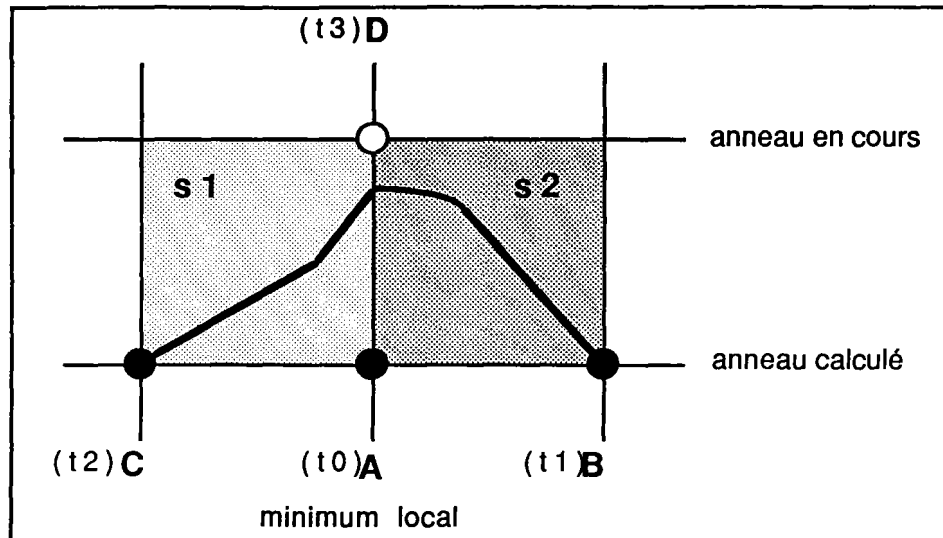


Figure 6 : Utilisation du principe d'Huyghens pour illustrer le calcul du temps de première arrivée en un point situé en face d'un minimum local. Ce point est systématiquement atteint en premier par une onde d'interface se propageant le long du bord AD et ce du côté de la maille de plus faible lenteur (ici s2).

I.2.2 : Procédure parallèle :

Si les schémas locaux utilisés restent simples (formules (11) et (12)), l'approche séquentielle complique quelque peu l'implantation de la méthode. Lorsque l'on veut transposer la procédure précédente, établie pour le 2D, au 3D - Vidale a également écrit son approche en 3D (Vidale, 1990) - la complexité s'accroît. La procédure dont on va parler ici a été mise au point en vue d'une implantation sur une Connection Machine, une telle machine étant à architecture massivement parallèle (32000 processeurs). Le schéma élémentaire qui entre alors en jeu est réellement un schéma de type différences finies, non pas au sens de résolution d'une équation aux dérivées partielles mais à celui de détermination des valeurs d'une fonction en un point d'une grille régulière, compte tenu des valeurs de cette fonction aux points voisins, soit un schéma local. Cette procédure sera présentée ici en 2D, pour des raisons de simplicité, mais l'on trouvera les schémas 3D dans Podvin & Lecomte (1991). Si l'on a montré son équivalence avec l'approche séquentielle, elle n'est cependant d'aucun intérêt sur les machines autres qu'à architecture parallèle car nettement plus lourde en temps calcul.

Le schéma de base, en 2D, devient celui de la figure 7 où le temps de première arrivée à déterminer au point A est calculé à partir de ceux connus aux points B à I. Si l'on suppose, pour le moment, ces huit derniers temps connus, les estimateurs de temps en A sont du même genre que ceux vus pour l'approche séquentielle - ondes planes transmises par les huit segments BC, BI, DC, DE, FE, FG, HG, HI, ondes d'interface en AC, AE, AG et AI, diffractions en B, D, F et H - excepté qu'il manque cette fois l'information sur le sens de propagation inhérente à l'approche séquentielle. La figure 8 illustre le cas le plus élémentaire, soit un segment rectiligne [MN] pour lequel les temps d'arrivée aux deux extrémités sont connus et qui va jouer le rôle d'une ligne de sources secondaires pouvant éclairer le point P.

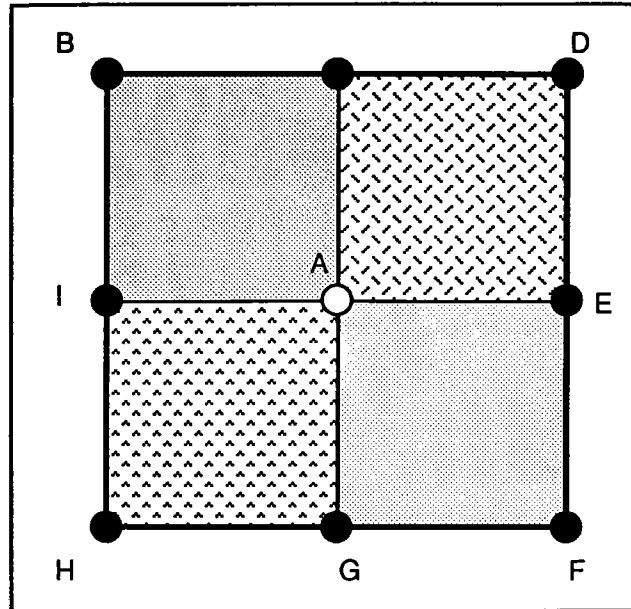
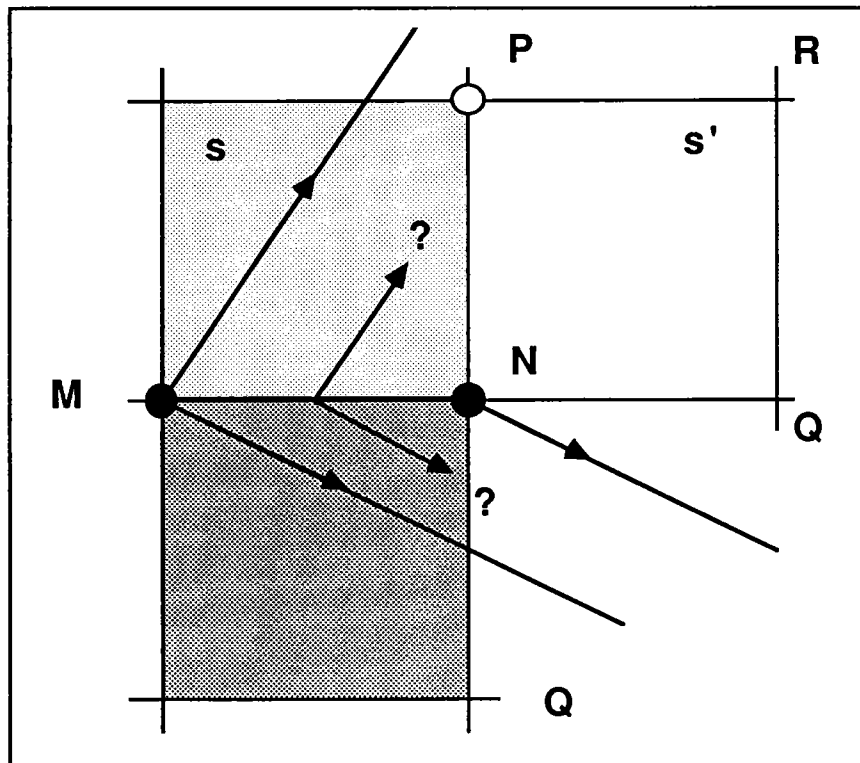


Figure 7 : Schéma élémentaire associé à l'approche parallèle. Le temps au point A est à déterminer à partir des temps connus aux points B à I.



Selon le signe de $(t_N - t_M)$, le sens de propagation le long de $[MN]$ est connu, ce qui n'est pas le cas pour le sens de propagation le long de l'axe perpendiculaire. Si le front se propage bien vers l'intérieur de la maille, les différents estimateurs peuvent être utilisés. Si, au contraire, le front se propage vers l'extérieur de la maille, ces estimateurs sont tout aussi valables mais l'on calcule alors le front réfléchi par l'interface et non celui transmis : ceci n'est pas un problème car le

temps ainsi estimé sera forcément supérieur au temps de première arrivée. On peut donc systématiquement calculer les temps estimés par les différents schémas, le choix fait ici étant de ne conserver que le temps minimum. Si l'on considère donc le rayonnement émis par le segment [MN] vers l'intérieur de la maille - qu'il soit transmis ou réfléchi - il sera constitué, on l'a vu grâce au principe généralisé d'Huyghens, d'une partie plane et d'une partie sphérique liée à la source virtuelle qu'est l'extrémité du segment atteinte en premier. Soit la partie plane atteint effectivement le point P, ceci ne se produisant que si $t_M \leq t_N$, et l'estimateur de temps correspond alors aux deux premières formules (11), soit elle ne l'atteint pas et l'onde atteignant en premier le point P est une diffraction en M si $t_M < t_N$, une onde d'interface selon NP si $t_N < t_M$, onde qui se propagera du côté le plus rapide de l'interface. Dans le cas où $t_M \leq t_N$, la condition d'éclairement à respecter pour que le front plan atteigne P est :

$$(t_N - t_M) \leq \frac{hs}{\sqrt{2}} \quad (13)$$

Cette inégalité est la seule à vérifier pour pouvoir écrire que P est atteint par le front plan, soit :

$$t_P = t_N + \sqrt{(hs)^2 - (t_N - t_M)^2} \quad (14)$$

Les estimateurs de type diffraction ou onde d'interface sont inconditionnels car s'ils ne correspondent pas à l'onde la plus rapide atteignant le point considéré, les temps calculés seront supérieurs à celui que l'on cherche; ils peuvent donc être systématiquement calculés. Si tous les estimateurs possibles ont été envisagés pour chaque point, soient 8 transmissions planes, 4 diffractions et 4 ondes d'interface, il suffira de prendre le minimum de tous ces temps pour avoir la première arrivée. Il est intéressant de noter ici que, potentiellement, toutes les ondes sont envisagées localement (transmission/réflexion plane, diffraction, onde d'interface) mais que l'algorithme doit sa simplicité à ce que l'on ne gère qu'un temps d'arrivée par point de grille, soit le plus faible, le critère étant simple à mettre en place.

Le schéma local expliqué précédemment se comprend lorsque l'on dispose des 8 temps associés aux 8 noeuds de la grille entourant le point à déterminer (figure 7). Le processus qui va permettre d'affecter les temps d'arrivée en tout point de la grille est en fait itératif, le schéma local étant appliqué en chaque point lors d'une itération. Il démarre par l'initialisation du point source et, de préférence, de quelques points voisins, les autres points de la grille étant affectés d'un temps infini. A la première itération, les points proches de la source vont perdre leur valeur infinie pour acquérir un premier temps estimé, ceux loin de la source ne vont pas bouger. Progressivement, l'information va se répandre sur la grille avec les itérations jusqu'à ce que plus aucun point ne voit le temps qui lui est affecté diminuer, le processus s'arrête alors. Il est clair

qu'en présence de points non encore déterminés, tous les estimateurs ne pourront pas toujours être utilisés dans le schéma local. Le problème des limites de la grille est éliminé très simplement en considérant le milieu externe comme absorbant toute l'énergie qu'il reçoit. Ceci se simule aisément en affectant une lenteur infinie aux mailles virtuelles entourant la grille; le procédé est le même en approche séquentielle. Pour les premiers essais réalisés afin de montrer la validité de la procédure, l'ordre selon lequel le schéma local est appliqué à chaque itération est totalement aléatoire. La figure 9 montre un exemple de calcul où le milieu étudié est quelconque et particulièrement contrasté. Pour trois itérations, les noeuds de la grille d'ores et déjà affectés d'un temps fini sont représentés. Les fronts d'onde de première arrivée tracés sur la grille finale sont donnés et l'on peut constater que la grille a évolué en suivant la propagation du front primaire, avec parfois des "retours" d'information. Le nombre d'itérations nécessaire est approximativement égal au nombre d'anneaux que l'on aurait calculés par le processus séquentiel mais, la différence est de taille, tous les points de la grille sont explorés à chaque itération et 16 estimateurs potentiels sont utilisés ... implantée sur une machine séquentiel, cette approche ne peut être que très coûteuse en temps calcul. Implanté sur une machine à architecture parallèle, chaque processeur n'aura à s'occuper que d'un petit nombre de points par itération ... l'expérience montrera si le gain en temps est important ou non!

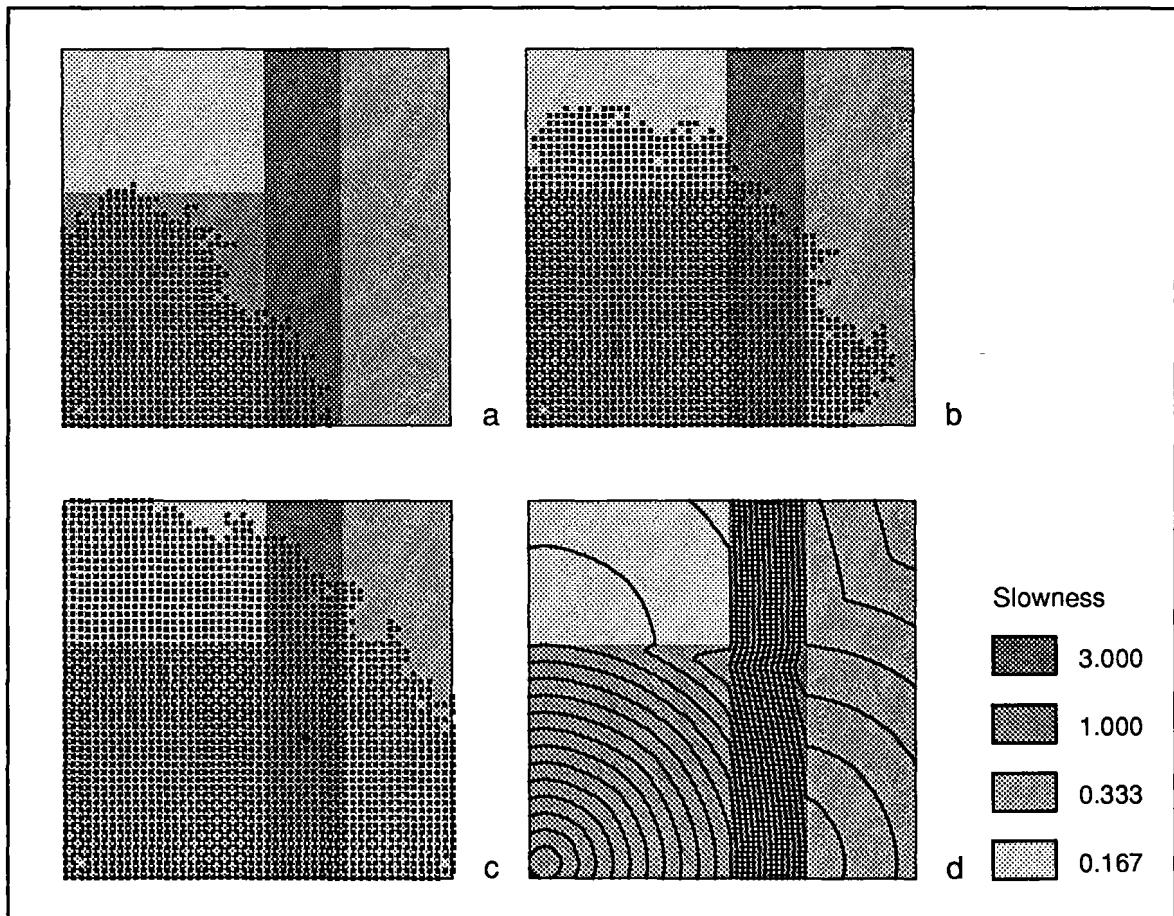


Figure 9 : Simulation de l'approche parallèle sur un modèle de lenteur quelconque contrasté.
a),b), et c) Evolution de la grille des temps pour trois itérations.
d) Tracé des fronts d'ondes finaux.

Cette approche parallèle est particulièrement élégante et simple à mettre en oeuvre, elle peut se voir comme un processus de relaxation. L'état initial correspond à quelques points affectés d'un temps fini parmi une grande quantité de points dotés d'un temps infini, l'état final, après propagation de l'information selon la structure en lenteur du milieu, étant la donnée désirée, soit le temps de première arrivée en tout point de la grille. Il est évident, cependant, que l'approche séquentielle reste tout à fait indispensable ... ne serait-ce que parce que les Connection Machine sont encore loin d'être largement répandues!

I.2.3 : Précision :

Comme déjà souligné au paragraphe I.1.2, une cause majeure d'imprécision est l'approximation en fronts d'onde localement plans. Cette approximation est clairement en défaut au voisinage d'une source ponctuelle, qu'elle soit primaire ou secondaire comme le sera tout objet diffractant. Les problèmes de sphéricité à proximité de la source primaire sont cependant contournables grâce à une initialisation judicieuse de la grille des temps. Si la source est placée dans une zone de lenteur constante - zone qui peut être détectée automatiquement par un algorithme simple - il est alors possible de calculer exactement les temps de première arrivée pour tous les points de la grille s'y trouvant, excepté cependant pour ceux se trouvant juste en bordure puisque susceptibles d'être atteints en premier par des ondes réémises à partir du milieu externe. L'expérience montre que le calcul exact sur au moins cinq anneaux centrés sur la source suffit à réduire considérablement l'imprécision initiale, qui aura ainsi une répercussion moindre sur les temps à venir. Si la source est en milieu hétérogène, l'algorithme peut être appliqué, dans un premier temps, sur une petite zone la contenant, zone pour laquelle le milieu aura été rééchantillonné à un pas plus faible. Les temps ainsi calculés seront plus précis et serviront à l'initialisation du calcul général.

Le rôle important joué par l'initialisation des temps au voisinage du point source va être montré sur le premier test d'une série de deux consistant à comparer les temps calculés par l'algorithme numérique présenté à ceux exacts obtenus dans le cas de modèles simples. Une telle démarche semble préférable à celle adoptée par Vidale qui comparait ses résultats à ceux obtenus par des techniques de tracé de rais dans des milieux totalement hétérogènes. Le premier modèle utilisé est celui de la couche homogène reposant sur un demi espace également homogène. La figure 10a montre les fronts d'onde de première arrivée obtenus par l'algorithme et l'on identifie bien le front direct qui, petit à petit, laisse la place au front réfracté émergeant de l'interface dans la couche, ainsi que le front transmis dans le demi espace. Si l'on effectue le calcul sans autre initialisation que la donnée d'un temps nul au point source, temps qui peut, en fait, être quelconque, les erreurs relatives, par rapport au calcul exact, reportées figure 10b montrent des valeurs dépassant 3% au voisinage de la source et ne descendant qu'à 0,5% aux points les plus

éloignés, cette dernière valeur étant due en grande partie à l'imprécision générée à proximité de la source. Si, au contraire, le calcul est initialisé par des valeurs exactes dans la zone homogène entourant la source (zone hachurée de la figure 10c), l'erreur relative maximale rencontrée n'atteint que 0,15%, l'erreur absolue étant inférieure à 20% de la valeur moyenne représentant le temps de trajet le long d'une maille, soit $h < s$. Le second modèle, reposant sur un milieu où la vitesse varie continuellement avec la profondeur selon un rapport 3/1 entre la surface et la base, illustre lui le rôle du pas de maille. La figure 11a montre les fronts d'onde de première arrivée. L'initialisation a cette fois été fixée au calcul exact des temps sur les dix premiers anneaux entourant la source, le calcul étant effectué une première fois pour une grille de 40*40 mailles et une seconde fois pour 200*200 mailles. Les figures 11b et 11c donnent, respectivement, les erreurs relatives associées à ces deux calculs et l'on peut constater que, même pour une grille peu dense comme celle à 40*40 mailles où la variation de vitesse avec la profondeur dépasse 5% maille à maille, les erreurs sont tout à fait acceptables.

La seconde démarche choisie pour contrôler la validité des temps de première arrivée calculés par l'algorithme repose sur l'utilisation de sismogrammes synthétiques obtenus par une méthode classique de différences finies, au sens usuel du terme, qui résoud directement l'équation de propagation des ondes acoustiques. Cette approche permet en effet de tester si les temps de première arrivée calculés en théorie des rais (approximation haute fréquence) correspondent bien à des arrivées "réelles" d'énergie sur les sismogrammes synthétiques qui sont, eux, calculés à fréquence finie. Le modèle choisi est celui, classique et étudié par de nombreux auteurs (Kelly et al, 1976, Virieux, 1986), consistant en un coin homogène placé dans un milieu de vitesse plus faible. Les solutions analytiques existant pour ce problème, les sismogrammes synthétiques obtenus par des méthodes de différences finies ont donc été largement testés. La méthode retenue ici est une formulation acoustique hétérogène du second ordre permettant de prendre correctement en compte les discontinuités de premier ordre du modèle de vitesse. La figure 12a est le tracé des fronts de première arrivée à partir de la grille des temps calculée par l'algorithme. Les autres figures (b à d) montrent trois séries de sismogrammes acquis selon trois lignes de récepteurs indiquées figure 12a et choisies afin d'enregistrer la plus grande diversité possible d'arrivées (directes, transmises, réfractées, diffractées). Les temps de première arrivée ont été superposés et correspondent aux traits perpendiculaires à l'axe des temps apparaissant en avant des signaux visibles; l'accord entre ces deux calculs est manifeste et ce quel que soit le type d'onde apparaissant en premier.

L'approximation en fronts d'onde localement plans n'est pas uniquement imprécise au voisinage du point source, elle l'est aussi potentiellement à proximité de tout objet diffractant se trouvant dans le milieu et qui va jouer le rôle de source secondaire. Il n'est cependant pas possible de remédier a priori à cette imprécision latente, comme cela est fait pour la source primaire. Tout dépend cependant du rapport entre la taille de l'objet diffractant et le pas de maille choisi. Il est clair que plus l'objet sera grand devant la maille, plus le calcul sera précis. On peut donc donner comme

loi empirique que le pas de maille doit être choisi bien inférieur à la taille minimale des structures diffractantes lorsque l'on souhaite obtenir des temps de première arrivée particulièrement précis. Cette pseudo loi d'échantillonnage du milieu est à rapprocher, pour analogie, à celles suivies en calcul de sismogrammes synthétiques par différences finies où le pas de maille doit être bien inférieur (5 à 10 fois selon l'ordre du calcul) à la longueur d'onde minimale présente. La rapidité du calcul permet en général le choix d'un pas de maille suffisamment raisonnable. On peut aussi envisager de prendre un pas de maille différent selon les axes de coordonnées cartésiennes, le pas le plus fin étant affecté à la direction de plus forte variabilité du modèle de lenteur. Il est donc toujours possible d'améliorer l'algorithme en fonction des besoins rencontrés.

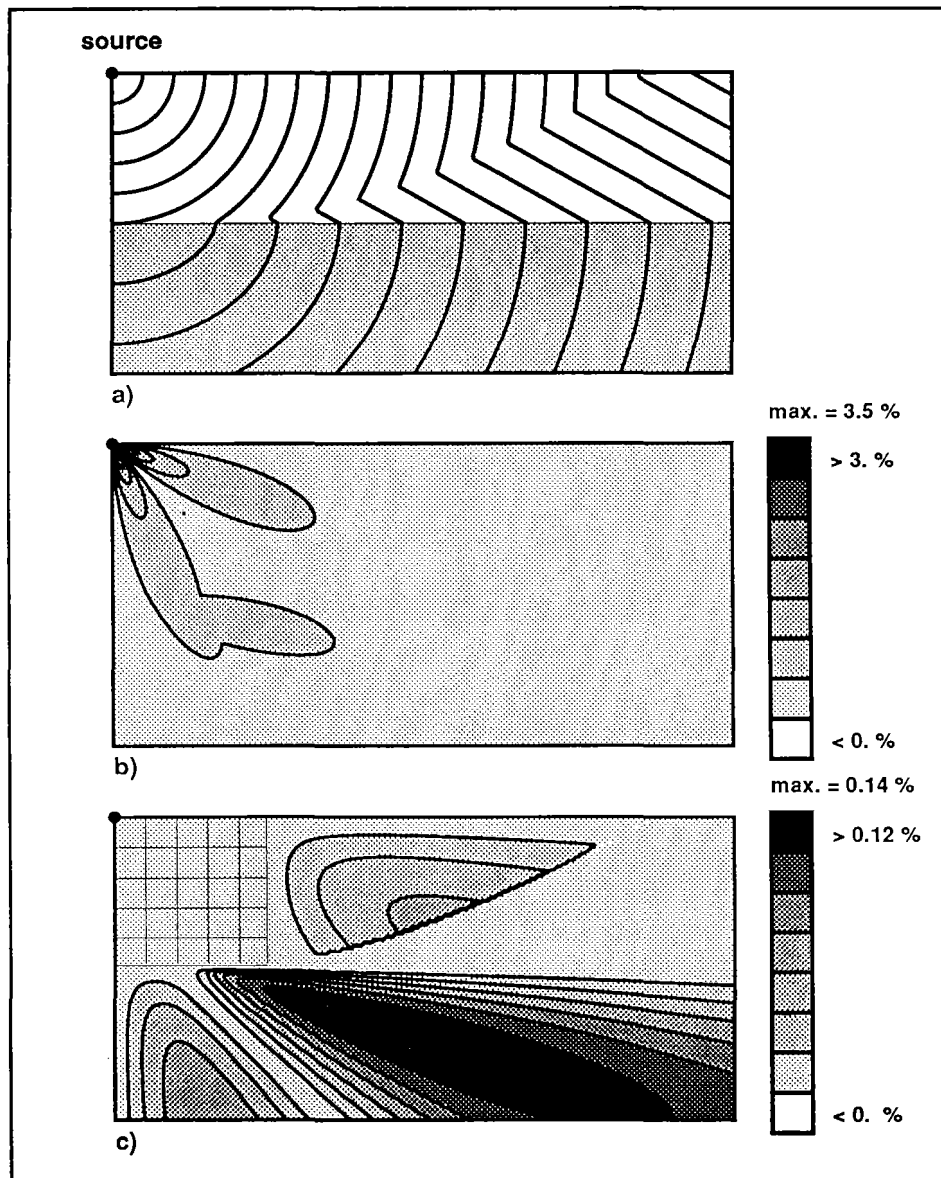


Figure 10 : Test de précision du calcul des temps de première arrivée par comparaison à un calcul exact.
a) Le modèle est constitué d'une couche homogène plane reposant sur un demi espace de vitesse différente. Les fronts de première arrivée sont tracés et montrent l'émergence de la réfractée.
b) Représentation des erreurs relatives lorsque seul le point source est initialisé.
c) Représentation des erreurs relatives lorsque toute la zone homogène au voisinage du point source est initialisée par les valeurs exactes des temps d'arrivée (zone quadrillée).

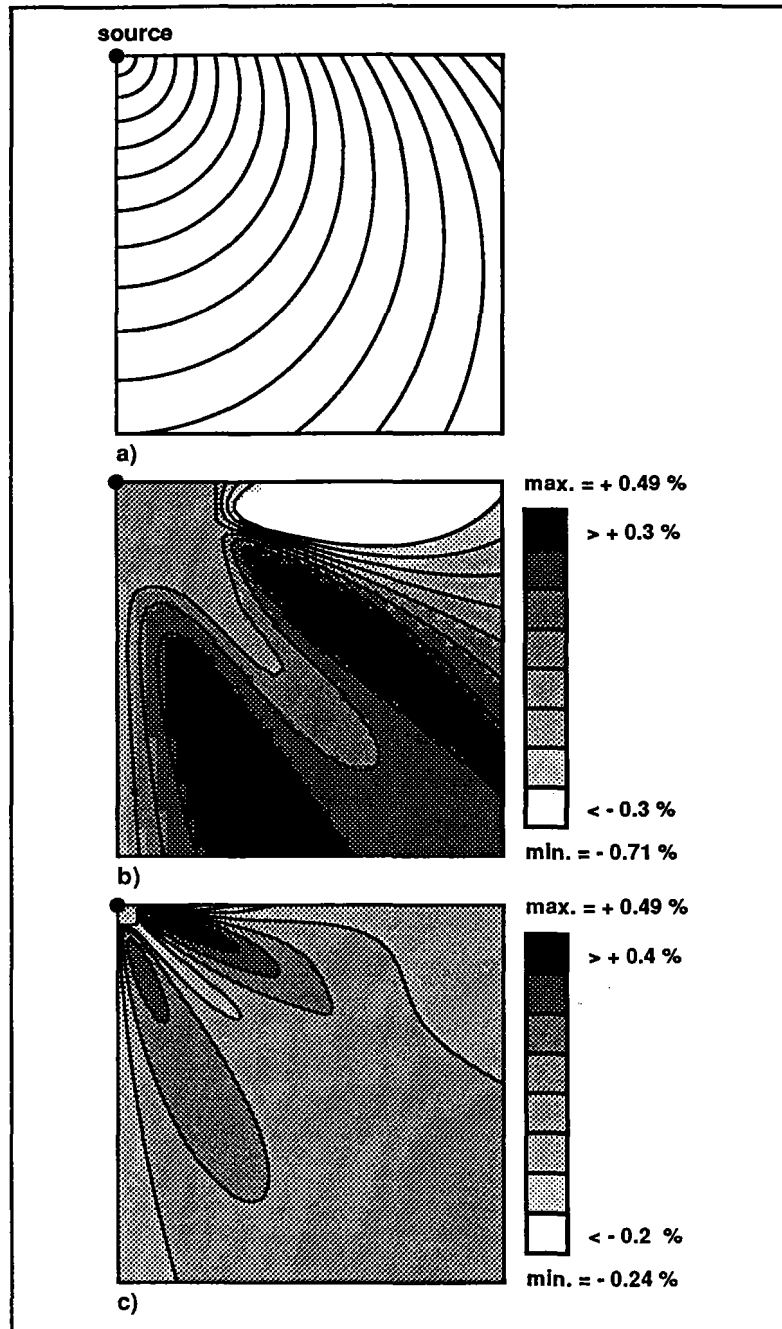


Figure 11 : Test de précision du calcul des temps de première arrivée par comparaison à un calcul exact.

a) Le modèle est un milieu où la lenteur varie continuellement avec la profondeur selon un rapport 3/1 entre la surface et le fond. Les fronts de première arrivée sont tracés.

b) Représentation des erreurs relatives lorsque le milieu est discrétisé sur une grille de 40*40 mailles.

c) Représentation des erreurs relatives lorsque le milieu est discrétisé sur une grille de 200*200 mailles, soit un pas d'échantillonnage cinq fois plus fin que dans le cas b).

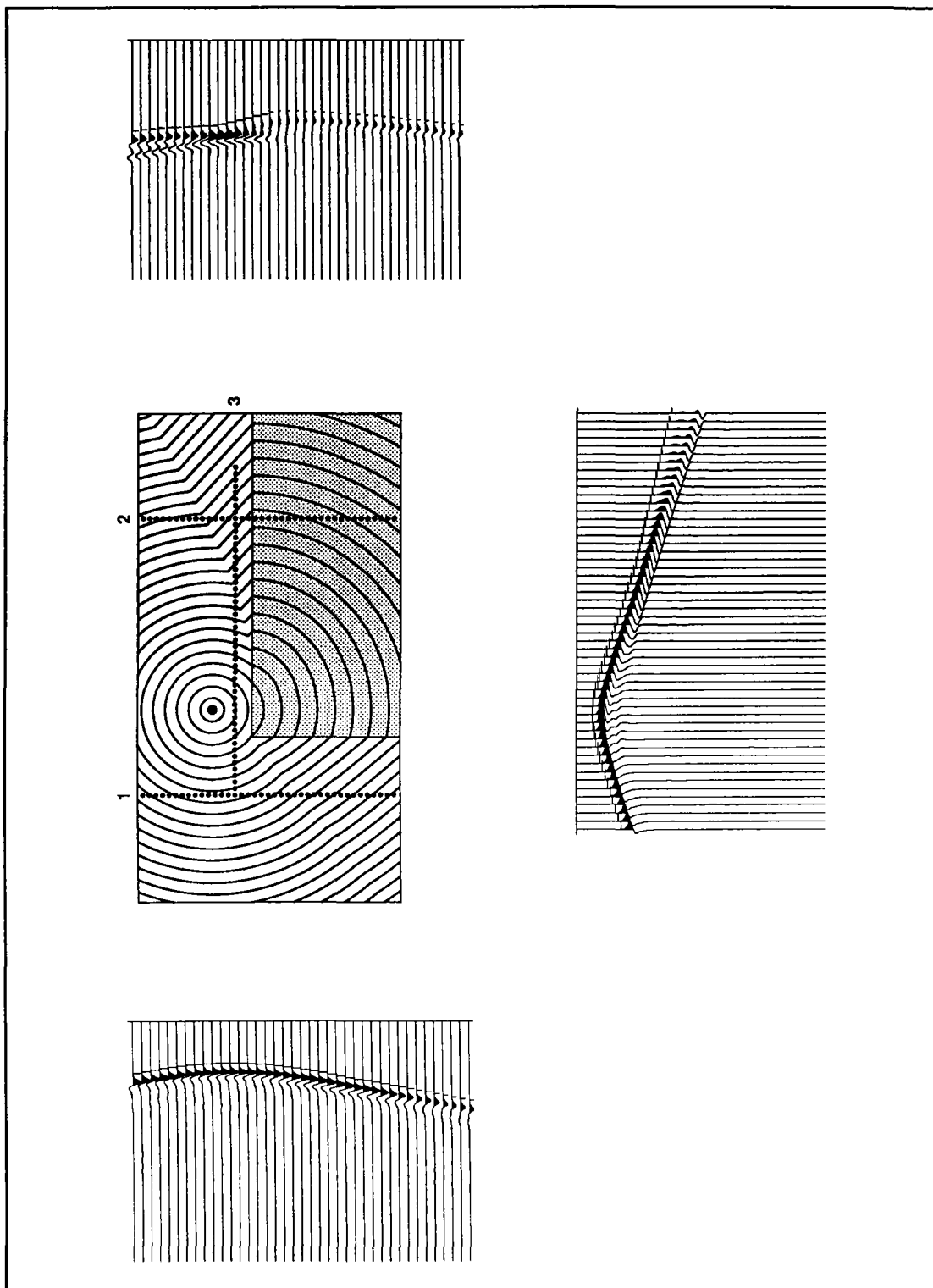


Figure 12 : Comparaison des temps de première arrivée calculés par l'algorithme avec des sismogrammes synthétiques obtenus par une méthode classique de différences finies.

a) Modèle utilisé consistant en un coin homogène de vitesse égale à 9 km/s, placé dans un milieu homogène dont la vitesse est 6 km/s. Les fronts de première arrivée sont superposés ainsi que l'emplacement de trois lignes de capteurs où seront calculés les sismogrammes synthétiques.

b) à d) Tracé des sismogrammes synthétiques pour les trois lignes de capteurs. Les temps de première arrivée, superposés, apparaissent sous forme de pics en avant des signaux, l'amplitude de ces pics étant égale à l'amplitude maximale de chaque sismogramme. Les capteurs choisis ont enregistré des premières arrivées variées, ondes directes, transmises, réfractées et diffractées.

I.3 : Performances, extensions et outils associés.

I.3.1 : Performances :

Les modifications fondamentales opérées par rapport à l'approche de Vidale font que l'algorithme est capable de traiter tout modèle, et ce même en présence de fortes discontinuités du premier ordre en lenteur - discontinuités qui posent parfois problème aux techniques classiques de tracé de rais - et de topologies complexes. A titre d'illustration amusante, la figure 13 montre le cas d'un disque homogène trois fois plus lent que le milieu environnant. Les fronts d'onde de première arrivée vont jusqu'à se refermer dans le disque car le contraste en lenteur est tel que les ondes les plus rapides atteignant la zone lente sont celles se propageant autour du disque avant de se réfracter vers l'intérieur, et non celles pénétrant directement dans le disque. L'effet de cette zone lente se manifeste aussi dans la partie dite "zone d'ombre" car ne recevant que peu d'énergie. Ce modèle n'a, certes, aucune réalité géologique mais il montre bien la robustesse de l'algorithme qui n'est pas pris en défaut par de tels contrastes.

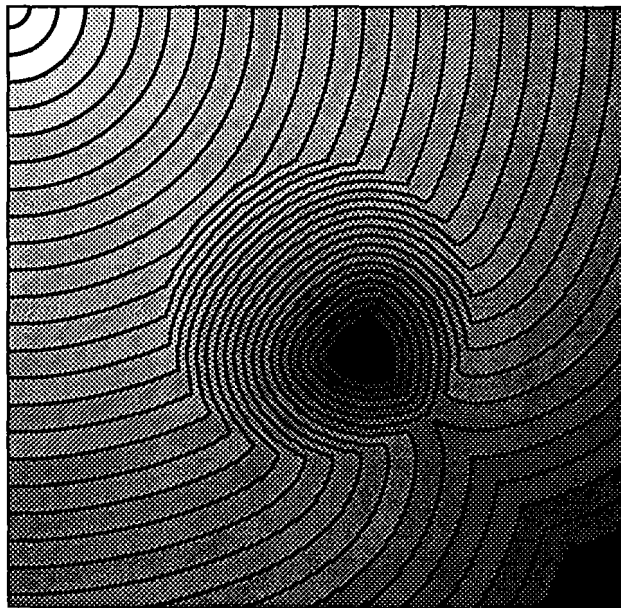


Figure 13 : Illustration des performances de l'algorithme de calcul des temps de première arrivée. Un disque homogène, dont la vitesse est trois fois plus faible que celle du milieu environnant, est illuminé par une source ponctuelle proche. Les fronts de première arrivée sont tracés et montrent une zone de convergence à l'intérieur du disque. L'échelle des temps va de l'instant initial (blanc) aux plus fortes valeurs mesurées (noir).

De façon plus réaliste, mais avec là aussi un fort contraste en lenteur, un modèle 2D de terre a été créé à partir du *Preliminary Reference Earth Model* (PREM) de Dziewonski et al (1981) et ce sur une grille à maille régulière de 25 km de côté, soient 560*560 mailles. Le fait que la terre soit un corps sphérique ne pose aucun problème puisqu'il suffit d'affecter aux mailles situées à l'extérieur la lenteur correspondant à la propagation du son dans l'air (environ 340 m/s),

bien que le contraste entre l'air et la surface terrestre soit particulièrement élevé. La figure 14 montre les fronts d'onde de première arrivée générés à partir d'un séisme superficiel et représentés toutes les 30s. Il n'y a visiblement aucune anomalie, les deux discontinuités marquées de ce modèle - air/surface et manteau/noyau - étant parfaitement prises en compte.

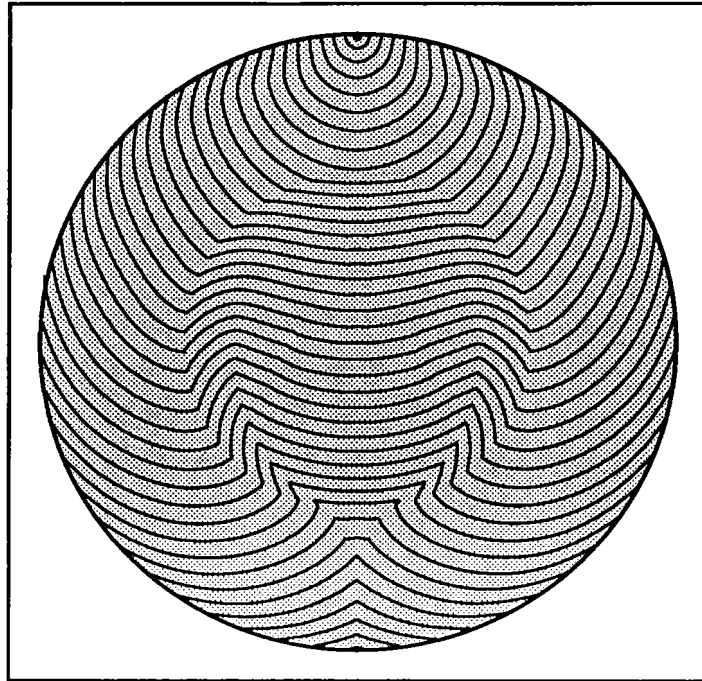


Figure 14 : Illustration des performances de l'algorithme de calcul des temps de première arrivée. Un modèle 2D de terre a été créé à partir du modèle PREM de Dziewonski & al (1981). Les fronts d'onde de première arrivée dus à un séisme superficiel sont tracés toutes les 30 s.

L'on a parlé jusqu'à présent de calcul de temps de première arrivée associés à la propagation de l'énergie émise en une source ponctuelle située dans la grille. L'algorithme ne se limite pas à cela, il permet en effet, et ce sans problème, de modéliser la propagation la plus rapide de n'importe quel front incident sur une grille de longueur quelconque. Il suffit simplement d'initialiser le calcul en affectant des temps de première arrivée exacts aux points d'un des bords de la grille, ces temps correspondant à une loi de propagation connue dans le milieu situé hors de la grille, comme la propagation en milieu homogène d'ondes sphériques, planes, ...etc. Les figures 5, simulant la propagation d'un front d'onde plan au niveau d'une maille, ont en fait été obtenues de cette manière, le bord gauche de la grille servant à l'initialisation. L'auteur certifie cependant que l'équivalence de ces calculs avec ceux basés sur l'application directe du principe généralisé d'Huyghens, où des sources secondaires sont utilisées pour déterminer la réponse de la maille, a bien été établie au cours de ce travail. Comme autre exemple d'application, tiré directement de l'étude en sismique marine exposée en première partie, on peut aussi citer les cas où la source ponctuelle est située dans un vaste milieu homogène - l'océan en l'occurrence - et pour lesquels il est un peu dommage de discrétiser tout ce volume où l'on sait pertinemment que la première arrivée correspond en fait à des trajets directs rectilignes. On peut alors se contenter d'introduire

les temps exacts sur la ligne supérieure de la grille, associés à un front incident sphérique, qui correspondra ainsi à une certaine profondeur dans l'océan et non à la surface. Le gain de place mémoire, et donc de temps calcul, peut être considérable.

I.3.2 : Tracé de rais a posteriori :

Le calcul de temps de première arrivée en tout point d'une grille à maille régulière est certes intéressant mais a pu paraître au lecteur d'un intérêt limité quant à ses possibilités d'application en géophysique. Comme le suggérait Vidale dans son premier papier (Vidale, 1988), il y a en fait une information supplémentaire très utile à déduire de ces temps de première arrivée : ce sont les trajets de rai associés à ces ondes reliant tout point de la grille - et plus encore - à la source ou au front incident, les rais en milieu isotrope étant simplement les normales aux fronts d'onde. Cette information est en effet directement utilisable dans bien des domaines, comme en tomographie, mais elle permet aussi d'identifier les premières arrivées, la lecture des fronts d'onde n'étant pas forcément évidente. On peut également contrôler la validité des temps calculés car les rais, étant obtenus à partir de dérivées de ces temps, seront beaucoup plus sensibles aux erreurs faites. La limitation du calcul aux seules premières arrivées implique que les rais ne peuvent en aucun cas être tracés à partir de la source car un même trajet peut être commun à plusieurs rais - c'est le cas des ondes réfractées sur une interface - et l'on ne pourra pas atteindre tous les points correspondant à un même angle d'incidence à la source.

Le tracé de rais sur une grille de temps de première arrivée a été écrit au cours de ce travail, de nouveau grâce à des schémas de différences finies. Le calcul commence au point récepteur désiré, qu'il soit ou non un noeud de la grille des temps, et l'on doit y estimer le vecteur gradient du temps. Les temps d'arrivée ne sont connus qu'aux noeuds d'une grille à maille régulière. Le gradient associé peut être estimé en ces mêmes noeuds par des schémas simples de différences finies, ainsi qu'aux centres des mailles tel que l'écrit Vidale aux formules (6) pour établir sa formule fondamentale (8). La fonction gradient du temps n'est en général pas continue et il ne faut pas interpoler entre ces valeurs estimées. Le choix fait ici est donc d'affecter au point considéré la valeur du gradient estimé au point de grille le plus proche, que ce soit en un noeud ou au centre d'une maille. Il suffit ensuite de suivre l'opposé de ce vecteur gradient sur une certaine distance élémentaire proche du pas de maille et l'on aboutit ainsi à un nouveau point où le même processus est répété. Le tracé s'arrête lorsque la distance entre le point source et le dernier point calculé du rai est inférieure au pas de maille, le gage d'un tracé correct étant en fait la convergence de tous les rais vers le point source. Il faut toutefois éviter de placer la source très près d'un des bords de la grille car des problèmes d'estimation du gradient de temps se posent alors et peuvent conduire à la détermination d'un rai sortant de la grille avant de rejoindre la source; cette remarque s'applique également au choix de la position des capteurs. Il est évident que le rai sera d'autant

plus lisse que le pas de maille sera fin. Par principe, le calcul peut en effet générer au niveau de chaque maille des ondes d'interface; si le grain du milieu est de l'ordre de grandeur de la maille, outre l'imprécision entraînée sur les temps, le rai risque d'être une succession de marches d'escalier.

Comme illustration simple de ce que l'on obtient avec ce tracé de rais a posteriori, le modèle de la couche homogène sur un demi espace (figures 10) a été repris et les rais associés aux premières arrivées pour des points situés sur les pourtours de la grille ont été représentés (figure 15). Aux points placés en surface et proches de la source, la première arrivée étant le trajet direct rectiligne, les rais sont horizontaux et le long de la surface, ils ne se voient donc pas car ils sont confondus avec le cadre de la grille. Ceux situés au delà de la distance critique sont atteints en premier par l'onde réfractée émergeant de l'interface.

Au cours du chapitre suivant concernant les applications de l'algorithme, nombreux seront les exemples de rais et l'on verra davantage l'importance de cette information a posteriori qui s'ajoute aux temps de première arrivée.

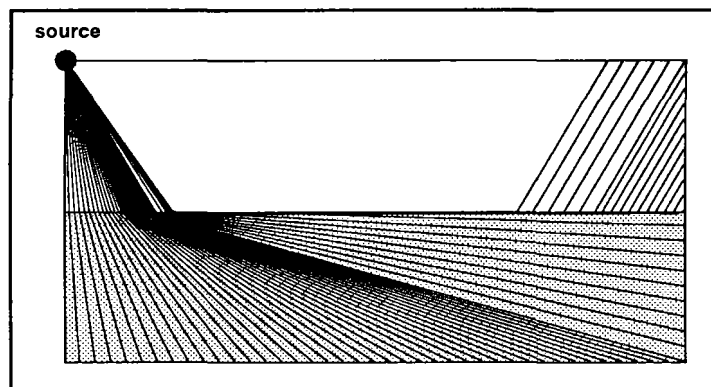


Figure 15 : Tracé des rais associés aux premières arrivées enregistrées sur les bords haut, droit et bas de la grille, le modèle étant celui de la figure 10.

I.3.3 : Problème fondamental : réalité des premières arrivées ?

Le principe même de l'algorithme qui se limite au seul calcul du temps de la première arrivée en un point, soit l'intégration du temps de parcourt le long du trajet le plus rapide reliant la source à ce point, n'est pas sans poser problème quant à l'utilité des résultats. En effet, dans la plupart des cas, lorsque l'on regarde quels sont les rais associés à ces premières arrivées - d'où l'importance du tracé de rais a posteriori - force est de constater qu'il s'agit souvent de trajets réfractés le long d'interfaces ou de diffraction, or, au sens strict de la théorie des rais, ces trajets ne véhiculent aucune énergie. Certes, à fréquence finie, ce n'est pas exact. Pour illustrer ce propos, on peut se reporter à la figure 16 où les rais associés aux premières arrivées ont été tracés sur le modèle de terre, les fronts d'onde ayant été présentés figure 14, et ce pour des points récepteurs espacés de deux degrés à la surface. Au delà d'une certaine distance épacentrale, la première arrivée sera théoriquement une diffractée sur la discontinuité manteau/noyau. Cette arrivée est

effectivement enregistrée dans certains cas : tout dépend de la fréquence ... et de la qualité des sismographes étant donné le peu d'énergie véhiculée. L'utilisation de ces temps théoriques de première arrivée n'est donc possible que si l'on est certain de pouvoir mesurer l'énergie de l'onde associée; une estimation des amplitudes de ces premières arrivées apparaît indispensable.

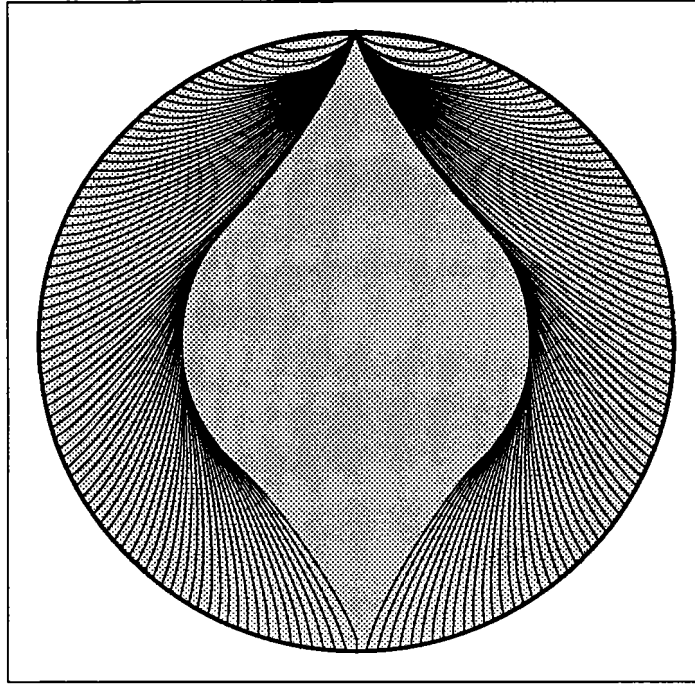


Figure 16 : Tracé des rais associés aux premières arrivées enregistrées tous les deux degrés à la surface de la terre modélisée figure 14. A partir d'une certaine distance épacentrale, la première arrivée est une diffractée sur la discontinuité noyau/manteau.

Si l'on s'en tient à la théorie des rais, il existe une équation dite de transport permettant de calculer l'amplitude d'une onde, équation traduisant simplement la conservation de l'énergie le long d'un tube de rai de rayon infiniment petit (Coulomb & Jobert, 1973) :

$$\nabla(\rho A^2 \nabla t) = 0 \quad (15)$$

où ρ est la densité et A l'amplitude cherchée. Connaissant les temps en tout point d'une grille, il est tentant d'essayer de résoudre cette équation, soit simultanément au calcul des temps, soit a posteriori par un schéma aux différences finies. En fait, l'équation de transport n'est qu'une approximation qui ne sera pas valable dans les régions où le gradient de temps est discontinu, les amplitudes ainsi obtenues étant alors nulles ou infinies selon les cas (Aki & Richards, 1980, Ben Menahem & Beydoun, 1985). Le problème de l'estimation d'amplitudes des ondes d'interface ou de diffractées reste donc entier. Vidale et Houston (1990) ont proposé un algorithme reposant aussi sur la conservation de l'énergie le long d'un tube, le calcul de l'amplitude étant alors basé sur l'estimation de la courbure du front au point considéré par l'utilisation des temps d'arrivée aux points voisins, mais ils reconnaissent que leur méthode ne

peut s'appliquer en présence de forts contrastes de vitesse. Si l'on veut progresser, il est donc nécessaire d'abandonner la théorie classique des rais, établie à fréquence infinie, pour s'orienter davantage vers une approche plus généralisée faisant intervenir la fréquence comme, par exemple, la théorie de la diffraction géométrique (Keller, 1965; Felsen, 1984). En schématisant, si l'on suppose un objet diffractant dans le milieu, les deux questions fondamentales sont :

1) quelle est l'énergie reçue par l'objet ?

2) quel pourcentage de cette énergie est diffractée et selon quel schéma de radiation ?

Apparaît alors l'importance du rapport λ/a où λ est la longueur d'onde et a une grandeur caractérisant les dimensions de l'objet diffractant.

Le problème reste entier à l'heure actuelle mais il est capital si l'on ne veut pas utiliser en aveugle les temps, théoriques, de première arrivée. Une seule chose est faite actuellement : les zones à "problèmes" (diffraction, onde d'interface) peuvent être identifiées sur la grille, soit en conservant comme information le type de schéma utilisé dans le calcul du temps de première arrivée en un point (transmission, diffraction, onde d'interface), soit en analysant a posteriori pour un point donné le trajet le reliant à la source. On peut ainsi, par exemple, tracer un pseudo tube de rai, le choix de l'ouverture de ce tube au point considéré posant cependant problème, et voir s'il se "pince" parfois.

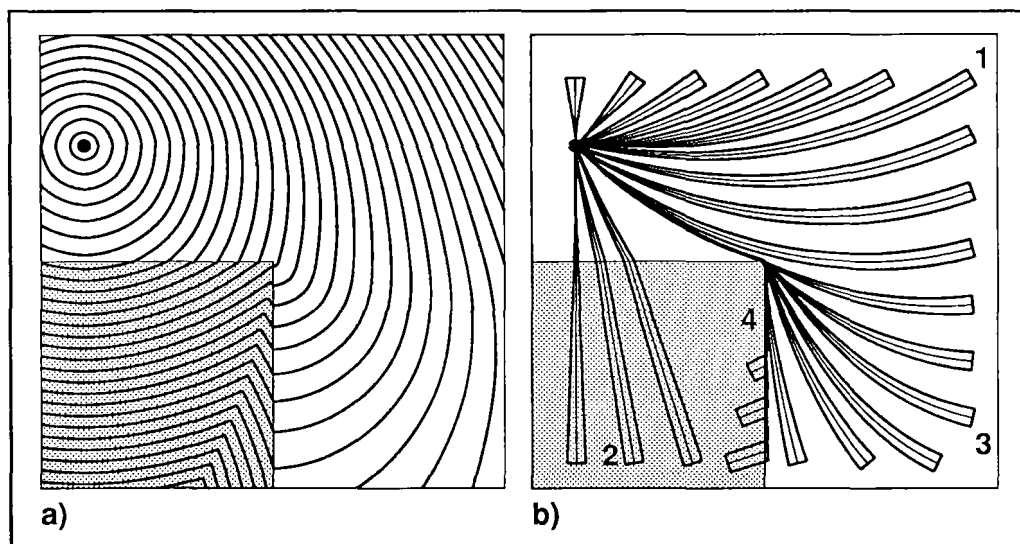


Figure 17 : Exemple de tracé a posteriori de "tubes de rais" permettant de détecter les zones du modèle où les amplitudes des ondes de première arrivée peuvent être très faibles voire nulles.

a) Le modèle est un milieu à gradient vertical où la lenteur est quatre fois plus importante en surface qu'en profondeur, et où se trouve une inclusion carrée homogène dont la lenteur est celle affectée en surface. Les fronts de première arrivée sont indiqués.

b) Tracé de différents tubes de rais; quatre catégories sont répertoriées (cf. texte).

La figure 17 illustre ce tracé de tube sur un modèle particulier à gradient, où la vitesse augmente avec la profondeur et contenant une inclusion homogène carrée particulièrement lente,

qui montre quatre catégories de tubes : 1) une expansion normale dans le milieu à gradient, le tube s'ouvrant régulièrement, 2) un tube ne se refermant pas mais présentant une discontinuité au passage de l'interface qu'est le bord supérieur de l'inclusion carrée, 3) la zone de diffraction où tous les tubes se referment sur le coin de l'inclusion, et 4) les ondes d'interface. L'évaluation des amplitudes serait donc d'un apport considérable et élargirait le domaine d'application, tout en précisant les limites.

I.3.4 : Calcul de temps d'arrivée d'ondes réfléchies :

Van Trier et Symes (1990) affirment, bien que ne le démontrant pas, que les solutions de l'équation de l'Eikonal obtenues par différences finies ne peuvent correspondre qu'aux seuls temps de première arrivée. Ceci est peut être vrai mais il est bon de rappeler que l'approche suivie ici n'est plus la résolution d'une équation aux dérivées partielles - en l'occurrence l'Eikonal - grâce aux différences finies, mais la simulation de la propagation de portions planes de fronts d'onde sur un milieu qui est un assemblage de mailles rectangulaires où la vitesse est constante. En ce sens, et on l'a vu au paragraphe I.2.2 concernant la procédure parallèle, on est amené à calculer les temps d'arrivée de différentes ondes, mêmes réfléchies, et ce n'est que pour des raisons évidentes de simplicité que l'on ne conserve que le minimum de tous ces temps calculés. Il ne paraît pas déraisonnable de penser qu'il puisse être possible de calculer les temps de seconde, troisième, ... etc, arrivée ou ceux associés à une phase précise, comme la réflexion sur une interface. Aucune tentative de ce genre n'a cependant été faite ici.

On va donc parler à nouveau d'un calcul a posteriori, permettant d'obtenir les temps d'arrivée associés aux ondes réfléchies sur une interface donnée pour un couple source/capteur et ne se basant que sur des temps de première arrivée. La figure 18a montre un modèle de vitesse assez complexe mais où une interface est clairement visible. Pour la position source indiquée, les fronts d'onde de première arrivée ont été tracés et il est clair que l'onde atteignant en premier le point récepteur est une onde réfractée par l'interface. La méthode utilisée pour obtenir les temps d'arrivée des ondes réfléchies sur cette même interface est très simple et repose à nouveau sur le principe généralisé d'Huyghens; cette approche est bien expliquée par Claerbout (1985).

Il suffit de considérer l'interface comme une succession de sources secondaires, ce qui nécessite a priori la connaissance de l'interface, sources qui vont réémettre l'énergie qu'elles reçoivent, soit dans le milieu inférieur (transmission), soit dans le milieu supérieur (réflexion). Grâce à l'algorithme de calcul des temps de première arrivée, il est aisé de connaître les temps de trajet direct entre la source réelle et chaque source secondaire de l'interface, de même qu'entre le récepteur et celles-ci. Dans ce dernier cas, le principe de réciprocité permet de remplacer tous ces calculs du temps associé à un couple source secondaire/récepteur par un seul où une source virtuelle est placée au point récepteur, l'équivalence des temps étant vérifiée, ce qui ne serait pas

vrai pour les amplitudes. Il n'y a donc à effectuer que deux calculs de la grille des temps. La connaissance des deux temps de trajet "direct" source primaire/source secondaire et source secondaire/récepteur indique donc à quel instant la réponse de la source secondaire doit être enregistrée au récepteur, il suffit de sommer ces deux temps. Le front réfléchi est en fait l'interférence des fronts générés par les sources secondaires, les ondelettes associées à chacune de ces sources, si l'on raisonne en théorie des rais, interférant constructivement en un point lorsque leurs temps d'arrivée sont très proches. Les zones de l'interface qui vont contribuer à une illumination importante du récepteur correspondent donc aux sources secondaires pour lesquelles la fonction temps précédemment calculée présente une **stationnarité locale**. On retrouve ici le principe de Fermat, que l'on va très schématiquement appliquer en identifiant comme zones de stationnarité les **extremums** principaux de la fonction, qu'il s'agisse de minimums ou de maximums locaux. Il y a d'ailleurs souvent confusion entre minima et extrema quand le principe de Fermat est invoqué. Obtenus en théorie des rais, ces temps estimés d'arrivée d'ondes réfléchies seront exacts à fréquence finie pour les zones de réflexion associées à un minimum local de la fonction temps, ils seront surestimés pour celles associées à un maximum local; ils sont néanmoins une bonne approximation.

Un problème se pose cependant : les temps de première arrivée, à partir de la source ou du récepteur, associés aux points de l'interface peuvent très bien être liés aux ondes se propageant sous l'interface si le milieu sous-jacent est plus rapide; c'est le cas de la figure 18a. Pour éviter cela, il suffit de masquer le milieu inférieur en lui affectant arbitrairement une lenteur très élevée, ce que l'on fait par ailleurs au niveau des parois pour les rendre absorbantes. De la sorte, on obtient dans le cas du modèle de la figure 18a les fronts d'onde de première arrivée à partir de la source et du récepteur (respectivement, 18b et 18c) atteignant directement l'interface, sans passer par le milieu sous-jacent. La fonction temps de trajet source/interface/récepteur est alors construite et ses zones de stationnarité détectées. Dans le cas du modèle servant d'illustration, trois portions de l'interface éclairent constructivement le récepteur et les trois rais associés ont été reportés figure 18d, avec le rai correspondant au trajet le plus rapide dans le milieu réel, donc passant sous l'interface. Un cinquième rai est également trouvé, bien que non cherché a priori, lorsque le milieu inférieur est masqué. Il traduit la propagation directe entre la source et le récepteur dans le milieu supérieur sans intervention, ni de l'interface, ni du milieu inférieur. Ceci montre d'ailleurs qu'une utilisation judicieuse de masques lents peut permettre l'obtention d'arrivées plus tardives que celle déterminée par l'algorithme dans le milieu réel; il faut cependant se méfier des zones d'ombre générées par ces masques, zones qui seront correctement remplies par de la diffraction n'ayant aucune existence réelle.

Cette méthode a posteriori de calcul de temps d'arrivée d'ondes réfléchies sur une interface donnée peut paraître un peu "anecdotique", la plupart des tracés de rais actuels effectuant parfaitement ce genre de calcul. Néanmoins, lorsque le milieu supérieur est un tant soit peu complexe et l'interface irrégulière, elle peut devenir intéressante. Il faut toutefois noter que si le

milieu est vraiment particulier, la détermination des zones de stationnarité de la fonction temps définie précédemment est problématique.

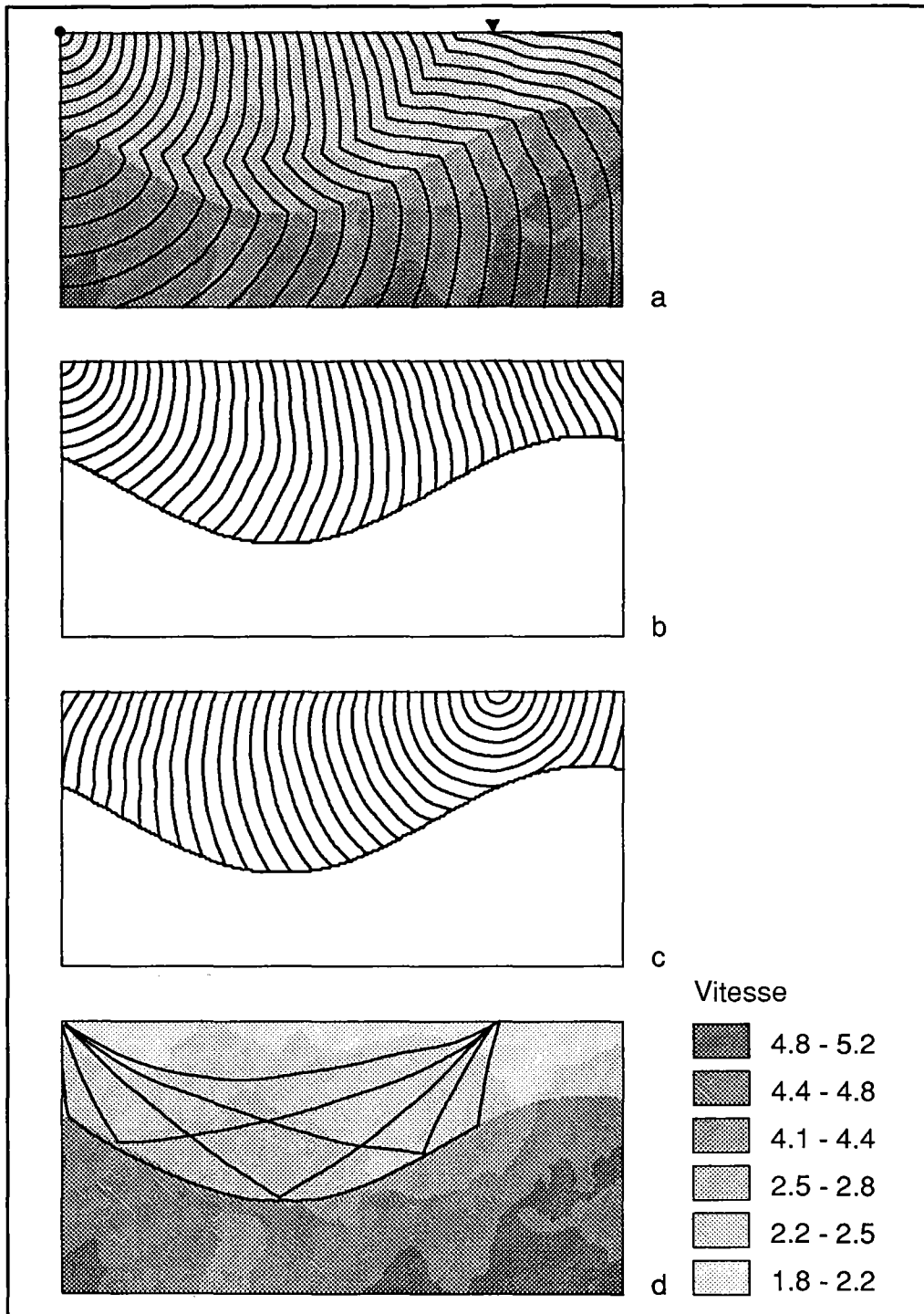


Figure 18 : Exemple de calcul des temps d'arrivée d'ondes réfléchies sur une interface donnée.

a) Le modèle est particulièrement variable mais présente néanmoins une interface du 1er ordre de forme sinusoïdale. Les fronts de première arrivée tracés pour la position source indiquée montrent que le capteur choisi enregistre en premier l'énergie réfractée sur cette interface.

b) et c) Tracé des fronts de première arrivée à partir de la source et du récepteur lorsque le milieu inférieur a été masqué.

d) Représentation des cinq rais reliant source et capteur. Le calcul seul des temps de première arrivée sur le milieu réel n'a fourni qu'un de ces rais. En masquant le milieu inférieur, trois rais réfléchis ont été identifiés ainsi qu'un rai reliant source et capteur dans le milieu supérieur.

Le calcul des temps de première arrivée en tout point d'une grille à maille régulière, représentant le milieu de propagation, tel qu'il est formulé par P. Podvin - abandon du principe de résolution de l'équation de l'Eikonal par différences finies pour une approche plus "physique" étudiant la propagation de portions planes de fronts d'onde - est robuste et traite des milieux bien plus contrastés qu'on ne le rencontre généralement en géophysique. L'imprécision inhérente à l'approximation faite sur la planéité locale des fronts n'est, somme toute, qu'un problème de choix du pas de maille, comme cela est souvent le cas en différences finies. Reste la question concernant la réalité des ondes associées à ces arrivées premières, qui ne véhiculent parfois que très peu d'énergie pouvant être totalement indétectable en pratique. Donner un élément de réponse à cette question cruciale suppose un abandon de la théorie simple des rais pour une analyse à fréquence finie de la propagation; c'est un problème ouvert. La mise au point d'outils a posteriori complétant le calcul de temps de première arrivée, comme le tracé de rais, le calcul d'arrivées réfléchies et autres phases par le jeu de masques absorbants, élargit un peu plus le domaine d'application de cet algorithme, comme on va le voir au chapitre suivant.

**Partie 2 : Calcul de temps de première arrivée par propagation
de fronts d'onde.**

Chapitre II : Applications géophysiques.

Chapitre II : Applications géophysiques

La plupart des applications potentielles d'un calcul rapide de temps de première arrivée ont déjà été citées par Vidale dans son premier papier (1988) et certaines ont fait l'objet d'études ultérieures par ce même auteur. Elles couvrent des domaines aussi variés que le calcul de sismogrammes synthétiques par différences finies, la localisation de séismes, la tomographie et la migration. Ces domaines seront revus ici et parfois illustrés synthétiquement, l'information sous forme du tracé de rais a posteriori dont on dispose maintenant augmentant dans bien des cas l'intérêt du calcul des temps. D'autres applications potentielles seront ajoutées mais il ne s'agit en aucun cas d'une liste exhaustive. D'autre part, étudier chaque application est un travail en soi et ce n'est pas le but recherché ici, qui est plutôt un survol rapide permettant au lecteur d'apprécier l'utilité de ce calcul de temps et de ses outils a posteriori, voire de trouver d'autres applications.

II.1 : Apport au calcul de sismogrammes synthétiques par différences finies.

La résolution de l'équation de propagation d'ondes acoustiques ou élastiques en différences finies est un calcul itératif où chaque itération correspond à un instant t pour lequel le champ d'ondes (pression, déplacement, ...etc) sera calculé **en tout point** d'une grille à maille rectangulaire. La causalité de la propagation indique cependant que ce champ sera nul en un point si ce dernier n'a pas encore été atteint par le front primaire. Chaque point ne devrait donc intervenir dans le calcul en différences finies qu'à partir de l'instant correspondant à la première arrivée qu'il peut enregistrer, ce qui limiterait le nombre de points à déterminer par itération. Une fois que le front primaire a traversé toute la grille, tous les points doivent cependant être pris en compte. La donnée du temps de première arrivée aux noeuds d'une grille n'était jusqu'alors pas connue, ou une estimation en était faite lorsque les milieux sont simples, comme les empilements de couches par exemple. On conçoit donc aisément que cette donnée, obtenue grâce à l'algorithme présenté au chapitre I, devrait accélérer la plupart des calculs de sismogrammes synthétiques par différences finies. Cette information est, en faite, intéressante à plusieurs titres.

Calculée sur la même grille de lenteurs que les sismogrammes synthétiques, elle est obtenue comme première étape et peut être convertie en numéro d'itération à partir duquel le calcul démarrera en chaque point, numéro qui peut être codé sur des entiers formés de deux octets permettant ainsi une occupation mémoire limitée. Par précaution, il est conseillé de minorer ces temps de première arrivée en chaque point de la grille car ils ont été obtenus en théorie des rais; à fréquence finie, il peut y avoir déphasage du signal, positif ou négatif. Le temps de calcul de cette

grille est négligeable puisqu'il correspond, approximativement, au temps nécessaire à l'exécution d'une itération du calcul des sismogrammes synthétiques, et l'on fait en général plusieurs centaines, voire milliers, d'itérations. Le gain potentiel en temps calcul apporté par la connaissance des temps de première arrivée peut même être estimé a priori, sans toutefois tenir compte de la place mémoire occupée par la grille des temps, et ce simplement en calculant la courbe indiquant pour chaque itération quel est le nombre de noeuds déjà atteints par le front primaire. La figure 19 montre la courbe correspondant au calcul des sismogrammes synthétiques présentés figure 12. Le rapport entre l'aire hachurée, soit le nombre de points non encore atteints en fonction de l'itération, et l'aire totale égale au nombre de points de la grille multiplié par le nombre d'itérations, indique ici un gain potentiel maximum de 36,5 % sur le temps calcul, ce qui n'est pas négligeable. Ce gain en temps dépendra évidemment du milieu étudié et du nombre d'itérations désiré. Il sera cependant très certainement appréciable dans la plupart des cas, et plus particulièrement en 3D, ces calculs n'étant à l'heure actuelle que très rarement effectués compte tenu de leur coût énorme en temps d'exécution.

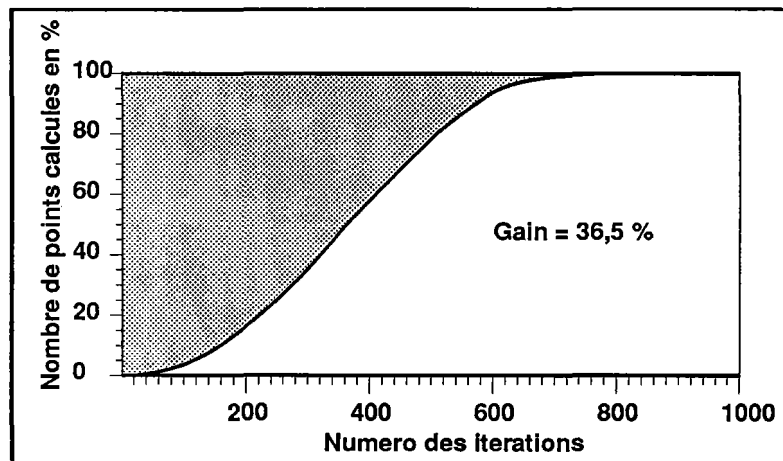


Figure 19 : Courbe permettant d'estimer le gain attendu en temps d'exécution lorsque les temps de première arrivée sont utilisés dans le calcul des sismogrammes synthétiques par différences finies. La grille étudiée est celle utilisée pour la figure 12 du Chap.I. Le rapport de l'aire colorée sur le nombre de points de la grille multiplié par le nombre d'itérations indique un gain potentiel de 36,5%.

Un autre avantage de la grille des temps de première arrivée est l'analyse du front primaire qu'elle permet, analyse pouvant par exemple servir a priori pour le choix du dispositif d'émission et d'acquisition à placer dans le milieu, mais aussi a posteriori, indiquant alors quelle est la nature de la première arrivée enregistrée sur chaque sismogramme et ce d'autant plus aisément que l'on peut également obtenir les rais. Cette identification de la première arrivée, dans le cas de milieux assez complexes, nécessitait auparavant la sauvegarde des valeurs de la grille du champ d'ondes pour un certain nombre d'itérations, la visualisation successive de ces grilles permettant d'analyser la propagation de l'énergie. Il peut être aussi envisageable, connaissant la position du front primaire à chaque instant et le signal source émis, d'éliminer ce front primaire, véhiculant en principe l'essentiel de l'énergie, pour mieux faire ressortir les fronts secondaires

souvent difficiles à identifier. Ces dernières remarques peuvent paraître de moindre importance par rapport au gain en temps calcul apporté par les temps de première arrivée. Elles ne le sont pas quand on sait la difficulté d'analyse du champ d'ondes complet déterminé par les méthodes de différences finies, contrairement à d'autres techniques (tracés de rais) permettant de calculer une phase précise spécifiée par l'utilisateur.

II.2 : Localisation de séismes.

Cette application du calcul des temps de première arrivée est certainement la mieux étudiée actuellement (Vidale, 1988; Nelson & Vidale, 1990) et l'une des plus intéressantes. Il ne faut pas oublier que le temps de première arrivée d'un séisme est la donnée fondamentale ayant permis à la sismologie de prendre son essor. Le problème est le suivant : connaissant les temps d'arrivée d'un séisme en plusieurs stations réparties à la surface terrestre selon une distribution quelconque, il faut localiser ce séisme dans un volume 3D. L'approche la plus simple consiste à supposer que la structure en vitesse du milieu est bien connue pour la zone considérée, ce qui peut être à l'échelle de la terre comme à celle d'un réseau local, et, par un algorithme de calcul direct, à déterminer le point - au sens large - du milieu qui minimise une certaine quantité établie à partir des différences de temps entre ceux observés et ceux calculés. Les logiciels existant actuellement - HYPOINVERSE est le plus utilisé - ne peuvent prendre en compte que des modèles de milieu particulièrement simples, soient des modèles à couches planes, ceci sans diminution de vitesse avec la profondeur ni adjonction d'une topographie de surface, ce qui nécessite des corrections de station. Il est clair que cette simplification peut poser d'importants problèmes lorsque la structure en vitesse du milieu est loin de cette représentation simple. Les zones de subduction en sont un exemple classique flagrant mais le problème se pose aussi pour toutes les zones volcaniques où la position des (micro)séismes est une information capitale sur l'évolution de la structure. L'intérêt de l'algorithme de calcul des temps de première arrivé présenté précédemment et applicable en 3D sur des structures arbitrairement compliquées, est évident et permet une localisation simple et robuste.

II.2.1 : Méthode :

Le temps d'arrivée d'un séisme en une station i traduit l'instant d'émission de ce séisme, auquel s'ajoute le temps de parcours selon le trajet le plus rapide le reliant à la station :

$$T_i = T_0 + t_i \quad (16)$$

La structure en lenteur du milieu peut être discrétisée sur une grille à maille régulière et l'algorithme de calcul des temps de première arrivée permet alors d'obtenir les temps de trajets t_j reliant chaque capteur à tout point de la grille, qui peut être potentiellement un point source. Ce calcul s'effectue simplement, et une fois pour toutes, un même calcul servant à la localisation de tous les séismes de la zone, en plaçant une source virtuelle en chaque point récepteur et ce grâce au principe de réciprocité; une grille de temps doit donc être calculée pour chaque station. Cette approche nécessite, certes, le calcul de plusieurs grilles mais, 1) le nombre de stations n'est jamais très grand, 2) ce calcul n'est à faire qu'une fois. Disposant des t_j associés à tout couple point de la grille / station i , il est alors aisé de procéder à l'inversion la plus complète qui soit puisque basée sur l'exploration directe de l'espace des paramètres, formé ici des coordonnées de la source et de l'instant d'émission. S'il n'y a aucune incertitude sur les temps observés T_j et si le modèle est exact, un seul point du milieu associé à une seule valeur T_0 permettra de vérifier la relation (16). Il est possible que pour des milieux particuliers et des réseaux d'enregistrement peu denses ou dont la distribution de stations est loin d'être régulière, il existe plusieurs solutions, auquel cas seule la direction d'incidence - sismographes trois composantes nécessaires - permettrait de départager les diverses sources potentielles. En pratique, bien entendu, les incertitudes existent, sur les données et le modèle, et la représentation des t_j dans le milieu n'est que discrète; la "zone source" sera donc celle où sera minimale une grandeur définie à partir des résidus. Le choix de la norme utilisée pour cette grandeur, soit l'exposant des résidus, est indépendant de la méthode, ce qui est un avantage certain par rapport aux méthodes classiques basées, elles, sur une norme bien précise. En principe, la minimisation s'effectue au sens des moindres carrés, soit la norme L2. On ne discutera pas ici des mérites relatifs à telle ou telle norme.

Une autre approche intéressante permet d'éliminer, dans un premier temps du moins, le paramètre T_0 en analysant les données par couple de stations. Les différences de temps d'arrivée entre deux stations i et j sont, en effet, directement reliées aux temps de parcours t_i et t_j sans intervention de T_0 , soit :

$$T_j - T_i = t_j - t_i \quad (17)$$

La minimisation s'effectue alors sur l'écart entre les différences de temps observés et celles calculés pour chaque couple (i,j) où i est différent de j . T_0 est ensuite estimé par simple soustraction aux temps observés des temps de trajet reliant chaque station à la position source déterminée précédemment. Aucune analyse n'a été faite ici pour se prononcer sur l'approche la plus valable, parmi les deux citées auparavant.

II.2.2 : Exemple synthétique :

L'application de la méthode exposée précédemment - ou, tout du moins, d'une méthode très similaire - à un cas réel de localisation 3D a déjà fait l'objet d'une publication de la part de Vidale, utilisant bien sûr son propre algorithme (Nelson et Vidale, 1990). Ne disposant pas actuellement de logiciels en 3D, et étant donné le peu de cas réels où la localisation s'effectue en 2D, une illustration synthétique 2D sera brièvement donnée ici, à partir d'un modèle de zone de subduction.

Ce modèle est tiré des travaux de Spence & al (1984), figure 20, et représenté schématiquement figure 21a, la structure étant supposé invariable selon l'axe perpendiculaire au plan de coupe. Huit stations ont été placées en surface, comme indiqué par les triangles, et elles enregistrent le temps de première arrivée correspondant à un séisme situé à 38 km de profondeur et approximativement au milieu selon l'axe horizontal (étoile). Les fronts de première arrivée associés à ce séisme sont également représentés figure 21a et les rais correspondant aux premières arrivées enregistrées en surface figure 21b.

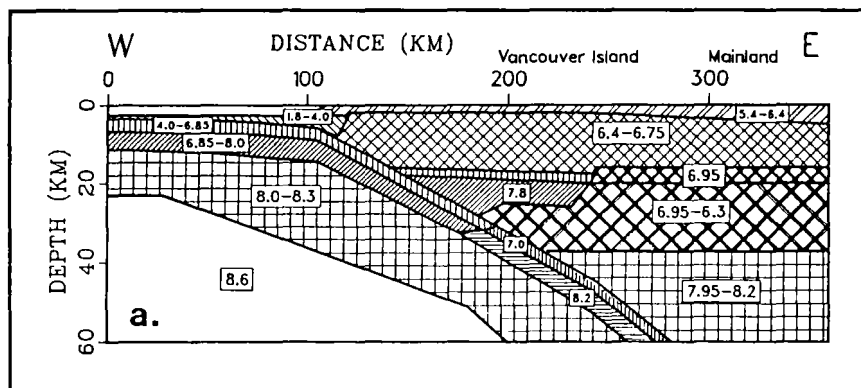


Figure 20 : Modèle 2D de zone de subduction (Spence & al, 1984).

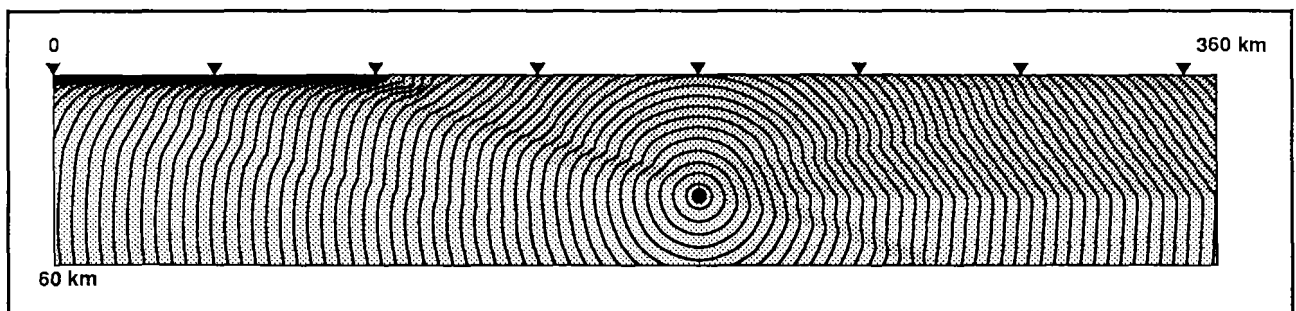


Figure 21 : a) Superposition du modèle 2D de subduction et des fronts de première arrivée générés par un séisme placé à 38 km de profondeur et au milieu de la figure. Les triangles en surface représentent l'emplacement de 8 capteurs.

Dans un premier temps, le modèle utilisé est considéré exact et les huit temps de première arrivée calculés par l'algorithme (données) vont être comparés à ceux (théoriques) obtenus en calculant les huit grilles de temps de première arrivée, chacune obtenue pour une position capteur. Par souci de simplicité, on élimine le problème de la détermination de T_0 pris ici

égal à zéro pour le calcul direct et supposé, a priori, égal à zéro pour l'inversion; on raisonne donc en temps de trajet et non en temps d'arrivée.

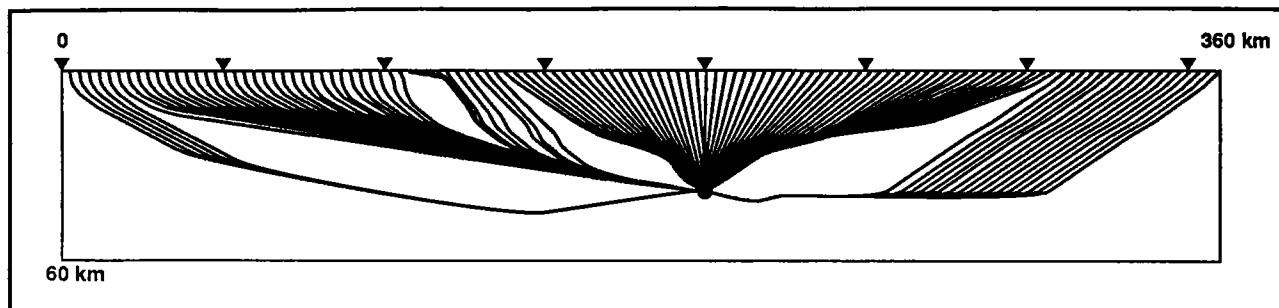


Figure 21 : b) Les rais associés aux premières arrivées enregistrées à la surface du modèle sont représentés. Ils illustrent la complexité de la propagation dans cette zone.

Le choix de la fonction à étudier, tout à fait personnel et n'engageant que l'auteur, repose sur l'application simple de la norme L1, soit l'utilisation de la valeur absolue des résidus, et conduit en fait à une inversion par maximisation, la valeur de cette fonction en tout point j de la grille étant la somme des valeurs prises par un paramètre p_{ij} pour chaque station i , p_{ij} s'écrivant :

$$p_{ij} = \begin{cases} 1 - \frac{|t_i - t_{ij}|}{\delta t_i} & ; \quad |t_i - t_{ij}| \leq \delta t_i \\ 0 & ; \quad |t_i - t_{ij}| > \delta t_i \end{cases} \quad (18)$$

$$\delta t_i \neq 0$$

$$= \begin{cases} 1 & ; \quad t_i = t_j \\ 0 & ; \quad t_i \neq t_j \end{cases}$$

$$\delta t_i = 0$$

t_i est le temps de première arrivée au capteur i , δt_i une incertitude sur ce temps, qui peut aussi inclure l'incertitude sur T_0 fixé ici, on le rappelle, à zéro, et t_{ij} le temps de trajet entre le point source virtuel j et le capteur i . Cette expression est grossière mais se comprend facilement. Pour δt_i différent de zéro, elle prend la valeur 1 en un point si le temps de trajet observé est exactement égal à celui calculé, 0 si la différence entre ces deux temps excède la valeur d'incertitude δt_i , et des valeurs intermédiaires entre ces deux extrêmes si l'écart de temps est inférieur à δt_i . Si le modèle est exact et si δt_i est nulle, la fonction particulière exposée précédemment doit prendre la valeur 8, soit le nombre de capteurs, au point où s'est produit le séisme et des valeurs inférieures partout ailleurs. En pratique, les temps t_{ij} ne sont connus que discrètement et le principe de réciprocité peut ne pas être vérifié exactement dans le calcul des temps de première arrivée, le maximum de la fonction n'atteint donc ici que 7,52. La figure 21c est un zoom sur la grille des valeurs de cette fonction, centré sur le maximum absolu qui est ponctuel et coïncide exactement avec la position réelle de la source, δt_i ayant été arbitrairement fixé à 0,25 s. Les isolignes correspondant aux valeurs inférieures ou égales à un délimitent en fait la trace des

fronts d'onde, trace non réduite à une ligne car δt_i est non nulle, générés artificiellement à partir de chaque station. Ces fronts montrent d'ailleurs que si la localisation horizontale est assurée par la majorité des capteurs, seul un front permet le positionnement vertical et il s'agit du capteur situé à l'aplomb du séisme. Cette figure, outre la localisation du séisme, montre donc aussi très précisément les difficultés de localisation inhérentes au réseau choisi et au milieu étudié.

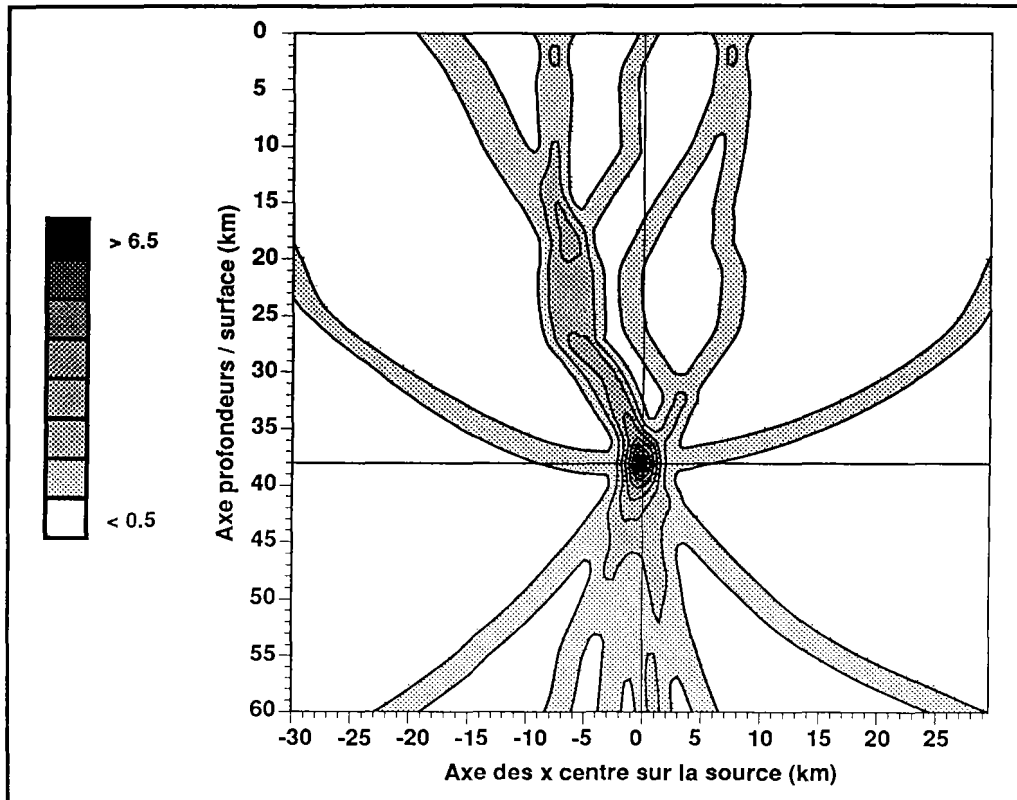


Figure 21 : c) Zoom réalisé sur la grille des valeurs p_{ij} (cf. texte) autour du maximum absolu. Ce maximum correspond exactement à la position réelle du séisme indiquée sur la figure. Le modèle utilisé ainsi que les temps d'arrivée sont exacts.

Ayant artificiellement perturbé le modèle servant à l'inversion, modèle qui intervient dans le calcul des temps de trajet théoriques entre stations et points du milieu, comme le montre les rais tracés figure 22a indiquant que quatre capteurs sur huit pourraient être sensibles à cette erreur faite sur le modèle, la même fonction a été calculée. Le maximum atteint n'est, cette fois, que 6,08, cette diminution par rapport au précédent calcul indiquant l'inadéquation du modèle. La figure 22b, correspondant au même zoom qu'auparavant, montre un étalement vertical de la zone de maximum, ce dernier différant de la position réelle du séisme de 2,5 km verticalement pour 500 m horizontalement.

Cet exemple, grossier, illustre cependant bien la richesse potentielle de la méthode permettant de visualiser sous forme de "cartes" les effets 1) de la position du réseau, 2) du modèle utilisé et des modifications que l'on peut y apporter, 3) des erreurs sur les données, et 4) de la norme choisie. On dispose donc d'un outil remarquable, souple d'emploi, qui devrait connaître un essor certain dans les années à venir. Reste cependant toujours le problème de l'identification de la

première arrivée en un capteur, ces arrivées pouvant être très faibles et donc non détectables dans des conditions réelles. Le choix judicieux du paramètre δt_i devrait cependant atténuer cette indétermination.

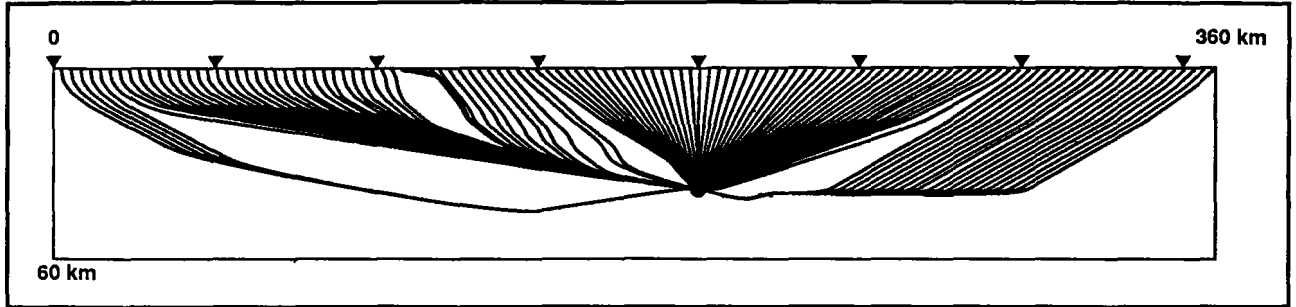


Figure 22 : a) Rais associés aux premières arrivées enregistrées à la surface pour le modèle inexact. Par comparaison à la figure 21b, quatre stations devraient être sensibles à cette erreur.

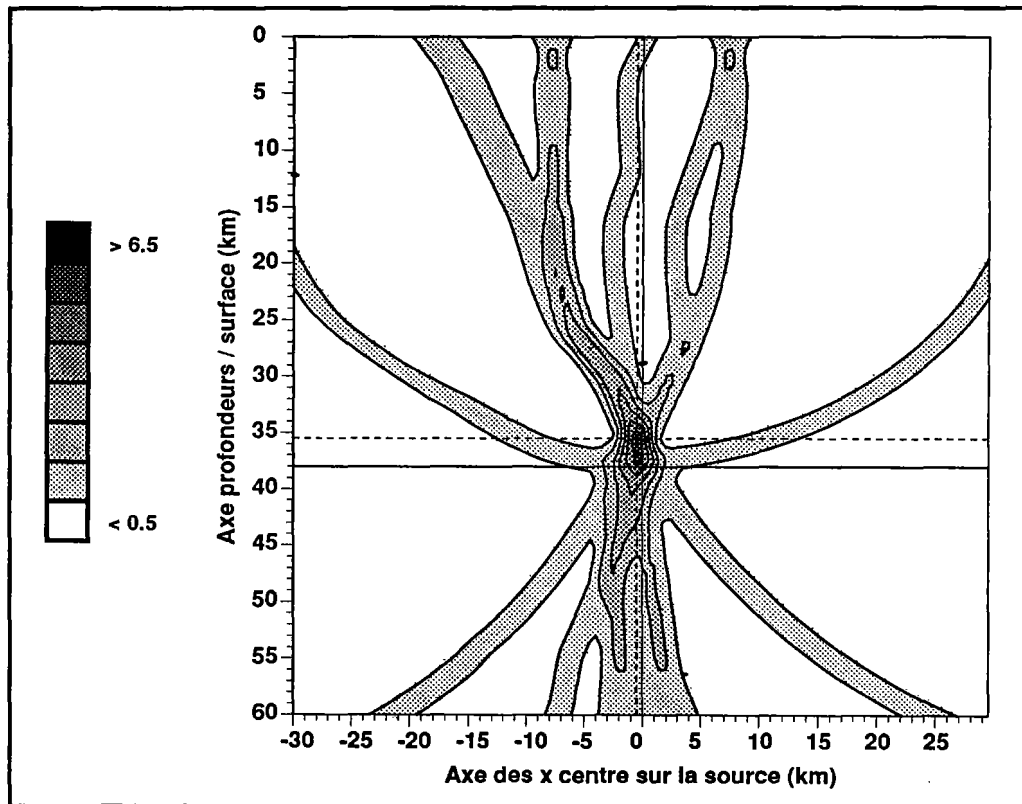


Figure 22 : b) Même zoom sur la grille des valeurs p_{ij} que pour la figure 21c. Le modèle utilisé étant inexact, le maximum (traits pointillés) est de plus faible amplitude et décalé de la position réelle de 2,5 km verticalement et 0,5 km horizontalement.

La connaissance des trajets de rai entre un point source et tout point récepteur devrait aussi conduire à des inversions beaucoup plus complexes que le simple positionnement du séisme, en cherchant à améliorer le modèle de vitesse utilisé. Cette inversion simultanée de la structure du milieu et des coordonnées spatio temporelles de la source pourrait peut-être - si elle est raisonnablement réalisable - entraîner des modifications considérables des modèles habituellement utilisés, améliorant ainsi grandement la localisation de séismes, outre l'information apportée sur la structure des milieux de propagation.

II.3 : Tomographie.

Les temps de première arrivée restent les données les plus largement utilisées en tomographie, où ils permettent de déterminer la structure du milieu traversé. Le problème exact à résoudre est en fait fortement non linéaire (cf. partie 1, Chapitre II), le temps d'arrivée correspondant à l'intégration d'une quantité linéaire avec la lenteur mais sur un trajet dépendant également de cette lenteur. L'approche la plus complète en inversion consiste en une exploration systématique de l'espace des paramètres. Une procédure simple serait donc de paramétrer judicieusement le modèle de lenteur et de créer une grille associée sur laquelle les temps de première arrivée seront calculés. A chaque combinaison, raisonnable physiquement, de ces paramètres, il faudra alors calculer une grille de temps (Ammon & Vidale, 1989). Cette procédure, probablement envisageable dans certains cas 2D étant donné la rapidité de l'algorithme de calcul des temps, devient cependant lourde en 3D. Une alternative consisterait à explorer plus "intelligemment" l'espace des paramètres, donc moins complètement que précédemment, grâce à diverses classes de méthodes. Outre l'approche bien connue de type "Monte Carlo", on peut citer, par exemple, la méthode dite du "recuit simulé" où le processus d'inversion utilisé - soit la recherche de la combinaison de paramètres minimisant (ou maximisant) un certain critère - peut être comparé, pour analogie, à un procédé métallurgique classique. Une substance minérale est ainsi chauffée jusqu'à atteindre la fusion, le refroidissement étant ensuite effectué très lentement afin de permettre à la matière de se reconstituer sous forme de cristaux parfaits correspondant à l'état d'énergie minimum. Si le refroidissement n'est pas effectué correctement, on peut atteindre des états intermédiaires, comme les minimums locaux de la fonction étudiée en inversion, auquel cas il faut recommencer le processus en chauffant puis refroidissant (Tarantola, 1987).

Ce genre d'approches restent encore du domaine de l'étude et l'on est donc amené à se tourner vers les méthodes classiques de la tomographie, où le problème est linéarisé en supposant connu le trajet du rai. On retrouve donc l'approche suivie lors de la première partie de ce mémoire, approche où un modèle initial, supposé "proche" de la réalité est utilisé pour obtenir, non seulement les temps de première arrivée théoriques, mais aussi les rais associés. Les résidus de temps sont inversés en variations de lenteurs du modèle le long de ces rais, le modèle final étant la somme du modèle initial et des perturbations en lenteur ainsi obtenues. Le processus peut être appliqué itérativement en approche pseudo non linéaire, chaque modèle final déterminé servant à l'initialisation d'une nouvelle inversion avec de nouveaux temps théoriques et les rais associés. Si l'application en 3D utilisant le nouvel algorithme de calcul des temps de première arrivée est encore à faire, l'étude de la partie 1 étant pseudo 3d puisque basée sur une propagation 2D, l'application en 2D ne pose aujourd'hui aucun problème. On peut prendre ici l'exemple de la sismique marine où les expériences classiques de réfraction peuvent être maintenant interprétées en terme de tomographie. La configuration usuelle étant un petit nombre de stations fond océan pour un grand

nombre de tirs, le calcul des temps théoriques de première arrivée et des rais associés ne nécessite qu'un nombre de grilles de temps égal au nombre de stations en vertu du principe de réciprocité. Le temps d'exécution n'est plus un problème, même sur les stations de travail existant actuellement. Les figures 23a et 23b illustrent le calcul des temps de première arrivée sur un modèle océanique issu de la partie 1, la source étant placée une première fois sur sa position réelle et une seconde fois sur celle du récepteur, ce qui permet de contrôler le principe de réciprocité par la visualisation du rai. La figure 23c correspond au tracé de tous les rais calculés pour 3 capteurs sur le fond océanique et 59 tirs en surface, les trajets de rai dans l'eau n'étant pas été représentés pour des raisons de lisibilité. Ces exemples montrent bien également la robustesse de l'algorithme, qui permet de prendre en compte exactement le relief du fond marin, au pas de maille près, éliminant ainsi les corrections approchées généralement faites (Purdy, 1982).

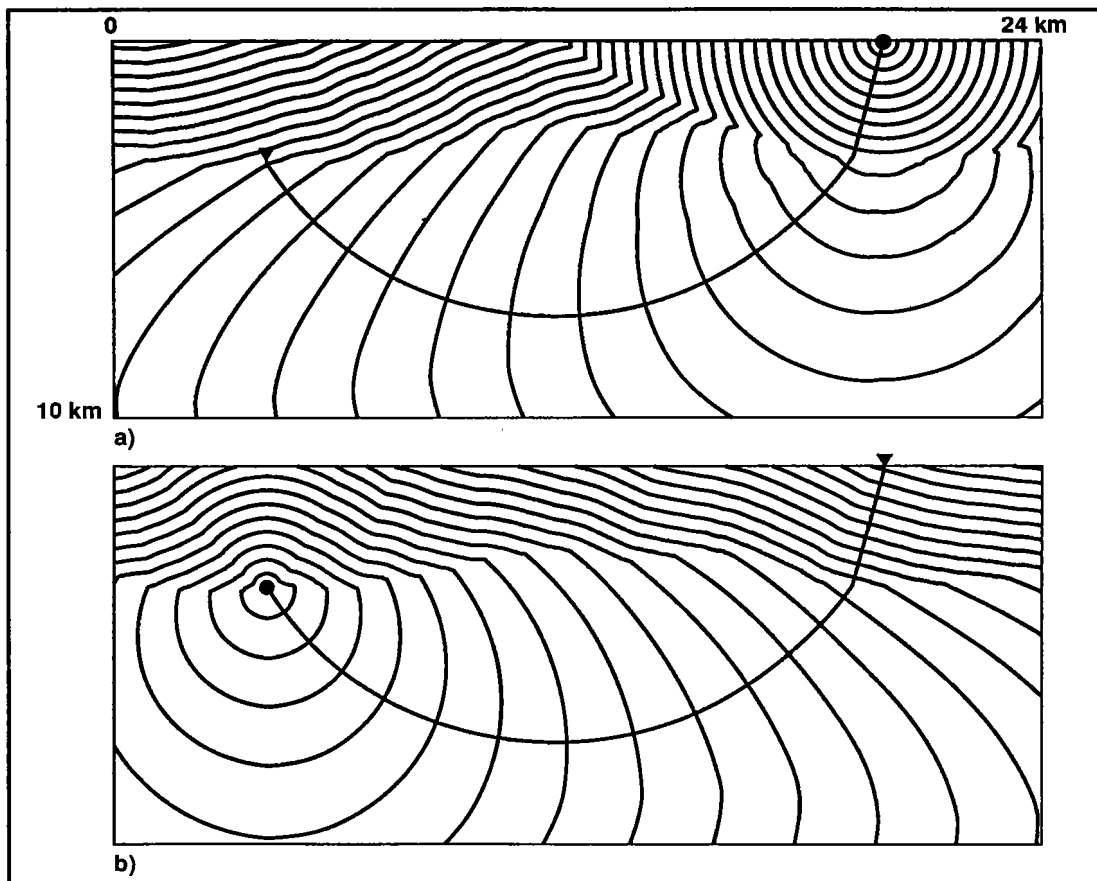


Figure 23 : Simulation de calcul rapide de temps de première arrivée et des rais associés pour l'application en tomographie 2D. Le modèle utilisé est issu de l'étude de sismique marine présentée lors de la première partie.

a) Calcul des fronts de première arrivée générés par un tir placé à la surface de l'océan. Le rai reliant ce tir à l'un des capteurs est tracé.

b) Simulation du calcul précédent en plaçant une source virtuelle à l'emplacement du capteur. Le rai reliant ce dernier au tir est le même que précédemment, le principe de réciprocité est donc vérifié, mais la propagation générale est différente.

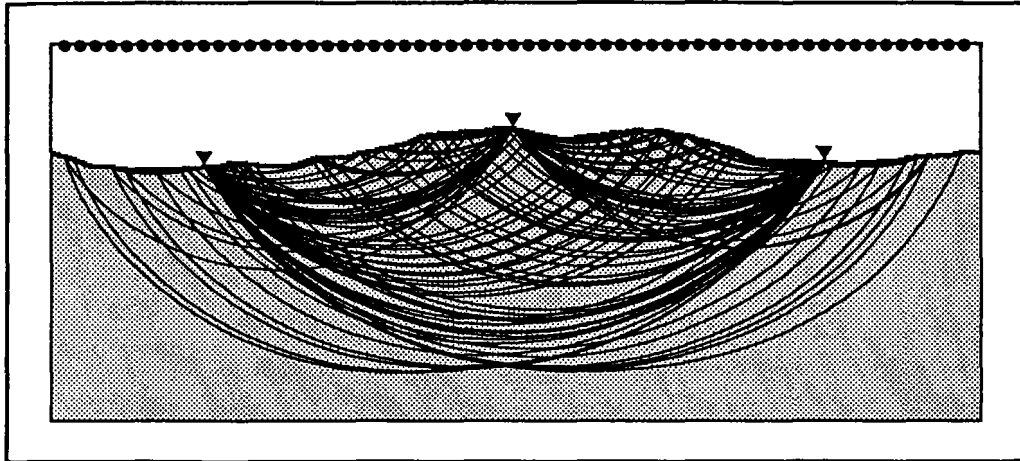


Figure 23 : c) Calcul de tous les rais associés aux 59 tirs enregistrés en 3 capteurs. Le trajet des rais dans l'eau n'a pas été représenté pour des raisons de lisibilité.

Que ce soit pour l'approche en inversion non linéaire ou celle linéarisée grâce aux rais, l'algorithme de calcul des temps de première arrivée et ses outils associés devraient connaître un certain succès auprès des spécialistes de tomographie en tout genre. La possibilité de modéliser n'importe quel front incident sur un milieu quelconque pourrait en effet être intéressante dans le cas d'inversions utilisant des données télésismiques acquises sur un réseau local pour déterminer la structure sous jacente. Enfin, on peut aussi ajouter les études à l'échelle globale de la terre, la possibilité importante offerte par la discrétisation du modèle de lenteur sur une grille à maille régulière étant de pouvoir prendre en compte des structures particulièrement variables.

II.4 : Migration.

Cette application, également citée et étudiée par Vidale (aucune publication à ce jour), ne sera exposée ici que sous forme de conjectures quant au principe sous jacent. Le concept de sources secondaires (Huyghens) est de nouveau utilisé, pour analyser les sismogrammes supposés traduire la sommation des signaux réémis par les objets diffractants du milieu une fois qu'ils ont été atteints par le front primaire. Le principe simplifié de la migration de type Kirchhoff peut être ainsi expliqué de deux façons équivalentes (Claerbout, 1985):

1) Soit un sismogramme correspondant à un couple source/récepteur (figure 24a). L'énergie enregistrée au temps t peut être vue comme issue d'une, ou plusieurs, sources secondaires du milieu. L'information disponible ne portant que sur le temps de trajet source primaire/source secondaire/récepteur, soit t , l'énergie peut a priori provenir d'un grand nombre de points du milieu. C'est ce qui est illustré figure 24a où le sismogramme est représenté en fonction de z et non de t pour pouvoir être superposé au milieu. Ce dernier étant considéré homogène, les points tels que la somme des deux temps de trajet les reliant à la source et au récepteur soit

constante se trouvent sur une ellipse dont les foyers sont la source primaire et le récepteur. Utiliser une seule trace est sans intérêt, mais en superposant les images du milieu, pour plusieurs sismogrammes, obtenues en répartissant l'énergie enregistrée aux points virtuellement susceptibles de l'avoir émise, une interférence constructive doit se produire, sur l'image somme, dans les zones réellement diffractantes du milieu.

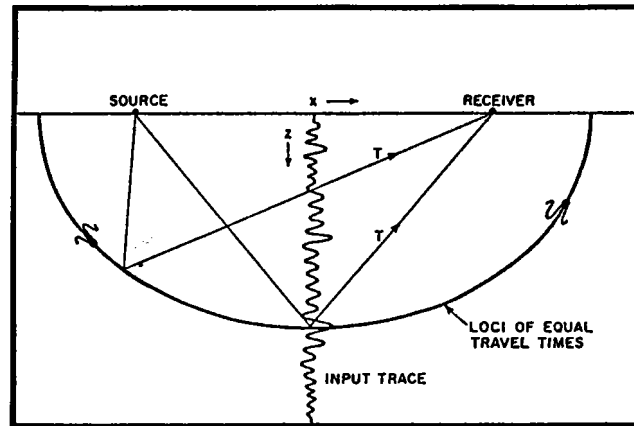


Figure 24 : Illustration du principe de la migration de Kirchhoff (Claerbout, 1985).
a) Projection sur l'ellipse des diffracteurs.

2) De façon tout à fait similaire, la figure 24b montre comment on peut affecter à un point quelconque (x,z) du milieu une valeur indiquant si oui ou non ce point est source secondaire, en sommant les énergies reçues en chaque sismogramme au temps d'arrivée correspondant au trajet source primaire/point considéré/récepteur. En milieu homogène, les courbes le long desquelles s'effectue la sommation sur les sismogrammes sont des hyperboles, comme indiqué par la figure.

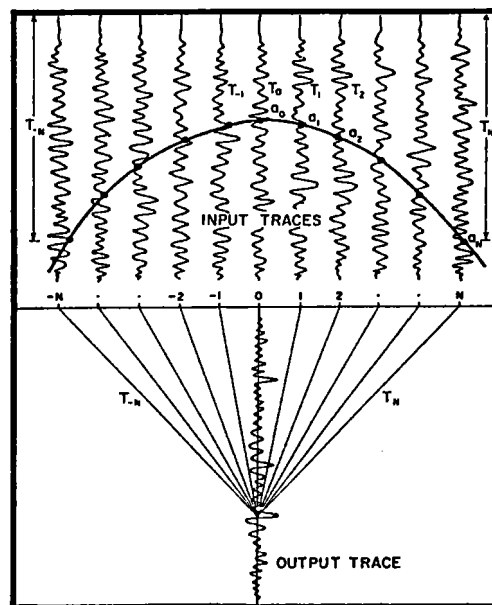


Figure 24 : Illustration du principe de la migration de Kirchhoff (Claerbout, 1985).
b) Projection sur les trajectoires en temps.

Il existe, bien entendu, diverses méthodes basées sur ces principes, différent, par exemple, sur la quantité cartographiée (mesure de cohérence, coefficient de semblance, ...etc), ou sur le schéma de radiation retenu pour un point diffractant, schéma pondérant le choix des diffracteurs potentiels car l'énergie n'est pas réémise uniformément en diffraction, ...etc.

Que ce soit par l'une ou l'autre de ces approches, l'information indispensable est le temps de trajet direct pour tous les couples source primaire/point du milieu et récepteur/point du milieu. Les modèles utilisés en migration restent très simples et représentent le plus souvent des milieux homogènes car ce sont ceux où les temps d'arrivée sont les plus faciles à calculer. On intervient alors sur la vitesse de propagation du milieu pour améliorer la qualité de l'inversion. L'algorithme de calcul rapide des temps de première arrivée a donc potentiellement un rôle à jouer au sein des techniques de migration, puisqu'il permet de prendre n'importe quel modèle. Comme pour le calcul des temps d'arrivée d'ondes réfléchies sur une interface donnée (cf. I.3.4), un calcul de grille de temps est à effectuer pour chaque position de la source et du récepteur. Le principe a non seulement des applications en sismique pétrolière, mais aussi en sismologie où il peut être utilisé pour déterminer la structure en contraste d'impédance du milieu grâce à l'enregistrement de séismes locaux (Coutant, 1989), ou, peut être, à partir d'enregistrements de télé-séismes, la différence entre ces deux cas étant l'utilisation d'une source ponctuelle dans le premier, le problème de sa localisation se posant, et celle d'un front incident associé à une phase précise dans le second. Ces applications potentielles en sismologie, restreintes jusqu'alors en raison de l'extrême simplicité des modèles qui pouvaient être étudiés, méritent une étude approfondie car elles pourraient peut être apporter un élément de réponse à la question souvent posée : que faire des codas d'enregistrements? Il s'agirait là d'inversions de sismogrammes par cartographie directe sur le milieu, sans avoir besoin de faire appel à des techniques complexes de calcul de sismogrammes synthétiques.

II.5: Autres applications.

La diversité des domaines couverts par les applications exposées précédemment est grande. Il n'est cependant pas inutile de revenir sur certains points, en insistant à nouveau sur les caractéristiques propres au nouvel algorithme de calcul des temps de première arrivée, à savoir sa **facilité d'utilisation**, sa **robustesse** et sa **rapidité**, faisant de lui un outil extrêmement intéressant, même s'il ne remplace pas les tracés de rai actuels.

Un point particulièrement important est la capacité de l'algorithme à traiter des milieux très contrastés et complexes. On l'a vu, même les variations de vitesse les plus importantes, sous forme de discontinuités du première ordre de forte amplitude, que sont sur le globe les contacts air/milieu terrestre ou eau/milieu terrestre sont correctement prises en compte.

Ceci permet dans les modélisations de toute sorte de s'affranchir du problème bien connu des corrections topographiques, souvent approchées mais jamais sans conséquence. La connaissance des rais permettra cependant de telles corrections, a posteriori, si nécessaires.

L'application au cas de la terre dans son ensemble, outre la mise en évidence de la robustesse de l'algorithme comme indiqué précédemment, souligne aussi très bien sa facilité d'utilisation. Le modèle PREM associé aux figures 14 et 16 est, certes, à symétrie sphérique mais la discrétisation sur une grille à maille rectangulaire d'un modèle totalement hétérogène ne pose aucun problème. On pourrait ainsi concevoir d'incorporer à ce modèle général qu'est PREM, ou tout autre modèle plus récent, la structure hétérogène du manteau telle qu'elle est déterminée par la tomographie depuis, déjà, plusieurs années. Cette prise en compte de l'hétérogénéité mantellique permettrait ainsi de corriger très précisément, par simulation 3D, les tables de temps de première arrivée en dehors de la zone d'ombre, voire de contrôler et améliorer les inversions. La structure hétérogène de la croûte, parfois surmontée d'une couche d'eau, peut être aussi incorporée si le pas de maille est assez fin. Il est également possible maintenant de calculer les temps, théoriques, d'arrivée des ondes diffractées sur la discontinuité noyau/manteau - et ce pour n'importe quel modèle -, ondes certes difficiles à détecter mais qui sont cependant utilisées dans des travaux récents pour étudier la discontinuité qui les génère.

Conclusion de la seconde partie

La robustesse en milieux complexes, ainsi que la facilité d'utilisation et la rapidité de l'algorithme de calcul numérique des temps de première arrivée, associés à certaines extensions a posteriori tel le tracé de rais, permettent d'envisager un vaste domaine d'applications potentielles. Certaines ont déjà fait l'objet de travaux par Vidale - il faut souligner ici le mérite de cet auteur à l'origine, peut être, d'une nouvelle gamme de méthode basées sur la propagation de fronts d'onde, et qui a su définir dès le début la plupart de ces applications - mais nombreuses restent encore les études à mener, qu'elles soient théoriques ou appliquées. Il pourrait être également intéressant de regarder si, éventuellement, cet algorithme ne peut pas s'appliquer à d'autres domaines de la physique étant donné sa robustesse (optique géométrique ?).

Un problème majeur persiste cependant et concerne la réalité des premières arrivées - elles correspondent vraiment, de par la construction même de l'algorithme, au trajet le plus rapide reliant deux points - ne véhiculant parfois que peu d'énergie qui serait indétectable en pratique. Estimer l'amplitude de ces arrivées nécessitera la prise en compte de la fréquence du signal, soit la longueur d'onde en domaine spatial, car le degré d'interférence du front primaire avec le milieu en dépend fortement. Si ce troisième paramètre peut être déterminé en tout point d'une grille, après l'estimation des temps d'arrivée et de la polarisation du mouvement (rai), nul doute que de nouvelles applications puissent être trouvées, augmentant ainsi l'intérêt, déjà considérable, de l'approche en fronts d'onde. On peut, peut-être, citer ici le calcul de fonctions de Green en milieux hétérogènes, la procédure permettant de simuler la propagation d'un front incident quelconque sur un milieu arbitrairement complexe ... ce n'est toutefois qu'une idée non approfondie.

La question n'est pas tranchée à l'heure actuelle sur la potentialité de l'approche en fronts d'onde quant à la détermination d'arrivées plus tardives que la toute première. On a vu ici des estimations possibles de certaines phases ultérieures mais uniquement à partir de l'application d'artifices, comme l'utilisation de masques lents, ou d'hypothèses faites sur la propagation (principe généralisé d'Huyghens), ceci ne se faisant qu'a posteriori et toujours à partir d'un calcul de temps de première arrivée. Ce problème mérite que l'on s'y penche d'un peu plus près.

Enfin, tous les calculs présentés ici s'appliquent aux milieux isotropes. Il est fort probable que l'extension aux milieux anisotropes soit envisageable et ce, a priori, sans grande difficulté particulière, le tout étant de résoudre correctement la propagation d'un front, localement au niveau d'une maille. L'intérêt d'un tel calcul est indéniable en géophysique.

Références

REFERENCES

- Aki, K., & Richards, P. G., 1980. Quantitative Seismology : Theory and methods, *W. H. Freeman & Co.*, San Francisco.
- Ammon, C. J., & Vidale, J., 1990. Seismic travel time tomography using combinatorial optimization techniques (abstract), *Seismol. Res. Lett.*, **61**, 39.
- Avedik, F., 1986. Sea floor seismology : Mobile Ocean Bottom Vertical Seismic Array (OBVSA) for controlled source experiments, *Ocean Seismo Acoustics*, edited by Akal and Berkson, Plenum, Publishing Corp.
- Ben Menahem, A., & Beydoun, W. B., 1985. Range of validity of seismic ray and beam method in general inhomogeneous media, I General Theory, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, **82**, 207-234.
- Boudier, F., Le Sueur, E., & Nicolas, A., 1989. Structure of an atypical ophiolite : The trinity complex, eastern Klamath Mountains, California, *Geological Society of America Bulletin*, **101**, 820-833.
- Bryan, W. B., & Moore, J. G., 1977. Compositional variations of young basalts in the Mid Atlantic Ridge rift valleys near lat 36°49'N, *Geological Society of America Bulletin*, **88**, 556-570.
- Burnett, M. S., Caress, D. W., & Orcutt, J. A., 1989. Tomographic image of the magma chamber at 12°50'N on the East Pacific Rise, *Nature*, **339**, 206-208.
- Cann, J. R., 1974. A Model for Oceanic Crustal Structure Developed, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **39**, 169-187.
- Claerbout, J. F., 1985. Imaging the Earth's Interior, *Blackwell Scientific Publications*.
- Coutant, O., 1989. Diffraction d'ondes élastiques par des milieux hétérogènes : simulation numérique et inversion, *Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble*.
- Detrick, R. S., Buhl, P., Vera, E., Mutter, J., Orcutt, J., Madsen, J., & Brocher, T., 1987. Multi-channel seismic imaging of a crustal magma chamber along the East Pacific Rise, *Nature*, **326**, 35-41.
- Detrick, R. S., Mutter, J. C., & Buhl, P., 1989. Multichannel Seismic Data Across the Snake Pit Hydrothermal Field (Mid-Atlantic Ridge, 23°N) : no evidence for a Crustal Magma Chamber, A.G.U. abstracts, *EOS*, December.
- Detrick, R. S., Mutter, J. C., Buhl, P., & Kim, I. I., 1990. No evidence from multichannel reflection data for a crustal magma chamber in the MARK area on the Mid-Atlantic Ridge, *Nature*, **347**, 61-64.
- Dziewonski, A. M., & Anderson, D. L., 1981. Preliminary Reference Earth Model, *Phys. Earth Planet. Lett.*, **25**, 297-356.
- Eldholm, O., Thiede, J., & Taylor, E., 1985. Sites 642-644, Norwegian Sea, *Proceedings of the Ocean Drilling Program, Part A - Initial Reports, Background and Objectives*, **104**, 5-25.
- Felsen, L. B., 1984. Geometrical theory of diffraction, evanescent waves, complex rays and Gaussian beams, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, **79**, 77-88.

- Foucault, A., & Raoult, J. F., 1980. Dictionnaire de Géologie, Masson.
- Fowler, C. M. R., 1976. Crustal structure of the Mid-Atlantic ridge crest at 37°N, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **54**, 167-183.
- Fuchs, K., & Muller, G., 1971. Computation of synthetic seismograms with the reflectivity method and comparison with observations, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **23**, 417-433.
- Glangeaud, F., & Latombe, C., 1983. Identification of electromagnetic sources, *Annales Geophysicae*, **1**, 245-252.
- Glangeaud, F., & Lacoume, J. L., 1986. Correction of seismic traces by adaptative signal processing, *Proc. IASTED*, Paris.
- Harding, A. J., Orcutt, J. A., Kappus, M. E., Vera, E. E., Mutter, J. C., Buhl, P., Detrick, R. S., & Brocher, T. M., 1989. Structure of Young Oceanic Crust at 13°N on the East Pacific Rise From Expanding Spread Profiles, *J. geophys. Res.*, **94**, 12163-12196.
- Herraiz, H., & Espinosa, A. F., 1986. Scattering and Attenuation of High-Frequency Seismic Waves : Development of the Theory of Coda Waves, *Dept. Int. US Geol. Survey, Open File Report 86-455*.
- Huang, P. Y., & Solomon, S. C., 1988. Centroid Depths of Mid-Ocean Ridge Earthquakes : Dependence on Spreading Rate, *J. geophys. Res.*, **93**, 13445-13477.
- Jacobson, R. S., Bibee, L. D., Embley, R. W., & Hammond, S. R., 1987. A microseismicity survey of axial seamount, Juan de Fuca Ridge, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **77**, 160-172.
- Jobert, G., 1973. Propagation des ondes en milieux homogènes, in Coulomb, J. & Jobert, G. (editors), *Traité de Géophysique Interne*, Masson, Paris, vol. I, 107-109.
- Karson, J. A., & Elthon, D., 1987. Evidence for variations in magma production along oceanic spreading centers : a critical appraisal, *Geology*, **15**, 127-131.
- Keller, B., 1965. Geometrical theory of diffraction, *J. Opt. Soc. Am.*, **52**, 116-130.
- Kelly, K. R., Ward, R. W., Treitel, S., & Alford, R. M., 1976. Synthetic Seismograms : a Finite Difference Approach, *Geophysics*, **41**, 2-27.
- Kent, G. M., Harding, A. J., & Orcutt, J. A., 1990. Evidence for a smaller magma chamber beneath the East Pacific Rise at 9°30'N, *Nature*, **344**, 650-653.
- Langmuir, C. H., 1987. A magma chamber observed ?, *Nature*, **326**, 15-16.
- Langmuir, C. H., 1990. Ocean Ridges spring surprises, *Nature*, **344**, 585-586.
- Lecomte, I., 1988. Application des méthodes de matrice spectrale aux données de l'OBVSA, *Diplôme d'Ingénieur Géophysicien*, EOPGS, Université Louis Pasteur, Strasbourg.
- Lecomte, I., Glangeaud, F., Géli, L., Mars, J., Gounon, P., & Gavin, P., 1988. Signal processing applied to refraction seismic data obtained with an Ocean Bottom Vertical Seismic Array : spectral matrix method and other processing, *Signal Processing IV : Theories and Applications*, J. L. Lacoume, A. Chehikian, N. Martin, and J. Malbos (editors), *Elsevier Science Publishers*.
- Lewis, B.T.R., & Jung, H., 1989. Attenuation of refracted seismic waves in young oceanic crust, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **79**, 1070-1088.

- Lin, J., Purdy, G. M., Schouten, H., Sempéré, J. C., & Zervas, C., 1990. Evidence from gravity data for focused magmatic accretion along the Mid-Atlantic Ridge, *Nature*, **344**, 627-632.
- Macdonald, K. C., Fox, P. J., Perram, L. J., Eisen, M. F., Haymon, R. M., Miller, S. P., Carbotte, S. M., Cormier, M. H., & Shor, A. N., 1988, A new view of the mid-ocean ridge from the behaviour of ridge-axis discontinuities, *Nature*, **335**, 217-225.
- Macdonald, K. C., 1989. Anatomy of the magma reservoir, *Nature*, **339**, 178-179.
- McClain, K. J., & Lewis, B. T. R., 1982. Geophysical Evidence for the Absence of a Crustal Magma Chamber Under the Northern Juan de Fuca Ridge : a contrast with ROSE Results, *J. geophys. Res.*, **87**, 8477-8489.
- McClain, J. S., Orcutt, J. A., & Burnett, M., 1985. The East Pacific Rise in Cross Section : A Seismic Model, *J. geophys. Res.*, **90**, 8627-8639.
- Mutter, J. C., 1985. Multi channel seismic images of the oceanic crust's internal structure : Evidence for a magma chamber beneath the Mesozoic Mid-Atlantic Ridge, *Geology*, **13**, 629-632.
- Nelson, G. D., & Vidale, J., 1990. Earthquake location by 3D finite difference travel times, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **80**, 395-410.
- Nercessian, A., Hirn, A., & Tarantola, A., 1984. Three-dimensional seismic transmission prospecting of the Mont Dore volcano, France, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **76**, 307-315.
- Nicolas, A., Boudier, F., & Ceuleneer, G., 1988. Mantle Flow Patterns and Magma Chambers at Ocean Ridges : Evidence from the Oman Ophiolite, *Marine geophys. Res.*, **9**, 293-310.
- Nisbet, E. G., & Fowler, C. M. R., 1978. The Mid-Atlantic Ridge at 37 and 45°N : some geophysical and petrological constraints, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **54**, 631-660.
- Nolet, G., 1987. Seismic Tomography, with Applications in Global Seismology and Exploration Geophysics, *Seismology and Exploration Geophysics*, D. Reidel Publishing Company.
- Orcutt, J. A., 1987. Structure of the Earth : Oceanic Crust and Uppermost Mantle, *Reviews of Geophysics*, **25**, 1177-1196.
- Pallister, J. S., & Hopson, C. A., 1981. Smail Ophiolite Plutonic Suite : Field Relations, Phase Variation, Cryptic Variation and Layering, and a model of a Spreading Ridge Magma Chamber, *J. geophys. Res.*, **86**, 2593-2644.
- Podvin, P., & Lecomte, I., 1991. Finite differences computation of travel times in very contrasted velocity models : a massively parallel approach and its associated tools, *Geophys. J. Int.*, in press.
- Purdy, G. M., 1982. The Correction for the Travel Time Effects of Seafloor Topography in the Interpretation of Marine Seismic Data, *J. Geophys. Res.*, **87**, 8389-8396.
- Purdy, G. M., & Ewing, J., 1986. Seismic structure of the ocean crust, The geology of North America, Vogt, P. R., and Tucholke, B. E., eds, Volume M, *The Western North Atlantic Region : Geological Society of America*, Chapter 19.
- Quin, F., Olsen, K. B., Luo, Y., & Shuster, G. T., 1990. Solution of the eikonal equation by a finite difference method (Extended Abstract), *Soc. Exploration Geophys.*, 1990 meeting, to be published.
- Riznichenko, Yu. V., 1946. Geometrical seismics of layered media, Trudy Inst. Theor. Geophysics, vol. II, *Izd. An. SSSR, Moscow* (in Russian).
- Saito, ?, 1989. (Extended Abstract), *Soc. Exploration Geophys.*, 1989 meeting.

- Savostin, L. A., & Karasik, A. M., 1981. Recent plate tectonics of the Arctic Basin and of Northeastern Asia, *Tectonophysics*, **74**, 111-145.
- Sempéré, J. C., Purdy, G. M., & Schouter, H., 1990. Segmentation of the Mid-Atlantic Ridge between 24°N and 30°40'N, *Nature*, **344**, 427-431.
- Sleep, N. H., 1975. Formation of Oceanic Crust : Some Thermal Constraints, *J. geophys. Res.*, **80**, 4037-4042.
- Sleep, N. H., & Rosendahl, B. R., 1979. Topography and Tectonics of Mid-Oceanic Ridge Axes, *J. geophys. Res.*, **84**, 6831-6839.
- Spence, G. D., Whittall, K. P., & Clowes, R. M., 1984. Practical Synthetic Seismograms for Laterally Varying Media calculated by Asymptotic Ray Theory, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **74**, 1209-1223.
- Stakes, D. S., Shervais, J. W., & Hopson, C. A., 1984. The Volcanic-Tectonic Cycle of the Famous and AMAR Valleys, Mid-Atlantic Ridge (36°47'N) : Evidence From Basalt Glass and Phenocryst Compositional Variations for a Steady State Magma Chamber Beneath The Valley Midsections, AMAR 3, *J. geophys. Res.*, **89**, 6995-7028.
- Tarantola, A., & Valette, B., 1982. Generalized Nonlinear Inverse Problems Solved Using the Least Squares Criterion, *Reviews of Geophysics and Space Physics*, **20**, 219-232.
- Tarantola, A., 1987. Inverse Problem Theory : Methods for Data Fitting and Model Parameters Estimation, *Elsevier Science Publishers*.
- Thornburgh, ?, 1930. (cited by R. Nowack, AGU Spring session abstracts, *Eos*, 1990).
- Toomey, D. R., 1987. The Tectonics and Three-Dimensional Crustal Structure of Spreading Centers : Microearthquake Studies and Tomographic Inversions, *Ph.D. Thesis*, Woods Hole Oceanographic Institution, Massachusetts Institute of Technology, **WHOI-87-35**.
- Toomey, D. R., Solomon, S. C., & Purdy, G. M., 1988. Microearthquakes Beneath the Median Valley of Mid-Atlantic Ridge Near 23°N : Tomography and Tectonics, *J. geophys. Res.*, **93**, 9093-9112.
- Toomey, D. R., Purdy, G. M., Solomon, S. C., & Wilcock, W. S. D., 1990. The Three - dimensional seismic velocity structure of the East Pacific Rise near latitude 9°30'N, *Nature*, **347**, 639-645.
- Van Trier, J., & Symes, W. W., 1990. Upwind finite-difference calculation of travel times, *Stanford Exploration Project report* (draft, Feb. 1990).
- Vidale, J. 1988. Finite-difference calculation of travel time, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **78**, 2062-2076.
- Vidale, J., 1990. Finite-difference calculation of travel times in 3D, *Geophysics*, **55**, 521-526.
- Vidale, J., & Houston, H., 1990. Rapid calculations of seismic amplitudes, *submitted to Geophysics*.
- Virieux, J., 1986. P-SV wave propagation in heterogeneous media : velocity-stress finite-difference method, *Geophysics*, **51**, 889-901.
- White, D. J., & Clowes, R. M., 1990. Shallow crustal structure beneath the Juan de Fuca Ridge from 2-D seismic refraction tomography, *Geophys. J. Int.*, **100**, 349-367.

Whitmarsh, R. B., 1975. Axial intrusion zone beneath the median valley of the Mid-Atlantic Ridge at 37°N detected by explosion seismology, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **42**, 189-215.

Wilson, D. S., Clague, D. A., Sleep, N. H., & Morton, J. L., 1988. Implications of Magma Convection for the Size and Temperature of Magma Chambers at Fast Spreading Ridges, *J. geophys. Res.*, **93**, 11974-11984.

Résumé

La formation de croûte océanique au niveau des dorsales est un phénomène mal connu. Les études géologiques et géochimiques de complexes ophiolitiques et d'échantillons dragués sur le fond marin ont introduit le concept de **chambre magmatique** où se formerait la croûte océanique. La sismique réfraction classique s'est souvent heurtée à de sérieuses difficultés dans la détermination de la structure en vitesse d'une dorsale. La recherche internationale s'oriente donc actuellement vers la tomographie sismique.

L'IFREMER réalisa en 1988 une expérience de tomographie sismique 3D sur la dorsale de Mohn en Mer de Norvège et du Groënland. Ce travail est consacré à l'étude de cette expérience et à l'interprétation des données. Les images 3D de la structure en vitesse de cette dorsale lente sont présentées. La zone axiale est caractérisée par des vitesses nettement plus faibles mais il n'y a pas de chambre magmatique au sens strict du terme. Cette expérience montre la validité de l'approche tomographique pour l'imagerie de dorsale et permet de préciser la méthodologie.

L'étude des atténuations des signaux a été tentée mais elle s'est avérée très délicate à cause d'une topographie chaotique du fond marin entraînant de la diffraction et d'une interface superficielle générant des réflexions qui interfèrent avec les signaux.

L'approche tomographique nécessite le calcul de temps de trajet de premières arrivées et des rais associés. Inspiré par de récentes approches en propagation de fronts d'onde par différences finies, un nouvel algorithme a été élaboré en collaboration avec P. Podvin. Il permet le calcul de ces temps de première arrivée pour un milieu quelconque, même très contrasté, et les rais associés sont ensuite déterminés. La méthode est exposée et le domaine de ses applications indiqué.

Abstract

The formation of oceanic crust along ridges is not well understood. Geological and geochemical studies of ophiolites and samples dragged on the sea floor introduced the concept of magmatic chamber where the oceanic crust would be created. Classical refraction seismic often had difficulties to determine the velocity structure of a ridge. International research is so going towards seismic tomography.

IFREMER did in 1988 an experiment for a 3D seismic tomography of the Ridge of Mohn in the Norwegian-Greenland Sea. This work is the study of that experiment and the interpretation of the data. The 3D images of the velocity structure of this slow ridge are shown. The axial zone is characterized by much weaker velocities but there is no magmatic chamber strictly speaking. That experiment shows the validity of the tomographic approach for imaging a ridge and helps to precise the method.

The study of the attenuation of the signals has been tempted but appeared very difficult because of a very rough topography of the sea floor inducing scattering, and a superficial interface creating reflections which interfere with the signals.

We needed the calculation of first arrival times and associated raypaths for the tomographic approach. Following recent methods based on the propagation of wave front through finite-differences technics, a new algorithm was elaborated with the collaboration of P. Podvin. First arrival times are easily obtained even for very sharp media and raypaths are calculated afterwards. We expose the method and the domain of its applications.

mots clés : dorsale - sismique - tomographie 3D - atténuation - front d'onde - différences finies - temps de première arrivée - rai.

Résumé

— La formation de croûte océanique au niveau des dorsales est un phénomène mal connu. Les études géologiques et géochimiques de complexes ophiolitiques et d'échantillons dragués sur le fond marin ont introduit le concept de **chambre magmatique** où se formerait la croûte océanique. La sismique réfraction classique s'est souvent heurtée à de sérieuses difficultés dans la détermination de la structure en vitesse d'une dorsale. La recherche internationale s'oriente donc actuellement vers la tomographie sismique. —

L'IFREMER réalisa en 1988 une expérience de tomographie sismique 3D sur la dorsale de Mohn en Mer de Norvège et du Groënland. Ce travail est consacré à l'étude de cette expérience et à l'interprétation des données. Les images 3D de la structure en vitesse de cette dorsale lente sont présentées. La zone axiale est caractérisée par des vitesses nettement plus faibles mais il n'y a pas de chambre magmatique au sens strict du terme. Cette expérience montre la validité de l'approche tomographique pour l'imagerie de dorsale et permet de préciser la méthodologie.

L'étude des atténuations des signaux a été tentée mais elle s'est avérée très délicate à cause d'une topographie chaotique du fond marin entraînant de la diffraction et d'une interface superficielle générant des réflexions qui interfèrent avec les signaux.

L'approche tomographique nécessite le calcul de temps de trajet de premières arrivées et des rais associés. Inspiré par de récentes approches en propagation de fronts d'onde par différences finies, un nouvel algorithme a été élaboré en collaboration avec P. Podvin. Il permet le calcul de ces temps de première arrivée pour un milieu quelconque, même très contrasté, et les rais associés sont ensuite déterminés. La méthode est exposée et le domaine de ses applications indiqué.

Abstract

— The formation of oceanic crust along ridges is not well understood. Geological and geochemical studies of ophiolites and samples dragged on the sea floor introduced the concept of magmatic chamber where the oceanic crust would be created. Classical refraction seismic often had difficulties to determine the velocity structure of a ridge. International research is so going towards seismic tomography. —

IFREMER did in 1988 an experiment for a 3D seismic tomography of the Ridge of Mohn in the Norwegian-Greenland Sea. This work is the study of that experiment and the interpretation of the data. The 3D images of the velocity structure of this slow ridge are shown. The axial zone is characterized by much weaker velocities but there is no magmatic chamber strictly speaking. That experiment shows the validity of the tomographic approach for imaging a ridge and helps to precise the method.

The study of the attenuation of the signals has been tempted but appeared very difficult because of a very rough topography of the sea floor inducing scattering, and a superficial interface creating reflections which interfere with the signals.

We needed the calculation of first arrival times and associated raypaths for the tomographic approach. Following recent methods based on the propagation of wave front through finite-differences technics, a new algorithm was elaborated with the collaboration of P. Podvin. First arrival times are easily obtained even for very sharp media and raypaths are calculated afterwards. We expose the method and the domain of its applications.

mots clés : dorsale - sismique - tomographie 3D - atténuation - front d'onde - différences finies - temps de première arrivée - rai.