



HAL
open science

Caractérisation des fonds marins par la méthode des sources images

Samuel Pinson

► **To cite this version:**

Samuel Pinson. Caractérisation des fonds marins par la méthode des sources images. Acoustique [physics.class-ph]. Université de Bretagne occidentale - Brest, 2011. Français. NNT : . tel-00665037

HAL Id: tel-00665037

<https://theses.hal.science/tel-00665037>

Submitted on 1 Feb 2012

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

N° d'ordre : 000

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DE BRETAGNE OCCIDENTALE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE BRETAGNE OCCIDENTALE

Mention *Acoustique sous-marine*

par

Samuel Pinson

**Caractérisation des fonds marins par la méthode
des sources images**

soutenue le 21 Novembre 2011 devant la commission d'examen :

P. Cervenka	Directeur
L. Guillon	Encadrant
C.W. Holland	Invité
J. Mars	Rapporteur
P. Roux	Rapporteur
J.Y. Royer	Président
Y. Stephan	Examineur

Remerciements

En tout premier lieu, je voudrais remercier les membres du jury de m'avoir fait l'honneur d'accepter d'examiner mon travail de thèse et pour la discussion qui a suivie la soutenance. Je remercie particulièrement les rapporteurs -Philippe Roux et Jérôme Mars- pour leurs commentaires sur le rapport et leurs encouragements quant à la poursuite de ce travail. Not only because he was a PhD committee member, I would like to greatly thank Charles Holland who shared the real data used in this thesis, especially the large amount of data from the AUV that led to all the results presented in chapter 7. I also want to thank him for the stimulating discussions we had during my visits at the ARL in Penn State.

Je tiens particulièrement à exprimer ma grande reconnaissance et mes remerciements à mon encadrant Laurent Guillon pour m'avoir appris l'acoustique sous-marine et aidé dans l'accouchement de l'idée d'inversion par les sources images. Merci Laurent aussi pour les soirées lors des déplacements en congrès ou workshop, pour tout le temps que tu as passé sur la thèse, sur les articles, sur les répétitions des présentations orales et encore pour toutes les autres raisons que j'oublie.

J'adresse également mes remerciements à mon directeur de thèse Pierre Cervenka pour m'avoir fait partager son expertise et pour toutes ses remarques ayant permis d'améliorer grandement le contenu et la structure de ce rapport.

Pour leur utilité indirecte dans ce travail de thèse, merci aux colocataires du Kergrosbisous et du 3bis pour m'avoir régulièrement sorti la tête de Matlab ou les fesses de mon canapé afin que je puisse profiter des plages et des vagues de cette magnifique presqu'île de Crozon : les Benoi(î)ts, Cornichon, Adrien, les Camprouts, FX, Popo, JB, Clément, Gwendal, Mathieu. Merci également aux membres de l'IRENav pour la bonne ambiance qui règne dans le labo et plus particulièrement aux personnes qui nous rendent la vie plus facile : Marie Coz, Magalie Lamandé, Christine Rohou, Elise Capitaine. J'ai également une pensée pour ma famille qui m'a soutenu et n'a jamais douté de moi.

Résumé

Caractérisation des fonds marins par la méthode des sources images

Le travail de thèse présenté dans ce mémoire a permis le développement d'une nouvelle méthode de caractérisation des fonds marins : la méthode des sources images. Elle repose sur une modélisation physique de la réflexion des ondes émises par une source omnidirectionnelle sur un milieu stratifié sous l'approximation de Born. Ainsi, chaque réflexion de l'onde sur une interface du milieu stratifié peut être représentée par une source image dont la position spatiale est directement liée à la vitesse des ondes acoustiques dans les strates et aux épaisseurs de celles-ci. La détection des sources images par la migration des signaux enregistrés sur une antenne et l'utilisation d'une fonction de semblance permet alors d'obtenir le profil de célérité d'une structure sédimentaire. La méthode ne nécessite donc l'enregistrement des échos réfléchis sur le fond marin par une antenne d'hydrophones que pour un seul tir de la source. Les principaux avantages de la méthode sont son automatisation, son faible coût de calcul (donc sa rapidité), sa bonne robustesse par rapport au bruit et l'aspect local de l'inversion. Les résultats obtenus avec des données réelles sont très satisfaisants tant avec l'utilisation d'une antenne verticale qu'avec une antenne horizontale. En particulier, l'utilisation de l'antenne horizontale permet d'effectuer des inversions locales répétées le long d'une radiale et ainsi d'obtenir une inversion d'un système stratifié dont la structure varie avec la distance.

mots-clé :

Sources images, inversion, géoacoustique, milieu stratifié, localisation de sources

Abstract

Seafloor characterization using the image source method

The work presented in this thesis deals with a new seafloor characterization method : the image source method. It is based on a physical model of the reflected waves from a point source by a layered media under the Born approximation. Thus, the reflected signal can be modeled as a sum of contributions coming from image sources relative to the seabed layers. The seabed geometry and sound speed profile can then be recovered with the localization of these image sources. The image source localization is based on recorded signal migrations and the detection is done using a semblance function. So, the method uses only one record of the seabed reflected path for one shot of the source. The main method advantages are the automation of the process, its low computational cost, its good robustness to the noise and the local aspect of the result. The results obtained with real data are very satisfying with both a vertical array and a horizontal array. Especially using an horizontal array, many successive measurements along a straight line give a range dependent sound speed profile of the seabed.

keywords :

Image sources, inversion, geoacoustic, layered media, source localization

Table des matières

Introduction	1
I Théorie	5
1 Inversion géoacoustique	7
1.1 Géoacoustique	7
1.1.1 Classification des sédiments	8
1.1.2 Paramètres acoustiques des sédiments	9
1.1.3 Géométrie du système sédimentaire	10
1.1.4 Hypothèses utilisées dans cette thèse	10
1.2 Méthodes inverses en géoacoustique	11
1.2.1 Généralités	12
1.2.2 Familles de méthodes	13
1.2.3 Problèmes avec les méthodes inverses	14
1.3 Méthodes sismiques	14
1.4 Méthode de Holland et Osler	20
1.5 Conclusion	20
2 Réflexion des ondes sur un milieu stratifié	23
2.1 Réflexion d'une onde plane sur un milieu stratifié	23
2.1.1 Cas de l'interface simple	23
2.1.2 Cas des interfaces multiples	25
2.2 Réflexion d'une onde sphérique sur un milieu stratifié : intégrale de Sommerfeld	27
2.3 Comparaison du coefficient de réflexion en onde plane et en onde sphérique	28
2.4 Approximation de Born de l'intégrale de Sommerfeld en milieu stratifié fluide	30
2.4.1 Formulation	30
2.4.2 Exemple	32
3 Méthode des sources images	35
3.1 Définition et généralités	35
3.1.1 Contexte	35
3.1.2 Hypothèses et conditions d'application	36

3.1.3	Théorie des sources images	37
3.1.4	Modélisation de la réflexion sur un milieu stratifié par des sources images	38
3.2	Inversion géoacoustique par les sources images	39
3.2.1	Stratégie d'inversion	39
3.2.2	Détermination du profil de célérité	40
3.3	Conclusion	42
4	Détection des sources images et inversion du profil	43
4.1	Configuration utilisée en exemple	44
4.1.1	Description	44
4.1.2	Résolution du système	46
4.2	Détection par traitement d'antenne	47
4.2.1	Traitement préliminaire	47
4.2.2	Migration des signaux	48
4.2.3	Semblance	55
4.2.4	Localisation des images	55
4.3	Résultats	56
4.4	Conclusion	57
5	Analyse des erreurs et incertitudes	59
5.1	Sources d'erreurs	59
5.1.1	Erreurs de mesures	59
5.1.2	Erreurs dues aux hypothèses	60
5.1.3	Erreurs dues au bruit	61
5.1.4	Erreurs dues au maillage	66
5.2	Sensibilité de l'algorithme d'inversion aux erreurs	67
5.2.1	Erreur de localisation en distance	68
5.2.2	Erreur de localisation en angle d'incidence	70
5.3	Conclusion	72
II	Résultats	73
6	Expérimentations avec une antenne verticale	75
6.1	Expérimentation en cuve [DPG10]	75
6.1.1	Description de l'expérience	76
6.1.2	Résultats	80
6.1.3	Discussion	82
6.2	Expérimentation en mer	82
6.2.1	Description des données de la campagne de mesures SCARAB	83
6.2.2	Résultats	85

7	Expérimentation avec une antenne horizontale	91
7.1	Description des données de la campagne de mesures CLUTTER'09	91
7.2	Difficultés rencontrées et solutions proposées	93
7.2.1	Signal de référence	93
7.2.2	Correction de la forme de l'antenne	94
7.3	Résultats	99
7.3.1	Choix du nombre d'hydrophones pour l'inversion	99
7.3.2	Analyse de la stabilité des résultats	99
7.3.3	Caractérisation dépendante en distance	101
7.4	Discussion	106
	Conclusion	109
	Liste des publications et communications	113
A	Évaluation numérique de l'intégrale de Sommerfeld	117
B	Approximation de l'intégrale de Sommerfeld	119
C	Divergence géométrique dans un milieu stratifié	121
D	Méthode de Bryan	123
E	Une autre méthode pour localiser les sources images	125
F	Amélioration en formation de voies	129
F.1	Régime harmonique	129
F.2	Régime impulsionnel	130
F.3	Synthèse	131
	Bibliographie	133

Introduction

La propagation d'ondes acoustiques en milieux stratifiés est étudiée pour une grande variété d'échelles qui vont de la centaine de nanomètres dans le cas de l'acoustique pico-seconde à plusieurs kilomètres pour la géoacoustique. Les domaines d'étude peuvent être la microélectronique, les matériaux composites, le biomédical, la géologie, l'océanographie ou la physique de l'atmosphère. Les applications dans ces domaines concernent le contrôle non-destructif, l'imagerie, ou la caractérisation des milieux.

Le cadre général dans lequel s'inscrit ce travail de thèse est la **caractérisation des sédiments marins par acoustique** ou **inversion géoacoustique**, à savoir, définir des méthodes permettant d'obtenir des paramètres caractéristiques des fonds marins à partir de leur réponse à une onde acoustique. La connaissance des fonds marins est importante pour de nombreux domaines d'activité pouvant être regroupés dans les trois familles suivantes :

- en géologie pour étudier l'histoire de la terre ou faire de l'exploration minière,
- en génie civil pour l'implantation d'ouvrages tels que des plateformes offshore, et depuis quelques années, des éoliennes ou des hydroliennes,
- dans le domaine militaire, pour calculer des modèles de propagation des ondes servant aux communications sous-marines ou à la détection d'objets.

Un des moyens pour déterminer la composition de la structure sédimentaire est d'effectuer des mesures directement sur les sédiments, soit *in-situ* à l'aide d'instruments dédiés, soit en effectuant des carottages. Les carottes de sédiments sont ensuite analysées sur le bateau ou de retour au laboratoire. Ces mesures directes sont les seules capables de donner accès aux paramètres géologiques mais elles sont ponctuelles, coûteuses en terme de temps, et les profondeurs échantillonnées sont faibles (quelques dizaines de mètres maximum). Les méthodes acoustiques sont une alternative permettant de caractériser les structures plus en profondeur et sur de grandes zones. La caractérisation par acoustique consiste alors à déterminer les paramètres acoustiques des sédiments tels que les célérités, les épaisseurs, les densités et les coefficients d'absorption des strates géologiques afin de pouvoir les relier à leur nature géologique.

Dans ce cadre général, la méthode développée pendant cette thèse vise à caractériser les milieux sédimentaires dans des **zones d'eaux peu profondes** (de l'ordre de la centaine

de mètres) comme par exemple au niveau des plateaux continentaux. Pour les applications modélisant la propagation du son, la connaissance des propriétés des sédiments en eaux peu profondes est primordiale du fait des fortes interactions du son avec le fond marin. De plus, la structure géologique peut varier significativement sur de petites distances du fait, par exemple, des courants et des estuaires. L'inversion géoacoustique doit donc pouvoir reconstituer des milieux fortement variables en distance.

Afin de proposer une réponse à ce problème, nous avons développé une nouvelle méthode d'inversion géoacoustique, **la méthode des sources images**, fournissant le profil de célérité de la stratification sédimentaire. C'est une méthode d'inversion locale ayant permis d'obtenir des résultats avec une bonne profondeur de pénétration (environ une centaine de mètres en fonction de la nature des fonds rencontrés et du système de mesure) et une résolution satisfaisante, de l'ordre du mètre. Le fait qu'elle fournisse localement la structure géoacoustique permet de l'appliquer à des environnements variables en distance simplement en la répétant le long d'une radiale parcourant la zone d'intérêt. La méthode des sources images repose sur un modèle physique et une technique de traitement d'antenne. L'idée fondamentale de la méthode est basée sur une description originale de la réflexion des ondes acoustiques sphériques sur des milieux stratifiés par des sources images dont les positions sont directement liées aux vitesses des ondes acoustiques dans les strates et aux épaisseurs de celles-ci. La détection de ces sources permet alors d'obtenir le profil de célérités de la structure sédimentaire.

Le présent mémoire décrit cette nouvelle méthode et présente les premiers résultats d'inversion géoacoustique obtenus. Il est organisé en sept chapitres regroupés en deux parties : la première partie (chapitres 1 à 5) présente les développements théoriques de la méthode et la deuxième partie (chapitres 6 et 7) regroupe les inversions réalisées sur des données expérimentales acquises en cuve et en mer. Le plan détaillé du mémoire est présenté ci-après.

Les deux premiers chapitres permettent de mieux préciser le contexte d'étude de ce travail. Le premier chapitre présente l'inversion géoacoustique de manière générale. Les caractéristiques géoacoustiques des fonds marins qui permettent de poser des hypothèses sur le milieu sédimentaire dans le but de sa modélisation acoustique sont tout d'abord exposées. Cela permet de justifier le choix de la structure géoacoustique fait dans ce travail. Ensuite, les deux grandes familles de méthodes de caractérisation des fonds marins sont présentées : les méthodes inverses utilisées en acoustique sous-marine et les méthodes utilisées en sismique.

La méthode des sources images étant basée sur la description de la réflexion d'une onde acoustique par un milieu stratifié, le deuxième chapitre est dédié aux rappels des bases théoriques de la propagation dans un tel milieu. Après avoir rappelé les résultats

classiques de la réflexion des ondes planes, on s'intéresse plus en détail à la réflexion des ondes sphériques sur un multicouche fluide. Finalement, l'expression du coefficient de réflexion est simplifiée à l'aide de l'approximation de Born qui permet de négliger l'influence des réflexions multiples au sein du multicouche.

Les chapitres 3 à 5 présentent la méthode des sources images. Le principe de l'algorithme d'inversion est exposé dans le chapitre 3. À partir des approximations justifiées dans le deuxième chapitre, la réflexion d'une onde sphérique sur un milieu stratifié peut être représentée par des sources images. Les positions de ces sources images, telles qu'elles seraient détectées par un système de mesure acoustique, sont directement liées aux célérités et aux épaisseurs des strates sédimentaires. Cela permet d'écrire l'algorithme d'inversion : les célérités et épaisseurs sont obtenues de manière récursive à partir des positions des sources images et de la relation de Snell-Descartes.

Si la clé de la méthode réside dans l'idée des sources images, son application nécessite de définir une méthode de localisation performante. La méthode proposée est basée sur du traitement d'antenne et elle est présentée dans le chapitre 4. Le point de départ consiste à migrer les signaux enregistrés par des capteurs répartis dans l'espace. Quand ces signaux focalisent sur les sources images, il est possible d'en faire une détection automatique en analysant leur similarité ; l'utilisation d'une fonction de semblance permet cette analyse. La détection automatique indique de petites zones où sont présentes les sources images, la position exacte se détermine ensuite par la localisation du maximum d'amplitude des signaux migrés. Les résultats obtenus sur des données synthétiques sont très satisfaisants. L'ensemble de la méthode peut être entachée d'erreurs conduisant à des incertitudes sur le résultat de l'inversion. L'objet du chapitre 5 qui conclue la première partie est de dresser une liste de ces erreurs et d'en évaluer les conséquences. L'étude menée n'est pas exhaustive, deux points sont toutefois étudiés en détail : l'influence du bruit et la propagation d'une erreur faite sur une strate aux strates suivantes.

La deuxième partie du mémoire présente les résultats de l'inversion de données réelles. Dans le chapitre 6, on utilise des données enregistrées avec une antenne verticale dans deux environnements différents : en cuve et en mer. Les résultats obtenus mettent en évidence la qualité de l'inversion obtenue malgré les difficultés rencontrées. L'inversion des données en mer est en particulier comparée de manière très satisfaisante au résultat obtenu par une autre méthode nécessitant des temps de calculs beaucoup plus importants. Finalement, la méthode est appliquée sur des données enregistrées par une antenne horizontale (chapitre 7). Cette configuration permet d'appliquer la méthode des sources images de manière continue le long d'une radiale de 13 km de long et d'obtenir ainsi un profil géoacoustique d'une zone variable en distance.

Première partie

Théorie

Sommaire

1.1	Géoacoustique	7
1.1.1	Classification des sédiments	8
1.1.2	Paramètres acoustiques des sédiments	9
1.1.3	Géométrie du système sédimentaire	10
1.1.4	Hypothèses utilisées dans cette thèse	10
1.2	Méthodes inverses en géoacoustique	11
1.2.1	Généralités	12
1.2.2	Familles de méthodes	13
1.2.3	Problèmes avec les méthodes inverses	14
1.3	Méthodes sismiques	14
1.4	Méthode de Holland et Osler	20
1.5	Conclusion	20

1.1 Géoacoustique

Les particularités de la propagation des ondes dans un milieu sont liées à la nature de celui-ci ainsi qu'à la fréquence utilisée. Il est donc possible de déterminer certaines caractéristiques de ce milieu par des méthodes acoustiques. Dans le cas de l'acoustique sous-marine, le choix des gammes de fréquences des mesures est fait en fonction des tailles caractéristiques des phénomènes à observer. Pour l'analyse des couches sédimentaires des fonds marins, les fréquences utilisées sont typiquement comprises entre 100 Hz et 20 kHz ce qui correspond à des échelles spatiales allant de la dizaine de mètres au centimètre. Pour analyser les sédiments marins par acoustique, il est nécessaire d'avoir une bonne compréhension du problème direct, c'est à dire de connaître la façon dont les ondes se propagent dans un milieu connu. Le problème direct est étudié en fonction d'un modèle géoacoustique du milieu de propagation qui n'est généralement valide que dans une gamme limitée de fréquences.

1.1.1 Classification des sédiments

Dans ce manuscrit, nous nous intéressons aux couches sédimentaires composant les fonds marins. Les sédiments se forment par les dépôts de particules organiques ou minérales en suspension dans l'eau et transportées par les courants, les vagues, les marées. Ce mode de formation des sédiments entraîne dans la plupart des cas leur stratification verticale. La géométrie du problème est donc lentement variable dans le plan horizontal et rapidement variable selon la profondeur. Parmi les nombreux paramètres géologiques, la caractéristique la plus couramment utilisée pour une classification des sédiments est la taille des grains qui les composent. La classification en fonction de la taille des grains la plus utilisée est celle de Wentworth [JR07] dans laquelle il y a 4 types principaux : les graviers (gravel), les sables (sand), les argiles (clay) et limons (silt) (Tableau 1.1). Les argiles et limons sont tous deux regroupés sous l'appellation de vases (mud). Le diamètre des grains est souvent donné en logarithme de base 2 par $\phi_d = -\log_2 d$ avec d le diamètre en millimètres [JR07].

Diamètre moyen du grain		Dénomination	Type
mm	ϕ_d		
4096	-12	Blocs	Graviers
256	-8	Galets	
64	-6	Cailloux	
4	-2	Granules	
2	-1	Sables très grossiers	
1	0	Sables grossiers	Sables
1/2	1	Sables moyens	
1/4	2	Sables fins	
1/8	3	Sables très fins	
1/16	4	Limons grossiers	
1/32	5	Limons moyens	Vases
1/64	6	Limons fins	
1/128	7	Limons très fins	
1/256	8	Argiles	
1/8192	13		

Tableau 1.1 – Classification de Wentworth [Wen22] pour les sédiments.

Quand un sédiment ne peut pas être décrit avec un seul type de grains, le diagramme ternaire de Sheppard [JR07] permet une classification plus détaillée (Figure 1.1). À chaque extrémité du diagramme correspond une composante primaire de sédiment et les positions intermédiaires sont des mélanges de ces constituants.

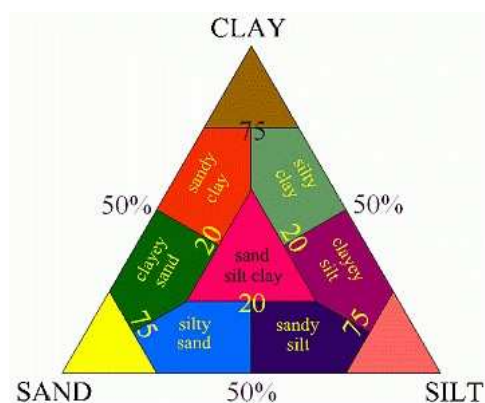


Figure 1.1 – Diagramme ternaire de Shepard [JR07].

1.1.2 Paramètres acoustiques des sédiments

Les paramètres géoacoustiques qui régissent la propagation des ondes dans un fond marin sont liés à la composition géologique des sédiments. Les principaux paramètres géoacoustiques sont la célérité des ondes de compression (ondes P) et de cisaillement (ondes S), l'absorption associée à chaque type d'onde et la masse volumique. Dans les sédiments lithifiés, les célérités des ondes P et S sont toutes deux comparables à celle de l'eau alors que dans les sédiments non-lithifiés, seules les célérités des ondes P sont comparables à celle de l'eau (de 1450 à 1850m/s), celles des ondes S étant beaucoup lentes (de 5 à 200m/s). De plus, leur coefficient d'atténuation est élevé. Par conséquent les ondes S sont difficilement détectables en pratique et l'approximation de milieu fluide pour décrire ces types de sédiments est appropriée. C'est cette approximation de milieu stratifié fluide que nous utilisons dans la suite de ce manuscrit.

Sous cette approximation de milieu fluide, le géoacousticien peut s'appuyer sur les nombreux travaux [Ham70, Ham72, Ham76, JR07] qui décrivent des relations mesurées entre paramètres géologiques et acoustiques. À titre d'exemple, le tableau 1.2 donne quelques valeurs de célérités et densités mesurées dans les sédiments marins. À noter que dans une strate géologique la célérité peut varier en fonction de la profondeur.

Pour tenter d'obtenir les paramètres géologiques directement par comparaison avec un modèle de propagation d'ondes, il faut recourir à une théorie plus complexe. Les deux théories les plus avancées modélisant la propagation d'ondes dans les sédiments à partir des paramètres géologiques considèrent l'aspect biphasique du sédiment :

- **la théorie de Biot-Stoll** [Bio56] où le sédiment est modélisé par un milieu poreux composé d'un squelette élastique isotrope et d'un fluide visqueux dans ses pores,
- **la théorie de Buckingham** [Buc97] qui modélise le sédiment par un milieu granulaire non-consolidé saturé par un fluide visqueux.

Sédiment	Célérité (m/s) (pour $c_{eau} = 1500\text{m/s}$)		Masses volumiques (kg/m^3)	
	min	max	min	max
Sable grossier	1780	1880	2030	2080
Sable moyen	1830	1800	2000	2040
Sable fin	1645	1700	1920	1970
Sable très fin	1680	1710	1880	1940
Sable limoneux	1540	1660	1680	1800
Limons sableux	1490	1645	1660	1790
Limons	1495	1620	1650	1740
Sable-limon-argile	1480	1590	1450	1620
Limon argileux	1450	1550	1430	1480

Tableau 1.2 – Célérités et masses volumiques mesurées dans les sédiments [Rak09].

1.1.3 Géométrie du système sédimentaire

Les sédiments sont stratifiés et peuvent être assimilés à un empilement de couches plus ou moins homogènes de différentes natures. Cet empilement varie très rapidement selon la profondeur comme le montre le résultat d'un carottage de la campagne de mesure SCARAB [HO00] sur la figure 1.2. En fonction des longueurs d'ondes utilisées pour sonder acoustiquement le sous-sol marin, toutes ces structures fines ne pourront être détectées. La rugosité au niveau des interfaces entre les couches ainsi que les inhomogénéités volumiques sont également des paramètres géométriques qui sont généralement étudiés de façon statistique [Tou96, Ioo98, Gui99]. Les épaisseurs des strates géologiques peuvent varier lentement en fonction de la distance horizontale ce qui fait que les interfaces peuvent localement paraître inclinées. Il se peut également que les interfaces soient bien parallèles entre elles mais que la structure stratifiée soit inclinée par rapport à l'horizontale. Cet angle par rapport à l'horizontale est appelé le pendage.

1.1.4 Hypothèses utilisées dans cette thèse

Par principe, la méthode des sources images (*cf* chapitres 3 et 4) permet de déterminer la structure géoacoustique du fond marin sur une zone peu étendue horizontalement. C'est une inversion locale dont la résolution est de l'ordre du mètre pour une profondeur de pénétration allant jusqu'à 150 m (chapitres 6 et 7). Du fait de la faible couverture horizontale de l'inversion, on considère que les interfaces géologique sont parfaitement parallèles. De plus, les couches sont supposées fluides et homogènes. La rugosité des interfaces est considérée négligeable vis-à-vis des longueurs d'ondes employées pour sonder le milieu stratifié.

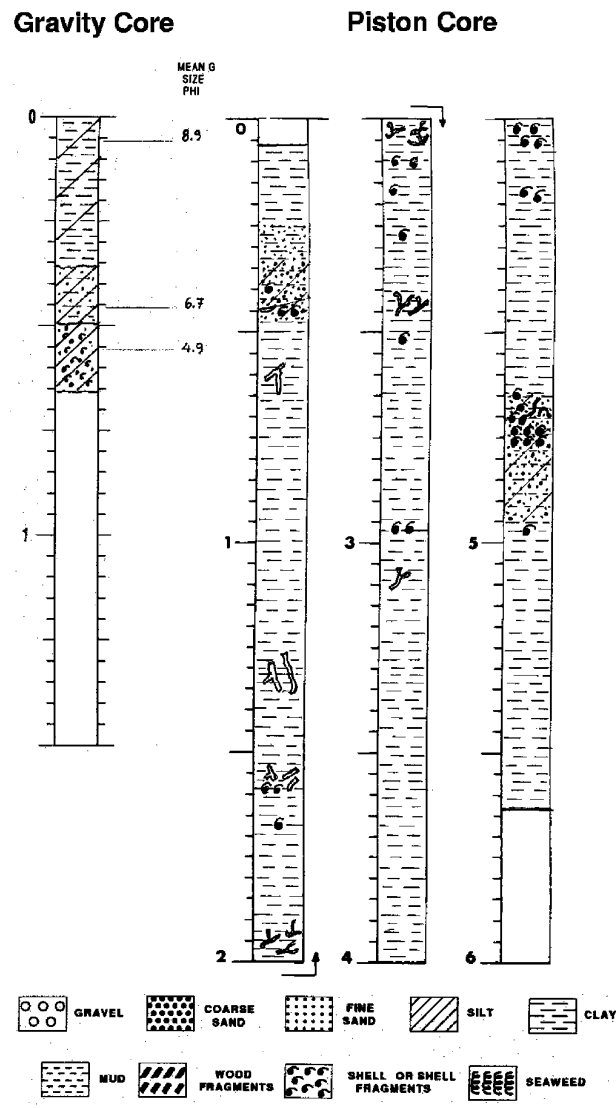


Figure 1.2 – Exemple d'un carottage réalisé durant la campagne de mesures SCARAB [HO00]. On y voit le résultat de l'analyse de la composition sédimentaire sur 6 mètres de profondeur.

1.2 Méthodes inverses en géoacoustique

Les célérités, densités et absorptions d'un tel système géologique s'obtiennent généralement par un système composé d'une ou plusieurs sources basses fréquences (<10 kHz) et d'un réseau d'hydrophones qui échantillonnent spatialement le champ sonore réverbéré dans l'eau. Deux types de méthodes sont classiquement utilisées pour résoudre ce problème : les méthodes inverses et les méthodes sismiques.

1.2.1 Généralités

Définition

Sous certaines hypothèses, le milieu de propagation peut être modélisé par un ensemble de paramètres \mathbf{m} . Par exemple, sous l'hypothèse d'un milieu stratifié fluide, cet ensemble \mathbf{m} regroupe les densités, célérités, absorptions et épaisseurs des différentes strates. En fixant *a priori* la taille de \mathbf{m} , le problème inverse consiste à déterminer les valeurs du jeu de paramètres $\mathbf{m} = [m_1, m_2, \dots, m_M]^T$ qui décrivent le mieux la réalité. Pour résoudre un problème inverse, on formule d'abord le problème direct sous la forme :

$$\mathbf{d} = \mathcal{G}(\mathbf{m}), \quad (1.1)$$

où les composantes de $\mathbf{d} = [d_1, d_2, \dots, d_N]^T$ sont les données qui seraient observées, ou « observables », dans un milieu décrit par le jeu de paramètres \mathbf{m} . \mathcal{G} est la fonction qui relie les paramètres aux observables. En acoustique sous-marine, les observables \mathbf{d} sont des mesures de pression acoustique et \mathcal{G} est construit à partir d'un modèle choisi. En pratique, le modèle de propagation \mathcal{G} est soumis à des hypothèses simplificatrices et la mesure des observables implique des erreurs (instrumentation, bruit ambiant,...). Toutes les erreurs sont modélisées dans les observables par le vecteur $\boldsymbol{\eta} = [\eta_1, \eta_2, \dots, \eta_N]^T$, ce qui revient à écrire :

$$\mathbf{d} = \mathcal{G}(\mathbf{m}) + \boldsymbol{\eta}. \quad (1.2)$$

Si le problème inverse est linéaire, il consiste à estimer les paramètres \mathbf{m} en trouvant l'opérateur inverse \mathcal{G}^{-1} tel que :

$$\hat{\mathbf{m}} = \mathcal{G}^{-1}(\mathbf{d}_{obs}), \quad (1.3)$$

où \mathbf{d}_{obs} est le vecteur des données effectivement observées et $\hat{\mathbf{m}}$ le vecteur des paramètres estimés.

Quand le problème inverse est non-linéaire, l'opérateur \mathcal{G}^{-1} n'existe pas. La résolution dans ce cas consiste à rechercher le jeu de paramètres $\hat{\mathbf{m}}$ tel que :

$$\mathbf{d}_{obs} = \mathcal{G}(\hat{\mathbf{m}}). \quad (1.4)$$

Pour les problèmes faiblement non-linéaires, on procède à leur linéarisation par un développement en série de Taylor de l'opérateur \mathcal{G} autour d'une solution de référence \mathbf{m}^{ref} qui est supposée proche de la solution réelle [Fri88, LG03].

Observables

Lors d'une mesure, les données enregistrées sont des pressions acoustiques. En fonction de la stratégie d'inversion choisie, les observables \mathbf{d}_{obs} peuvent être de différentes

natures. Cela peut être une amplitude et une phase ou dans d'autres cas, seulement l'amplitude. Le signal peut également être soit harmonique, soit large bande. Dans de nombreuses configurations de mesures, les observables sont prises de manière à échantillonner spatialement la colonne d'eau avec une antenne horizontale tractée par un navire, ou verticale et ancrée au fond de l'eau. Quant à la source sonore, elle est le plus souvent unique et tractée par le navire.

1.2.2 Familles de méthodes

Inversion sur un paramètre spécifique

Certaines caractéristiques particulières de la pression enregistrée lors d'une mesure sont reliées directement à certains paramètres géoacoustiques. À titre d'exemple, on peut citer l'analyse de la position des caustiques dans la colonne d'eau [Fri88] : le fond marin est modélisé par un milieu fluide semi infini et présentant un gradient de célérité constant. Les paramètres de la célérité du fond marin sont alors déduits des distances horizontales entre la caustique et la source à deux profondeurs différentes.

Inversion par champs d'ondes adaptés

Pour les problèmes fortement non-linéaires, on peut avoir recours à la méthode de champs d'ondes adaptés (matched field) avec laquelle on « adapte » le champ d'ondes modélisé $\mathcal{G}(\mathbf{m})$ aux données observées \mathbf{d}_{obs} en faisant varier \mathbf{m} . Cette adaptation entre simulation et données observées se mesure *via* une fonction de coût qui mesure l'erreur ou la corrélation entre le champ d'onde modélisé et les données [LG03].

Il existe de nombreux moyens de prédiction de la propagation dans les milieux stratifiés parmi lesquels on peut citer l'évaluation numérique de l'intégrale de Sommerfeld [HO00], l'approximation parabolique, la décomposition en modes normaux, le tracé de rayons, l'intégration spectrale, le calcul par éléments finis [JKPS94]... Certaines de ces méthodes sont implémentées dans des codes tels que par exemple : OASES (intégration spectrale), KRAKEN (modes normaux), RAM (équation parabolique 2D), 3DWAPE (équation parabolique 3D) [Kor10]. Le choix de la méthode se porte sur un compromis entre temps de calcul, complexité du milieu à inverser et précision du modèle.

En fonction du nombre de dimensions de \mathbf{m} , l'espace des paramètres devient rapidement gigantesque. Par exemple, un modèle simpliste d'une couche fluide reposant sur un socle semi-infini requiert 6 paramètres (célérité, densité et absorption pour chaque couche). Avec seulement ces 6 paramètres à inverser, si chacun est échantillonné par 20 valeurs possibles, une évaluation exhaustive de $\mathcal{G}(\mathbf{m})$ requiert 20^6 calculs pour déterminer la solution

la plus adaptée. Il faut donc avoir recours à des méthodes d'optimisation de type Monte Carlo telles que les algorithmes génétiques ou le recuit simulé [Ger94]. Du fait du calcul de $\mathcal{G}(\mathbf{m})$ pour une grande variété de paramètres \mathbf{m} , l'inversion par champ d'onde adapté a l'avantage de permettre l'obtention des densités de probabilités des paramètres inversés quand ceux-ci sont obtenus par la méthode bayésienne [Ger94, Kor10].

Autres méthodes

Sans faire une énumération exhaustive de toutes les méthodes d'inversion existantes, on peut toutefois en évoquer quelques autres telles que :

- les méthodes perturbatives adaptées aux problèmes faiblement non-linéaire [Fri88],
- l'inversion du bruit ambiant qui permet d'analyser le coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence à l'aide d'une antenne verticale [HS02],
- la rétropropagation et focalisation des signaux enregistrés qui, par le principe de réciprocité, convergent sur la source quand le modèle de propagation correspond à la réalité [DCR02].

1.2.3 Problèmes avec les méthodes inverses

Malgré l'utilisation de méthodes d'optimisation pour obtenir les paramètres du milieu, les méthodes inverses sont très coûteuses en temps de calcul. Pour réduire ce coût de l'inversion, le modèle de milieu de propagation est souvent réduit à la colonne d'eau et une couche de sédiment reposant sur un socle. La géométrie est généralement supposée invariable en distance (problème à géométrie cylindrique) bien que dans [PC01, SNG02] une géométrie lentement variable en distance soit retrouvée par inversion et dans [Kor10] le paramètre de pente du fond marin est inversé grâce à un modèle de propagation 3D (3DWAPE). Par ailleurs, le fait d'utiliser des modèles de propagation simplifiés pose le problème d'unicité du résultat obtenu. Il est en effet possible d'obtenir un même résultat avec des jeux de paramètres différents.

1.3 Méthodes sismiques

La caractérisation des fonds marins par les méthodes sismiques se réalise par étapes successives. Dans cette section nous allons évoquer les principales et insister sur la partie concernant la détermination des célérités dans les strates.

En sismique réflexion sous-marine, le dispositif typique de mesure est une source associée à une antenne linéaire horizontale d'hydrophones (figure 1.3). La source utilisée est généralement impulsionnelle de forte puissance et basse fréquence pour que l'onde

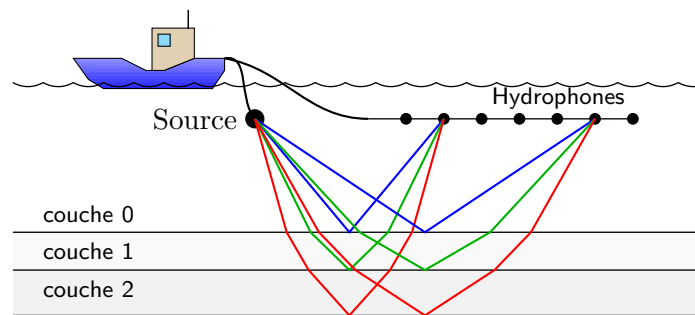


Figure 1.3 – Schéma d'une acquisition. Un navire tracte une source impulsionnelle et une antenne d'hydrophones. L'impulsion sonore envoyée par la source se réfléchit sur les interfaces géologiques du fond marin.

émise puisse pénétrer profondément le sous-sol marin. Cette onde émise se propage et se réfléchit sur les interfaces géologiques du sous-sol. Les réflexions sont ensuite enregistrées par l'antenne d'hydrophones. Pour un tir (l'émission d'une impulsion) de la source, les hydrophones enregistrent donc des réflexions sous différents angles d'incidence. En raisonnant dans l'approximation des rayons, les points d'impacts des rayons réfléchis sur une interface sont répartis sur une grande distance ce qui peut nuire à la résolution horizontale dans le cas où le milieu est variable en distance (même lentement). Pour compenser cela, on classe les enregistrements de plusieurs tirs successifs par points milieux communs (CMP, Common Mid Point) (figure 1.4) [Yil87]. On obtient après ce classement des jeux de signaux des enregistrements dont l'offset (distance source-hydrophone) est variable pour un unique point d'impact des rayons sur chaque interface (s'il n'y a pas de pendage).

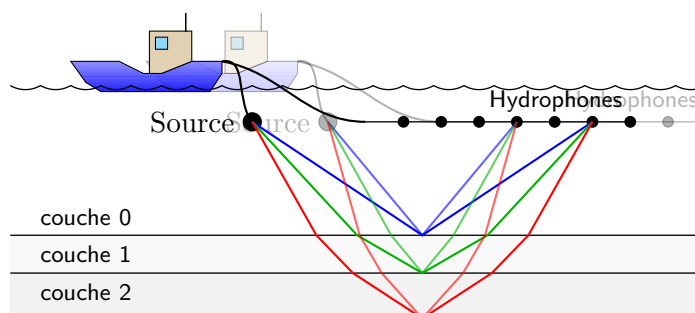


Figure 1.4 – Acquisitions à point milieu commun.

Le premier traitement consiste à déterminer la réponse impulsionnelle du fond marin par une opération de déconvolution. Le signal $s(t)$ enregistré par l'hydrophone peut être écrit sous la forme :

$$s(t) = f(t) * h(t) + \eta(t), \quad (1.5)$$

où $f(t)$ est l'impulsion émise par la source, $h(t)$ la réponse impulsionnelle du sous-sol et $\eta(t)$ un bruit additif. La déconvolution vise à estimer $h(t)$ à partir de $f(t)$ et $s(t)$.

Il existe de nombreuses méthodes pour y parvenir : la déconvolution de Wiener, la méthode cepstrale, la méthode de minimisation de l'entropie, la déconvolution de Gabor, etc [Sac96, GBL89].

Après les traitements des signaux reçus, c'est l'analyse des temps d'arrivées des réflexions sur les interfaces qui permet de déterminer les célérités dans les strates. Le temps d'arrivée correspondant à la réflexion de l'onde sur la première interface est :

$$t_0(x) = \sqrt{t_{\perp 0}^2 + \frac{x^2}{c_0^2}}, \quad (1.6)$$

où $t_{\perp 0}$ est le temps double (aller-retour) à offset nul (l'émetteur est confondu avec le récepteur), x est le décalage entre l'émetteur et le récepteur et c_0 la vitesse des ondes dans la couche d'eau. Lorsque l'onde réfléchi a traversé plusieurs couches, le temps d'arrivée de la réflexion sur la $n^{\text{ème}}$ interface est approché par :

$$t_n(x) \approx \sqrt{t_{\perp n}^2 + \frac{x^2}{(c_n^{rms})^2}}, \quad (1.7)$$

avec c_n^{rms} la vitesse quadratique moyenne définie par :

$$c_n^{rms} = \sqrt{\frac{\sum_{i=0}^n c_i^2 t_{\perp i}}{\sum_{i=1}^n t_{\perp i}}}, \quad (1.8)$$

où c_i et $t_{\perp i}$ sont respectivement la vitesse et le temps double (aller-retour) à offset nul dans la $i^{\text{ème}}$ strate.

La mesure des temps à offset nuls et des vitesses quadratiques moyennes permet de déterminer le profil des vitesses dans les strates par la formule de Dix [Dix55] :

$$c_n = \sqrt{\frac{(c_n^{rms})^2 t_{\perp n} - (c_{n-1}^{rms})^2 t_{\perp n-1}}{t_{\perp n} - t_{\perp n-1}}}. \quad (1.9)$$

Il existe plusieurs façon de mesurer les vitesses rms et les temps à offset nuls [Yil87]. Nous donnons ici quelques exemples illustrés pour la configuration détaillée dans le tableau 1.3. Les signaux sont simulés par l'évaluation numérique de l'intégrale de Sommerfeld (chapitre 2).

Analyse des hyperboles des temps d'arrivée

Les vitesses rms et les temps doubles à offset nuls peuvent être obtenus en faisant correspondre les hyperboles de l'équation (1.7) aux échos reçus comme l'illustre la figure 1.5a qui représente les signaux simulés pour le système décrit figure 1.3 (section 2.2 et Annexe A). Cette analyse peut également se faire dans une figure où les signaux sont tracés en fonction du temps au carré et de l'offset au carré (figure 1.5b). Dans ce cas, les temps d'arrivées en hyperboles deviennent des droites dont les pentes sont égales à

Couche n°	Épaisseur (m)	Célérité (m/s)	densité (kg/m ³)
0 (eau)	12	1500	1000
1	5	1600	1500
2	6	1700	2000
3	∞	1800	2500

Tableau 1.3 – Caractéristiques du milieu stratifié utilisé pour les exemples.

$$1/(c_n^{rms})^2.$$

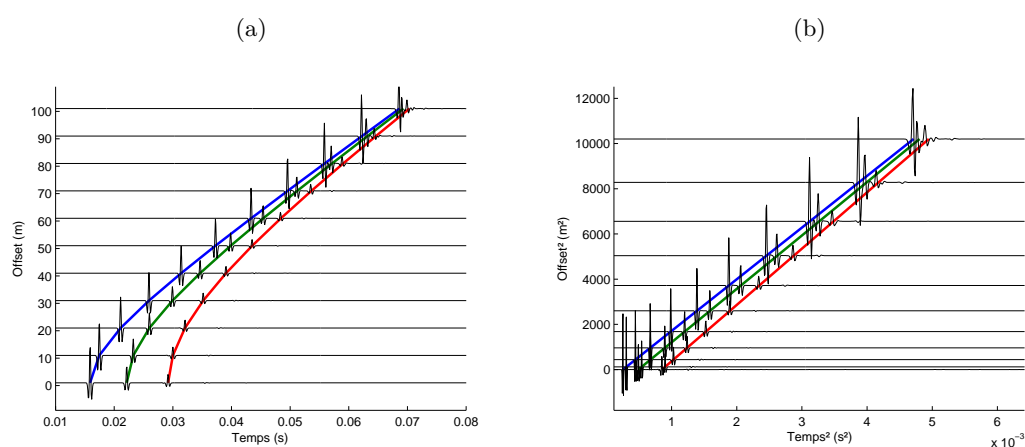


Figure 1.5 – Simulation d'échos reçus par une antenne d'hydrophones.(a) : tracés en fonction du temps et de l'offset. (b) : tracés en fonction du temps au carré et de l'offset au carré. La configuration utilisée est décrite dans le tableau 1.3.

Le spectre de vitesse

Le spectre de vitesse est obtenu en sommant les différents signaux le long d'hyperboles définies par l'équation (1.7) pour différentes vitesses. Les signaux tracés en fonction du temps et de l'offset sont ainsi transformés dans un espace en fonction du temps à offset nul et de la vitesse par l'opération :

$$cs(t_{\perp}, c) = \int_{-T/2}^{T/2} \left[\sum_x s \left(t - \sqrt{t_{\perp}^2 + x^2/c^2}, x \right) \right]^2 dt, \quad (1.10)$$

où T correspond à la durée d'un écho.

La figure 1.6 montre le résultat de l'équation (1.10) pour les signaux de la figure 1.5a. On constate que l'équation (1.10) est sensible à l'amplitude des échos ce qui ne facilite pas l'évaluation des célérités.

Pour s'affranchir de ce problème, on préfère mesurer la similarité des différents signaux le long des hyperboles à l'aide de la fonction de semblance [TK69] définie par :

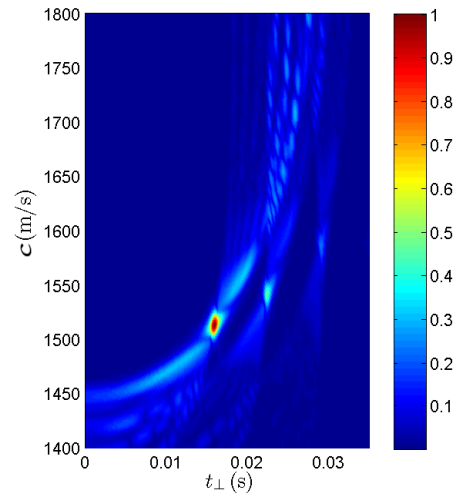


Figure 1.6 – Spectre de vitesse des signaux reçus sur l'antenne d'hydrophones.

$$semb(t_{\perp}, c) = \frac{\int_{-T/2}^{T/2} \left[\sum_r s \left(t - \sqrt{t_{\perp}^2 + x^2/c^2}, x \right) \right]^2 dt}{\int_{-T/2}^{T/2} \sum_x \left[s \left(t - \sqrt{t_{\perp}^2 + x^2/c^2}, x \right) \right]^2 dt}. \quad (1.11)$$

Cette semblance permet d'analyser la ressemblance des signaux le long des hyperboles paramétrées par t_{\perp} et c . Quand tous les signaux sont identiques le long d'une hyperbole, la semblance vaut 1 et elle vaut une valeur proche de 0 s'ils sont différents les uns des autres. Ainsi, les maxima apparaissent plus clairement (figure 1.7). Par conséquent, les vitesses rms en fonction du temps à offset nul sont plus faciles à déterminer.

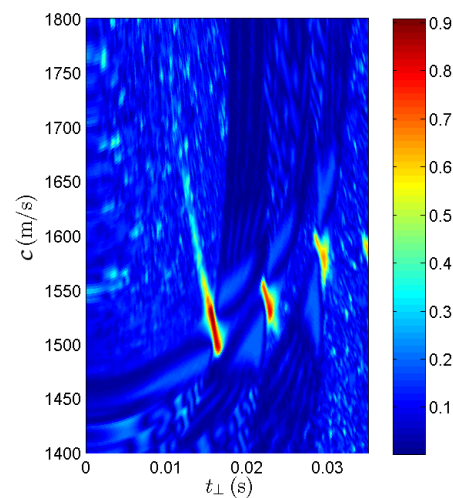


Figure 1.7 – Semblance des signaux reçus sur l'antenne d'hydrophones.

Pour l'analyse des hyperboles des temps d'arrivées et l'analyse en $t^2 - x^2$, l'ajustement des paramètres $t_{\perp n}$ et c_n^{rms} se fait manuellement et à l'œil ce qui rend cette étape coûteuse en terme de temps passé. L'analyse des spectres de vitesse permet en revanche de sélectionner ces valeurs directement sur la figure obtenue. Cette opération de sélection est généralement réalisée par des pointés manuels mais il devient possible avec cette fonction de semblance de sélectionner de façon automatique les $t_{\perp n}$ et c_n^{rms} [Tol85]. À notre connaissance, toutes les méthodes automatiques pour déterminer les célérités sont basées sur des méthodes inverses avec optimisation d'une fonction de coût.

Le temps de parcours d'un écho enregistré sur un récepteur situé à la distance r de la source est supérieur à celui qui aurait été enregistré avec un offset nul (c'est à dire au point d'émission). Connaissant les vitesses, il est possible de compenser ces temps de parcours supplémentaires pour obtenir le signal qui aurait été enregistré au point d'émission par l'opération de correction dynamique (Normal Move Out en anglais). Le terme « normal » précise l'hypothèse d'interfaces horizontales. Une fois que les signaux enregistrés à différents offset ont subi cette opération, ils sont sommés et on obtient ainsi une image de la coupe géologique du sous sol avec un rapport signal sur bruit amélioré.

Dans le cas d'interfaces inclinées, l'analyse des vitesses est plus compliquée et nécessite un traitement supplémentaire de correction de pendage (Dip Move Out en anglais) [Yil87] que nous n'abordons pas ici. Les réflexions multiples entre les interfaces n'ont pas non plus été évoquées ; elles sont faibles en amplitude et peu visibles sur les signaux enregistrés. Quand elles sont détectables, il est possible de les éliminer *via* le spectre de vitesse car elles impliquent des vitesses de strates improbables.

À ce stade, pour caractériser plus précisément la nature géologique, il reste à déterminer les masses volumiques et absorptions des strates. C'est la mesure de la variation du coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence qui permet de les déduire. En sismique, cette opération est appelée AVA (Amplitude Versus Angle) ou AVO (Amplitude Versus Offset) [Yil87].

La caractérisation que nous venons de décrire est locale. Ces opérations répétées pour échantillonner de grandes zones permettent l'obtention d'images 3D de la géologie du sous sol.

Techniquement parlant, les méthodes sismiques sont de type problème inverse. On distingue toutefois les méthodes sismiques des « méthodes inverses » car elles sont principalement utilisées par la communauté des géophysiciens tandis que les méthodes inverses sont plus utilisées par la communauté des acousticiens. La frontière entre sismique et acoustique sous-marine est difficile à placer et les différences proviennent principalement de raisons historiques, économiques et de l'objet d'étude. En sismique, le centre d'intérêt

est purement l'étude de la géologie alors qu'en acoustique sous-marine, le centre d'intérêt porte principalement sur la propagation des ondes dans l'eau ; le fond marin étant un objet avec lequel les ondes interagissent.

1.4 Méthode de Holland et Osler

À la frontière entre les méthodes sismiques et les méthodes inverses, il existe la méthode d'inversion conjointe dans le domaine temporel et fréquentiel de Holland et Osler [HO00]. En effet, cette méthode utilise les techniques sismiques dans le domaine temporel pour l'analyse des temps d'arrivées des réflexions sur les interfaces [Bry80], conjointement aux méthodes inverses pour minimiser l'erreur entre prédiction et mesure des pertes par transmissions (Bottom Loss) dans le domaine fréquentiel.

Dans le cas de la campagne de mesures SCARAB, le système utilisé pour réaliser l'inversion est constitué d'un hydrophone ancré à 12 m au dessus du fond marin et d'une source au niveau de la surface de la mer et tractée par un navire. La hauteur d'eau est de 150 m et des mesures sont effectuées sur un axe dont l'offset (distance horizontale entre la source et l'hydrophone) varie de -800 à 800 m. Seul le signal direct et le signal réfléchi sur le fond stratifié sont utilisés pour l'analyse. La première étape de la démarche est l'inversion du profil de célérité par analyse des temps d'arrivées des échos en fonction de l'offset [Bry80] (Annexe D). Ensuite la réflectivité du fond est analysée dans le domaine fréquentiel par comparaison avec un modèle pour ajuster les valeurs de densité et d'atténuation des strates. Un sismogramme synthétique est finalement construit à partir de ce résultat et est comparé au sismogramme des données enregistrées de manière à ajuster finement les paramètres.

Du fait de la combinaison de deux approches différentes simultanément, le problème d'unicité de la solution habituellement rencontré dans les problèmes inverses se trouve amélioré. Les profils de vitesses, densités et atténuations sont ainsi déterminés avec une très bonne précision [HO00, PLGA⁺09]. Le résultat final étant obtenu par optimisation, la méthode bayésienne est applicable et permet une évaluation statistique des résultats inversés [DDH07]. Un autre avantage de la méthode est qu'elle ne nécessite pas *d'a priori* sur la structure sédimentaire en terme de nombre de strates.

1.5 Conclusion

Nous avons vu qu'en géoacoustique, les sédiments marins peuvent être considérés localement comme un système composé de plusieurs strates parallèles fluides et c'est cette hypothèse qui est retenue dans ce travail. Nous avons également présenté brièvement les

principales techniques pour caractériser les sédiments. Les gammes de fréquences employées pour ces méthodes sont choisies en fonction d'un compromis entre profondeur de pénétration des ondes dans les sédiments et résolution. En effet, l'utilisation de fréquences élevées permet une bonne résolution mais une faible pénétration des ondes dans les sédiments. Au contraire, l'utilisation de basses fréquences permet une pénétration profonde mais avec une faible résolution. Les signaux que nous avons utilisés dans ce travail ont des spectres centrés aux environs de 1500 Hz ce qui permet de sonder les sédiments sur plusieurs dizaines de mètres avec une résolution en profondeur de l'ordre de 50 cm à 1 m.

Réflexion des ondes sur un milieu stratifié

Sommaire

2.1	Réflexion d'une onde plane sur un milieu stratifié	23
2.1.1	Cas de l'interface simple	23
2.1.2	Cas des interfaces multiples	25
2.2	Réflexion d'une onde sphérique sur un milieu stratifié : intégrale de Sommerfeld	27
2.3	Comparaison du coefficient de réflexion en onde plane et en onde sphérique	28
2.4	Approximation de Born de l'intégrale de Sommerfeld en milieu stratifié fluide	30
2.4.1	Formulation	30
2.4.2	Exemple	32

Sous les hypothèses retenues, les fonds marins considérés dans ce travail sont modélisés comme des milieux composés de strates fluides et parallèles entre elles. L'objet de ce chapitre est de rappeler les bases théoriques de la réflexion des ondes acoustiques (planes et sphériques) sur un milieu stratifié [BL91] et de proposer une forme analytique à la réflexion d'une onde sphérique sur un milieu stratifié en utilisant l'approximation de Born.

2.1 Réflexion d'une onde plane sur un milieu stratifié

2.1.1 Cas de l'interface simple

La configuration la plus simple est constituée de deux milieux fluides semi-infinis séparés par une interface plane et horizontale en $z = 0$ (Fig. 2.1). Ces 2 milieux sont caractérisés par leurs densités (ρ_0 et ρ_1) et par la célérité des ondes (c_0 et c_1). L'onde incidente est plane, harmonique et d'amplitude unitaire. En omettant le terme $e^{-i\omega t}$, la pression de l'onde plane d'incidence θ_0 et de pulsation ω s'écrit :

$$P_{0i} = e^{ik_0(x \sin \theta_0 - z \cos \theta_0)}, \quad (2.1)$$

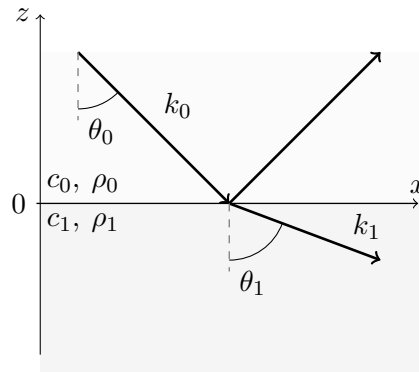


Figure 2.1 – Réflexion et transmission d'une onde dans un système à 1 interface.

avec $k_0 = \omega/c_0$ le nombre d'onde dans le milieu 0. La pression de l'onde réfléchie s'écrit :

$$P_{0r} = R e^{ik_0(x \sin \theta_0 + z \cos \theta_0)}, \quad (2.2)$$

avec R le coefficient de réflexion. Dans le milieu 1, la pression de l'onde transmise est :

$$P_1 = T e^{ik_1(x \sin \theta_1 - z \cos \theta_1)}, \quad (2.3)$$

avec $k_1 = \omega/c_1$ et T le coefficient de transmission.

Les coefficients R , T et l'angle d'incidence θ_1 sont déterminés par les relations de continuité de pression et de la composante verticale de la vitesse en $z = 0$:

$$\begin{aligned} P_0 &= P_{0i} + P_{0r} = P_1, \\ v_{z0} &= v_{z1} \Leftrightarrow \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P_0}{\partial z} = \frac{1}{\rho_1} \frac{\partial P_1}{\partial z}, \end{aligned} \quad (2.4)$$

où v_z est la composante verticale de la vitesse. De ces relations, on déduit que le nombre d'onde horizontal $k_{x0} = k_0 \sin \theta_0 = k_{x1}$ est identique dans les deux milieux. On obtient ainsi la relation de Snell-Descartes :

$$\frac{\sin \theta_0}{c_0} = \frac{\sin \theta_1}{c_1}, \quad (2.5)$$

et les coefficients de réflexion R et de transmission T :

$$R = \frac{Z_1 - Z_0}{Z_1 + Z_0}, \quad T = \frac{2Z_1}{Z_1 + Z_0}, \quad (2.6)$$

avec $1 + R = T$ et $Z_n = \rho_n c_n / \cos \theta_n = \rho_n \omega / k_{zn}$ l'impédance de la composante normale de l'onde (par simplicité, elle sera appelée impédance normale dans la suite). k_{zn} est le nombre d'onde vertical dans la strate n . Si $c_1 > c_0$, il existe un angle critique $\theta_{0c} = \sin^{-1}(c_0/c_1)$ tel que, pour un angle d'incidence supérieur à θ_{0c} , on a le phénomène de réflexion totale. Dans ce cas, $|R| = 1$ et il n'y a pas d'énergie transmise dans le milieu 1.

Les effets dissipatifs sont pris en compte dans le calcul des coefficients de réflexion ou de transmission par l'ajout d'une composante imaginaire à la célérité ou au nombre d'onde.

2.1.2 Cas des interfaces multiples

Il existe plusieurs approches pour calculer le coefficient de réflexion sur un milieu composé de nombreuses strates. Dans le cas d'un milieu complexe composé de strates élastiques, voire même poro-élastiques, un formalisme matriciel permet ce calcul [CC91]. Pour l'étude des sédiments marins, les strates peuvent être considérées comme fluides (section 1.1) ce qui permet de simplifier les calculs. Une solution pour calculer le coefficient de réflexion d'une onde plane sur des strates fluides est de considérer dans chaque strate une onde ascendante et descendante ainsi que la continuité des impédances normales au niveau des interfaces [BL91]. Cela permet de calculer une impédance ramenée à la première interface $Z_{in}^{(1)}$ (les milieux 1 et 2 pour l'exemple à 3 strates de la figure 2.2). Ainsi, le coefficient de réflexion d'une onde dans le milieu 0 est :

$$R = \frac{Z_{in}^{(1)} - Z_0}{Z_{in}^{(1)} + Z_0}, \quad (2.7)$$

avec :

$$Z_{in}^{(1)} = Z_1 \frac{Z_{in}^{(2)} - iZ_1 \tan(k_{z1}h_1)}{Z_1 - iZ_{in}^{(2)} \tan(k_{z1}h_1)}, \quad (2.8)$$

où $Z_{in}^{(2)} = Z_2$ et h_1 est l'épaisseur de la couche 1.

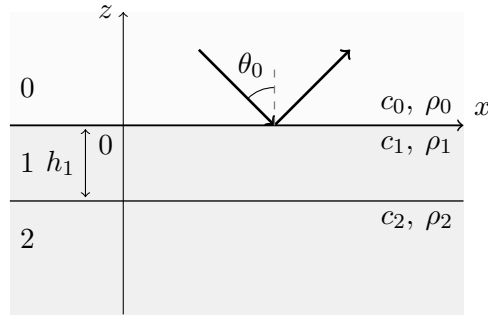


Figure 2.2 – Réflexion et transmission d'une onde dans un système de 3 strates.

Cette méthode peut être généralisée pour un nombre arbitraire de strates. Pour cela, on calcule les impédances ramenées aux interfaces de façon itérative depuis la plus profonde jusqu'à celle du milieu où l'on souhaite connaître l'amplitude de l'onde réfléchi. Pour ce calcul, l'équation (2.8) est généralisée par :

$$Z_{in}^{(n)} = Z_n \frac{Z_{in}^{(n+1)} - iZ_n \tan(k_{zn}h_n)}{Z_n - iZ_{in}^{(n+1)} \tan(k_{zn}h_n)}, \quad (2.9)$$

avec n évoluant de $N + 1$ (pour un système comportant N interfaces) à 1, $k_{zn} = k_n \cos \theta_n$ et h_n est l'épaisseur de la strate n .

En raisonnant dans le domaine temporel, il est également possible de considérer chaque réflexion multiple de l'onde plane entre les interfaces. Dans un système de plus de 2 strates, les différentes combinaisons de réflexions entre les interfaces sont difficiles à analyser. Toutefois, dans les cas du système à 3 strates (figure 2.3), il est encore possible de le faire et d'obtenir une solution analytique.

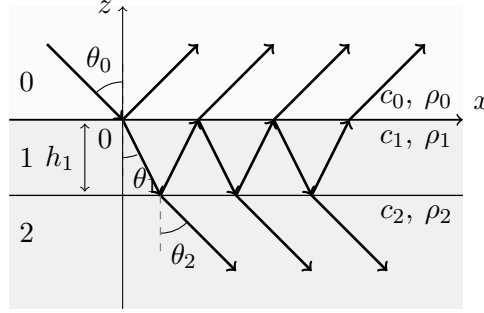


Figure 2.3 – Réflexion et transmission d'une onde dans un système de 3 strates.

Le coefficient de réflexion R entre le milieu 0 et le milieu stratifié composé de la strate 1 et du demi-espace 2 peut s'écrire grâce aux coefficients de réflexions partiels R_{mn} (depuis le milieu m sur le milieu n), aux coefficients de transmission partiels T_{mn} (depuis le milieu m vers le milieu n) et aux déphasages dus aux parcours dans la strate 1. Le champ réfléchi s'écrit comme la somme des réflexions et multiples réflexions dans la strate :

$$\begin{aligned} R &= R_{01} + T_{01}R_{12}T_{10}e^{2ik_{z1}h_1} + T_{01}R_{10}R_{12}^2T_{10}e^{4ik_{z1}h_1} + T_{01}R_{10}^2R_{12}^3T_{10}e^{6ik_{z1}h_1} + \dots \\ &= R_{01} + T_{01}R_{12}T_{10}e^{2ik_{z1}h_1} \times \sum_{n=0}^{\infty} \left(R_{12}R_{21}e^{2ik_{z1}h_1} \right)^n. \end{aligned} \quad (2.10)$$

En utilisant les séries géométriques, la relation $1 + R = T$ et la relation $R_{nm} = -R_{mn}$, le coefficient de réflexion s'écrit :

$$R = \frac{R_{01} + R_{12}e^{2ik_{z1}h_1}}{1 + R_{01}R_{12}e^{2ik_{z1}h_1}}. \quad (2.11)$$

Cette formule est strictement égale à l'équation (2.7). Cette façon d'analyser tous les trajets de l'onde dans le milieu stratifié rend difficile la généralisation de la méthode à un nombre arbitraire de strates. Toutefois, ce problème peut se simplifier quand les contrastes d'impédances sont faibles. Dans ce cas, le coefficient de réflexion peut être considéré comme une somme de réflexions directes sur les interfaces, les réflexions multiples étant négligées du fait de leurs faibles amplitudes. Cette approximation sera explicitée dans la suite de ce chapitre dans le cas de la réflexion d'une onde sphérique sur des sédiments stratifiés (section 2.4.1).

2.2 Réflexion d'une onde sphérique sur un milieu stratifié : intégrale de Sommerfeld

Dans la section précédente, les ondes étudiées sont planes. Cependant, en pratique, les mesures sont effectuées avec une source dont les dimensions sont limitées. Si ces dimensions sont petites devant la longueur d'onde, on peut faire l'approximation de source ponctuelle émettant une onde sphérique. Le problème de différence de géométrie entre l'onde sphérique et la frontière plane sur laquelle elle se réfléchit se résout par la décomposition de l'onde sphérique en une somme continue et infinie d'ondes planes *via* la transformée de Fourier spatiale [BL91]. Cette décomposition en ondes planes permet ensuite de leur appliquer les formules de coefficients de réflexions vues précédemment et ainsi calculer la pression P_r de la réflexion de l'onde sphérique sur le fond stratifié.

En omettant le terme $e^{-i\omega t}$ et à un facteur d'amplitude près, la pression émise par une source ponctuelle en espace libre est :

$$P(\mathbf{r}) = \frac{e^{ik\|\mathbf{r}\|}}{\|\mathbf{r}\|}, \quad (2.12)$$

avec $\mathbf{r} = (x, y, z)^T$, $\|\cdot\|$ la norme L_2 et $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2}$. k_x , k_y et k_z sont les nombres d'ondes selon les direction x , y et z . La source est à la coordonnée $(0, 0, 0)^T$.

Cette onde sphérique peut être décomposée en une somme infinie d'ondes planes et s'écrire [BL91] :

$$\begin{aligned} z \geq 0 \quad \frac{e^{ik\|\mathbf{r}\|}}{\|\mathbf{r}\|} &= \frac{i}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} k_z^{-1} e^{i(k_x x + k_y y + k_z z)} dk_x dk_y, \\ z \leq 0 \quad \frac{e^{ik\|\mathbf{r}\|}}{\|\mathbf{r}\|} &= \frac{i}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} k_z^{-1} e^{i(k_x x + k_y y - k_z z)} dk_x dk_y. \end{aligned} \quad (2.13)$$

Désormais, on positionne la source en $\mathbf{r}_0 = (x = 0, y = 0, z_0)^T$ et le plan $z = 0$ est la première interface du milieu stratifié. Ainsi, pour un récepteur de coordonnées $\mathbf{r} = (x, y, z)$, la phase de l'onde plane dans l'intégrale de l'équation (2.13), après réflexion sur l'interface, est $k_x x + k_y y + k_z(z + z_0)$. Par ailleurs, l'amplitude de cette onde plane est à multiplier par le coefficient de réflexion $R(k_z)$. La pression réfléchie s'écrit donc :

$$P_r(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}, \omega) = \frac{i}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} k_z^{-1} R(k_z) e^{i(k_x x + k_y y + k_z(z + z_0))} dk_x dk_y. \quad (2.14)$$

Le problème étant à symétrie cylindrique, sa simplification passe par le changement des variables en coordonnées cylindriques :

$$\begin{aligned} k_y &= \xi \cos \psi, & k_x &= \xi \sin \psi, & \xi &= \sqrt{k_x^2 + k_y^2}, \\ x &= \varrho \cos \phi, & y &= \varrho \sin \phi, & dx dy &= \varrho d\varrho d\phi, \end{aligned} \quad (2.15)$$

où (ϱ, ϕ, z) est le système de coordonnées à géométrie cylindrique et ξ est le nombre d'onde dans le plan horizontal dont la direction est donnée par l'angle ψ .

L'équation (2.14) devient :

$$P_r(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}, \omega) = \frac{i}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} k_z^{-1} R(\xi) e^{i(k_z(z+z_0))} \xi d\xi \int_0^{2\pi} e^{i\xi\varrho \cos(\phi-\psi)} d\psi. \quad (2.16)$$

L'intégrale sur ψ est égale à $2\pi J_0(\xi\varrho)$ où $J_0(\xi\varrho)$ est la fonction de Bessel de première espèce d'ordre 0. En utilisant la relation entre fonction de Bessel et fonction de Hankel $J_0(\xi\varrho) = 1/2 (H_0^{(1)}(\xi\varrho) + H_0^{(2)}(\xi\varrho))$ où $H_0^{(1)}$ et $H_0^{(2)}$ sont respectivement les fonctions de Hankel de première et de seconde espèce, ainsi qu'en utilisant la propriété $H_0^{(2)}(-\xi\varrho) = -H_0^{(1)}(\xi\varrho)$, la pression réfléchie peut s'écrire :

$$P_r(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}, \omega) = \frac{i}{2} \int_{-\infty}^{\infty} k_z^{-1} R(\xi) H_0^{(1)}(\xi\varrho) e^{i(k_z(z+z_0))} \xi d\xi. \quad (2.17)$$

Cette formule est connue sous le nom d'intégrale de Sommerfeld. Après changement de la variable d'intégration, elle peut également être mise sous la forme :

$$P_r(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}, \omega) = ik \int_0^{\pi/2 - i\infty} J_0(k\varrho \sin \theta) R(\theta) e^{ik(z+z_0) \cos \theta} \sin \theta d\theta. \quad (2.18)$$

Les bornes d'intégration indiquent que l'on somme une contribution d'onde planes dont les angles d'incidences sont $0 \leq \theta \leq \pi/2$. Cette sommation comprend des valeurs complexes de $\theta = \pi/2 - ia$ avec a réel et positif. Les ondes planes dont l'angle d'incidence est complexe correspondent à des ondes inhomogènes.

Puisque cette intégrale est issue d'une décomposition en ondes planes, le terme de coefficient de réflexion peut être calculé pour un fond complexe, par exemple à l'aide de l'équation (2.7). Pour le calcul de l'intégrale elle-même, on procède à une évaluation numérique basé sur une discrétisation de l'intégrale (Annexe A).

2.3 Comparaison du coefficient de réflexion en onde plane et en onde sphérique

△ À partir de cette section les systèmes sont étudiés dans le plan vertical de coordonnées (x, z) .

Pour une configuration donnée, il peut être intéressant d'évaluer l'effet de la sphéricité de l'onde sur le coefficient de réflexion. En décomposant la pression réfléchie d'une onde sphérique en termes de divergence géométrique $1/D$, de coefficient de réflexion R_{sph} et de phase e^{ikD} avec $D = \sqrt{x^2 + (z+z_0)^2}$, on peut comparer les coefficients de réflexion en onde sphérique R_{sph} avec celui en onde plane R_{pl} en fonction de l'angle d'incidence θ . Pour la réflexion en ondes sphériques, l'angle d'incidence est calculé par $\theta = \tan^{-1}(x/(z+z_0))$ (figure 2.4).

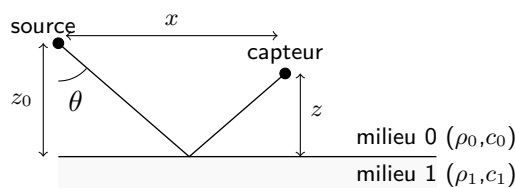
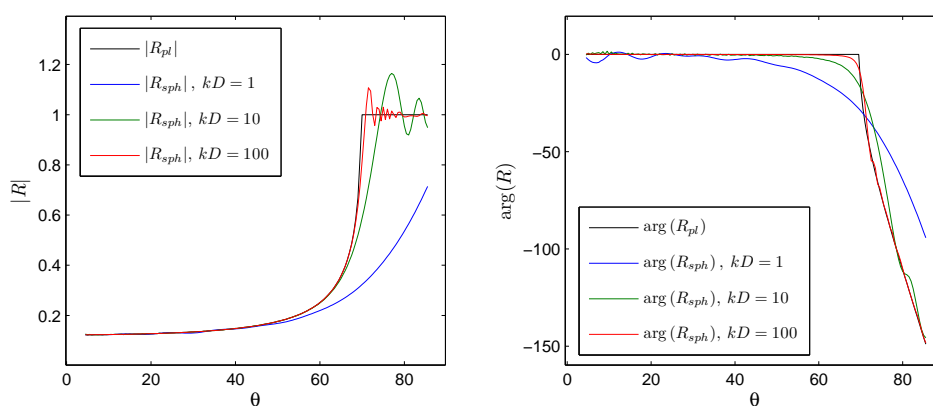


Figure 2.4 – Réflexion d'une onde sphérique sur une interface simple.

Sur la figure 2.5, les 2 types de coefficients de réflexion pour $(\rho_0, \rho_1) = (1000, 1200)$ kg/m^3 et $(c_0, c_1) = (1500, 1600)$ m/s sont comparés pour différentes valeurs de kD . Quand kD devient grand, le front d'onde sphérique peut être considéré comme localement plan et les coefficients de réflexion en onde sphérique R_{sph} et en onde plane R_{pl} deviennent similaires. Le coefficient de réflexion en onde sphérique présente des oscillations pour des angles d'incidences supérieurs à l'angle critique [BL91]. Ce phénomène est dû à l'apparition d'une deuxième onde en avance de phase appelée « onde de tête » qui interfère avec la réflexion spéculaire.

Figure 2.5 – Comparaison des coefficients de réflexion (module à gauche, phase à droite) en onde plane et en onde sphérique pour une simple interface et différentes valeurs de kD .

Plus précisément, la figure 2.6 illustre l'écart entre coefficient de réflexion en onde plane et sphérique pour kD compris entre 1 et 100 et θ entre 0 et 90° . Jusqu'à des angles d'incidences très proches de l'angle critique (ici 70°) cet écart devient très faible pour des valeurs de $kD > 10$. Ceci est démontré par la méthode de la phase stationnaire dans [BL91] où l'approximation de l'équation (2.17) donne $p_r(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}, \omega) = R_{pl}(\theta)e^{ikD}/D$ dans le cas où $kD \gg 1$ et $\theta < \theta_c$. Ce résultat est généralisé pour un système stratifié plus complexe dans la section suivante.

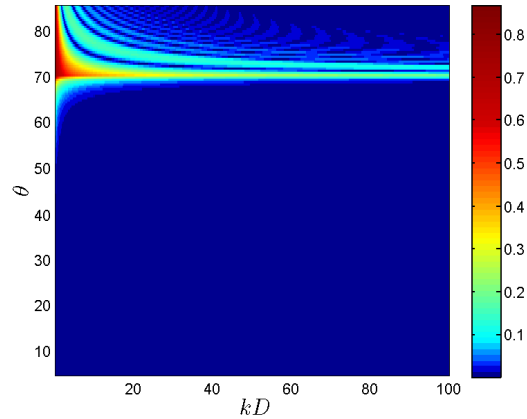


Figure 2.6 – Différences des coefficients de réflexions en onde plane et en onde sphérique.

2.4 Approximation de Born de l'intégrale de Sommerfeld en milieu stratifié fluide

2.4.1 Formulation

Sous certaines conditions, on peut obtenir une solution analytique à l'intégrale de Sommerfeld pour la réflexion d'une onde sphérique sur un milieu stratifié fluide. Pour cela, on utilise l'approximation de Born [CR81, RG89] qui consiste à négliger les multiples réflexions entre les interfaces du milieu stratifié par rapport aux réflexions directes. Pour l'exemple du système de 3 strates de la section 2.1.2 avec des contrastes d'impédances de l'ordre de 20%, le terme de réflexion directe $T_{01}R_{12}T_{10}$ dans l'équation (2.10) est supérieur d'environ 2 ordres de grandeurs au premier terme de réflexion multiple $T_{01}R_{10}R_{12}^2T_{10}$. L'approximation est valide tant que les angles d'incidence de l'onde sur les interfaces sont inférieurs aux angles critiques. La figure 2.7 montre les rayons considérés dans l'exemple d'un système à 4 strates dont seules les 3 réflexions directes sur les 3 interfaces sont prises en compte.

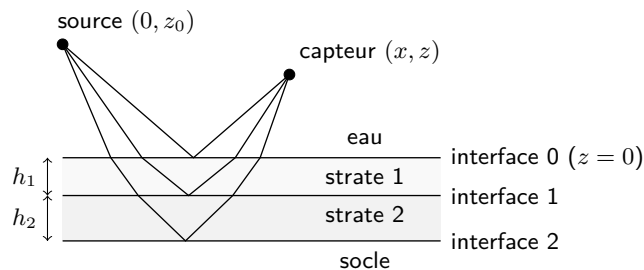


Figure 2.7 – Réflexion d'une onde sur un milieu stratifié dont seules les premières réflexions sur les interfaces sont représentées.

Dans ce cas, le coefficient de réflexion d'un milieu stratifié s'écrit comme la somme des premières réflexions sur les interfaces :

$$R(k_x) = R'_0(k_x) + \sum_{n=1}^{N-1} R'_n(k_x) \exp \left[\sum_{q=1}^n 2ik_{zq}h_q \right], \quad (2.19)$$

où N est le nombre de strates, k_{zq} est la composante verticale du nombre d'ondes dans la strate q et h_q l'épaisseur de la strate q . On note R'_n le facteur d'amplitude qui comprend le coefficient de réflexion local sur l'interface considérée, et les coefficients de transmission des interfaces traversées (pour $n > 0$) :

$$R'_n = R_n \prod_{i=0}^{n-1} T_{ij} T_{ji} = R_n \prod_{i=0}^{n-1} (1 - R_j^2), \quad (2.20)$$

avec $j = i + 1$. T_{ij} est le coefficient de transmission depuis la strate i vers la strate j , et R_n est le coefficient de réflexion sur l'interface n .

En faisant l'hypothèse $k_x x \gg 1$ puis en évaluant l'intégrale de Sommerfeld par la méthode de la phase stationnaire, on peut montrer (Annexe B) que P_r devient :

$$P_r(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}, \omega) = \sum_{n=0}^{N-1} R'_n(k_{xn}) \frac{1}{\sqrt{\frac{xk_{zn0}^2}{k_{xn}} \sum_{q=0}^n \frac{2h_q k_q^2}{(k_q^2 - k_{xn}^2)^{3/2}}}} \times \exp \left[i \left(k_{xn} x + \sum_{q=0}^n 2k_{znq} h_q \right) \right], \quad (2.21)$$

où $k_{znq} = \sqrt{k_q^2 - k_{xn}^2}$ est le nombre d'onde vertical dans la strate q correspondant à la réflexion sur l'interface n .

Cette dernière expression peut être ré-écrite en fonction de $\theta_q^{(n)} = \sin^{-1} \left(\frac{c_q}{c_0} \sin \theta_0^{(n)} \right)$ qui est l'angle d'incidence dans la strate q et correspondant à la réflexion de l'onde sur l'interface n :

$$P_r(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}, \omega) = \sum_{n=0}^{N-1} R'_n(\theta_0^{(n)}) \frac{1}{\sqrt{\frac{x \cos^2 \theta_0^{(n)}}{c_0 \sin \theta_0^{(n)}} \sum_{q=0}^n \frac{2c_q h_q}{\cos^3 \theta_q^{(n)}}}} \times \exp \left[i \left(k_0 \sin \theta_0^{(n)} x + \sum_{q=0}^n 2k_0 \frac{c_0}{c_q} \cos \theta_q^{(n)} h_q \right) \right]. \quad (2.22)$$

Avec cette formulation, le seul élément qui ne peut être obtenu directement est la valeur des angles d'incidences que l'on obtient par le principe de Fermat :

$$\theta_0^{(n)} = \arg \min_{\theta_0^{(n)'}} \left(k_0 \sin \theta_0^{(n)'} x + \sum_{q=0}^n 2k_0 \frac{c_0}{c_q} \cos \theta_q^{(n)'} h_q \right). \quad (2.23)$$

Outre le faible temps de calcul que permet cette formulation, elle a l'avantage de décomposer les phénomènes physiques. En effet, on y voit clairement apparaître une somme de réflexions sur les interfaces, dont les amplitudes dépendent des coefficients de réflexions et transmissions, et d'un terme de divergence géométrique. À noter que la formulation (2.22) permet d'inclure l'absorption par l'ajout d'une composante imaginaire dans la célérité. Le terme de divergence géométrique de l'équation (2.22) peut également être démontré par l'analyse de la conservation de l'énergie le long d'un rayon [New73](Annexe C).

2.4.2 Exemple

Pour simuler un signal réfléchi sur un fond stratifié, la réponse impulsionnelle du milieu est calculée *via* la transformée de Fourier inverse de l'équation 2.22 :

$$p_r(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} P_r(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}, \omega) e^{i\omega t} d\omega . \quad (2.24)$$

Le signal simulé s'obtient ensuite par la convolution de cette réponse impulsionnelle par le signal émis :

$$s(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}, t) = p_r(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}, t) * f(t) , \quad (2.25)$$

où $*$ est l'opérateur de convolution.

Pour notre exemple, le signal émis est une ondelette de Ricker d'équation :

$$f(t) = \left(1 - \frac{1}{2} (\omega_0 t)^2\right) e^{-\left(\frac{\omega_0 t}{2}\right)^2} , \quad (2.26)$$

avec $f_0 = 1500$ Hz (figure 2.8).

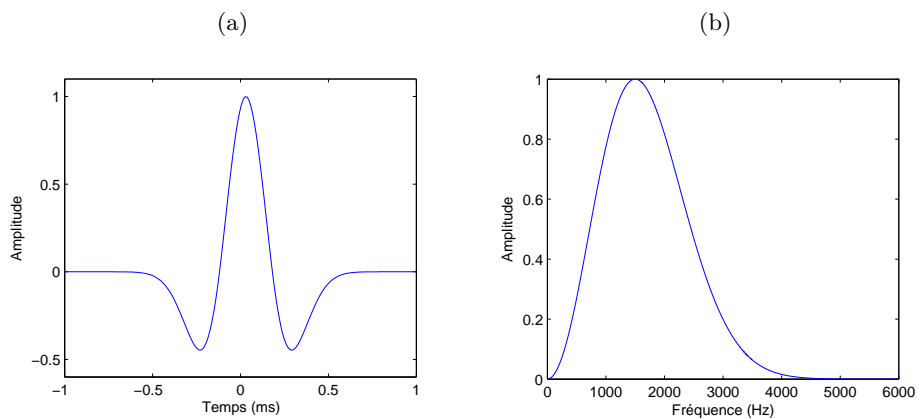


Figure 2.8 – Ondelette de Ricker ou « chapeau mexicain ». (a) : signal temporel. (b) : spectre.

Le résultat de la simulation par l'approximation de l'intégrale de Sommerfeld est tracé sur la figure 2.9 (courbe bleue). Le système utilisé pour la simulation est

constitué de 3 strates dont les caractéristiques sont présentées dans le tableau 2.1, d'une source de coordonnées ($x_0 = 0, z_0 = 150$ m) et d'un capteur de coordonnée ($x = 200$ m, $z = 150$ m). L'épaisseur de la strate 1 est choisie de sorte que chaque réflexion sur les interfaces soit facilement identifiable sur le signal. La durée de l'impulsion utilisée est approximativement de 1 ms ce qui correspond à une distance de 1.5 m à 1500 m/s. Ainsi, avec une strate de 3 m d'épaisseur, les échos sont parfaitement distincts.

Strate	Célérité (m/s)	Densité	Épaisseur (m)	Impédance (MPa.s/m)
Eau	1500	1	.	1.5
Strate 1	1550	1.2	3	1.86
Socle	1600	1.6	.	2.56

Tableau 2.1 – Paramètres géoacoustiques du milieu stratifié.

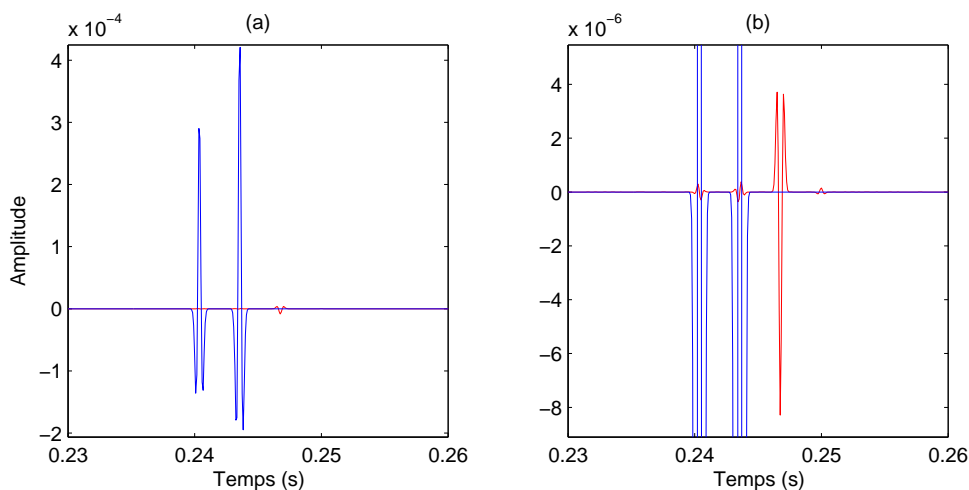


Figure 2.9 – (a) bleue : approximation de l'intégrale de Sommerfeld, rouge : différence entre la simulation calculée par l'évaluation numérique de l'intégrale de Sommerfeld (Annexe A) et son approximation. (b) mêmes courbes avec zoom sur les différences.

La courbe rouge de la figure 2.9 montre l'écart entre l'approximation et l'évaluation numérique de l'intégrale de Sommerfeld calculée avec le coefficient de réflexion exact. Les réflexions directes sont égales pour les deux calculs. Les réflexions multiples étant négligées dans l'approximation, elles apparaissent naturellement sur la courbe de différence. Toutefois, on constate que dans cet exemple, ces réflexions multiples sont plus faibles en amplitude que les réflexions directes (rapport d'environ 40/1 soit 32 dB sur l'exemple). Dans un système stratifié plus complexe et avec de faibles contrastes d'impédance, on pourra donc considérer que les réflexions multiples seront trop faibles en amplitude pour interférer avec les réflexions directes.

Méthode des sources images

Sommaire

3.1	Définition et généralités	35
3.1.1	Contexte	35
3.1.2	Hypothèses et conditions d'application	36
3.1.3	Théorie des sources images	37
3.1.4	Modélisation de la réflexion sur un milieu stratifié par des sources images	38
3.2	Inversion géoacoustique par les sources images	39
3.2.1	Stratégie d'inversion	39
3.2.2	Détermination du profil de célérité	40
3.3	Conclusion	42

L'utilisation de l'approximation de Born pour la réflexion d'une onde sur un milieu stratifié permet d'associer à chaque interface une onde réfléchie. Chaque réflexion peut être modélisée par une source image synchrone avec la source réelle. Grâce à cette représentation, on montre dans ce chapitre comment inverser les paramètres d'épaisseurs et de célérités du système stratifié à partir des positions spatiales des sources images.

3.1 Définition et généralités

3.1.1 Contexte

On cherche à déterminer les propriétés géoacoustiques d'un fond marin. En utilisant une source ponctuelle et un récepteur au dessus d'un fond stratifié fluide et que l'approximation de Born de l'intégrale de Sommerfeld est valide (faibles contrastes d'impédances entre les strates), le signal reçu par le récepteur peut être modélisé de façon satisfaisante par la somme du trajet direct et des échos provenant des différentes interfaces (figure 3.1). Le phénomène de réfraction auquel sont sujets les rayons traversant un milieu stratifié

permet de déduire les célérités et les épaisseurs des strates. Les méthodes sismiques sont également basées sur cette idée. Ce que nous proposons avec la méthode des sources images est plus simple : les informations géoacoustiques sont obtenues en modélisant les ondes réfléchies par un système de sources images.

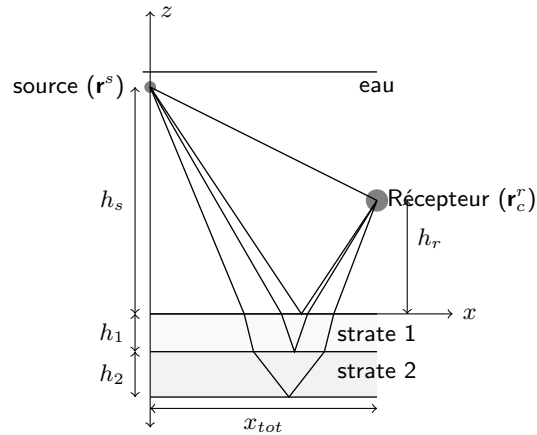


Figure 3.1 – Système de mesure composé d’une source et d’un récepteur.

Si la méthode des sources images basée sur la théorie des rayons est largement utilisée pour simuler les réflexions des ondes sur des parois (en acoustique des salles, dans les guides d’ondes), à notre connaissance, elle ne l’est pas pour caractériser un milieu. Il existe des méthodes d’inversions utilisant la théorie des rayons [CDA⁺02, PSGS03, PC01] qui ont deux différences importantes avec la méthode des sources images. Premièrement, pour ces méthodes, ce sont les temps de trajets et les divergences géométriques des signaux réfléchis sur les interfaces qui sont analysés, mais les sources images ne sont pas recherchées. Deuxièmement, la méthode des sources images ne réalise pas une inversion par optimisation d’une fonction de coût, c’est une méthode d’inversion géométrique basée sur l’analyse des trajets des rayons. À l’instar des méthodes sismiques, c’est l’analyse spatio-temporelle des échos enregistrés qui donne assez d’informations pour inverser le fond marin. Un des avantages de la méthode est que la localisation des sources images donne directement le nombre de strates du système sans *a priori*.

3.1.2 Hypothèses et conditions d’application

La méthode des sources images repose sur l’approximation de l’intégrale de Sommerfeld par l’équation (2.22). Par conséquent, deux hypothèses et une condition sont nécessaires à son application.

La colonne d’eau et les strates géologiques sont fluides, homogènes et parallèles entre elles. Les célérités des ondes de cisaillement dans les sédiments non

consolidés sont très faibles (section 1.1), donc les phénomènes de conversion entre ondes de cisaillement et ondes de compression peuvent être négligés ce qui justifie l'approximation de strates fluides. Localement, la géométrie d'un fond sédimentaire varie lentement et peut être considérée comme stratifiée verticalement. Ainsi, un signal qui se réfléchit sur une interface plane entre deux sédiments sera peu déformé. Les phénomènes de diffusion par la rugosité des interfaces ou des inhomogénéités sont donc négligés.

Seules les réflexions directes sont considérées, les réflexions multiples entre les interfaces sont considérées trop faibles en amplitudes pour interférer avec les premières et être détectées (approximation de Born, section 2.4.2).

Les angles d'incidences sur les interfaces sont inférieurs à l'angle critique. Cette condition sur la configuration de mesure permet d'éviter les réflexions totales sur les interfaces et l'enregistrement des ondes de têtes qui apparaissent à des incidences supérieures à l'angle critique. Les transducteurs doivent également être suffisamment éloignés du fond de sorte que l'approximation de champ lointain soit respectée (section 2.3).

La condition sur l'angle d'incidence restreint les possibilités de positionnement de l'émetteur et du récepteur qui ne doivent pas être trop éloigné l'un de l'autre. Un angle d'incidence d'environ 45° est généralement un bon compromis. La procédure implique que l'inversion se fait **localement** dans la zone située entre les transducteurs.

3.1.3 Théorie des sources images

La méthode des sources images est généralement utilisée en acoustique des salles [AB79], en propagation dans un guide d'ondes [Faw00, Faw03] ou pour modéliser la réflexion sur le sol des émissions d'une antenne radar [XH07]. Elle modélise les ondes réfléchies sur des parois par une onde émise par une source image. La source image est symétrique à la source réelle par rapport à la paroi réfléchissante (figure 3.2) et son amplitude est affectée par le coefficient de réflexion de l'interface.

Si deux parois font face comme dans un guide d'ondes (figure 3.3), il y a une infinité de sources images, chacune correspondant à un trajet de l'onde dans le guide. Quand les parois ne sont pas parfaitement réfléchissantes, la diminution d'amplitude du signal envoyé par une source image due au coefficient de réflexion sur la paroi varie en fonction de l'angle d'incidence. Tant que l'angle d'incidence est inférieure à l'angle critique, cette variation angulaire du coefficient de réflexion peut être prise en compte dans la méthode en affectant une composante imaginaire aux coordonnées des sources images. C'est la méthode des sources images complexes [Faw00, Faw03].

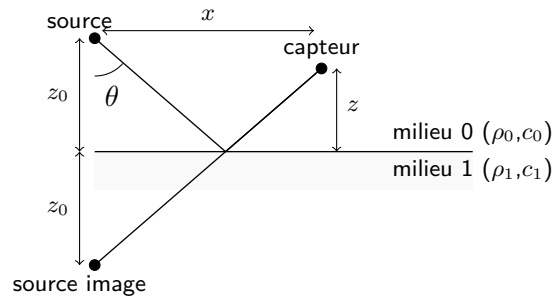


Figure 3.2 – Réflexion d'une onde sphérique sur une interface simple représentée par une source image.

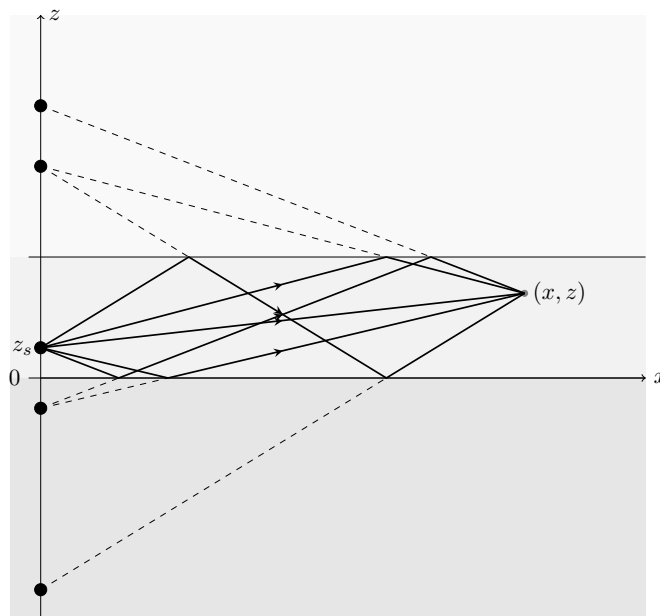


Figure 3.3 – Sources images correspondant aux réflexions dans un guide aux parois parfaitement réfléchissantes.

3.1.4 Modélisation de la réflexion sur un milieu stratifié par des sources images

À l'instar des réflexions sur une paroi ou dans guide d'onde, la réflexion d'une onde sur un milieu stratifié peut également être modélisée par des sources images. Pour cela, il faut veiller à ce que le parcours de l'onde soit suffisamment grand pour que le coefficient de réflexion en onde sphérique puisse être approché par le coefficient de réflexion en onde plane (section 2.3). La réponse exacte d'un fond stratifié donnée par l'équation de Sommerfeld (équation (2.17)) peut dans ce cas être approchée par l'équation (2.22) qui, dans le domaine temporel, associe un écho à chaque interface. Ainsi, chaque interface joue un rôle de miroir faisant apparaître une image symétrique à la vraie source.

Sous les hypothèses de la section 3.1.2, chaque réflexion sur une interface dans la figure 3.1 peut être identifiée par le récepteur comme une source image placée dans un milieu équivalent : la structure (eau + strates géologiques) au dessus de cette interface et le symétrique de cette structure (figure 3.4(a)). Chaque source image est donc représentée dans un système équivalent différent. Dans ces systèmes, les amplitudes des signaux reçus ne sont pas respectées. Toutefois, les angles d'arrivées sur le capteur et les temps de parcours des rayons restent identiques. Comme l'ordre des strates traversées n'a pas d'importance sur le temps de trajet de l'onde ni sur son angle d'arrivée, on peut réarranger cet ordre et ainsi raisonner dans un unique système où toutes les épaisseurs de strates sont doublées et où les sources images sont localisées au niveau des interfaces (figure 3.4(b)).

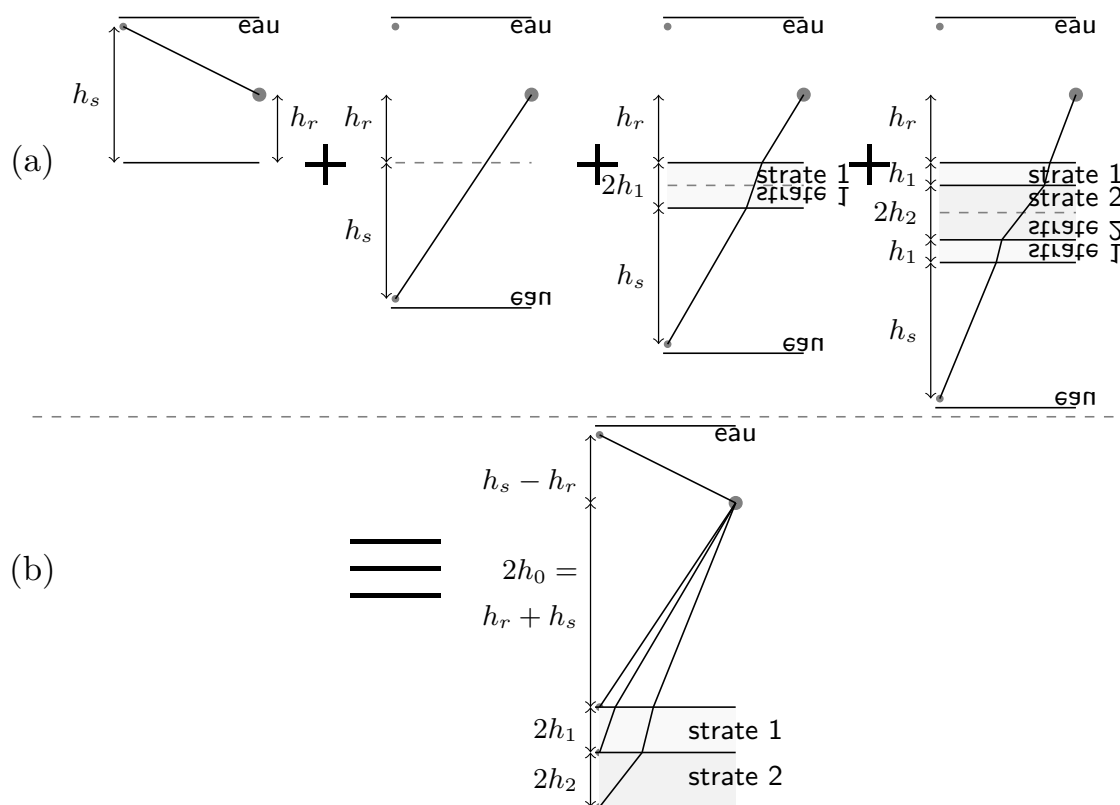


Figure 3.4 – Modélisation du fond marin par des sources images : (a) chaque réflexion sur une interface est remplacée par une source image, (b) le système équivalent final.

3.2 Inversion géoacoustique par les sources images

3.2.1 Stratégie d'inversion

Quand les célérités et les épaisseurs des strates sont connues, les sources images sont toutes alignées sur l'axe vertical de la source (figure 3.4(b)). Quand ces grandeurs sont

inconnues, on localise les images en supposant que la célérité est celle de l'eau et constante. En pratique, la localisation des images est réalisée grâce à une antenne de récepteurs. Les techniques d'antennerie permettant cette localisation de sources sont expliquées dans le chapitre 4. Avec cette façon de procéder, les images seront vues par l'antenne légèrement décalées de l'axe vertical de la vraie source et localisées à des profondeurs incorrectes (figure 3.5). Mais même si ces positions sont fausses, elles apportent deux informations correctes :

- l'angle d'arrivée de l'onde sur le récepteur provenant de l'image,
- le temps de trajet de l'onde entre le récepteur et l'image.

Le principe de la méthode des sources images est d'utiliser ces grandeurs mesurées pour estimer les épaisseurs et les célérités des strates.

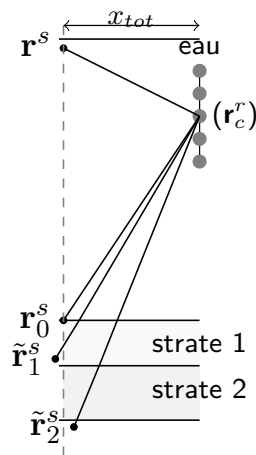


Figure 3.5 – Non-alignement des images sur l'axe vertical de la source dû à la méconnaissance des célérités dans les strates.

L'algorithme est récursif. Les informations de départ sont les hauteurs par rapport au fond de la source h_s et du récepteur h_r , la distance horizontale x_{tot} les séparant et la célérité c_0 dans l'eau. Les coordonnées des sources images \mathbf{r}_i^s sont numérotées à partir de $i = 0$, la coordonnée de la source réelle \mathbf{r}^s n'ayant pas d'indice. La coordonnée \mathbf{r}_0^s de l'image correspondant à la réflexion sur le fond de l'eau est donc connue et correcte. Ensuite, on calcule les paramètres de la strate 1 à l'aide de l'image de coordonnée \mathbf{r}_1^s et ainsi de suite.

3.2.2 Détermination du profil de célérité

On suppose que les célérités (c_0, \dots, c_{l-1}) et épaisseurs (h_0, \dots, h_{l-1}) des strates 0 à $l - 1$ sont déjà déterminées. La position \mathbf{r}_l^s de la source image l , déterminée avec une hypothèse de célérité constante, renseigne sur la strate l . Dans le plan vertical contenant la source et le récepteur, les paramètres de cette source se présentent sous la forme de la paire $(t_{tot}^{(l)}, \theta_0^{(l)})$ caractérisant le rayon liant la source image de coordonnée \mathbf{r}_l^s au

récepteur : $t_{tot}^{(l)}$ est le temps de vol, et $\theta_0^{(l)}$ l'orientation du rayon quand il parvient au récepteur (compté en incidence par rapport à la verticale). Les variables sont représentées sur la figure 3.6 dans le cas où le milieu stratifié est connu. Par convention, on note $2h_0$ la somme de h_r (la hauteur du récepteur par rapport au fond) et de h_s (la hauteur de la source par rapport au fond).

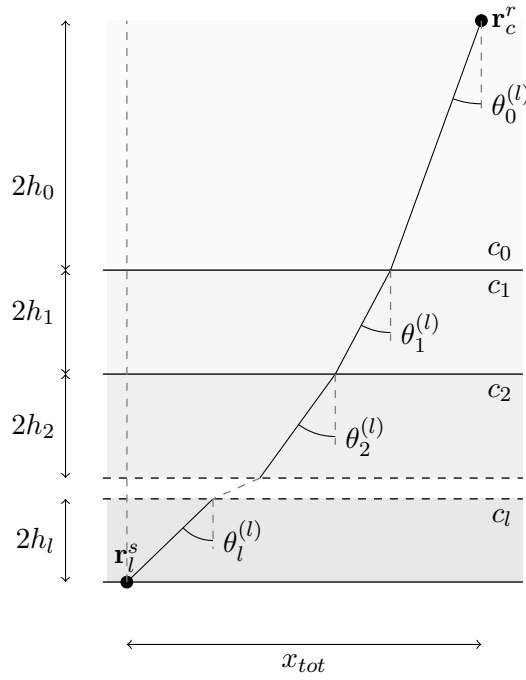


Figure 3.6 – Rayon réfracté dans un milieu stratifié dont les épaisseurs et célérités des strates sont connues.

Les grandeurs relatives à ce rayon sont :

1- le temps de vol dans la strate l :

$$t_l^{(l)} = t_{tot}^{(l)} - \sum_{p=0}^{l-1} \frac{2h_p}{c_p \cos \theta_p^{(l)}}, \quad (3.1)$$

2- le parcours horizontal du rayon dans la strate l :

$$c_l t_l^{(l)} \sin \theta_l^{(l)} = x_{tot} - \sum_{p=0}^{l-1} 2h_p \tan \theta_p^{(l)}, \quad (3.2)$$

3- la loi de Snell-Descartes :

$$\sin \theta_l^{(l)} = \frac{c_l}{c_0} \sin \theta_0^{(l)}, \quad (3.3)$$

où $\theta_p^{(l)}$ est l'angle d'incidence dans la strate p du rayon connectant \mathbf{r}_l^s et \mathbf{r}_c^r .

Pour déduire les paramètres de la strate l , on calcule d'abord les angles d'incidences dans les strates connues :

$$\theta_{0 < i < l-1}^{(l)} = \sin^{-1} \left(\frac{c_i}{c_0} \sin \theta_0^{(l)} \right), \quad (3.4)$$

ce qui permet ensuite de calculer le temps de parcours dans la strate l par l'équation 3.1, puis de déterminer la célérité :

$$c_l^2 = \frac{c_0}{t_l^{(l)} \sin \theta_0} \left(x_{tot} - \sum_{p=0}^{l-1} 2h_p \tan \theta_p^{(l)} \right). \quad (3.5)$$

Une fois la célérité calculée, l'angle d'incidence dans la strate l est obtenu par :

$$\theta_l^{(l)} = \sin^{-1} \left(\frac{c_l}{c_0} \sin \theta_0^{(l)} \right), \quad (3.6)$$

et l'épaisseur de la strate l :

$$h_l = \frac{1}{2} c_l t_l^{(l)} \cos \theta_l^{(l)} = \frac{1}{2 \tan \theta_l^{(l)}} \left(x_{tot} - \sum_{p=0}^{l-1} 2h_p \tan \theta_p^{(l)} \right). \quad (3.7)$$

On obtient ainsi les expressions (3.5) et (3.7) de la célérité et de l'épaisseur de la strate l en fonction de l'angle incidence $\theta_0^{(l)}$, du temps de vol $t_{tot}^{(l)}$, de la célérité dans l'eau c_0 et de la distance horizontale x_{tot} . Les formules sont les mêmes que dans la méthode de Bryan [Bry80]. Cependant pour appliquer celle-ci, il est nécessaire de faire de nombreuses acquisitions de la réponse du fond marin sur une grande distance. L'antenne de capteurs doit donc nécessairement être horizontale pour appliquer sa méthode alors que ce n'est pas une limitation pour la méthode des sources images.

3.3 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons vu comment calculer le profil de célérité d'un milieu stratifié fluide par une description des réflexions sur le fond marin en termes de sources images. Les informations nécessaires pour localiser les sources images sont les temps de parcours source-récepteur et l'angle d'arrivée sur le récepteur. La manière d'obtenir ces informations est décrite dans le chapitre suivant.

Détection des sources images et inversion du profil

Sommaire

4.1	Configuration utilisée en exemple	44
4.1.1	Description	44
4.1.2	Résolution du système	46
4.2	Détection par traitement d'antenne	47
4.2.1	Traitement préliminaire	47
4.2.2	Migration des signaux	48
4.2.3	Semblance	55
4.2.4	Localisation des images	55
4.3	Résultats	56
4.4	Conclusion	57

Puisque les sources images sont reconstruites dans un modèle sans réfraction, leurs décalages par rapport à la verticale de la source réelle (figure 3.5) contient les informations permettant de déterminer le profil de célérité que l'on calcule avec les équations (3.5) et (3.7). Le problème consiste donc à obtenir les positions de ces images. Ce problème de localisation de sources est résolu par l'utilisation de techniques de traitement d'antenne. Dans ce chapitre, nous décrivons la méthode de traitement d'antenne permettant de localiser les images. Cette méthode est illustrée à l'aide d'un jeu de données simulées représentant une configuration expérimentale et un environnement géoacoustique réaliste. L'application à des données réelles est présentée dans les chapitres 6 et 7.

4.1 Configuration utilisée en exemple

4.1.1 Description

La configuration choisie en exemple (figure 4.1) est définie pour être similaire à la configuration de la campagne de mesures SCARAB dont les données sont utilisées au chapitre 6 : la hauteur de la source par rapport au fond est de 150 m, l'antenne verticale de 15 capteurs a une envergure de 64 m et son capteur le plus profond est situé à 11.5 m du fond (tableau 4.1). La distance entre la source et l'antenne est de 200 m ce qui permet d'avoir un angle d'incidence du signal réfléchi sur le fond d'environ 45° du point de vue du centre de l'antenne. En effet, le phénomène de base permettant de déduire les célérités est le phénomène de réfraction, il faut donc un angle d'incidence le plus important possible tout en restant en dessous de l'angle critique pour respecter les hypothèses énoncées section 3.1.2.

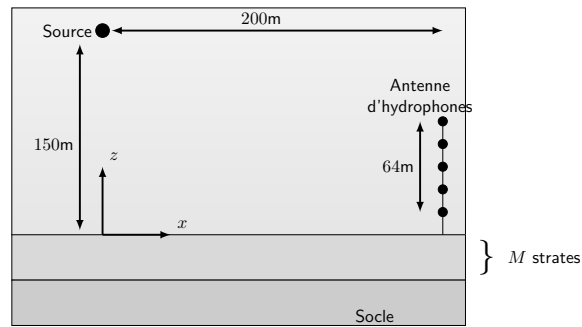


Figure 4.1 – Configuration pour la simulation. La source est située à 200 m de l'antenne verticale. L'antenne d'hydrophones est ancrée sur le fond marin et est composée de 15 hydrophones espacés irrégulièrement (tableau 4.1). L'hydrophone le plus profond est situé à 12 m du fond marin.

Hydrophone n°	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
Hauteur par rapport au fond (m)	11.5	15.5	19.5	23.5	28.5	32.5	39	45	51	55.5	58.5	61.5	65.5	69.5	73.5
Distance de séparation (m)		4	4	4	5	4	6.5	6	6	4.5	3	3	4	4	4

Tableau 4.1 – Espacements inter-hydrophones.

Les données simulées sont calculées en déterminant les fonctions de transfert $H_n(\mathbf{r}_n^r, \mathbf{r}^s, \omega)$ des réflexions sur le milieu stratifié entre la source de coordonnées $\mathbf{r}^s = (0, z^s)$ et les hydrophones de coordonnées $\mathbf{r}_n^r = (x_n^r, z_n^r)$. n est le numéro de l'hydrophone. Ces fonctions de transferts sont obtenues par évaluation numérique de l'intégrale de Sommerfeld (section 2.2 et annexe A). Le signal temporel composé de l'onde réfléchi et de l'onde directe entre la source et le récepteur n s'écrit :

$$s_n(t) = \text{TF}^{-1} [(G_0(\mathbf{r}^s, \mathbf{r}_n^r, \omega) + H_n(\mathbf{r}_n^r, \mathbf{r}^s, \omega)) \times F(\omega)] , \quad (4.1)$$

où TF^{-1} est la transformée de Fourier inverse, $F(\omega)$ le spectre de l'impulsion émise $f(t)$ (figure 4.2) et $G_0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega) = \frac{e^{i\omega \frac{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|}{c_0}}}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|}$ est la fonction de Green dans un milieu homogène de célérité c_0 (célérité de l'eau). À noter que le signal émis utilisé provient de données réelles de la campagne de mesures SCARAB (voir le chapitre 6.2).

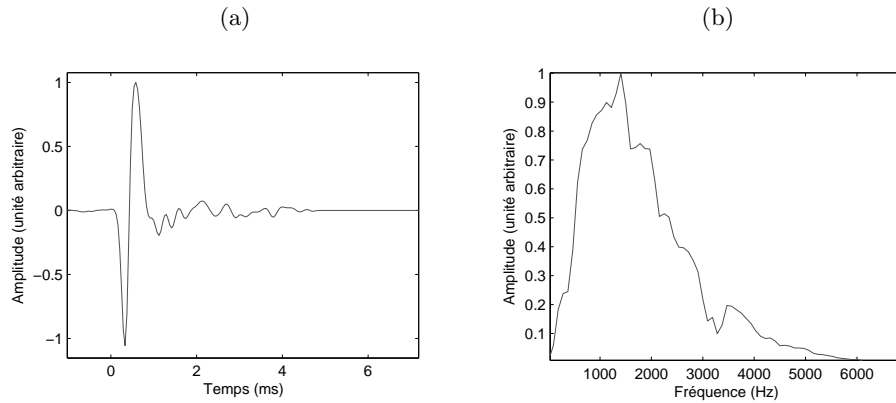


Figure 4.2 – Signal émis par la source (a) dans le domaine temporel et (b) dans le domaine fréquentiel.

Le choix de la structure géologique pour les données simulées est guidé par deux principes : d'un côté la structure doit être suffisamment compliquée pour valider la méthode et d'un autre côté, suffisamment simple pour éviter une interprétation difficile des résultats. Le milieu stratifié simulé est composé de 9 strates sédimentaires fluides sur un socle fluide semi-infini (tableau 4.2 et figure 4.3). Dans ce modèle de fond, l'absorption est nulle.

Strate	Célérité (m/s)	Densité	Épaisseur (m)
Eau	1500	1	.
1	1520	1.1	3
2	1540	1.2	3.5
3	1600	1.5	4
4	1630	1.7	2
5	1700	1.9	6
6	1720	2	2
7	1800	2.5	5
8	1900	3	3
9	1920	3.1	2
Socle	2000	3.6	.

Tableau 4.2 – Paramètres géoacoustiques des données synthétiques. Les strates sont non-dissipatives.

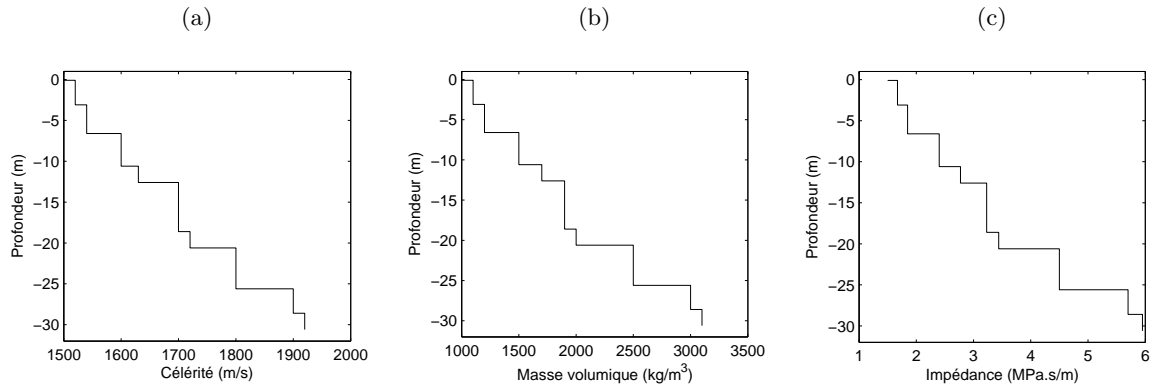


Figure 4.3 – Paramètres géoacoustiques des données synthétiques : (a) célérité, (b) masse volumique et (c) impédance.

Le signal temporel simulé pour le 8^{ème} hydrophone de l'antenne (figure 4.4) montre les échos des réflexions sur les 10 interfaces. Les multiples réflexions entre les interfaces sont présentes dans le signal simulé mais à cause des faibles contrastes d'impédances, leurs amplitudes sont trop faibles pour être détectées ou interférer avec les réflexions directes (section 2.4.2).

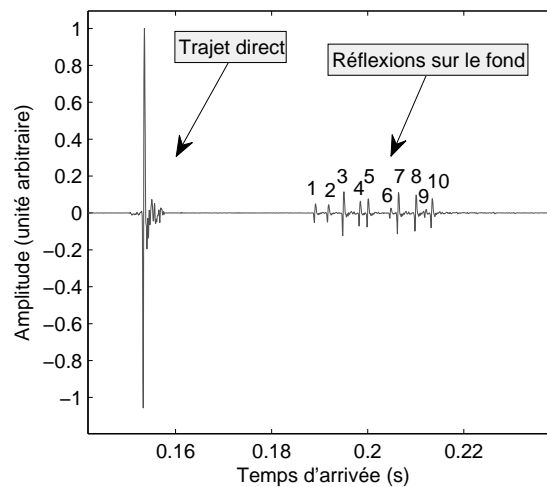


Figure 4.4 – Signal temporel calculé pour le 8^{ème} hydrophone de l'antenne. Les numéros 1-10 correspondent aux réflexions sur les interfaces du milieu stratifié.

4.1.2 Résolution du système

La résolution attendue du système utilisé est liée à l'envergure de l'antenne et à la durée du signal envoyé par la source. On distingue la résolution en distance res_d déterminée par la durée de l'impulsion émise $f(t)$, et la résolution transverse res_{\perp} déterminée par

l'envergure de l'antenne :

$$res_{\perp} = \frac{\lambda_c d}{a}, \quad (4.2)$$

où λ_c est la longueur d'onde à la fréquence centrale du signal émis, d est la distance depuis le centre de l'antenne et $a = |\mathbf{r}_N^r - \mathbf{r}_1^r| \times \sin \theta$ est l'envergure apparente de l'antenne avec θ l'angle d'incidence. Pour l'exemple utilisé dans ce chapitre, la résolution transverse est d'environ 6 m pour la source image correspondant à la première réflexion sur le fond.

La durée de l'impulsion émise étant d'environ 1 ms, la résolution en distance dans un milieu de célérité $c_0 = 1500$ m/s est de 1.5 m. Comme elle est meilleure que la résolution transverse, on peut en conclure que la résolution en épaisseur des strates sédimentaires est guidée principalement par la durée de l'impulsion émise par la source.

4.2 Détection par traitement d'antenne

Pour localiser les sources images, l'idée principale est d'utiliser un processus de migration des signaux enregistrés sur une antenne de capteur. Dans ce but un algorithme de projection des signaux dans un sous-espace orthogonal a été proposé dans [PG10] (Annexe E). Dans ce manuscrit, on présente une autre approche également basée sur une migration des signaux mais développée pour être plus rapide et plus robuste.

4.2.1 Traitement préliminaire

Pour estimer correctement un temps d'arrivée (ou la distance au centre de l'antenne), il est préférable que le signal émis par la source soit une impulsion à phase nulle (c'est à dire centrée en $t = 0$ et paire) de sorte que les temps d'arrivées correspondent aux maxima des échos reçus. Quand l'impulsion émise n'est pas à phase nulle (comme dans l'exemple du chapitre où elle est dite à phase minimale), on peut utiliser l'intercorrélacion entre le signal émis et le signal enregistré :

$$s'_n(t) = s_n(t') * f^*(-t'). \quad (4.3)$$

De même, le nouveau signal de référence pour $s'_n(t)$ est l'autocorrélacion du signal émis :

$$f'(t) = f(t') * f^*(-t'). \quad (4.4)$$

L'opération de corrélation élargit la durée de l'ondelette de référence ce qui diminue la résolution temporelle des signaux. En conséquence, on préfère utiliser la méthode de déconvolution de Wiener [Sac96] pour obtenir une ondelette à phase nulle :

$$s'_n(t) = \text{TF}^{-1} \left[\frac{S_n(\omega) F^*(\omega)}{|F(\omega)|^2 + \varepsilon} W(\omega) \right], \quad (4.5)$$

et

$$f'(t) = \text{TF}^{-1} \left[\frac{F(\omega)F^*(\omega)}{|F(\omega)|^2 + \varepsilon} W(\omega) \right], \quad (4.6)$$

où TF^{-1} est l'opération de transformée de Fourier inverse, $S_n(\omega)$ est la transformée de Fourier de $s_n(t)$, $F(\omega)$ est la transformée de Fourier de $f(t)$, $W(\omega)$ est le spectre que l'on souhaite appliquer à l'impulsion et ε est une constante de petite valeur servant à limiter l'influence du bruit dans les zones du spectre où il y a peu d'énergie. Ainsi, le nouveau signal de référence est centré en $t = 0$ et son contenu spectral est optimisé de sorte qu'elle soit la plus brève possible dans le domaine temporel (figure 4.5). Dans la suite, les signaux traités seront considérés comme ayant subi ces opérations.

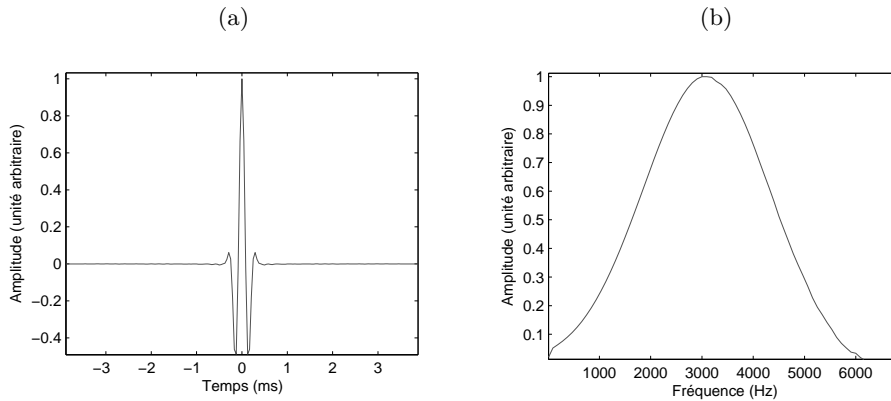


Figure 4.5 – Impulsion à phase nulle obtenue à partir du signal $f(t)$ de l'exemple décrit section 4.1 (a) dans le domaine temporel et (b) dans le domaine fréquentiel.

4.2.2 Migration des signaux

L'idée pour obtenir les temps de vol et angles d'incidence entre la source et l'antenne est de reconstruire les sources images en migrant les signaux enregistrés dans un milieu sans structure sédimentaire et dont la célérité est celle de l'eau. C'est possible dans notre cas car l'instant t_0 de l'émission de l'impulsion par la source est connu et car la résolution temporelle du signal est suffisamment bonne pour séparer chaque réflexion sur les interfaces (figure 4.4). Un signal enregistré par un hydrophone est en effet composé de plusieurs échos dont les temps d'arrivées correspondent au temps de trajets entre les sources et l'hydrophone. Pour vérifier en un point de l'espace si une source y est présente, on compense des retards aux signaux enregistrés. Ces retards à compenser sont les temps de trajets entre le point que l'on image et les hydrophones. Ainsi, si une source est présente en ce point, les signaux déphasés se sommeront de façon cohérente en t_0 .

L'imagerie par migration (ou rétropropagation) des signaux est parfois appelé migration de Kirchhoff [CD72] mais avec cette technique, les signaux ne sont migrés

que jusqu'aux interfaces géologique et non pas jusqu'aux sources images. Les signaux rétropropagés numériquement dans un milieu sans structure sédimentaire focaliseront donc sur la vraie source ainsi que sur toutes les sources images qui correspondent aux réflexions sur les interfaces géologiques.

La source et les images sont cohérentes car elles émettent le même signal (avec différentes amplitudes) à l'instant t_0 . Pour $M + 1$ sources monopolaires localisées en \mathbf{r}_m^s et émettant la même impulsion $f(t)$ avec différents facteurs d'amplitudes β_m , le signal reçu par l'hydrophone n de coordonnée \mathbf{r}_n^r est :

$$s_n(t) = f(t) * g(\mathbf{r}^s, \mathbf{r}_n^r, t) + \sum_{m=0}^{M-1} \beta_m f(t) * g(\mathbf{r}_m^s, \mathbf{r}_n^r, t) + \eta_n(t), \quad (4.7)$$

où $*$ est le produit de convolution, $g(\mathbf{r}_m^s, \mathbf{r}_n^r, t)$ la fonction de Green dans le domaine temporel, et $\eta_n(t)$ un bruit additif supposé spatialement blanc. Dans ce modèle, la fonction de Green $g(\mathbf{r}_m^s, \mathbf{r}_n^r, t)$ est définie par :

$$g(\mathbf{r}_m^s, \mathbf{r}_n^r, t) = D(\mathbf{r}_m^s, \mathbf{r}_n^r) \delta(t - \tau(\mathbf{r}_m^s, \mathbf{r}_n^r)), \quad (4.8)$$

où $\delta(t)$ est la fonction de Dirac, $D(\mathbf{r}_m^s, \mathbf{r}_n^r)$ est le terme de divergence géométrique et $\tau(\mathbf{r}_m^s, \mathbf{r}_n^r)$ est le temps de parcours entre la source et le capteur.

Dans le domaine fréquentiel, l'expression (4.7) s'écrit :

$$S_n(\omega) = F(\omega) \times G(\mathbf{r}^s, \mathbf{r}_n^r, \omega) + \sum_{m=0}^{M-1} \beta_m F(\omega) \times G(\mathbf{r}_m^s, \mathbf{r}_n^r, \omega) + \eta_n(\omega), \quad (4.9)$$

avec $G(\mathbf{r}_m^s, \mathbf{r}_n^r, \omega)$ et $F(\omega)$ les transformées de Fourier de $g(\mathbf{r}_m^s, \mathbf{r}_n^r, t)$ et $f(t)$. On rappelle que les coordonnées des images \mathbf{r}_m^s sont indicées à partir de 0 et que la coordonnée de la vraie source n'a pas d'indice.

Pour rétropropager les signaux au point \mathbf{r} , le spectre $S_n(\omega)$ est multiplié à la fonction de Green inverse dans un milieu homogène (de célérité c_0) $G_0^{-1}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_n^r, \omega) = |\mathbf{r} - \mathbf{r}_n^r| \times e^{-i\omega \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_n^r|}{c_0}}$:

$$s_{bn}(\mathbf{r}, t) = \text{TF}^{-1} \left[S_n(\omega) \times G_0^{-1}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_n^r, \omega) \right]. \quad (4.10)$$

Cette opération est réalisée dans le domaine fréquentiel car cela permet d'obtenir des déphasages très précis contrairement à l'application d'un retard dans le domaine temporel. En effet, dans le domaine temporel, la précision des retards est limitée par la fréquence d'échantillonnage du signal.

Les signaux rétropropagés sont ensuite filtrés par une fenêtre gaussienne $w(t)$ qui a environ la même durée que le signal émis $f(t)$, puis on calcule la moyenne sur les N

hydrophones. Le résultat (homogène à une pression) est cartographié par :

$$\mathcal{I}^{BW}(\mathbf{r}) = \sqrt{\int_{-\infty}^{+\infty} \left| \frac{1}{N} \sum_n s_{bn}(\mathbf{r}, t) \times w(t) \right|^2 dt}. \quad (4.11)$$

De façon équivalente, $\mathcal{I}^{BW}(\mathbf{r})$ peut être écrit comme la somme des éléments de la matrice de covariance :

$$\mathcal{I}^{BW}(\mathbf{r}) = \sqrt{\int_{-\infty}^{+\infty} w^2(t) \times \frac{1}{N^2} \sum_{n=1}^N \sum_{q=1}^N s_{bn}(\mathbf{r}, t) s_{bq}^*(\mathbf{r}, t) dt}, \quad (4.12)$$

où $s_{bn}^*(\mathbf{r}, t)$ est le conjugué de $s_{bn}(\mathbf{r}, t)$.

Sur la figure 4.6 obtenue pour l'exemple décrit section 4.1, la source et les sources images sont visibles mais de nombreux artefacts sont également présents. En fait, l'impulsion émise par la source m et reçue par l'hydrophone n dessine un cercle sur la carte centré sur le capteur et de rayon $|\mathbf{r}_0^s - \mathbf{r}_n^r|$. À l'intersection des cercles des N capteurs correspond la localisation de la source. À cet endroit les cercles se somment de façon constructive. Le problème est qu'il est possible que certains cercles isolés issus de la source réelle aient une amplitude supérieure à certaines sommations constructives de cercles correspondant à une source image de faible amplitude comme on peut le voir sur la figure 4.6. En effet, la source étant à 0 dB, l'amplitude des cercles est de $20 \log_{10} 1/N = -23$ dB alors que les amplitudes mesurées des images sont entre -27 dB et -16 dB. De ce fait, une détection automatique des sources sera difficile à réaliser.

Améliorations de l'image

Dans cette section, on propose deux modifications pour améliorer la carte des sources images obtenue avec \mathcal{I}^{BW} .

1- Sur une carte de localisation des sources images, les oscillations des impulsions des signaux temporels sont gênantes. Dans la fonction \mathcal{I}^{BW} , ces oscillations sont filtrées par la fenêtre $w(t)$ (équation (4.12)). Ce fenêtrage est un filtre détériorant la résolution en distance. Il est possible d'éviter cette opération en démodulant les impulsions dans le résultat final avec l'utilisation des propriétés de la transformée de Hilbert [Pou99] en travaillant avec des signaux analytiques. En effet, on sait que la valeur absolue d'un signal analytique permet d'obtenir l'enveloppe du signal d'origine. Le signal est démodulé en amplitude. Le signal analytique $s_n^{\mathcal{H}}(t)$ de $s_n(t)$ est défini par :

$$s_n^{\mathcal{H}}(t) = s_n(t) + i\mathcal{H}(s_n(t)), \quad (4.13)$$

où $\mathcal{H}(s_n)$ est la transformée de Hilbert de s_n .

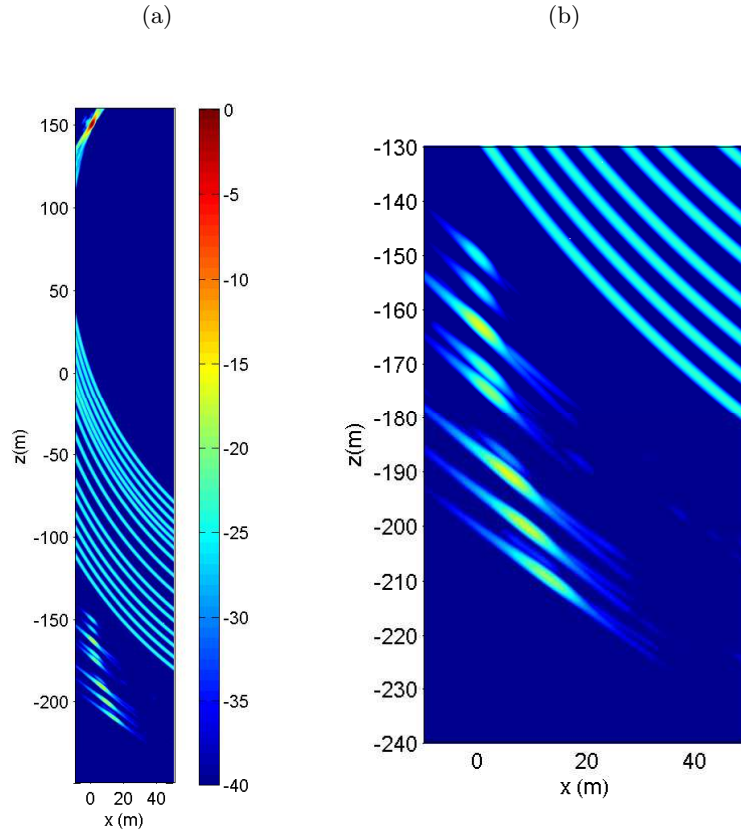


Figure 4.6 – (a) : focalisation sur les sources images avec $\mathcal{I}^{BW}(\mathbf{r})$ (en dB). (b) : zoom sur les sources images. La source est en $(0,150)$ et la première image est en $(0,-150)$.

2- Sous certaines conditions (Annexe F), la sommation des éléments de la matrice de covariance d'une antenne sans prendre en compte la diagonale peut permettre d'améliorer la fonction de directivité de l'antenne [CH04]. Avec cette technique, la résolution n'est toutefois pas améliorée.

Amélioration du temps de calcul

Les variables géométriques utilisées dans cette section sont explicitées dans le schéma figure 4.7.

Le calcul de la fonction \mathcal{I}^{BW} implique un calcul de déphasage des signaux enregistrés $s_n(t)$ différent pour tous les points \mathbf{r} de l'espace et donc un coût de calcul important. Pour le diminuer, nous utilisons le fait que les sources images sont censées se situer à proximité de la verticale de la source réelle. Pour cela, on applique des lois de retards sur les signaux de sorte que l'antenne soit dirigée selon un angle θ tout en focalisant sur un point de l'axe vertical de la source réelle $\mathbf{r}_\perp(\theta)$. Ainsi, pour chaque orientation d'incidence

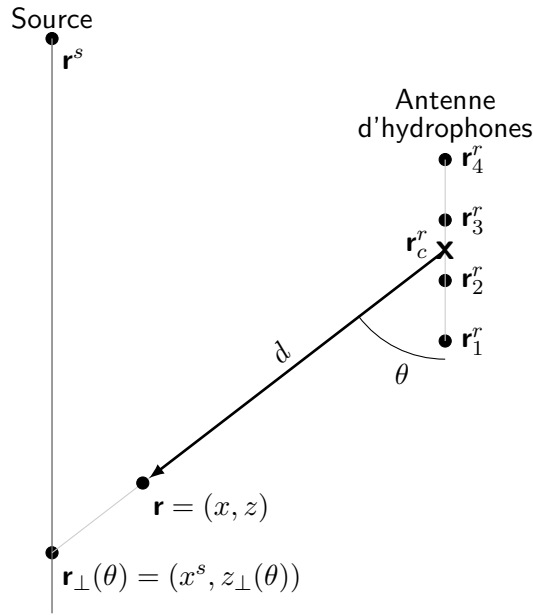


Figure 4.7 – Schéma explicatif des variables utilisées.

θ de l'antenne, un seul déphasage est à calculer pour tous les points \mathbf{r} situés sur la droite d'incidence θ passant par le centre de l'antenne \mathbf{r}_c^r (et par le point de focalisation $\mathbf{r}_\perp(\theta)$).

Pour focaliser les signaux sur la verticale de la source, on leur applique une avance τ_n correspondant au temps de parcours de l'onde entre l'hydrophone n et le point de focalisation $\mathbf{r}_\perp(\theta)$. Le signal ainsi déphasé ne possède plus l'information de temps d'arrivée permettant de déterminer la distance entre la source image et l'antenne. Pour appliquer au signal cette information de temps de parcours depuis le centre de l'antenne \mathbf{r}_c^r jusqu'au point de focalisation $\mathbf{r}_\perp(\theta)$, on applique un retard τ_c . τ_c correspond au temps de parcours entre le centre de l'antenne \mathbf{r}_c^r et le point de focalisation $\mathbf{r}_\perp(\theta)$. En notant d la distance entre le centre de l'antenne \mathbf{r}_c^r et un point \mathbf{r} de la carte des sources images (figure 4.7), le traitement à appliquer au signal $s_n^{\mathcal{H}}(t)$ de l'hydrophone n est :

$$s_{fn}^{\mathcal{H}}(d, \theta) = D_n(\theta) \times s_n^{\mathcal{H}} \left(\frac{d}{c} + \tau_n(\theta) - \tau_c(\theta) \right), \quad (4.14)$$

avec $\tau_n(\theta) = |\mathbf{r}_n^r - \mathbf{r}_\perp(\theta)|/c_0$ et $\tau_c(\theta) = |\mathbf{r}_c^r - \mathbf{r}_\perp(\theta)|/c_0$. La multiplication par $D_n(\theta) = |\mathbf{r}_n^r - \mathbf{r}_\perp(\theta)|$ est la compensation de la divergence géométrique sphérique.

En focalisant l'antenne sur la verticale, les sources qui en sont trop écartées ne pourront pas être détectées. Les sources images sont généralement proches de la verticale mais il convient de s'assurer que la profondeur de champ de la focalisation est suffisamment grande pour détecter des sources images légèrement décalées de la verticale. La profondeur de champ est la zone située entre la distance de premier plan net (d_{ppn}) et la zone de

dernier plan net (d_{dpn}) [Pér94] :

$$\begin{aligned} d_{ppn} &= d_{\perp} - \frac{res_{ppn}d_{\perp}}{a}, \\ d_{dpn} &= d_{\perp} + \frac{res_{dpn}d_{\perp}}{a}, \end{aligned} \quad (4.15)$$

où d_{\perp} est la distance de focalisation $|\mathbf{r}_c^r - \mathbf{r}_{\perp}(\theta)|$ et $a = |\mathbf{r}_N^r - \mathbf{r}_1^r| \times \sin \theta$ est l'envergure apparente de l'antenne. res_{ppn} et res_{dpn} sont respectivement les limites de résolutions transverses pour le premier plan net et pour le dernier plan net dans l'axe de l'antenne :

$$\begin{aligned} res_{ppn} &= \frac{\lambda d_{ppn}}{a}, \\ res_{dpn} &= \frac{\lambda d_{dpn}}{a}. \end{aligned} \quad (4.16)$$

λ est la longueur d'onde dans l'eau à la fréquence centrale du spectre du signal émis.

On obtient donc :

$$\begin{aligned} d_{ppn} &= \frac{d_{\perp}}{1 + \frac{\lambda d_{\perp}}{a^2}}, \\ d_{dpn} &= \frac{d_{\perp}}{1 - \frac{\lambda d_{\perp}}{a^2}}. \end{aligned} \quad (4.17)$$

Si $\frac{\lambda d_{\perp}}{a^2} > 1$ la distance de dernier plan net est située à l'infini.

Les distances de premier plan net et dernier plan net sont tracées en jaune sur les figures 4.8 et 4.9. On y voit que les sources images les plus profondes sont décalées de la verticale mais que la profondeur de champ est suffisamment grande pour permettre leur détection.

Fonction de migration améliorée

Les 3 améliorations prises en compte, la carte permettant de visualiser les sources images est finalement calculée par la fonction :

$$\mathcal{I}^M(d, \theta) = \sqrt{\frac{1}{N^2 - N} \sum_{n=1}^N \sum_{\substack{q=1 \\ q \neq n}}^N s_{fn}^{\mathcal{H}}(d, \theta) s_{fq}^{\mathcal{H}*}(d, \theta)}, \quad (4.18)$$

où $N^2 - N$ est le nombre d'éléments de la double somme et la racine sert à obtenir un résultat homogène à une pression.

Le résultat \mathcal{I}^M est calculé en fonction de d et de θ . Il est donc tracé le long de droites d'incidences θ passant par le centre de l'antenne. Pour le convertir en fonction de

$\mathbf{r} = (x, z)$, il suffit de faire le changement de variables suivant :

$$\begin{aligned} x &= x_c^r + d \sin \theta, \\ z &= z_c^r - d \cos \theta. \end{aligned} \quad (4.19)$$

Le résultat de la fonction \mathcal{I}^M (équation (4.18)) est représenté sur la figure 4.8. Sur cette figure, les cercles parasites tracés par les échos sont inférieurs en amplitudes d'environ 7 dB à ceux tracés par \mathcal{I}^{BW} (équation (4.12)) car les éléments $s_{f_n}^{\mathcal{H}}(d, \theta) s_{f_q}^{\mathcal{H}*}(d, \theta)$ avec $n = q$ ne sont pas pris en compte dans la double somme de l'équation (4.18). L'atténuation des cercles devrait être normalement beaucoup plus importante du fait que l'on utilise des données simulées sans y ajouter de bruit. Toutefois, le calcul numérique de l'intégrale de Sommerfeld génère un léger bruit de fond qui permet l'apparition de ces cercles lors du calcul de \mathcal{I}^M . Même si les cercles sont quand même très atténués, leur présence implique les mêmes problèmes qu'avec \mathcal{I}^{BW} , c'est à dire qu'il est difficile de faire une détection automatique des sources images à partir de \mathcal{I}^M .

On peut voir que les sources images les plus profondes sont décalées de la verticale (une dizaine de mètres pour la plus profonde) mais que la profondeur de champ est suffisamment grande pour permettre leur détection (courbes en jaune sur la figure 4.8).

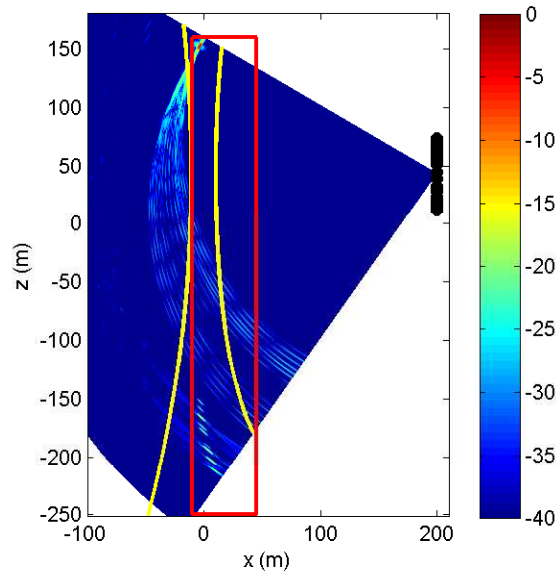


Figure 4.8 – Focalisation sur les sources images avec $\mathcal{I}^M(\mathbf{r})$ (en dB). Les tâches noires correspondent aux coordonnées des hydrophones, les courbes jaunes représentent les distances de premier plan net et de dernier plan net et le rectangle rouge délimite la zone de calcul utilisée pour la fonction $\mathcal{I}^{BW}(\mathbf{r})$. En $(0, 150 \text{ m})$, on peut voir la vraie source et en $(0, -150 \text{ m})$ la première image, le fond de l'eau étant en $z = 0 \text{ m}$.

4.2.3 Semblance

Pour faciliter une détection automatique des sources images, on utilise la fonction de semblance qui consiste à diviser \mathcal{I}^M (équation (4.18)) par la sommation non-cohérente des signaux focalisés :

$$\mathcal{I}^{semb}(d, \theta) = \frac{\frac{1}{N^2 - N} \sum_{n=1}^N \sum_{\substack{q=1 \\ q \neq n}}^N s_{fn}^{\mathcal{H}}(d, \theta) s_{fq}^{\mathcal{H}*}(d, \theta)}{\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N s_{fn}^{\mathcal{H}}(d, \theta) s_{fn}^{\mathcal{H}*}(d, \theta)}. \quad (4.20)$$

Avec cette fonction, le résultat est la valeur 1 si tous les signaux focalisés sont identiques en phase et en amplitude, et une valeur proche de 0 s'ils sont différents les uns des autres (figure 4.9).

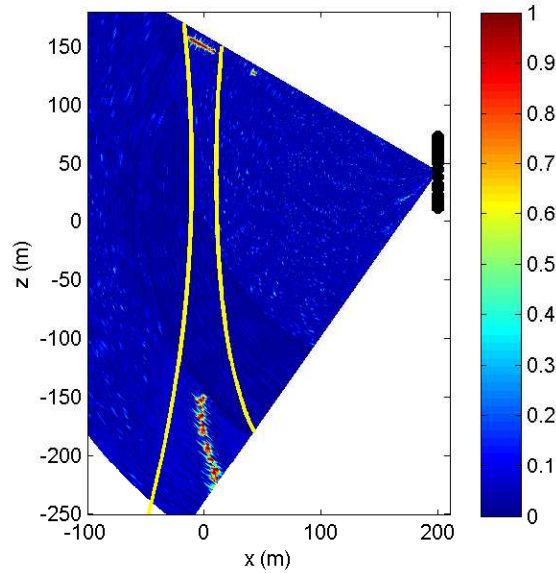


Figure 4.9 – Focalisation sur les sources images avec $\mathcal{I}^{semb}(\mathbf{r})$. Les tâches noires correspondent aux coordonnées des hydrophones et les courbes jaunes représentent les distances de premier plan net et de dernier plan net.

4.2.4 Localisation des images

La fonction de semblance permet d'isoler correctement de petites zones où sont localisées les sources images. Le problème est que, dans une direction donnée où il y a une image, la semblance donne 1 sur toute la durée de l'écho, ce qui ne permet pas de connaître avec précision sa distance par rapport au centre de l'antenne. En conséquence, $\mathcal{I}^{semb}(\mathbf{r})$ est utilisée pour délimiter de petites zones où sont présentes des sources, puis les sources sont localisées avec précision dans ces zones à l'aide de $\mathcal{I}^M(\mathbf{r})$ en recherchant les maxima locaux.

Étant donné le caractère discret des positions des sources images, même si la résolution des méthodes d'antennerie utilisées est limitée, la position des maxima correspond

en théorie à la position exacte de l'image. De la même manière, en formation de voies classique, si le lobe principal de la directivité de l'antenne a une ouverture angulaire de 60° , cela n'empêche nullement de connaître avec précision la direction dans laquelle on obtient un maximum. En revanche, les positions des maxima peuvent être faussées par une présence de bruit. La limite de résolution dans la méthode proposée interviendra principalement dans la capacité à distinguer des images très proches correspondant à des strates fines.

4.3 Résultats

Pour calculer le profil de célérité du modèle donné en exemple dans ce chapitre (section 4.1), les cartes $\mathcal{I}^M(\mathbf{r})$ et $\mathcal{I}^{Semb}(\mathbf{r})$ sont maillées en coordonnées polaires avec un pas constant de un nœud chaque 6 cm ($\approx 1/10^{\text{ème}}$ de longueur d'onde à la fréquence centrale du signal émis) le long de la radiale et avec un pas angulaire variable. Le pas angulaire est tel que la radiale coupe l'axe vertical de la source tous les 10 cm. Ce choix de maillage est à comparer à la résolution du système. La résolution radiale due à la durée de l'impulsion est d'environ 50 cm et la résolution angulaire est de $\lambda d/a$ soit environ 6 m au niveau de la première source image. Le profil retrouvé à partir de signaux simulés sans bruit additif correspond bien au modèle (figure 4.10). Seule l'interface située à -18.5 m n'est pas détectée. Les strates 5 et 6 sont donc confondues et la valeur de la célérité trouvée est une moyenne de celles de ces deux strates.

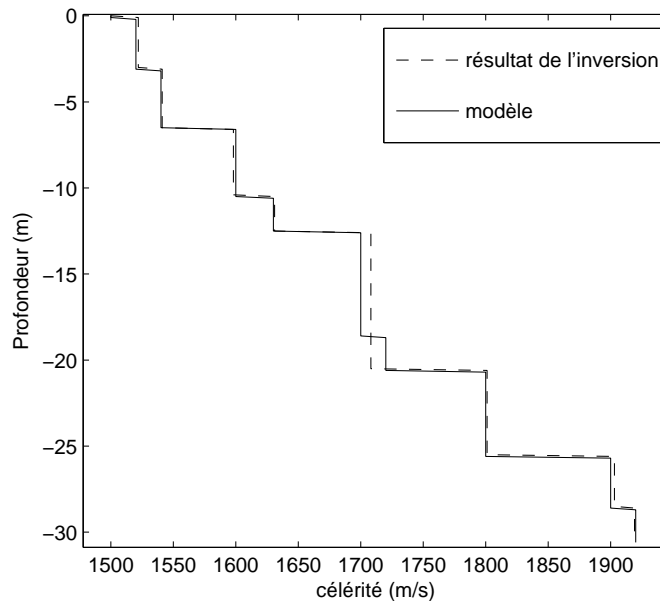


Figure 4.10 – Profil de célérité calculé à partir de la position des sources images.

4.4 Conclusion

La méthode de traitement d'antenne présentée dans ce chapitre est basée sur un processus de migration des signaux combinés à l'utilisation de la fonction de semblance. À l'aide de ce procédé, l'analyse des signaux reçus sur l'antenne permet de localiser la source réelle et les sources images et ainsi, d'utiliser l'algorithme d'inversion présenté au chapitre 3. Les résultats obtenus sur des données synthétiques montrent que le profil de célérité est retrouvé avec une bonne précision.

Cependant, à l'instar de toute méthode inverse, les résultats obtenus sont entachés d'incertitudes liées à des erreurs apparaissant aux différents stades de l'algorithme. Avant d'étudier les résultats de l'inversion de données réelles, il convient donc d'analyser ces incertitudes. C'est l'objet du chapitre suivant.

Analyse des erreurs et incertitudes

Sommaire

5.1	Sources d'erreurs	59
5.1.1	Erreurs de mesures	59
5.1.2	Erreurs dues aux hypothèses	60
5.1.3	Erreurs dues au bruit	61
5.1.4	Erreurs dues au maillage	66
5.2	Sensibilité de l'algorithme d'inversion aux erreurs	67
5.2.1	Erreur de localisation en distance	68
5.2.2	Erreur de localisation en angle d'incidence	70
5.3	Conclusion	72

Les profils de célérité dans un milieu stratifié peuvent s'obtenir à partir des positions des sources images qui sont localisées avec une certaine résolution en fonction du système de mesure. Un certain nombre d'erreurs peuvent apparaître au cours de cette démarche générant des incertitudes sur le résultat final. L'objet de ce chapitre est de lister les sources possibles d'erreur puis d'étudier l'influence d'une erreur de localisation d'une image sur le profil de célérité.

5.1 Sources d'erreurs

5.1.1 Erreurs de mesures

La méthode de traitement d'antenne développée nécessite une connaissance précise des positions des transducteurs (source et hydrophones). Par ailleurs, la forme et l'instant d'émission du signal issu de la source sont indispensables. Si certaines de ces trois informations ne sont pas connues, elles peuvent être déduites des signaux enregistrés. En connaissant parfaitement la position des transducteurs, il est possible de déduire les temps de parcours des ondes entre la source et les transducteurs pour en déduire l'instant d'émission. Inversement, en connaissant l'instant d'émission, les distances entre la source et les

capteurs ainsi que les distances entre la première source image et les capteurs peuvent être déterminées ; on en déduit ainsi les coordonnées des capteurs. La forme de l'impulsion émise est quand à elle déterminée en isolant l'écho correspondant au trajet direct entre la source et un hydrophone. En pratique, les paramètres retrouvés peuvent être sujets à des incertitudes impliquant des erreurs dans le résultat final. Dans les chapitres 6 et 7, les traitements de ces informations manquantes sont vus plus en détails.

5.1.2 Erreurs dues aux hypothèses

Hypothèses géoacoustiques

La caractérisation du fond marin se fait sous les hypothèses de milieu stratifié fluide avec des strates homogènes et parfaitement parallèles entre elles. Ces approximations peuvent entraîner des erreurs dans le résultat d'inversion. Parmi les paramètres du milieu de propagation non pris en compte dans l'algorithme, les suivants semblent être les plus importants :

- **Le profil bathycélérimétrique** est généralement une donnée connue lors de mesures acoustiques en mer. Pour les données réelles décrites dans les chapitres 6 et 7, on fait l'hypothèse qu'un profil bathycélérimétrique constant est une bonne approximation. Il est toutefois possible de le prendre en compte mais dans ce cas, ce paramètre serait sujet à des incertitudes.
- **La rugosité des interfaces géologiques et les inhomogénéités volumiques** sont sources de diffusion. Par rapport aux hypothèses, ces ondes diffusées peuvent donc être assimilées à un bruit de mesure sur le signal enregistré et ainsi influencer sur les temps et angles d'arrivées des réflexions sur les interfaces (section 5.1.3).
- **Le pendage d'une interface** différent de celui des autres interfaces (un pendage de toute la stratification ne posant pas de problèmes puisque les interfaces restent parallèles entre elles) décalera significativement la position de la source image et faussera donc le calcul de la célérité.

Hypothèses théoriques

Parmi les sources d'erreurs possibles dues aux hypothèses théoriques, on peut énoncer les suivantes :

- **Les multiples réflexions des ondes entre les interfaces sont supposées trop faibles en amplitude pour être détectées** et leur existence est donc négligée. Dans le cas où une réflexion multiple serait détectable, elle impliquerait la détection d'une strate qui n'existe pas et l'erreur ainsi commise sur la célérité de cette strate supposée serait compensée par la strate suivante (section 5.2).
- Quand les signaux sont rétropropagés ou focalisés sur une source image dans un milieu supposé homogène, le **front d'onde est considéré comme sphérique**.

En réalité, un front d'onde qui a traversé un milieu stratifié ne l'est pas. L'onde réfléchiée n'est vue que partiellement par l'antenne et l'approximation de sphéricité de l'onde pour localiser les sources images est certainement suffisante. C'est ce que l'on constate sur le résultat obtenu pour l'exemple du chapitre 4 puisque le profil retrouvé est extrêmement proche du modèle malgré des contrastes de célérités importants. Dans le cas où un contraste de célérité trop important rendrait fautive cette approximation de sphéricité du front d'onde, les sources images seraient floutées et les valeurs de semblance seraient trop faibles pour permettre leur détection.

5.1.3 Erreurs dues au bruit

En raison d'un grand nombre de sources de bruit dans l'océan, le milieu sous-marin est relativement bruyant. Comme sources de bruit, on distingue principalement le trafic maritime (entre 10 Hz et 1 kHz), l'agitation de la surface de la mer (entre 100 Hz et 100 kHz), la faune sous-marine et le bruit thermique (au delà de 100 kHz). La synthèse de ces niveaux de bruit en fonction du trafic et de la force du vent [Wen62] est présentée figure 5.1.

Les composantes du signal considérées comme du bruit ne proviennent pas uniquement du bruit ambiant. Les échos dus aux réflexions multiples entre les interfaces et les phénomènes de diffusion dus à la rugosité des interfaces ou dus aux inhomogénéités volumiques vont également impliquer un brouillage du signal. L'objet de cette section, est d'étudier l'influence que le bruit peut avoir sur la localisation des images et le calcul d'un profil de célérités.

Influence du bruit sur la localisation des images

Puisque les sources images sont des sources ponctuelles, leur localisation correspond aux maxima des tâches de la carte $\mathcal{I}^M(\mathbf{r})$. La précision de la localisation de ces maxima dépend donc de trois facteurs : la taille des tâches, leurs amplitudes et le niveau de bruit.

Pour analyser l'influence du bruit sur la localisation angulaire des sources images, on considère la fonction de directivité $\mathcal{I}^{FdV}(\psi)$ ($\psi = 0$ dans l'axe de l'antenne) d'un réseau de capteurs linéaire de longueur L [Nai01] :

$$\mathcal{D}(\psi) = \frac{\sin\left(\pi \frac{L \sin \psi}{\lambda}\right)}{\pi \frac{L \sin \psi}{\lambda}} \approx \frac{\sin\left(\pi \frac{L \psi}{\lambda}\right)}{\pi \frac{L \psi}{\lambda}}, \quad (5.1)$$

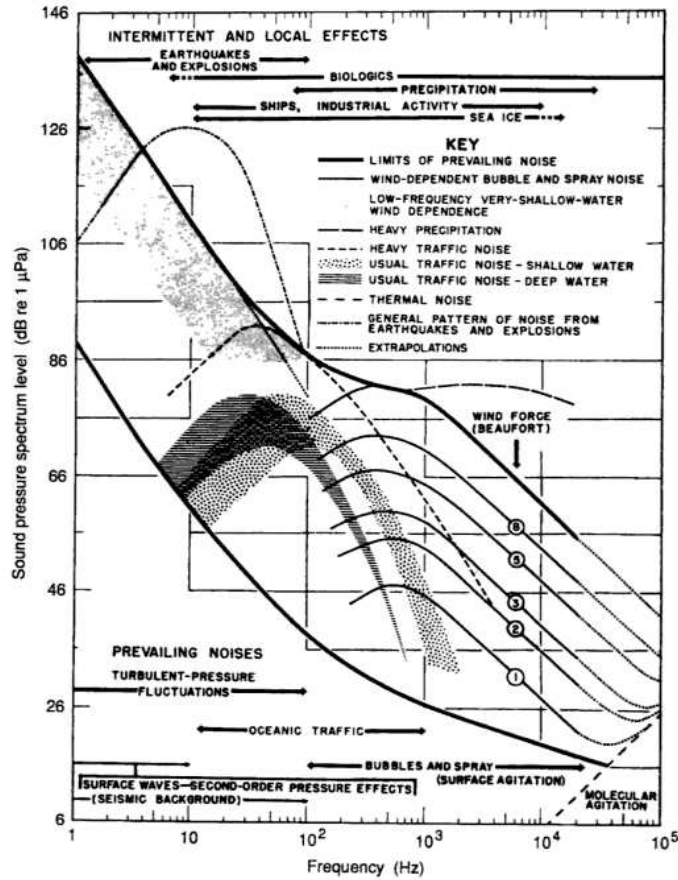


Figure 5.1 – Composition spectrale du bruit ambiant [JKPS94].

où λ est la longueur d'onde. L'approximation est valide dans le lobe central si le réseau est suffisamment directif.

Soient I_s et I_b les intensités respectives du signal et du bruit. La détection du maximum du lobe principal de $\mathcal{D}(\psi)$ est sujette à une incertitude $\delta\psi$ due au bruit. Pour déterminer cette incertitude, on cherche $\delta\psi$ tel que l'intensité du bruit met en erreur la localisation du maximum :

$$I_s \mathcal{D}^2(\delta\psi) + I_b = I_s. \quad (5.2)$$

En se limitant à l'ordre 2 du développement limité du sinus cardinal, l'équation (5.2) devient :

$$1 - \frac{\pi^2}{6} \left(\frac{L\delta\psi}{\lambda} \right)^2 = \sqrt{\frac{I_s - I_b}{I_s}}. \quad (5.3)$$

Si $I_b \ll I_s$, l'incertitude $\delta\psi$ s'obtient par :

$$\delta\psi \approx \frac{\lambda\sqrt{3}}{\pi L} \sqrt{\frac{I_b}{I_s}} = \frac{\lambda\sqrt{3}}{\pi L} 10^{\frac{-RSB}{20}}, \quad (5.4)$$

où $\text{RSB} = 10 \log_{10}(I_s/I_b)$ est le rapport signal sur bruit en dB.

La largeur à -3 dB de la directivité du réseau étant donné par $(2\psi_{-3\text{dB}})^\circ \approx \frac{\lambda}{L} 50^\circ$ [VT02], l'incertitude est quantifiée par :

$$(2\delta\psi)^\circ \approx 2 \frac{180^\circ}{\pi 50^\circ} (2\psi_{-3\text{dB}})^\circ \frac{\sqrt{3}}{\pi} 10^{-\frac{\text{RSB}}{20}} \approx \left(1.26 \times 10^{-\frac{\text{RSB}}{20}}\right) (2\psi_{-3\text{dB}})^\circ . \quad (5.5)$$

Pour des RSB de 20 dB et 40 dB, les incertitudes angulaires sur la localisation du maximum sont respectivement d'environ le dixième et le centième de l'ouverture à -3 dB. Dans l'exemple décrit section 4.1, ces incertitudes angulaires correspondent à des décalages transverses de ± 35 cm et ± 3.5 cm au niveau de la première image.

Le procédé est identique pour analyser l'influence du bruit sur la localisation en distance des sources images. Sur la carte des sources images obtenue avec $\mathcal{I}^M(\mathbf{r})$ la résolution en distance est déterminée par la durée du signal envoyé par la source. En supposant que l'enveloppe de cette impulsion $|f^{\mathcal{H}}(t)|$ est de forme gaussienne, l'incertitude sur la localisation en distance δd est déterminée de manière telle que l'intensité du bruit met en erreur la localisation du maximum :

$$I_s |f^{\mathcal{H}}(\delta d/c_0)|^2 + I_b = I_s , \quad (5.6)$$

où $|f^{\mathcal{H}}(t)| = e^{-\frac{t^2}{2\sigma^2}}$ avec $2\sigma = 1$ ms (la durée de l'impulsion).

En utilisant le développement limité $\ln(1 - I_b/I_s) \approx -I_b/I_s$ pour $I_b/I_s \ll 1$, l'équation (5.6) devient :

$$\delta d = \sqrt{-c_0^2 \sigma^2 \ln(1 - I_b/I_s)} \approx c_0 \sigma \sqrt{\frac{I_b}{I_s}} , \quad (5.7)$$

ou alors :

$$\delta d \approx c_0 \sigma 10^{-\frac{\text{RSB}}{20}} . \quad (5.8)$$

Pour des RSB de 20 dB et 40 dB, les incertitudes en distance sur la localisation du maximum sont respectivement d'environ ± 7.5 cm et ± 0.75 cm.

Les RSB utilisés dans la démonstration sont considérés après traitement d'antenne. Après formation de voies, l'intensité du bruit enregistré par les capteurs (si celui-ci est considéré spatialement blanc) est divisé par le nombre N de capteurs [VT02]. Une antenne de 15 capteurs améliore donc le rapport signal sur bruit de $10 \log_{10} N \approx 12$ dB. On peut néanmoins envisager l'existence de sources parasites cohérentes dont le RSB ne serait pas amélioré après traitement d'antenne. Ce serait le cas par exemple pour une source image correspondant à des multiples réflexions entre les strates.

Exemple

Pour étudier l'influence du bruit sur le calcul des profils de célérité, des simulations numériques sont réalisées avec 4 différents niveaux de bruit et dont le plus important est choisi tel qu'il soit du même ordre de grandeur que les niveaux des échos réfléchis. Le niveau rms de la source étant fixé à 207 dB *re* 1 μ Pa @ 1 m (comme pour les données réelles de la campagne SCARAB), des inversions sont réalisées avec différentes densités spectrales de bruit. Ces différents densités spectrales de bruit sont de 70, 80, 90 et 96 dB *re* 1 μ Pa / $\sqrt{\text{Hz}}$; les deux derniers niveaux étant important par rapport à ce que l'on peut trouver dans la réalité (figure 5.1). La bande passante étant de 6000 Hz, cela correspond des niveaux de bruit de 108, 118, 128 et 134 dB *re* 1 μ Pa (figure 5.2). Les pertes par divergence géométrique sont comprises entre -51 et -48.5 dB (en fonction de la position de l'image et du capteur considéré) et les niveaux rms des sources images sont compris entre -27 et -16 dB en dessous du niveau de la source. Pour le niveau de bruit à 134 dB *re* 1 μ Pa, cela donne des rapports signal sur bruit des échos compris entre -5 et 8.5 dB (figure 5.2d).

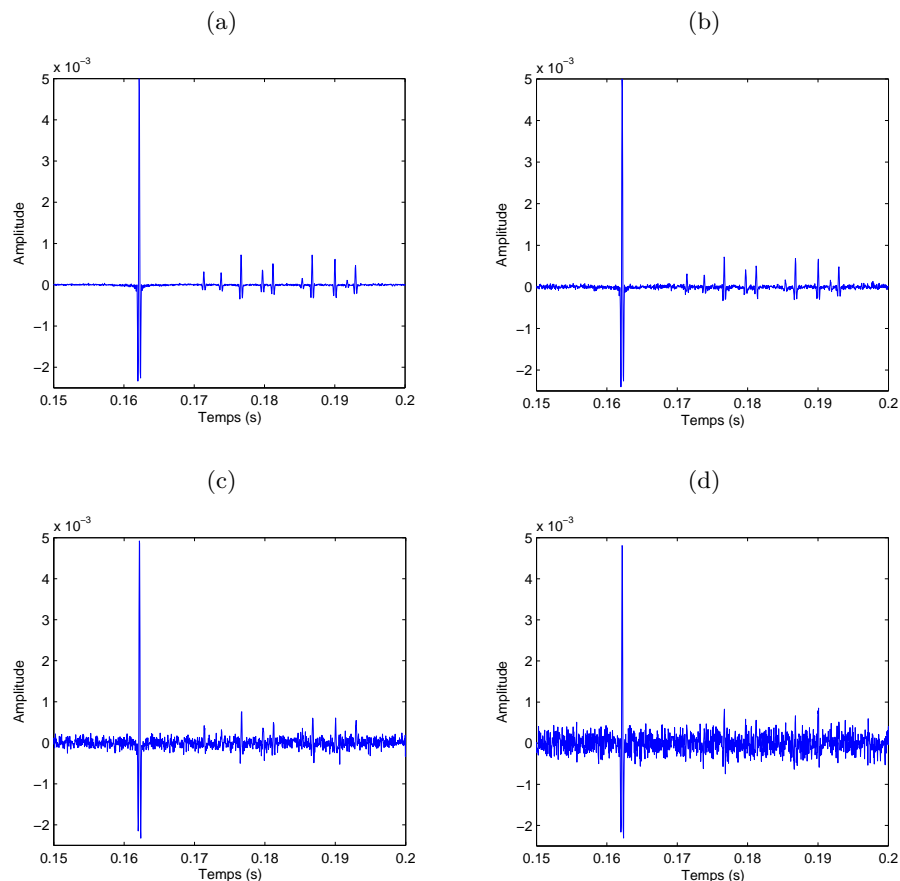


Figure 5.2 – Signal simulé de l'hydrophone 1 avec un niveau rms de la source à 207 dB *re* 1 μ Pa @ 1 m et des niveaux de bruit de : (a) 108 dB *re* 1 μ Pa, (b) 118 dB *re* 1 μ Pa, (c) 128 dB *re* 1 μ Pa et (d) 134 dB *re* 1 μ Pa.

Pour chacun des niveaux de bruit, 20 inversions sont effectuées avec différentes réalisations de bruit (figure 5.3). On constate une sensibilité des célérités trouvées dans les strates en fonction du niveau de bruit. Certains échos peuvent être noyés dans le bruit quand celui-ci est trop important. Dans ce cas, les sources images correspondantes ne sont pas détectés et des strates se retrouvent confondues. Par exemple, l'interface située à -28.5 m n'est plus détectée à partir du niveau de bruit à 118 dB *re* $1\mu\text{Pa}$ (figure 5.3). Pour le niveau de bruit le plus important à 134 dB *re* $1\mu\text{Pa}$, les interfaces situées à -3 m, -10.5 m, -18.5 m et -28.5 m ne sont pas détectées (figure 5.3d).

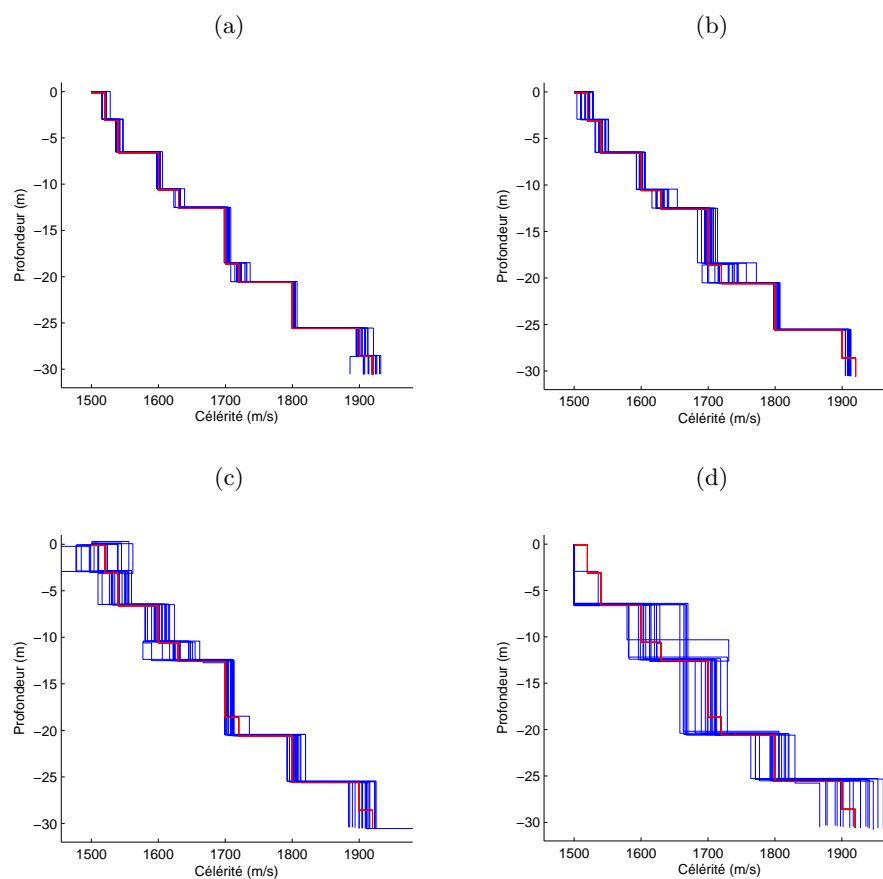


Figure 5.3 – En bleu : profils de célérité obtenus avec 20 différentes réalisations de bruit. Le niveau rms de la source est 207 dB *re* $1\mu\text{Pa}$ @ 1 m et les niveaux de bruit sont : (a) 108 dB *re* $1\mu\text{Pa}$, (b) 118 dB *re* $1\mu\text{Pa}$, (c) 128 dB *re* $1\mu\text{Pa}$ et (d) 134 *re* $1\mu\text{Pa}$. En rouge : profil du modèle.

À partir des positions théoriques des sources images et des erreurs de localisation des images $\pm\delta d$ et $\pm\delta\theta$ (équations (5.8) et (5.4)) en fonction du niveau de bruit, on peut calculer des profils de célérité minimum et maximum (figure 5.4). Les célérités minimales et maximales pour une strate donnée sont calculées en supposant correctes les célérités des strates supérieures. Pour les niveaux de bruit de 108 *re* $1\mu\text{Pa}$ et 118 *re* $1\mu\text{Pa}$, les zones d'incertitudes calculées (figure 5.4a et 5.4b) correspondent à la répartition des profils de célérité calculés pour plusieurs réalisation de bruit (figure 5.3a et 5.3b). En revanche, les

zones d'incertitudes calculées pour les niveaux de bruit de 128 *re* $1\mu\text{Pa}$ et 134 *re* $1\mu\text{Pa}$ (figure 5.4c et 5.4d) sont surestimées par rapport aux profils calculés avec différentes réalisations de bruit (figure 5.3c et 5.3d). Cette surestimation des zones d'incertitudes vient du fait que l'hypothèse de bon rapport signal sur bruit faite pour obtenir les équations (5.8) et (5.4) n'est pas vérifiée dans ce cas.

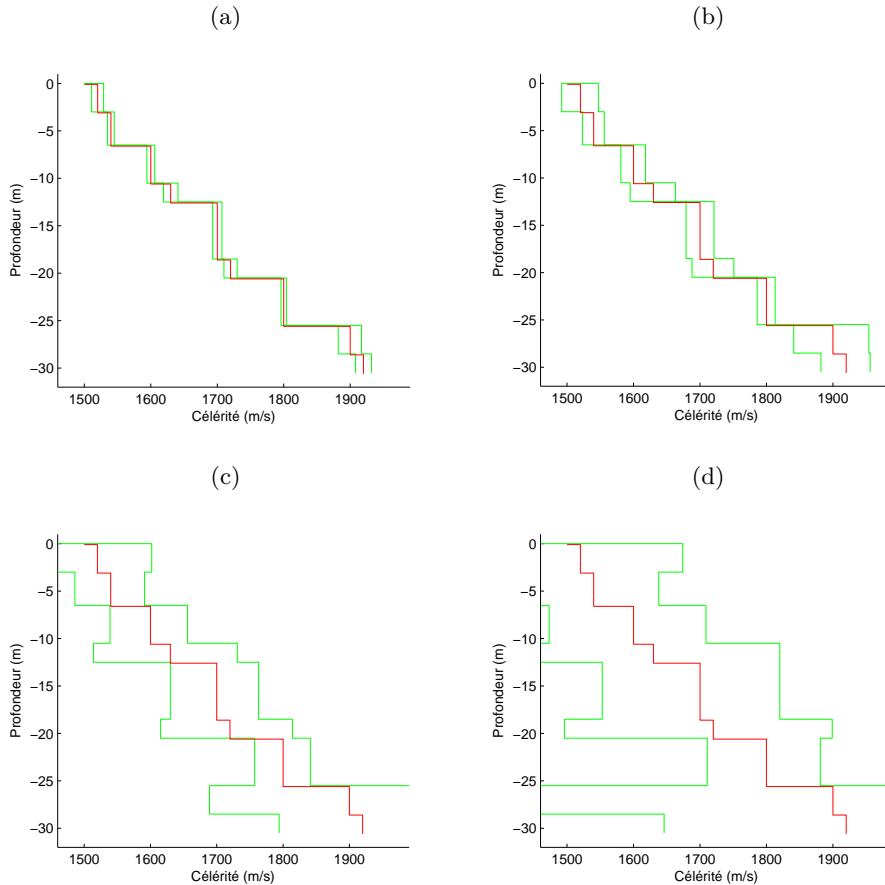


Figure 5.4 – En vert : valeurs minimales et maximales du profil de célérité calculées avec les erreurs de localisation des images $\pm\delta d$ et $\pm\delta\theta$ (équations (5.8) et (5.4)). Le niveau rms de la source est 207 dB *re* $1\mu\text{Pa}$ @ 1 m et les niveaux de bruit sont de : (a) 108 dB *re* $1\mu\text{Pa}$, (b) 118 dB *re* $1\mu\text{Pa}$, (c) 128 dB *re* $1\mu\text{Pa}$ et (d) 134 dB *re* $1\mu\text{Pa}$. En rouge : profil du modèle.

5.1.4 Erreurs dues au maillage

La recherche de la position des images se fait dans les cartes obtenues par les équations (4.18) et (4.20). Ces cartes sont tracées sur un maillage dense mais une erreur de localisation d'une seule maille peut entraîner une erreur dans le calcul de la célérité non négligeable. Par comparaison avec l'erreur de localisation due au bruit, une taille de mailles de l'ordre de 10 cm implique une erreur équivalente à celle d'un rapport signal sur bruit d'environ 30 dB (section 5.1.3). Sur la figure 5.5, les zones grisées représentent l'erreur possible due à la densité du maillage pour le résultat de l'exemple du chapitre 4.

Pour définir ces zones, on calcule la célérité de la strate en considérant que la source image est localisée sur les nœuds contigus donnant la célérité minimale et maximale. Le profil du modèle est bien compris dans ces zones pour les deux méthodes. On voit aussi que plus une strate est fine, plus l'erreur est importante.

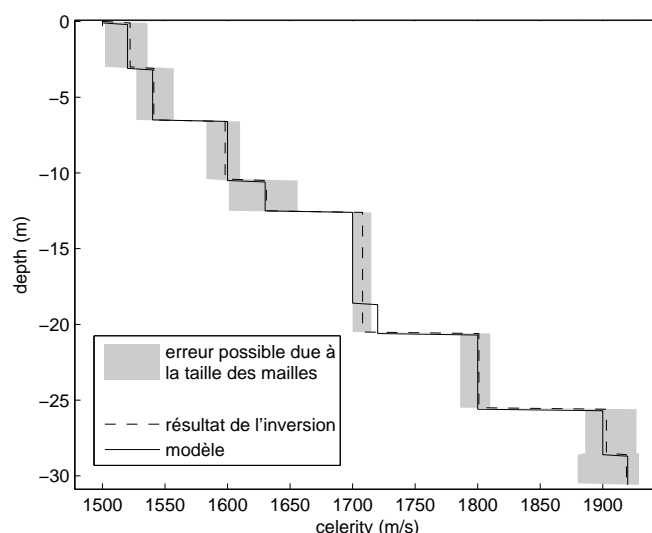


Figure 5.5 – Incertitude sur le profil de célérité due au maillage de la carte des sources images.

5.2 Sensibilité de l'algorithme d'inversion aux erreurs

Puisque le processus de détermination des célérités et épaisseurs est récursif, il est fondamental de voir si une erreur commise sur une strate se propage et s'amplifie au cours du déroulement de l'algorithme ou si elle s'atténue et comment. Afin de visualiser l'effet d'une erreur commise sur la localisation d'une image, on considère un exemple simple où il n'y a pas de réfraction (figure 5.6) :

- une source et un récepteur chacun situé à 100 m du fond ($2h_0 = 200$ m) et avec $x_{tot}=200$ m,
- un milieu stratifié composé de 5 strates de 1 m d'épaisseur pour la strate 1 et de 1.5 m pour les strates 2 à 5. Les célérités sont toutes identiques $c_{1,\dots,5} = c_0 = 1500$ m/s.

Les sources images sont donc supposées se situer à la verticale de la source.

On applique une erreur sur la localisation de la source image de coordonnées \mathbf{r}_1^s permettant de déterminer la célérité dans la strate 1. Les sources images de coordonnées \mathbf{r}_0^s et \mathbf{r}_2^s à \mathbf{r}_5^s étant correctement localisées, on peut analyser la répercussion de l'erreur

commise en célérité et épaisseur de la strate 1 sur les autres strates. L'erreur de localisation peut être de deux types (figure 5.6) :

- en distance δd ,
- en angle d'incidence $\delta\theta$.

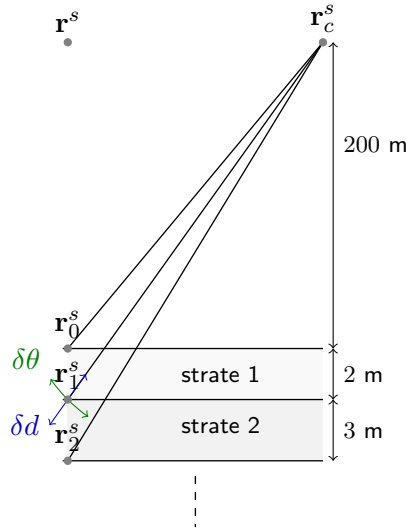


Figure 5.6 – Erreur de localisation en distance et en angle de la source image permettant de déterminer la célérité dans la strate 1. Les autres sources images sont correctement localisées

5.2.1 Erreur de localisation en distance

La figure 5.7 montre le profil de célérité calculé pour une erreur de localisation en distance δd entre l'image de coordonnées \mathbf{r}_1^s et le récepteur variant de -1 m à 1 m. L'estimation de l'incidence $\theta_0^{(1)}$ est correcte. Si la distance $d_{tot}^{(1)}$ est sur-évaluée ($\delta d > 0$), l'épaisseur de la strate est automatiquement sur-évaluée et l'image est localisée derrière la verticale de la source réelle (figure 5.8a) : la célérité calculée est donc sous-évaluée. À cause de cette erreur, le parcours du rayon entre \mathbf{r}_c^r et \mathbf{r}_2^s subit l'effet de la réfraction due à la strate 1 de célérité trop faible et d'épaisseur trop grande. Le parcours de ce rayon dans la strate 2 est donc sous-évalué et nécessite une valeur sur-estimée de la célérité dans cette strate afin de garder la source image \mathbf{r}_2^s alignée sur la verticale de la source (figure 5.8a). Si $\delta d < 0$, on obtient les résultats opposés (figure 5.8b) : l'épaisseur de la strate 1 est sous-évaluée, sa célérité est sur-évaluée alors que l'épaisseur de la strate 2 est sur-évaluée et sa célérité est sous-évaluée. En fait, on constate que les erreurs commises sur la strate 2 compensent celles commises sur la strate 1 et que les erreurs de célérités et d'épaisseurs des strates 3, 4 et 5 sont très faibles (figure 5.7).

Analytiquement, il est possible d'estimer l'erreur commise sur la célérité quand la distance $\tilde{d}_{tot}^{(l)} = |\mathbf{r}_l^s - \mathbf{r}_c^r|$ entre la source image et le centre de l'antenne est erronée et que l'angle estimé $\theta_0^{(l)}$ est correct. Toutes les grandeurs X erronées sont notées \tilde{X} . On quantifie

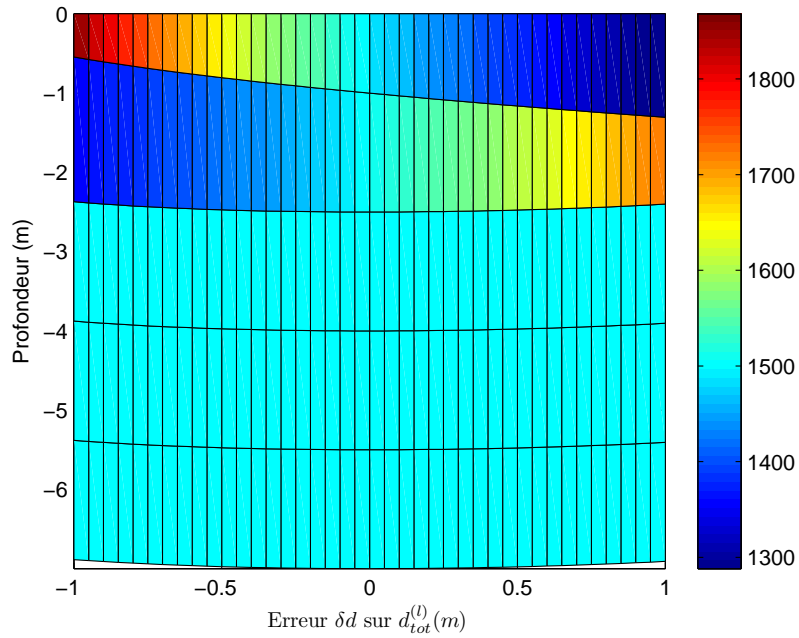


Figure 5.7 – Profils de célérité calculés avec une erreur de localisation en distance de l'image correspondant à la première strate.

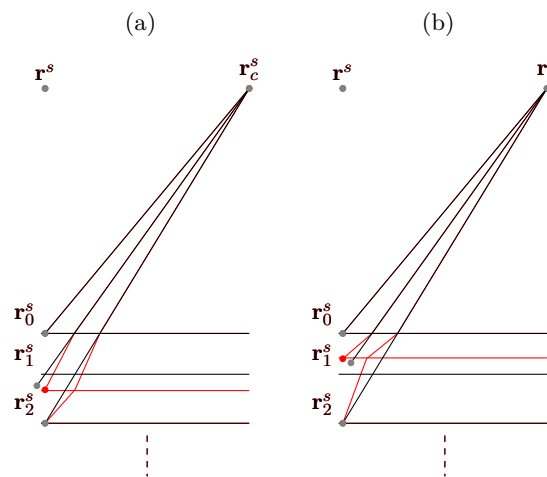


Figure 5.8 – En noir : les images telles qu'elles sont détectées et les interfaces à leurs profondeurs correctes. En rouge : la deuxième interface et les rayons réfractés pour les célérités calculées avec l'erreur de localisation en distance de la source image \mathbf{r}_1^s . (a) $\delta d > 0$ et (b) $\delta d < 0$.

l'erreur par un décalage spatial δd ou temporel δt :

$$\tilde{d}_{tot}^{(l)} = d_{tot}^{(l)} + \delta d = c_0 t_{tot}^{(l)} + c_0 \delta t. \quad (5.9)$$

De l'équation (3.1), on déduit que $\tilde{t}_l^{(l)} = t_l^{(l)} + \delta t$. Puis l'équation (3.5) est réécrite en utilisant l'équation (3.2) :

$$\tilde{c}_l^2 = \frac{c_0}{\tilde{t}_l^{(l)} \sin \theta_0} \left(x_{tot} - \sum_{p=0}^{l-1} 2h_p \tan \theta_p^{(l)} \right) = \frac{c_l t_l^{(l)} \sin \theta_l^{(l)} c_0}{(t_l^{(l)} + \delta t) \sin \theta_0}. \quad (5.10)$$

En remplaçant $c_0 \frac{\sin \theta_l^{(l)}}{\sin \theta_0}$ par c_l , cette expression devient :

$$\frac{\tilde{c}_l^2}{c_l^2} = \frac{t_l^{(l)}}{t_l^{(l)} + \delta t}. \quad (5.11)$$

Enfin, en posant $\tilde{c}_l = c_l + \delta c$ et si $|\delta t| \ll t_l^{(l)}$, on trouve que :

$$\frac{\delta c}{c_l} \approx -\frac{\delta t}{2t_l^{(l)}} = -\frac{\delta d}{2d_l^{(l)}}. \quad (5.12)$$

La condition $|\delta t| \ll t_l^{(l)}$ (ou $|\delta d| \ll d_l^{(l)}$) est assez restrictive. Elle signifie que l'erreur doit être petite au regard du trajet de l'onde dans la strate l pour que son estimation soit correcte.

Pour l'exemple, si $\delta d = \pm 0.1$ m (ce qui correspond à l'ordre de grandeur de la taille des mailles des cartes de sources images dans le chapitre 4 ou un rapport signal sur bruit d'environ 20 dB dans la configuration utilisée en exemple au chapitre 4) l'erreur sur la célérité calculée avec l'équation (5.12) est de $\delta c \approx \mp 26$ m/s ce qui correspond au résultat du calcul présenté figure 5.7.

5.2.2 Erreur de localisation en angle d'incidence

La figure 5.9 montre le profil de célérité calculé avec une erreur de localisation en angle d'incidence $\delta\theta$ de l'image de coordonnées \mathbf{r}_1^s permettant de calculer la célérité dans la première strate. L'angle d'incidence de cette image est forcément compris entre celui de l'image de coordonnées \mathbf{r}_0^s et celui de l'image de coordonnées \mathbf{r}_2^s . Pour respecter cette condition, l'erreur est bornée entre -0.42° et $+0.29^\circ$. De telles erreurs correspondent respectivement à des décalages en position de 2 m et 1.5 m.

On constate sur la figure 5.9 que si l'angle $\theta_0^{(1)}$ est sur-évalué ($\delta\theta > 0$), la célérité et l'épaisseur calculées pour la strate 1 sont sous-évaluées. Le cas extrême $\delta\theta = +0.29^\circ$ implique que le parcours horizontal du rayon (équation (3.2)) dans la strate 1 est nul et par conséquent, que la célérité et l'épaisseur calculées sont nulles (équations (3.5) et (3.7)).

Si $\delta\theta < 0$, la célérité et l'épaisseur calculées pour la strate 1 sont sur-évaluées. La position de l'image de coordonnée \mathbf{r}_2^s est correcte, mais la célérité et l'épaisseur de la strate 2 sont erronées. On constate donc que l'erreur commise sur la strate 1 est compensée par la strate 2. Pour le cas extrême $\delta\theta = -0.42^\circ$, les rayons pointant sur les images de coordonnées \mathbf{r}_1^s et \mathbf{r}_2^s ont le même angle d'incidence : $\theta_0^{(1)} = \theta_0^{(2)}$. Il s'en suit que pour l'image permettant de déterminer les paramètres de la strate 2, le parcours horizontal du rayon dans la strate 2 est nul (équation (3.2)). Dans ce cas, les calculs de la célérité et de l'épaisseur (équations (3.5) et (3.7)) de la strate 2 donnent donc des valeurs nulles.

Comme pour l'erreur de localisation en distance, les erreurs commises sur les strates 1 et 2 ne se propagent pas et les erreurs en célérités et épaisseurs des strates 3, 4 et 5 sont très faibles. L'erreur sur l'épaisseur de la strate 1 n'est que partiellement compensée par la strate 2 et la profondeur des interfaces correspondant aux sources images correctement localisées sont sous-évaluées quelque soit le signe de l'erreur.

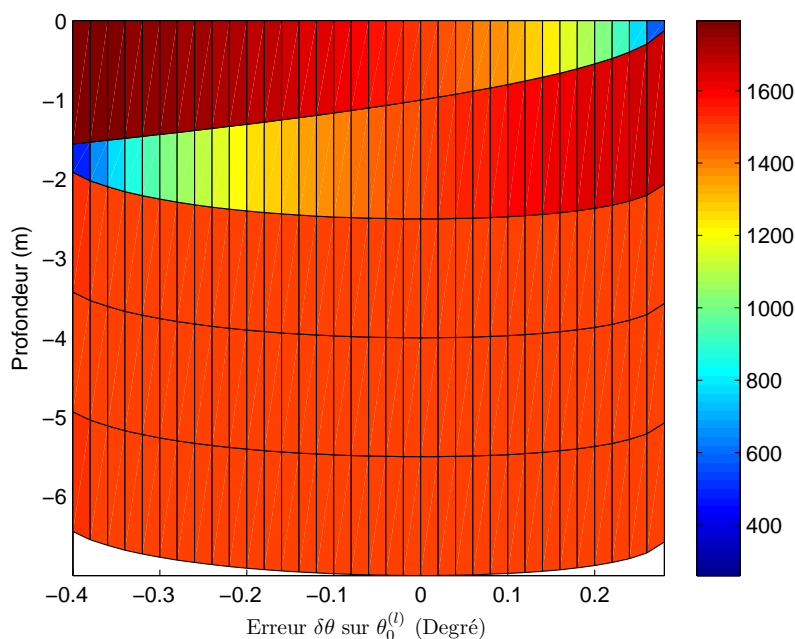


Figure 5.9 – Profils de célérité calculés avec une erreur de localisation en angle d'incidence de l'image correspondant à la première strate.

Éstimer analytiquement l'erreur sur la célérité par rapport à l'angle d'arrivée est plus compliqué que l'analyse d'une erreur sur les temps d'arrivées. Même en faisant le calcul pour un système simple dont les strates sont toutes de célérités c_0 , l'équation donnant l'erreur sur la célérité en fonction d'une erreur sur l'angle d'arrivée est trop complexe pour pouvoir en tirer des conclusions.

5.3 Conclusion

Dans la mesure où les profils de célérité sont déterminés par les temps et angles d'arrivées des ondes, la méthode des sources images est plus proche des méthodes sismiques que des méthodes inverses. Le principal avantage des méthodes inverses par rapport aux méthodes sismiques étant de quantifier des incertitudes sur le résultat, nous avons vu dans ce chapitre que grâce à cette interprétation en terme de sources images, il est également possible de déterminer des incertitudes sur les célérités calculées. Les influences de chaque type d'erreur n'ont pas pu être toutes testées sur le jeu de données simulées utilisé en exemple au chapitre 4, mais l'étude menée sur l'influence du bruit montre que pour une configuration réaliste, la méthode est assez robuste. Puisque la méthode donne de bons résultats sur les données simulées, dans les deux chapitres suivant, elle est testée sur des données réelles.

Deuxième partie

Résultats

Expérimentations avec une antenne verticale

Sommaire

6.1	Expérimentation en cuve [DPG10]	75
6.1.1	Description de l'expérience	76
6.1.2	Résultats	80
6.1.3	Discussion	82
6.2	Expérimentation en mer	82
6.2.1	Description des données de la campagne de mesures SCARAB .	83
6.2.2	Résultats	85

À notre connaissance, il n'existe pas de technique permettant de déterminer le profil de célérité dans une configuration avec antenne verticale à partir des réflexions d'une onde sur le fond stratifié. Dans [GH08] et [PG08], l'étude de la cohérence des signaux réfléchis montre que l'information contenue dans ces signaux diffère suffisamment le long d'une antenne verticale pour permettre d'envisager une inversion. Dans ce chapitre, les résultats d'inversions avec ce type de configuration sont présentés pour deux jeux de données différents : des données issues d'une expérimentation en cuve et des données issues de la campagne de mesures SCARAB [HO00].

6.1 Expérimentation en cuve [DPG10]

La validation des résultats d'inversion impose de connaître la « vérité-terrain » ce qui est généralement le problème des méthodes d'inversion. Malgré l'utilisation de modèles de fond simples, l'expérimentation en cuve est une alternative intéressante qui permet de vérifier les algorithmes et qui peut mettre en évidence certaines difficultés au niveau des algorithmes utilisés.

6.1.1 Description de l'expérience

Dispositif expérimental

Le principe de l'expérience est de reproduire dans un environnement contrôlé une configuration similaire à ce que l'on pourrait avoir en mer : une source ponctuelle, une antenne d'hydrophone et un fond stratifié. L'avantage est de bénéficier d'un fond stratifié idéal et dont les caractéristiques sont connues (figure 6.1a). Les mesures sont réalisées avec un unique hydrophone dont la position est contrôlée. Une antenne synthétique est ensuite reconstituée en déplaçant verticalement l'hydrophone.

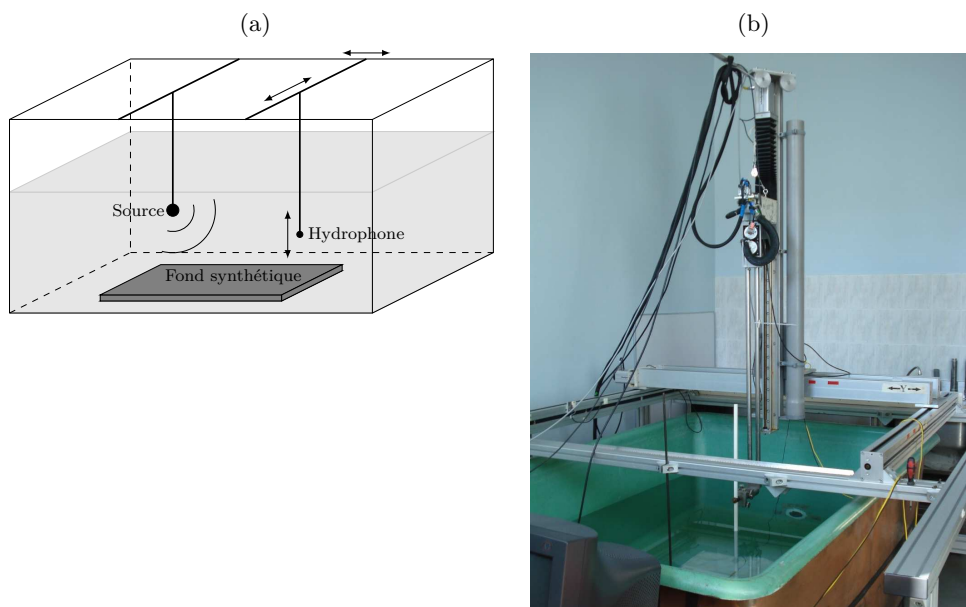


Figure 6.1 – (a) : schéma de l'expérience. (b) : la cuve.

Les dimensions de la cuve utilisée pour l'expérience sont 1 m de largeur, 2 m de longueur, et 1 m de hauteur (figure 6.1b). Du fait des petites dimensions de la cuve, les fréquences utilisées doivent être élevées et la distance entre émetteur et récepteur doit être petite.

Le choix des transducteurs s'est fait dans le but de se placer dans des conditions proches de celles d'une expérimentation en mer. Pour l'émetteur, la principale contrainte fut de trouver un transducteur à directivité isotrope. Le choix s'est porté sur un hydrophone piézoélectrique sphérique de 2 cm de diamètre. Pour le récepteur, c'est un transducteur aiguille Precision Acoustics qui a été choisi. Sa gamme de fréquence d'utilisation est comprise entre 10 kHz et 60 MHz. Comme son diamètre de 1 mm est petit vis-à-vis des longueurs d'ondes utilisées, le transducteur est omnidirectionnel.

Le milieu stratifié est constitué de deux plaques de matériaux différents [Rak09]. Leurs dimensions sont de 50 cm de large, 50 cm de longueur et d'épaisseurs différentes (tableau. 6.1). La première plaque est en Téflon, et la deuxième en résine. Les célérités des ondes longitudinales ont été mesurées à l'aide d'un transducteur de fréquence centrale 1 MHz directement posé sur la plaque. La célérité est déduite du temps aller-retour de l'onde dans la plaque. La densité a été déterminée simplement en pesant les plaques. Le coefficient d'absorption n'a pas été mesuré. Ces paramètres sont résumés dans le tableau 6.1. D'après ces paramètres, on peut assimiler la plaque de Téflon à une couche de sédiments et la plaque de résine à un socle consolidé.

	Téflon	Résine
Célérité (m/s)	1433 ± 10	2025 ± 12
Densité (kg/m ³)	2178 ± 45	1928 ± 45
Épaisseur (cm)	4.35	4.47

Tableau 6.1 – Paramètres géoacoustiques des deux plaques.

Traitement du signal

La méthode des sources images est basée sur l'analyse des temps d'arrivées d'un signal impulsionnel émis par une source ponctuelle. Afin que le rapport signal sur bruit soit le plus élevé possible, le signal envoyé par l'équipement utilisé est un sinus linéairement modulé en fréquence allant de 50 kHz à 250 kHz et d'une durée de 0.8 ms. Le signal enregistré par l'hydrophone est présenté sur la figure 6.2.

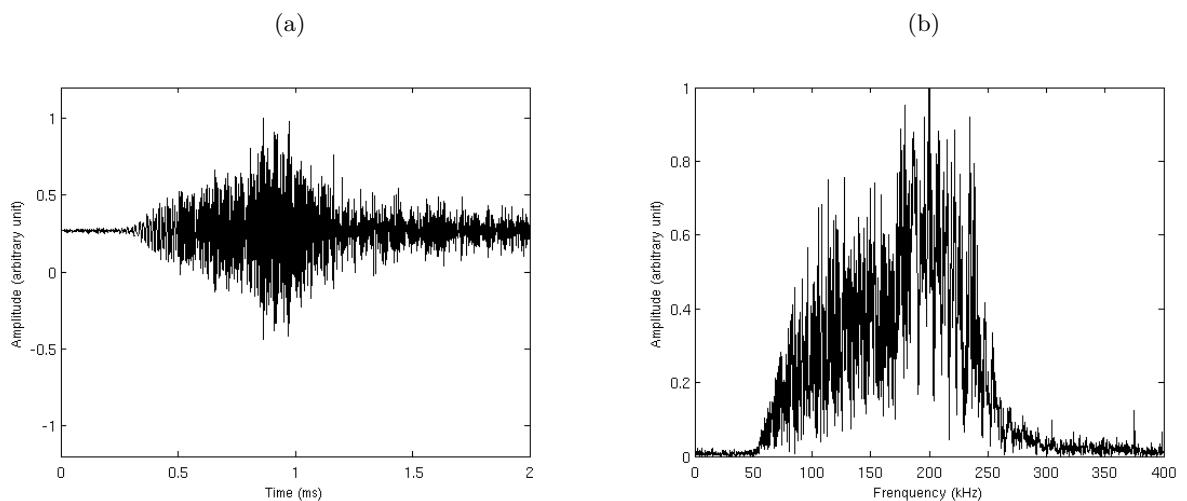


Figure 6.2 – (a) : signal reçu. (b) : spectre du signal reçu

Le premier traitement du signal reçu est une compression d'impulsion. Ensuite, la première impulsion $f'(t)$ (de spectre $F'(\omega)$) correspondant au trajet direct entre la source et l'hydrophone (arrivée 1 sur la figure 6.3a) est isolée manuellement. On suppose ensuite que le spectre de référence de la source est $F(\omega) = F'(\omega) \times G_0^{-1}(\mathbf{r}_0^s, \mathbf{r}_n^r, \omega)$, où \mathbf{r}_0^s est la coordonnée de la source et \mathbf{r}_n^r est la coordonnée de l'hydrophone. La réponse impulsionnelle du système est ensuite obtenue après une déconvolution de Wiener (section 4.2.1 équation 4.5) :

$$\hat{H}(\omega) = \frac{S(\omega)F^*(\omega)}{|F(\omega)|^2 + \varepsilon} W(\omega), \quad (6.1)$$

où $S(\omega)$ est le spectre du signal reçu et $W(\omega)$ est un spectre gaussien de largeur de bande [50-250] kHz et ε est une constante servant à limiter l'influence du bruit dans les zones du spectre où il y a peu d'énergie. Cette constante est déterminée empiriquement.

Le signal reçu par l'hydrophone est présenté avant et après la déconvolution de Wiener (équation 4.5) sur la figure 6.3. Avec la géométrie choisie pour l'expérience (figure 6.4), le trajet réfléchi-fond peut être isolé du trajet direct (arrivée 1 sur la figure 6.3a) et du réfléchi-surface (arrivée 5). De plus, la résolution temporelle est suffisamment bonne pour visualiser les trois réflexions sur les interfaces du système de plaques (arrivées 2, 3, et 4).

Difficultés

Différents problèmes ont été rencontrés durant l'expérimentation. Premièrement, la source est une sphère de 1cm de rayon et la méthode est formulée pour une source ponctuelle. En conséquence, on retarde les signaux enregistrés (de $6\mu s$) pour faire comme si le signal avait été émis depuis le centre de la source. Deuxièmement, la source n'est pas omnidirectionnelle du fait de ses dimensions par rapport aux longueurs d'ondes utilisées ; le spectre du signal envoyé varie en fonction de l'angle d'incidence. Troisièmement, la célérité dans la plaque de résine est assez élevée et l'angle critique entre la plaque de Téflon et celle en résine est d'environ 45° . Pour respecter les conditions d'utilisation de la méthode des sources images, on doit rester en dessous de cet angle, ce qui au vu des dimensions de la cuve limite beaucoup le choix de configuration. La configuration retenue est représentée figure 6.4 et une vue des plaques et des transducteurs est montrée figure 6.5.

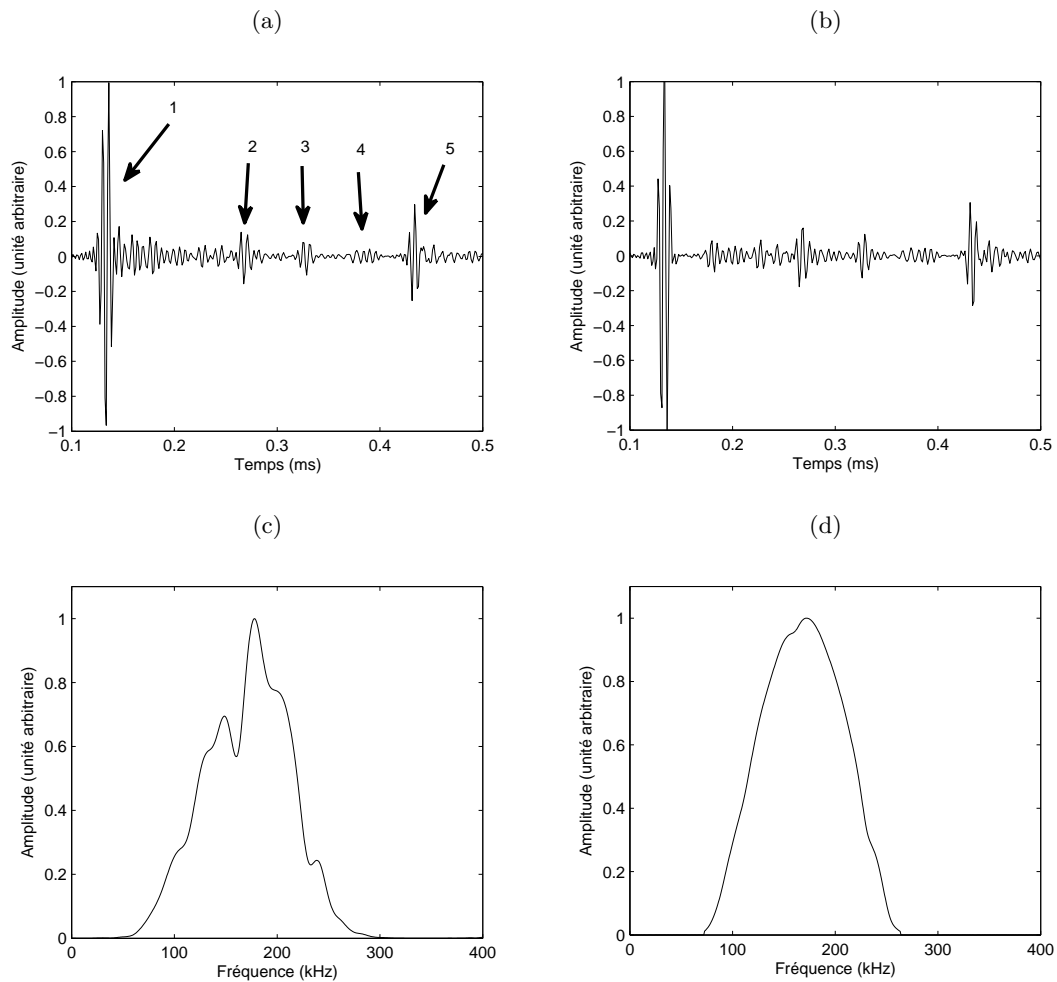


Figure 6.3 – (a) Signal reçu après compression d’impulsion. Les arrivées numérotés sont 1 : trajet direct, 2 : réflexion sur l’interface eau/Téflon, 3 : réflexion sur l’interface résine/Téflon, 4 : réflexion sur l’interface Résine/fond, 5 : trajet réfléchi-surface. (b) signal reçu après déconvolution de Wiener. (c) spectre de l’impulsion correspondant au trajet direct. (d) spectre de l’impulsion correspondant au trajet direct après déconvolution.

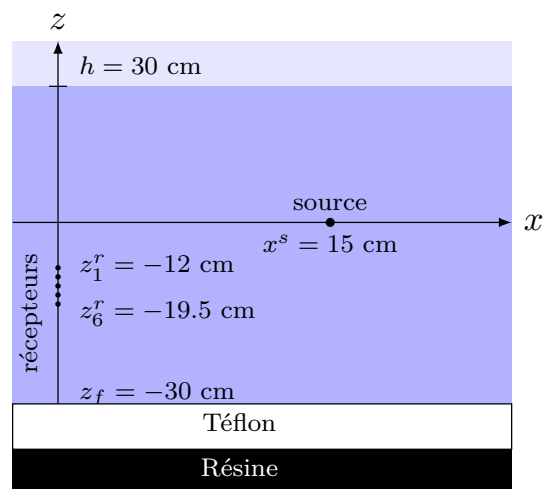


Figure 6.4 – Géométrie de la configuration utilisée (vue de côté).

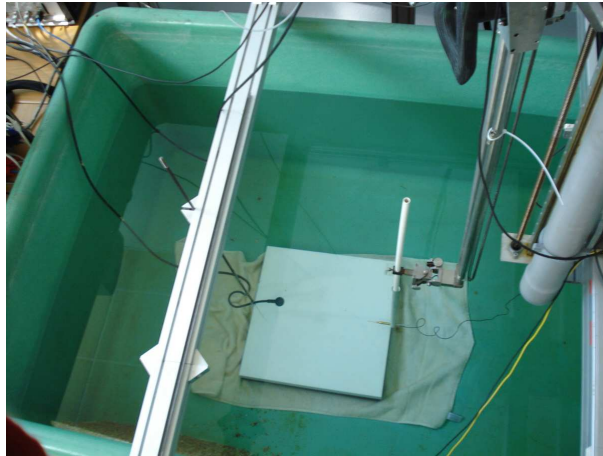


Figure 6.5 – Vue de dessus de la cuve. On y voit les plaques posées au fond ainsi que les transducteurs.

6.1.2 Résultats

Visualisation des sources images

En utilisant les signaux enregistrés déconvolués, une première carte des sources images est obtenue par processus de migration avec la fonction \mathcal{I}^M (équation 4.18). Les sources apparaissent clairement sur cette carte (figure 6.6a) mais on voit aussi beaucoup de parasites déjà décrits en section 4.2.2. Ces parasites sont les échos dessinant des cercles centrés sur chaque hydrophone. Une source image est localisée quand tout ces cercles se somment de façon constructive. En fonction des échos, il n'est pas possible de faire une différence en amplitude entre une sommation constructive (là où l'image se situe) et un cercle isolé. La dynamique est trop grande.

Une meilleure carte des sources images est obtenue avec la fonction de semblance \mathcal{I}^{semb} (équation 4.20). Le résultat fait apparaître plus clairement la source et les images (figure 6.6b). Il y a toujours quelques interférences dues à la synthèse d'une antenne faite de seulement six capteurs, mais elles ne gênent pas la localisation.

Profil de célérité

Le profil de célérité obtenu à l'aide de l'équation 3.5 est présenté figure 6.7. Sur cette figure, le résultat est comparé aux mesures directes à 1 MHz (voir section 6.1.1). La comparaison est très satisfaisante. En particulier, les épaisseurs sont bien retrouvées et les célérités mesurées sont très proches de la « vérité-terrain ». Les erreurs pour la plaque du dessus et du dessous sont respectivement de 8 et 9% sur les épaisseurs et de 4 et 0.05% sur les célérités. Les zones grisées correspondent à l'erreur possible due à la densité du maillage (un nœud tous les 2 mm le long de la radiale et le radiale coupe l'axe vertical de la source tous les 1 mm).

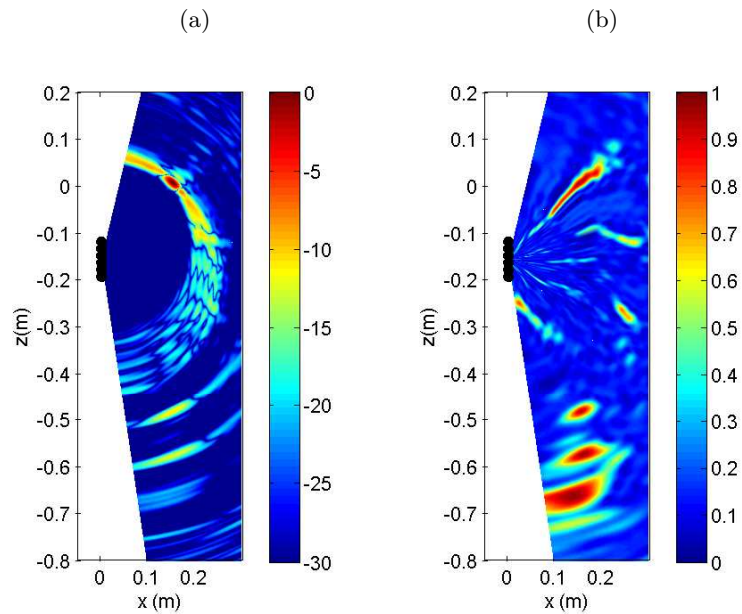


Figure 6.6 – (a) : carte des signaux migrés pour la configuration décrite figure 6.4 (en dB). (b) : carte des sources images obtenue avec la fonction de semblance.

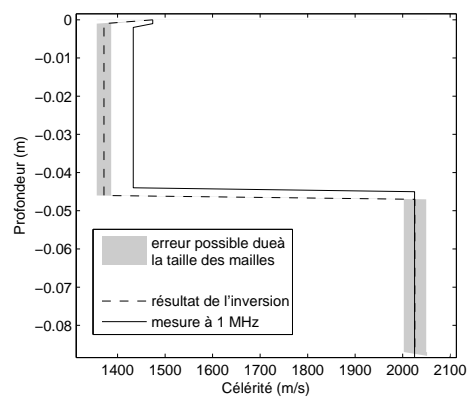


Figure 6.7 – Profil de célérité de l'empilement des deux plaques (figure 6.4) obtenu par la méthode des sources images (courbe en trait continu). La courbe en trait plein est le profil de célérité obtenu par la mesure directe à l'aide d'un transducteur à 1 MHz.

6.1.3 Discussion

Malgré de nombreuses difficultés expérimentales, il est possible de retrouver les célérités dans les plaques de façon satisfaisante et ainsi, valider la méthode. L'amélioration des conditions expérimentales pourrait toutefois permettre de tester une plus grande variété de configuration pour tester la méthode. Pour cela, il serait intéressant d'avoir une source de plus petites dimensions, une cuve plus grande ainsi qu'un plus grand nombre de plaques avec des propriétés moins contrastées que celles que nous avons utilisées.

6.2 Expérimentation en mer

Dans cette section¹, la méthode des sources images est testée sur des données provenant de la campagne de mesures SCARAB (Scattering And Reverberation from the sea Bottom) ayant eu lieu en Juin 1998 près de l'île d'Elbe en Italie (voir la référence [HO00] pour plus de détails). Les données utilisées proviennent du site 2 où la hauteur d'eau est de 150 m (figure 6.8). D'après les observations effectuées au sonar latéral, le fond est plat et sans accidents ; la pendage est inférieur ou égal à 0.3° .

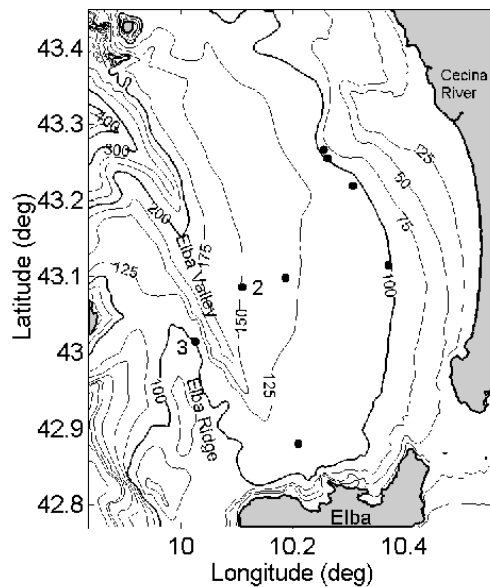


Figure 6.8 – Zone d'expérimentation de la campagne de mesures SCARAB.

1. les résultats présentés proviennent de [PG09] et [PG10]

6.2.1 Description des données de la campagne de mesures SCARAB

Le système de mesure est composé d'une antenne verticale (figure 6.9) et d'une source. La hauteur d'eau est de 150 m. L'antenne comporte 15 hydrophones espacés irrégulièrement (tableau 4.1) et dont l'envergure est de 64 m. L'angle d'incidence du son réfléchi sur le fond marin doit être suffisamment grand pour permettre de mesurer le phénomène de réfraction mais inférieur à l'angle critique de réflexion totale (hypothèses définies en section 3.1.2). Un angle d'incidence de 45° est un bon compromis, ce qui correspond à une distance entre la source et l'antenne d'environ 200 m.

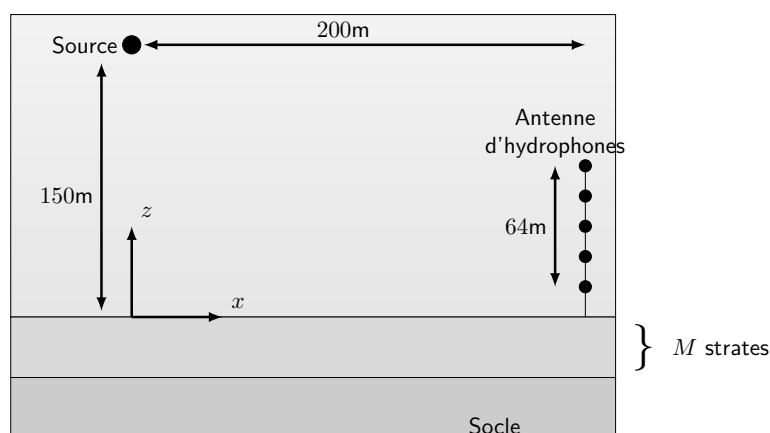


Figure 6.9 – Schéma de l'expérience. La source est située à 200 m de l'antenne verticale. L'antenne d'hydrophones est ancrée sur le fond marin et est composée de 15 hydrophones espacés irrégulièrement (tableau 4.1). L'hydrophone le plus profond est situé à 12 m du fond marin.

La source est le modèle 265 UNIBOOM de EG&G. C'est une source électromécanique de 20 cm de diamètre, large bande (100 Hz - 6 kHz) et placée 20 cm sous la surface de la mer. La réflexion de l'onde émise par la source est réfléchiée par la surface de l'eau en opposition de phase ce qui influe sur la directivité du signal envoyé : c'est le phénomène des miroirs de Lloyd [JKPS94]. La plus grande partie de l'énergie du spectre du signal émis (figure 4.2b) est en dessous de 3 kHz (longueur d'onde de 50 cm). En dessous de cette fréquence, le calcul avec un modèle de source ponctuelle située à 20 cm sous la surface de la mer (figure 6.10) montre qu'il n'y a pas de variation importante dans la directivité autour des angles d'incidences d'intérêt (environ 45° pour la réflexion sur la première interface et moins de 45° pour les réflexions sur des interfaces plus profondes).

L'inversion géoacoustique réalisée par Holland et Osler [HO00] révèle des paramètres correspondant à des strates de limons argileux intercalées de strates sableuses (figure 6.11). Le carottage des 6 premiers mètres de sédiments confirme ce résultat (figure 1.2).

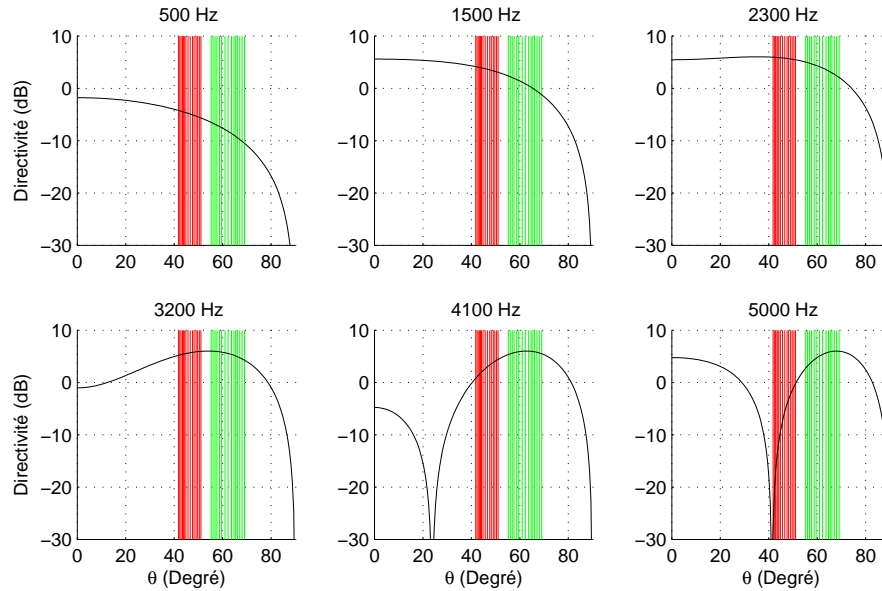


Figure 6.10 – Directivité de la source en fonction de l'angle d'incidence. Le modèle est une source ponctuelle placée 20 cm sous la surface de la mer. Le calcul de directivité est effectué pour des valeurs de fréquences comprises entre 500 et 5000 Hz. Les zones rouges correspondent aux angles d'incidences de la réflexion sur la première interface pour chaque hydrophone (environ 45°) et les zones vertes correspondent aux incidences du trajet direct entre la source et les hydrophones.

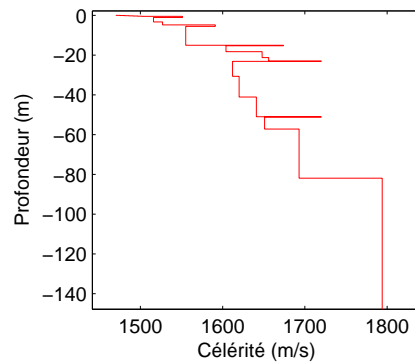


Figure 6.11 – Profil de célérité obtenu par inversion pour le site 2.

Un exemple de signal enregistré est montré sur la figure 7.4. Un bruit additif non négligeable est présent sur ces données mais de nombreuses réflexions sont toutefois visibles. La durée de l'impulsion émise est approximativement de 1 ms. Avec une célérité de 1500 m/s et un angle d'incidence de 45° , on peut donc s'attendre à pouvoir résoudre des strates de 50 cm d'épaisseur.

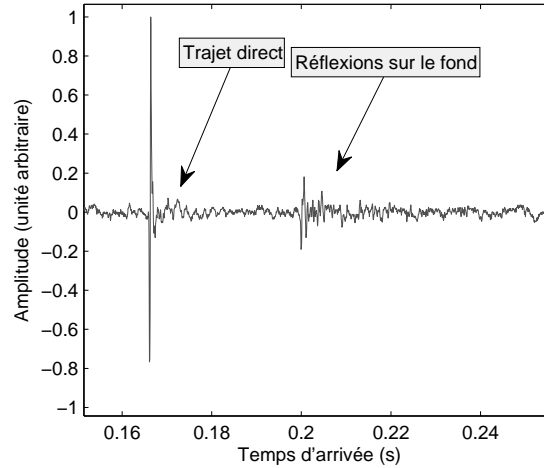


Figure 6.12 – Signal temporel enregistré par le 8^{ème} hydrophone de l'antenne.

6.2.2 Résultats

Correction de l'inclinaison de l'antenne

Du fait des courants marins, il est possible que l'antenne verticale soit déformée. De même, un pendage de la structure stratifiée peut impliquer que l'antenne ne soit pas perpendiculaire au fond marin. Dans ces deux cas, si on suppose que l'antenne est rectiligne, il est nécessaire de tenir compte de l'inclinaison d'angle α de l'antenne par rapport à la verticale (ou la perpendiculaire au fond). Si cet angle n'est pas pris en compte dans les coordonnées des hydrophones, la droite passant par la source et la première image sera inclinée d'un angle $-\alpha$ par rapport à la verticale du repère (figure 6.13).

Ainsi, en localisant la source et la première image, on peut calculer les coordonnées corrigées $\mathbf{r}_n^{r\alpha} = (x_n^{r\alpha}, z_n^{r\alpha})$ des hydrophones par un simple changement de coordonnées :

$$\begin{aligned} x_n^{r\alpha} &= x_n^r \cos \alpha - z_n^r \sin \alpha, \\ z_n^{r\alpha} &= x_n^r \sin \alpha + z_n^r \cos \alpha, \end{aligned} \quad (6.2)$$

avec

$$-\alpha = \tan^{-1} \frac{x^s - x_0^s}{z^s - z_0^s}. \quad (6.3)$$

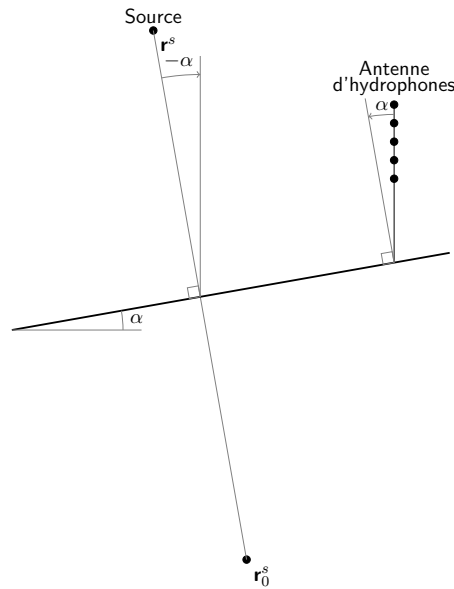


Figure 6.13 – Antenne inclinée par rapport au fond d'un angle α .

(x^s, z^s) et (x_0^s, z_0^s) sont respectivement les coordonnées de la vraie source et de la première source image obtenues avec l'antenne inclinée.

L'inclinaison de l'antenne est souvent un paramètre inconnu qui est ici déterminé facilement avec la méthode des sources images. La valeur mesurée avec le jeu de données utilisées est de 0.3° . Après la prise en compte de l'inclinaison de l'antenne, les sources images peuvent être recherchées afin d'obtenir le profil de célérité. Bien sûr, en réalité l'antenne peut être courbée ou subir une déformation plus complexe. Si cette courbure ou déformation est trop importante la simple correction de l'inclinaison de l'antenne ne sera pas suffisante pour localiser correctement les sources images. C'est par exemple le cas lors de l'utilisation de l'antenne horizontale décrite dans le chapitre 7.

Profil de célérité

Les sources images sont localisées en utilisant la méthode décrite en section 4.2.2 et un maillage spatial dense. Le maillage est polaire. Sur chaque radiale, la distance entre les nœuds correspond à la période d'échantillonnage des signaux enregistrés soit un nœud chaque 10 cm ($\approx 1/10^{\text{ème}}$ de longueur d'onde à la fréquence centrale du signal émis). Le pas angulaire du maillage n'est pas constant ; chaque radiale coupe l'axe vertical de la source tous les 10 cm. Sur la figure 6.14, on peut voir les images obtenues par la fonction $\mathcal{I}^{semb}(\mathbf{r})$ (section 4.2.3).

La vérité terrain n'est disponible que pour les 6 premiers mètres de sédiments ce qui est insuffisant pour comparer avec le résultat de la méthode des sources images.

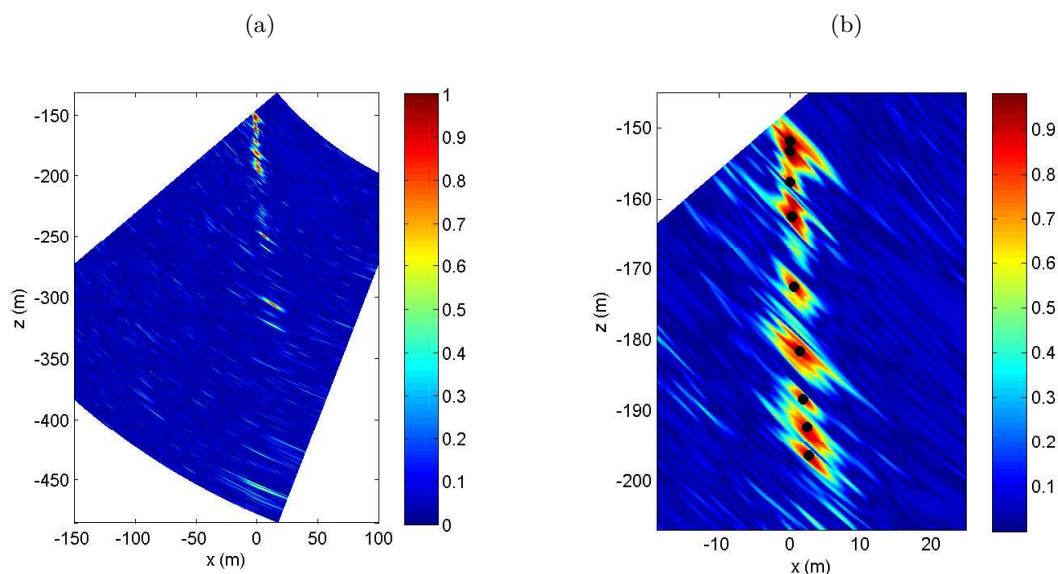


Figure 6.14 – Carte des sources images pour les données SCARAB : (a) focalisation avec $\mathcal{I}^{semb}(\mathbf{r})$ (section 4.2.3), (b) zoom sur les premières sources images ; les points noirs indiquent la localisation des images. La source étant en $(0, 150 \text{ m})$, on peut voir la première source image en $(0, -150 \text{ m})$, le fond de l'eau étant en $z = 0 \text{ m}$.

On utilise donc les résultats obtenus par Holland et Osler pour la comparaison. Ils obtiennent 20 strates (référencées de 1 à 20 dans le tableau 6.2) alors que la méthode des sources images n'en détecte que 11 (référencées de a à k dans le tableau 6.2). Les images correspondant aux 8 premières strates (a à h) sont identifiées sur la figure 6.14b.

Une comparaison détaillée des résultats permet de relever les points suivants :

1. La stratification des premiers mètres du fond marin est complexe avec la présence notable d'une strate superficielle avec un gradient de célérité et débutant avec une célérité inférieure à celle de l'eau. Dans ces premiers mètres, la méthode des sources images donne 3 strates (a à c) dont les profondeurs correspondent aux strates 1, 3 et 5. Cependant, les célérités calculées sont différentes de celle trouvées par Holland et Osler. On peut noter que la première strate a une célérité inférieure à celle de l'eau ce qui peut correspondre à la couche superficielle.
2. Deux strates (d et e) détectées par la méthode des sources images correspondent à une seule (la strate 6). L'image correspondant à la strate supplémentaire d est clairement identifiée sur le zoom de la carte de semblance en $z = -171 \text{ m}$ (figure 6.14b).
3. Les strates 7, 11 et 15 ne sont pas vues, probablement du fait de leurs faibles épaisseurs (20 cm). Les strates 8 à 10 sont correctement trouvées par la méthode des sources images (strates f à h), les différences en épaisseurs sont inférieures à 1 m mais la célérité des strates 10 et h diffèrent de 90 m/s.

Méthode de Holland & Osler				Méthode des sources images			
Strate	Épaisseur (m)	Profondeur (m)	Célérité (m/s)	Strate	Épaisseur (m)	Profondeur (m)	Célérité (m/s)
1	0.5	0.5	1470-1502	<i>a</i>	0.7	0.7	1508
2	0.6	1.1	1551				
3	2.2	3.3	1516	<i>b</i>	2.2	2.9	1514
4	1.5	4.8	1527				
5	0.8	5.6	1591	<i>c</i>	2.4	5.2	1540
				<i>d</i>	5	10.3	1539
6	9.5	15.1	1555	<i>e</i>	4.6	14.9	1584
7	0.2	15.3	1674				
8	3	18.3	1604	<i>f</i>	3.4	18.3	1576
9	3	21.3	1648	<i>g</i>	2	20.3	1625
10	1.7	23	1656	<i>h</i>	2.1	22.4	1566
11	0.2	23.2	1720				
12	7.5	30.7	1612				
13	10.4	41.1	1620				
14	9.9	51	1641	<i>i</i>	27.6	50	1620
15	0.2	51.2	1720				
16	6	57.2	1651	<i>j</i>	5.6	55.6	1639
17	24.7	81.9	1693	<i>k</i>	25	80.6	1703
18	68	149.9	1794				
19	0.2	150.1	1900				
20	.	.	1820				

Tableau 6.2 – Comparaison des résultats obtenus par la méthode de Holland & Osler et par la méthode des sources images.

- Les strates 12 à 16 sont confondues en une seule strate *j*. La valeur de célérité obtenue pour la strate *j* correspond à la célérité moyenne des strates 12 à 14 avec une incertitude inférieure à 20 m/s. La fusion de ces strates est probablement due aux faibles contrastes d'impédances qui impliquent de trop faibles coefficients de réflexions pour permettre une détection des sources images. Sur la carte de semblance figure 6.14, on devine des images correspondant à la strate 13, elles sont entre -225 m et -240 m, c'est à dire que les interfaces sont situées entre $z = -37$ m et $z = -45$ m.
- La concordance entre les strates 16 et 17, et les strates *j* et *k* est correcte en épaisseur et célérité.
- Les strates les plus profondes 18, 19 et 20 ne sont pas détectées par la méthode des sources images bien que l'on perçoive une image de faible amplitude en $z = -450$ m qui correspond à une interface à 150 m de profondeur (figure 6.14). La position par rapport à la verticale de cette image impliquerait une célérité irréaliste probablement du fait d'un pendage important de cette interface.

Malgré ces différences, la forme globale des profils de célérité concordent correctement (figure 6.15) alors que le profil obtenu par la méthode des sources images n'a nécessité aucun *a priori* concernant le nombre de strates, leurs épaisseurs ou célérités.

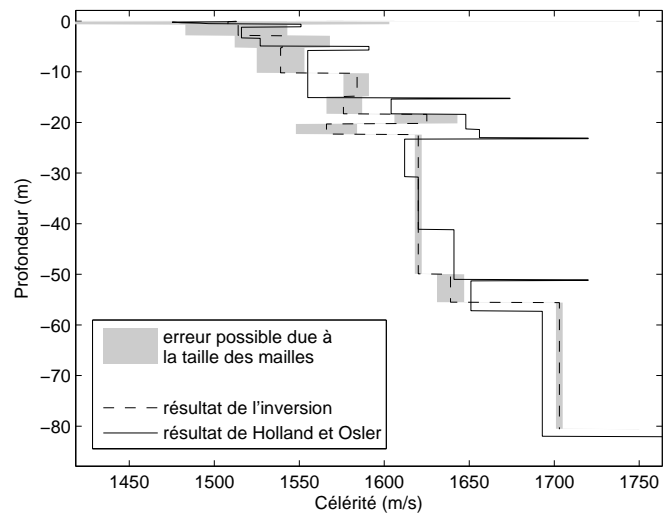


Figure 6.15 – Profil de célérité calculé par la méthode des sources images comparé au résultat de Holland & Osler [HO00].

Expérimentation avec une antenne horizontale

Sommaire

7.1	Description des données de la campagne de mesures CLUTTER'09 . . .	91
7.2	Difficultés rencontrées et solutions proposées	93
7.2.1	Signal de référence	93
7.2.2	Correction de la forme de l'antenne	94
7.3	Résultats	99
7.3.1	Choix du nombre d'hydrophones pour l'inversion	99
7.3.2	Analyse de la stabilité des résultats	99
7.3.3	Caractérisation dépendante en distance	101
7.4	Discussion	106

En petits fonds (hauteur d'eau inférieure à 200 mètres), la nature du sol peut évoluer parfois très rapidement avec la distance ce qui pose problème aux méthodes d'inversions basées sur l'analyse du champ sonore à grande distance de la source. Une solution pour traiter ce problème est de considérer que le milieu est localement invariant en fonction de la distance puis répéter des inversions locales pour obtenir un résultat dépendant de la distance [PC01, SNG02]. Du fait du faible coût de calcul de la méthode des sources images, l'utilisation d'une antenne horizontale tractée par un AUV (Autonomous Underwater Vehicle) peut permettre de suivre cette stratégie d'inversions locales répétées sur une grande distance et ainsi de caractériser de grandes zones. Pour chaque inversion locale, on suppose que les hypothèses de la section 3.1.2 sont respectées.

7.1 Description des données de la campagne de mesures CLUTTER'09

La campagne de mesures CLUTTER'09 a été réalisée par la collaboration de plusieurs participants : le NATO Undersea Research Center - NURC, le Applied Research Laboratory Pennsylvania State University - ARL-PSU (USA), le Defence Research and

Developement Canada - DRDC-A (CAN) et le Naval Research Laboratory - NRL (USA).

Les données utilisées ont été acquises sur le plateau de Malte au sud de la Sicile au niveau du site 2 (figure 7.1) où la profondeur de l'eau est de 150 m. Ce site a déjà fait l'objet d'une autre étude de Dettmer *et al.* [DDH08] par la méthode d'inversion conjointe dans le domaine temporel et fréquentiel de Holland et Osler [HO00]. Le système de mesure est constitué d'une source et d'une antenne de 32 hydrophones séparés les uns des autres de 1.05 m, le tout tracté par un AUV. L'envergure totale de l'antenne est donc de 32.55 m et le premier hydrophone est situé à 10.38 m de la source. L'AUV navigue de façon constante 12 m au dessus du fond (figure 7.2). Le volume de données à disposition est de 2693 tirs de la source avec un tir émis environ tous les 5 m le long d'une trajectoire en ligne droite. La distance parcourue par l'AUV est donc de 13.5 km environ. Les coordonnées géographiques de début et de fin d'acquisition sont respectivement de $36^{\circ} 30' 7.8''$ et $36^{\circ} 24' 39.2''$ pour la longitude, et de $14^{\circ} 33' 21.6''$ et $14^{\circ} 38' 17.5''$ pour la latitude.

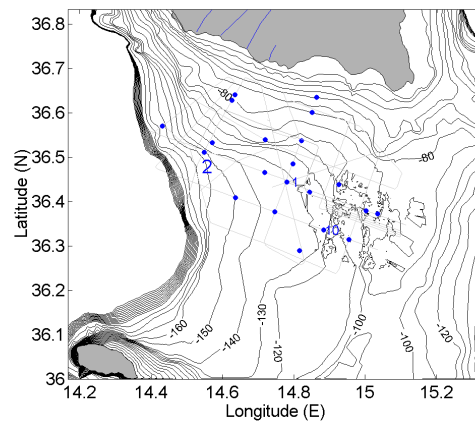


Figure 7.1 – Zone d'expérimentation de la campagne de mesures CLUTTER'09.

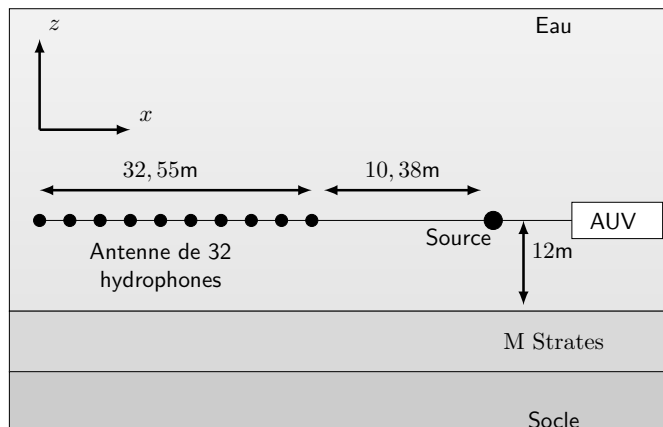


Figure 7.2 – Schéma de l'expérience.

7.2 Difficultés rencontrées et solutions proposées

L'utilisation de cette configuration expérimentale pose certaines difficultés. En effet, le signal de référence émis par la source n'est pas enregistré de façon synchrone avec les signaux reçus, ce qui implique que le moment t_0 d'émission de la source n'est pas connu. De plus, une antenne horizontale tractée n'est pas parfaitement rectiligne. Les mouvements verticaux de l'AUV, la flottabilité de l'antenne, sa souplesse sont autant de paramètres qui font que nous n'avons pas la connaissance exacte des coordonnées des hydrophones. Cette connaissance de ces coordonnées est indispensable pour utiliser la méthode des sources images efficacement. Dans les deux sections suivantes, nous proposons des solutions pour pallier ces difficultés.

7.2.1 Signal de référence

Le signal transmis par la source est un sinus linéairement modulé en fréquence de 1.5 kHz à 3.5 kHz et d'une durée de 0.5 s. La bande passante de ce signal permet après compression d'obtenir une impulsion dont la longueur équivalente dans l'eau est d'environ 75 cm. La fréquence d'échantillonnage des signaux enregistrés par les hydrophones est de 12750 Hz soit deux fois la fréquence de Nyquist-Shannon pour la partie haute du spectre du signal. Le premier traitement appliqué aux signaux enregistrés pour obtenir des impulsions résolues temporellement est une compression d'impulsion. Ensuite, pour évaluer le signal de référence émis par la source correspondant au signal filtré avec ce premier traitement, nous faisons deux hypothèses sur la géométrie de l'antenne. La première est que la distance réelle entre la source et les hydrophones diffère très peu (moins du quart de longueur d'onde à la fréquence centrale du spectre du signal émis ≈ 15 cm) de la géométrie supposée (10.38 m entre la source et le 1^{er} hydrophone et 1.05 m entre chaque hydrophone, les transducteurs étant situés sur une ligne horizontale). La deuxième hypothèse est que la distance de 10.38 m entre la source et le 1^{er} hydrophone est exacte. En effet, c'est cette distance qui est la moins affectée par la déformation de l'antenne. Les opérations qui permettent ensuite de déduire le signal de référence consistent à rétropropager sur la source le signal enregistré par le 1^{er} hydrophone en le convoluant par la fonction de Green inverse $g_0^{-1}(\mathbf{r}^s, \mathbf{r}_1^r, t) = |\mathbf{r}^s - \mathbf{r}_1^r| \times \delta(t + |\mathbf{r}^s - \mathbf{r}_1^r|/c_0)$:

$$s_{b1}(t) = s_1(t') * g_0^{-1}(\mathbf{r}^s, \mathbf{r}_1^r, t'), \quad (7.1)$$

puis à fenêtrer l'impulsion correspondant au trajet direct entre la source et l'hydrophone à l'aide de la fonction de semblance définie section 4.2.3 :

$$\mathcal{I}^{semb}(t) = \frac{\frac{1}{N^2 - N} \sum_{n=1}^N \sum_{\substack{q=1 \\ q \neq n}}^N s_{bn}^{\mathcal{H}}(t) s_{bq}^{\mathcal{H}*}(t)}{\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N s_{bn}^{\mathcal{H}}(t) s_{bn}^{\mathcal{H}*}(t)}, \quad (7.2)$$

où s_{bn} est le signal de l'hydrophone n rétropropagé sur la source de la même manière qu'avec l'équation 7.1. La semblance et le signal s_{b1} sont tracés sur la figure 7.3. On

voit que les valeurs proches de 1 de la semblance encadrent correctement l'impulsion correspondant au trajet direct. Toutefois, avant d'appliquer un seuil de validité avec la semblance pour isoler le signal direct entre la source et l'hydrophone, on filtre la semblance avec une fenêtre gaussienne pour atténuer ses variations rapides. Enfin, on prélève de s_{b1} la partie du signal dont la semblance est supérieure à 0.4 afin d'estimer le signal de référence $f(t)$. Ce seuil de 0.4 est fixé empiriquement.

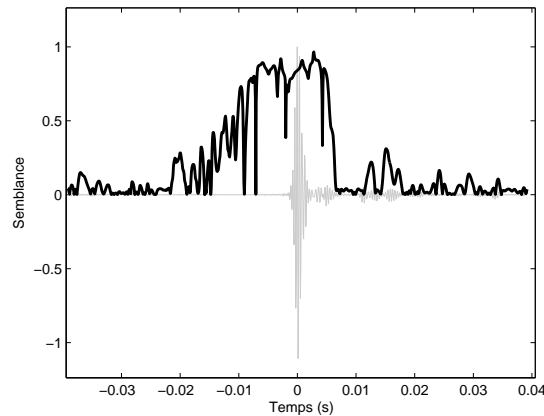


Figure 7.3 – En trait fin : signal du 1^{er} hydrophone rétropropagé sur la source (amplitude arbitraire). En trait gras : semblance des signaux rétropropagés sur la source.

Le signal de référence étant estimé, on utilise la déconvolution de Wiener décrite section 4.2.1 pour construire un nouveau signal de référence $f'(t)$ qui soit une impulsion en phase nulle (centrée en $t = 0$ et paire). Un des signaux reçus et ayant subi ce traitement est tracé sur la figure 7.4. La durée de l'impulsion envoyée est approximativement de 2 ms. Avec une célérité de 1500 m/s et un angle d'incidence de 45° , on peut donc s'attendre à pouvoir résoudre des strates de 1 m d'épaisseur.

7.2.2 Correction de la forme de l'antenne

Si l'antenne rectiligne subit des petites déformations, il est possible d'appliquer des corrections sur les coordonnées des hydrophones pour en déduire la géométrie réelle de l'antenne. Cette reconstruction géométrique de la forme de l'antenne est possible à partir de la connaissance des données suivantes (figure 7.5) :

- les coordonnées de la source \mathbf{r}^s (fixées),
- les distances intercapteurs,
- les distances entre la source et les hydrophones d_1^s à d_N^s ,
- les distances entre l'image 0 et les hydrophones d_1^{im} à d_N^{im} .

De tous ces paramètres, on considère fiable la distance source-hydrophone 1 $d_1^s = 10.38$ m et la distance intercapteurs (1.05 m). Les distances d_2^s à d_N^s et d_1^{im} à d_N^{im} sont

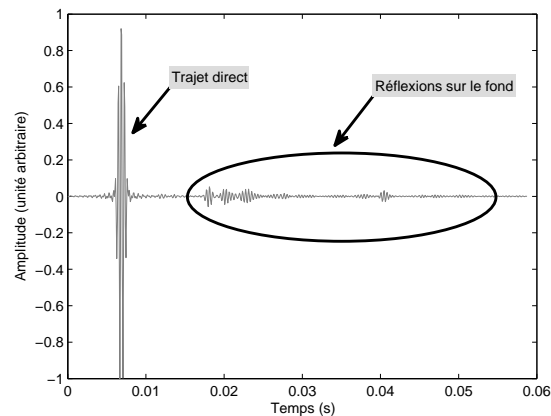


Figure 7.4 – Exemple d'un signal temporel enregistré sur le 1^{er} hydrophone de l'antenne après traitement.

déduites des mesures acoustiques. Le problème étant surdéterminé, il se résout *in fine* par la minimisation d'une fonction.

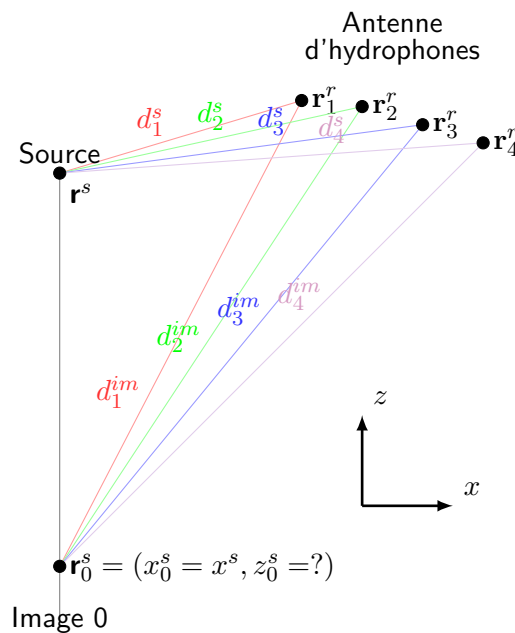


Figure 7.5 – Représentation des distances entre la source et les hydrophones, et des distances entre la première image et les hydrophones.

Détermination des distances source/hydrophones et des distances première image/hydrophones

L'étape clé pour calculer la forme de l'antenne est la détermination des distances source/hydrophones d_1^s à d_N^s et des distances première image/hydrophones d_1^{im} à d_N^{im} . Ces distances sont d'abord estimées approximativement en localisant la source et la pre-

mière image en supposant l'antenne droite et horizontale à l'aide des fonctions $\mathcal{I}^M(\mathbf{r})$ (équation 4.18) et $\mathcal{I}^{semb}(\mathbf{r})$ (équation 4.20). Les distances ainsi obtenues le sont pour une antenne rectiligne dont les coordonnées supposées des hydrophones sont notées $\tilde{\mathbf{r}}_1^r$ à $\tilde{\mathbf{r}}_N^r$. Les petites corrections à appliquer sur ces distances seront obtenues par l'analyse de la phase des impulsions provenant de la source et de la première image. Pour comparer les phases des impulsions provenant de la source (ou de la première image), les signaux enregistrés sont rétropropagés en \mathbf{r}^s (ou \mathbf{r}_0^s) et fenêtrés avec une fenêtre rectangulaire de durée légèrement inférieure à celle de l'impulsion (ici ≈ 1 ms) et centrée autour de $t = 0$. Le signal rétropropagé et fenêtré s'écrit :

$$s_{wn}(t, \mathbf{r}) = \left(s_n(t') * g_0^{-1}(\mathbf{r}, \tilde{\mathbf{r}}_n^r, t') \right) \times \Pi_{1\text{ms}}(t), \quad (7.3)$$

où $\Pi_{1\text{ms}}(t)$ est la fonction porte de largeur 1 ms et $\mathbf{r} = \mathbf{r}^s$ ou $\mathbf{r} = \mathbf{r}_0^s$ suivant que l'on focalise sur la source ou sur l'image 0.

Lorsque l'on trace les signaux $s_{wn}(t, \mathbf{r}_0^s)$ pour chacun des hydrophones et la moyenne de ces signaux (figure 7.6), il apparait qu'il existe de légers déphasages. Ce sont ces déphasages entre chaque signal $s_{wn}(t, \mathbf{r}_0^s)$ et la moyenne de ces signaux qui apportent l'information de correction de la distance entre les hydrophones et la source image. Le calcul de ces déphasages se fait dans le domaine fréquentiel à la pulsation centrale du spectre du signal émis. La distance entre la source réelle et l'hydrophone n est donc :

$$d_n^s = |\tilde{\mathbf{r}}_n^r - \mathbf{r}^s| - \frac{c_0}{\omega_c} \times (\arg(S_{wn}(\omega_c, \mathbf{r}^s)) - \arg(F(\omega_c))), \quad (7.4)$$

et la distance entre la source image et l'hydrophone n est :

$$d_n^{im} = |\tilde{\mathbf{r}}_n^r - \mathbf{r}_0^s| - \frac{c_0}{\omega_c} \times (\arg(S_{wn}(\omega_c, \mathbf{r}_0^s)) - \arg(S_w(\omega_c, \tilde{\mathbf{r}}_0^s))), \quad (7.5)$$

où \arg est l'argument en radians, ω_c est la pulsation centrale du spectre du signal émis $F(\omega)$, $S_{wn}(\omega, \mathbf{r})$ et $S_w(\omega, \mathbf{r})$ sont respectivement les transformées de Fourier de $s_{wn}(t, \mathbf{r})$ et $s_w(t, \mathbf{r})$.

Pour la source réelle, les phases des signaux rétropropagés sont comparées au signal de référence $f(t)$. En revanche, pour la première source image, ces phases sont comparées à la phase du signal moyen $S_w(\omega_c, \mathbf{r}_0^s)$ parce que le signal réfléchi par la première interface ne reproduit pas obligatoirement la forme de l'impulsion $f(t)$. En effet, même si la première strate est très fine et non-délectable, elle modifiera toutefois la forme et la phase du signal réfléchi.

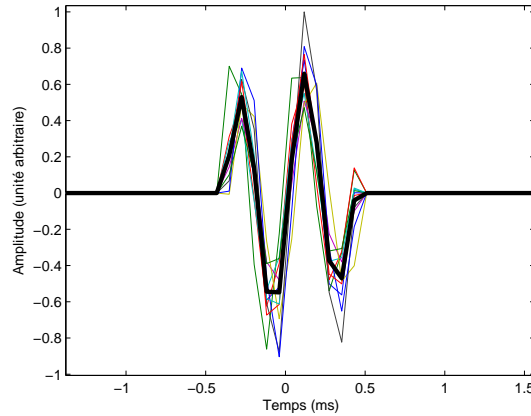


Figure 7.6 – Signaux rétropropagés et fenêtrés sur la première source image. En trait gras, la moyenne de ces signaux.

Déduction de la forme de l'antenne

La coordonnée corrigée \mathbf{r}_n^r de l'hydrophone n est donc une des deux intersections des cercles de rayons d_n^s et d_n^{im} et de centres \mathbf{r}^s et \mathbf{r}_0^s . À ce stade, la profondeur de la première image z_0^s reste inconnue. Elle est déterminée en minimisant la différence entre l'écart calculé entre les nouvelles coordonnées des hydrophones et la distance théorique de 1.05 m les séparant :

$$z_0^s = \arg \min_{z_0^{s'}} \left(\sum_{n=1}^{N-1} (|\mathbf{r}_{n+1}^r(z_0^{s'}) - \mathbf{r}_n^r(z_0^{s'})| - 1.05)^2 \right). \quad (7.6)$$

Par conséquent, la correction ne peut s'effectuer que si $d_n^{im} - |\tilde{\mathbf{r}}_n^r - \mathbf{r}_0^s|$ et $d_n^s - |\tilde{\mathbf{r}}_n^r - \mathbf{r}^s|$ sont inférieurs à $\lambda_c/4 \approx 15$ cm où λ_c est la longueur d'onde à la fréquence centrale du spectre de $F(\omega)$. Si ce n'est pas le cas en pratique, on peut corriger les coordonnées d'un nombre limité d'hydrophones, refaire la correction en agrandissant l'antenne d'un hydrophone en fixant sa coordonnée 1.05 m à l'horizontale de l'hydrophone précédent, puis répéter l'opération jusqu'à ce que l'antenne soit corrigée entièrement.

À partir de la configuration de mesure de l'AUV, un jeu de données a été simulé avec une antenne déformée et un fond stratifié quelconque. En pré-supposant que l'antenne est rectiligne puis en la corrigeant avec la méthode décrite ci-dessus, la forme d'antenne retrouvée est très proche de celle du modèle (figure 7.7a). Un exemple de forme d'antenne retrouvée pour un jeu de données réelles est présenté figure 7.7b. Il faut noter qu'en réalité la déformation de l'antenne se fait dans les trois dimensions de l'espace alors qu'elle est reconstruite dans un plan en deux dimensions. Quoiqu'il en soit, cette reconstruction en 2D permet ensuite de pouvoir focaliser parfaitement sur la première source image ainsi que de la positionner parfaitement sur la verticale de la source réelle.

La correction de la forme de l'antenne influence la qualité de la carte des sources images. À titre d'exemple, la figure 7.8 présente cette carte calculée par la fonction de semblance dans le cas où l'on considère l'antenne comme rectiligne et après correction. On constate ainsi qu'une simple correction de l'inclinaison de l'antenne par rapport à l'horizontale n'est pas suffisante car les images sont très mal détectées avec l'antenne supposée linéaire. Au contraire, avec l'antenne corrigée, les sources images apparaissent clairement près de la verticale de la source entre -24 m et -100 m.

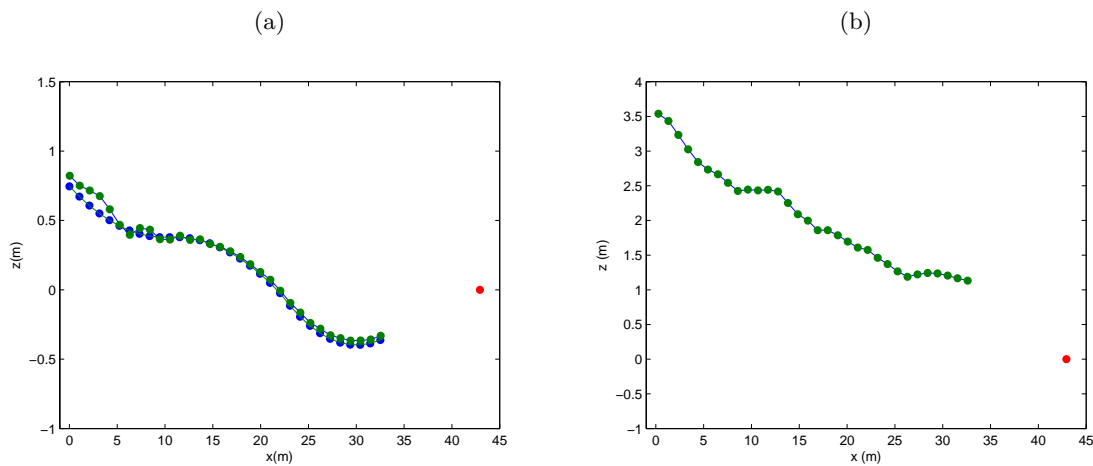


Figure 7.7 – Exemple de formes d'antennes calculées (exagérations verticales différentes pour (a) et (b)). (a) antenne déformée du modèle (en bleu) et antenne corrigée en pré-supposant une antenne rectiligne (en vert). (b) forme d'antenne calculée sur un jeu de données réelles (en vert). Le point rouge correspond à la position de la source.

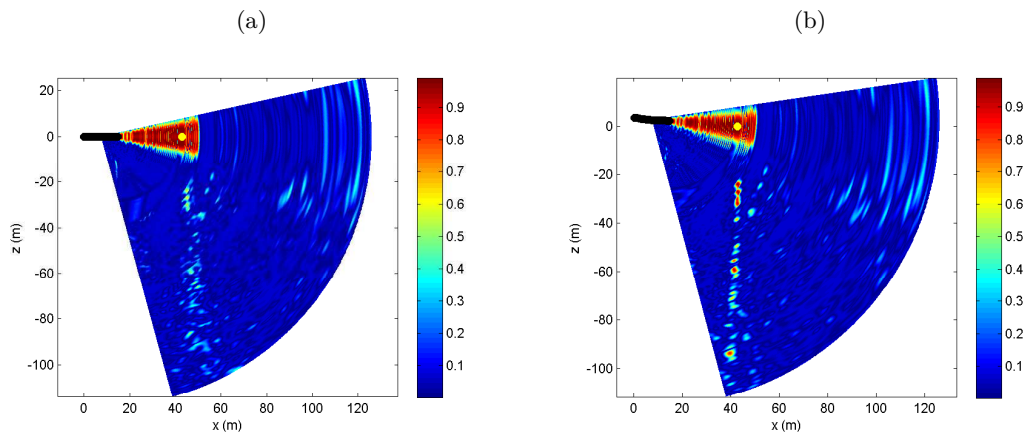


Figure 7.8 – Cartes des sources images calculées avec les hydrophones 18 à 32 pour : (a) l'antenne supposée linéaire, (b) l'antenne corrigée. Le point jaune correspond à la position de la source et les points noirs aux positions des hydrophones.

7.3 Résultats

7.3.1 Choix du nombre d'hydrophones pour l'inversion

Les paramètres permettant l'obtention des profils de célérité sont les angles d'incidences des ondes arrivant sur l'antenne et leurs temps de parcours (chapitre 3). Pour obtenir ces paramètres en localisant des sources images, il n'est pas nécessaire d'utiliser toute l'antenne. En localisant les sources images avec un petit nombre d'hydrophones le coût de calcul est diminué mais il en faut un nombre suffisant pour une localisation précise. Des cartes des sources images sont calculées en utilisant 5, 10, 15 et 20 hydrophones (figure 7.9). La carte calculée avec 5 hydrophones (figure 7.9a) ne permet pas de localiser les images précisément et de nombreuses interférences font apparaître des images trop éloignées de la verticale de la source pour être réalistes. Avec 10 hydrophones (figure 7.9b), la qualité de l'image est améliorée mais on distingue encore quelques interférences d'amplitude significative près de la verticale (par exemple en $x = 50$ m, $z = -35$ m). Les cartes calculées avec 15 et 20 hydrophones (figure 7.9c et 7.9d) font apparaître des images nettes et avec des interférences très atténuées. Pour cette configuration de mesure particulière, l'utilisation de 15 hydrophones pour calculer les profils de célérité semble donc être un bon compromis entre temps de calcul et qualité des cartes des sources images.

7.3.2 Analyse de la stabilité des résultats

Les profils de célérité calculés pour un tir de la source et différentes sous-antennes (composées des hydrophones 1 à 15, 2 à 16... et 18 à 32) sont tracés sur la figure 7.10. Ces résultats sont très différents d'une sous-antenne à l'autre même si elles ne diffèrent que d'un hydrophone.

De même, en comparant les profils de célérité calculés avec les hydrophones 18 à 32 pour 20 tirs successifs de la source, on retrouve la même instabilité des résultats (figure 7.11). Les hydrophones 18 à 32 sont choisis car, étant ils sont les plus éloignés de la source, ce sont ceux pour lesquels la réfraction dans les sédiments est la plus importante. De plus, pour cette sous-antenne, il y a recouvrement des zones de Fresnel (≈ 20 m) sur approximativement 4 tirs de la source. Ainsi on aurait pu supposer que le résultat avec cette sous-antenne soit plus précis mais on ne le constate pas.

Bien que les résultats soient très dispersés, en faire la moyenne doit pouvoir filtrer les instabilités. C'est ce que l'on constate en calculant la moyenne des résultats des différentes sous-antennes et en comparant ces moyennes obtenues pour 20 tirs successifs (figure 7.12). Ce gain en stabilité paraît encore plus important lorsqu'on moyenne les résultats des 20 tirs pour une sous-antenne donnée (figure 7.13). Ainsi, on constate que faire la moyenne

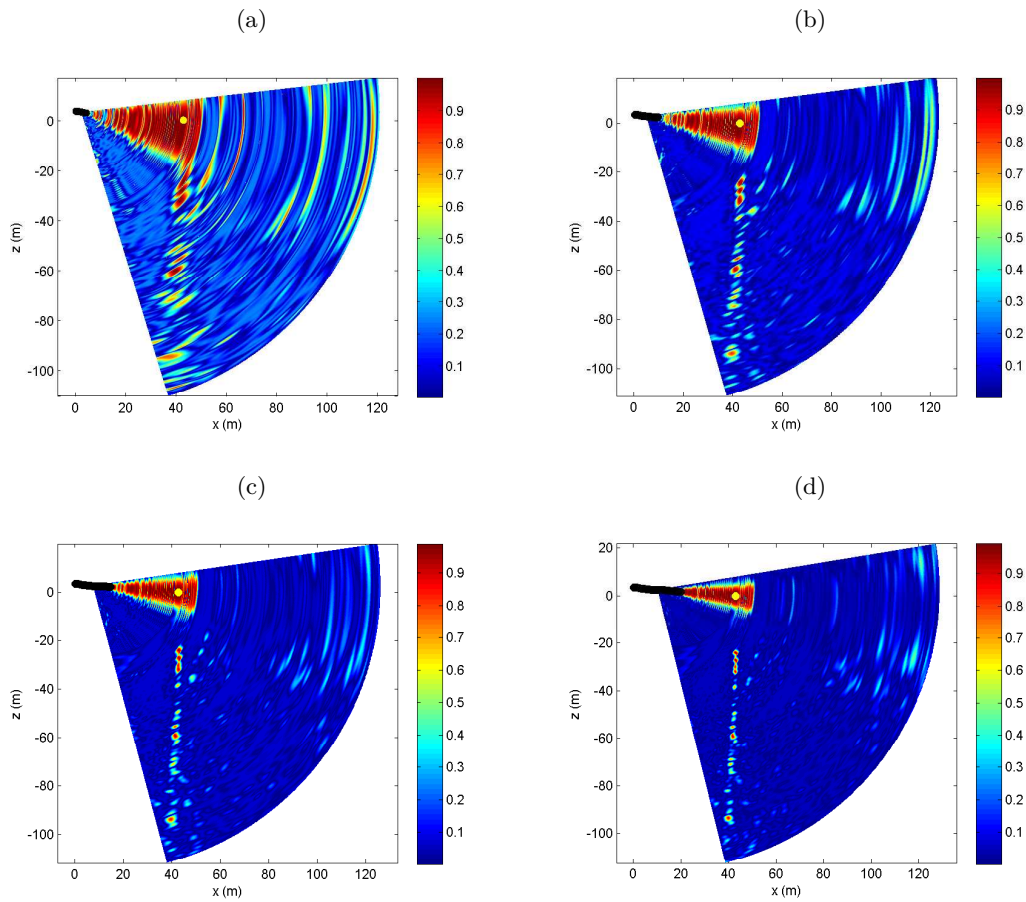


Figure 7.9 – Cartes des sources images obtenues avec : (a) 5 hydrophones (28 à 32), (b) 10 hydrophones (23 à 32), (c) 15 hydrophones (18 à 32), (d) 20 hydrophones (13 à 32). Le point jaune correspond à la position de la source et les points noirs aux positions des hydrophones.

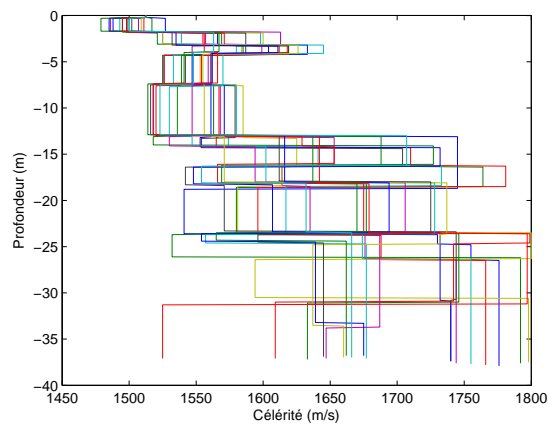


Figure 7.10 – Profils de célérité obtenus pour 1 tir de la source avec les sous-antennes composées des hydrophones 1 à 15, 2 à 16,... et 18 à 32.

sur différents tirs de la source permet une estimation plus stable et répétable du profil de célérité. Les sources d'instabilité des résultats ne sont pas parfaitement comprises mais quelques hypothèses sont avancées en fin de chapitre.

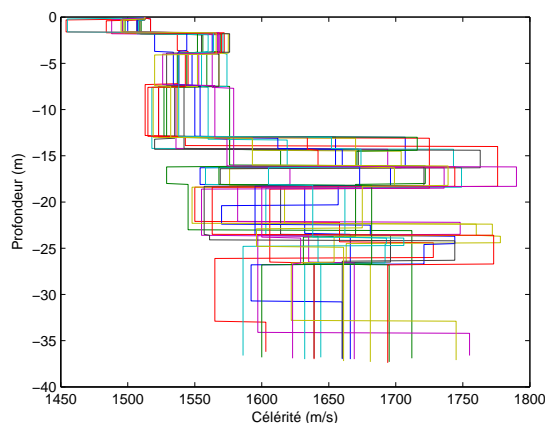


Figure 7.11 – Profils de célérité obtenus pour 20 tirs de la source avec la sous-antenne composée des hydrophones 18 à 32.

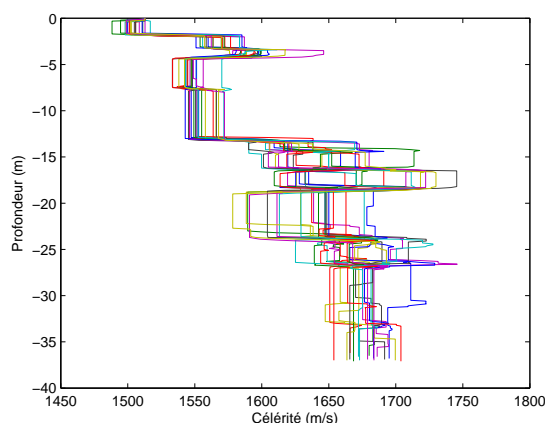


Figure 7.12 – Profils de célérité moyennés sur les différentes sous-antennes. Comparaison des résultats pour 20 tirs de la source.

7.3.3 Caractérisation dépendante en distance

En utilisant la sous-antenne constituée des hydrophones 18 à 32, les profils de célérité sont calculés pour 2693 tirs successifs de la source (figure 7.14). Chaque profil calculé est localisé dans la zone située entre la source et le centre de l'antenne. La variabilité des résultats apparaît clairement mais on devine toutefois la structure des sédiments. Sur cette figure, $z = 0$ correspond à la surface de la mer, c'est l'information de profondeur donnée par les capteurs de l'AUV qui permet cet affichage.

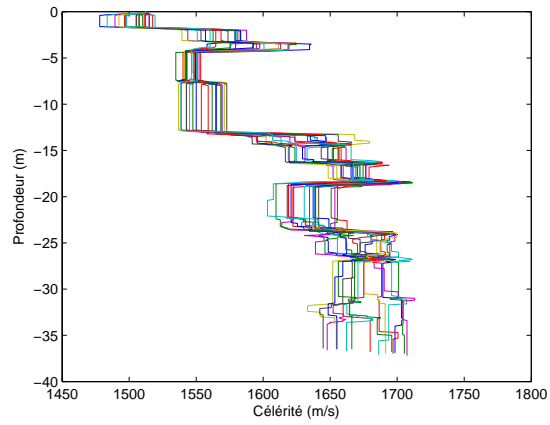


Figure 7.13 – Profils de célérité moyennés sur les 20 tirs de la source. Comparaison des résultats pour les sous-antennes composées des hydrophones 1 à 15, 2 à 16,... et 18 à 32.

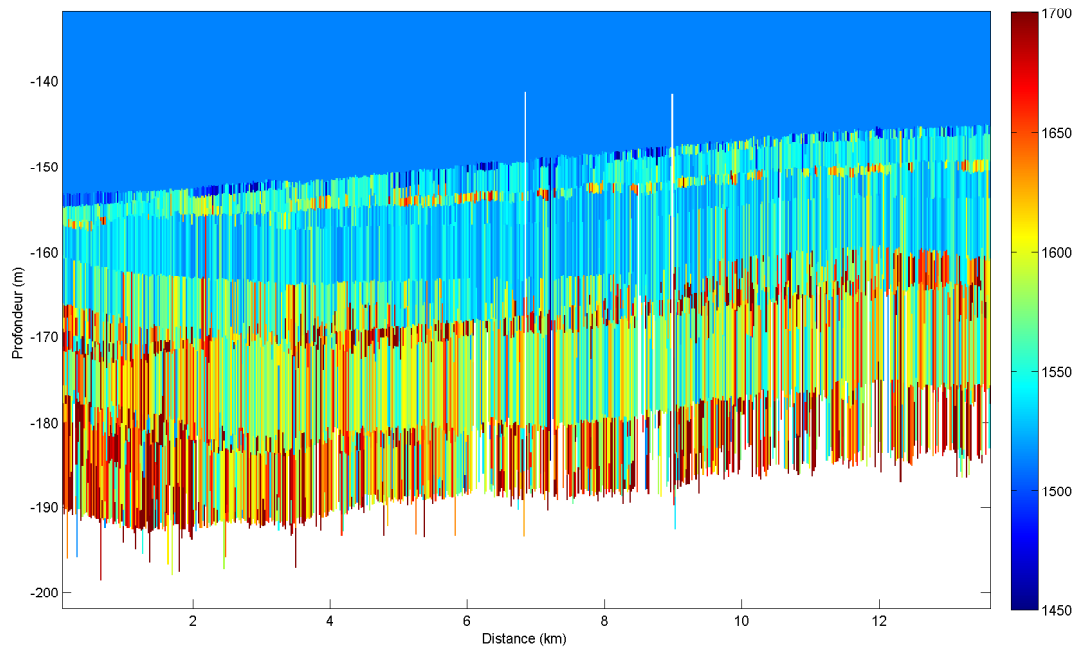


Figure 7.14 – Profils de célérité obtenus avec les hydrophones 18 à 32 pour 1 tir sur 4 des 2693 tirs de la source. L'échelle des couleurs est fixée entre 1450 et 1700 m/s.

Dans la section précédente, nous avons vu qu'en faisant la moyenne des profils de célérité sur plusieurs tirs successifs il est possible de stabiliser le résultat. Ce calcul de moyenne appliqué au résultat brut présenté figure 7.14 revient à faire un filtrage de l'image. On choisit pour ce filtrage d'utiliser une fenêtre de pondération gaussienne 2D $w_{2D}(\mathbf{x})$ d'écart type 100 m selon x et d'écart type 20 cm selon z . Comme les profils de célérité calculés pour les 2693 tirs successifs de la source ne vont pas tous à la même profondeur, un poids $p(\mathbf{x}) = 0$ est affecté aux profondeurs où les célérités ne sont pas déterminées. Au contraire, aux coordonnées \mathbf{x} où les célérités sont déterminées, $p(\mathbf{x}) = 1$ (une nouvelle notation pour le vecteur coordonnées \mathbf{x} est utilisée pour ne pas confondre avec \mathbf{r} dont le référentiel bouge avec l'AUV). Ainsi, la valeur filtrée de la célérité est :

$$\bar{c}(\mathbf{x}) = \frac{\int w_{2D}(\mathbf{x}' - \mathbf{x})p(\mathbf{x}')c(\mathbf{x}')d\mathbf{x}'}{\int w_{2D}(\mathbf{x}' - \mathbf{x})p(\mathbf{x}')d\mathbf{x}'} . \quad (7.7)$$

L'écart-type $\sigma_c(\mathbf{x})$ des célérités filtrées est estimé par :

$$\sigma_c(\mathbf{x}) = \sqrt{\frac{\int w_{2D}(\mathbf{x}' - \mathbf{x})p(\mathbf{x}') (c(\mathbf{x}') - \bar{c}(\mathbf{x}'))^2 d\mathbf{x}'}{\int w_{2D}(\mathbf{x}' - \mathbf{x})p(\mathbf{x}')d\mathbf{x}'}} . \quad (7.8)$$

Les intégrales dans les équations 7.7 et 7.8 étant des produits de convolutions, la transformée de Fourier peut être utilisée pour un calcul numérique rapide.

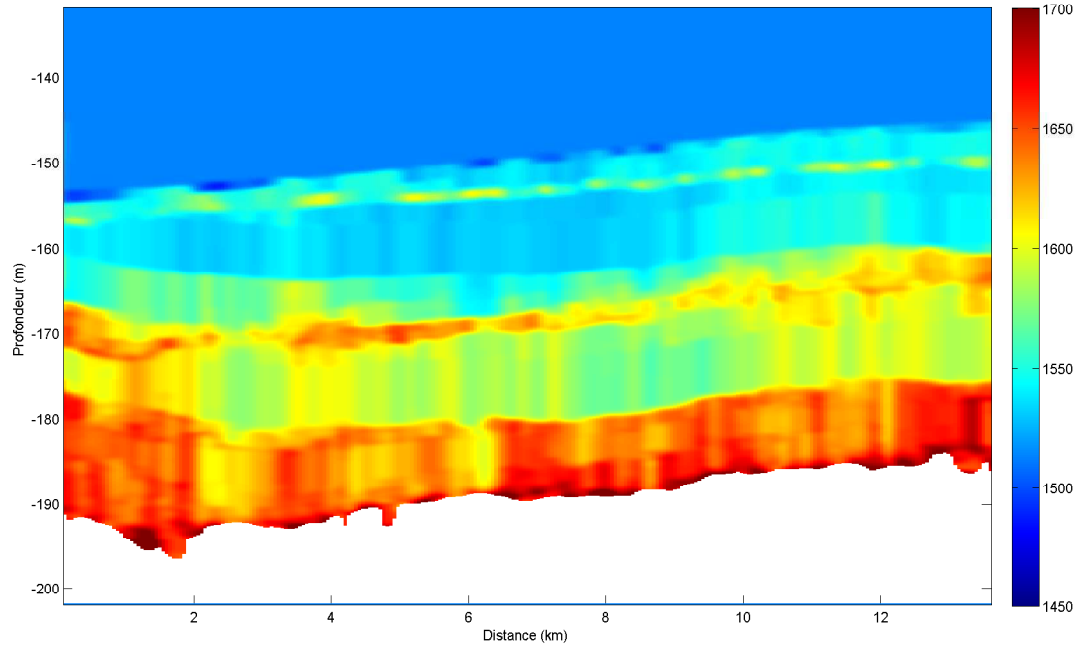


Figure 7.15 – Profils de célérité filtrés obtenus avec les hydrophones 18 à 32 pour les 2693 tirs de la source.

Les profils de célérité filtrés $\bar{c}(\mathbf{x})$ et écarts types $\sigma_c(\mathbf{x})$ sont affichés respectivement sur les figures 7.15 et 7.16. Même si les valeurs de $\sigma_c(\mathbf{x})$ sont importantes (entre 15 et

80 m/s), il semble que l'estimation de la célérité $\bar{c}(\mathbf{x})$ soit réaliste. En effet, pour chaque couche sédimentaire visible sur la figure 7.15, la célérité reste assez stable le long des 13.5 km de mesures.

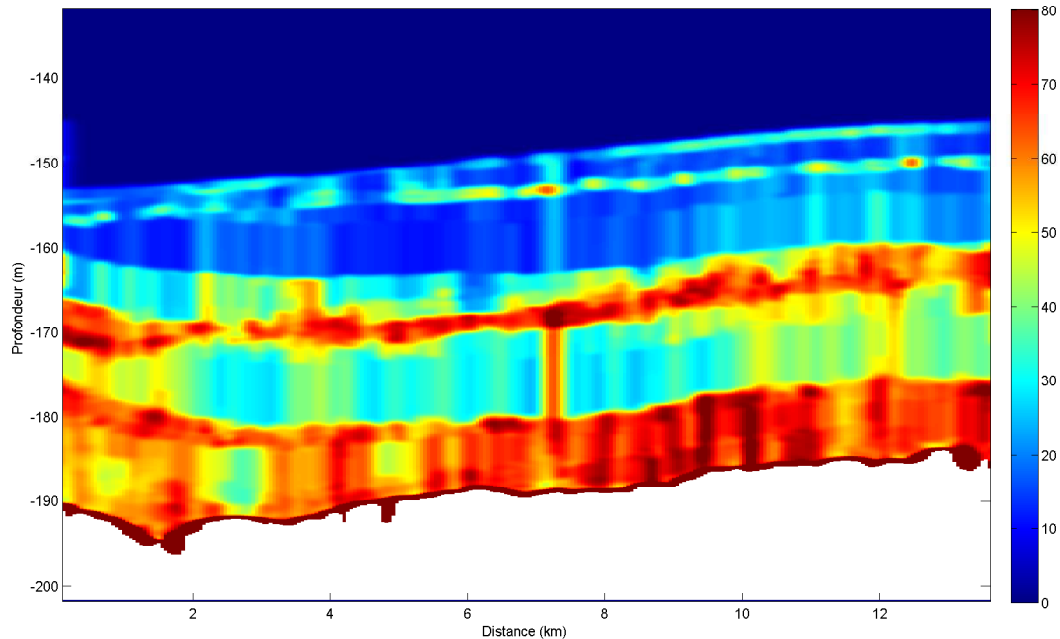


Figure 7.16 – Écarts types $\sigma_c(\mathbf{x})$ des célérités filtrées obtenus avec les hydrophones 18 à 32 pour les 2693 tirs de la source.

En moyennant les résultats $\bar{c}(\mathbf{x})$ obtenus avec différentes sous-antennes (composées des hydrophones 6 à 20, 7 à 21,... et 18 à 32), on obtient les célérités présentées figure 7.17. L'écart type $\sigma_{\bar{c}}(\mathbf{x})$ de $\bar{c}(\mathbf{x})$ obtenu avec les différentes sous-antennes est tracé sur la figure 7.18. Les raisons pour lesquelles les profils de célérité calculés individuellement ont des erreurs si importantes ne sont pas connues, mais si on considère que ces erreurs sont aléatoires, indépendantes du numéro de tir ou de la sous-antenne utilisée, et à moyenne nulle, on peut dire que l'estimation $\bar{c}(\mathbf{x})$ est correcte. En effet, les valeurs de $\sigma_{\bar{c}}(\mathbf{x})$ sont comprises entre 5 et 25 m/s.

Pour une meilleure lecture du résultat de la figure 7.17, la figure 7.19 présente le même avec des marqueurs noirs aux endroits où des interfaces ont été détectées par la sous-antenne constituée des hydrophones 18 à 32. Ainsi, les frontières de faibles contrastes de célérités, l'évolution de l'épaisseur des strates, leur naissance apparaissent plus clairement. La comparaison avec des données sismiques acquises lors de la campagne CLUTTER'07 (figure 7.20) permet de constater la similarité entre les couches géologiques trouvées par la méthode des sources images et celles visibles sur le tracé sismique. La

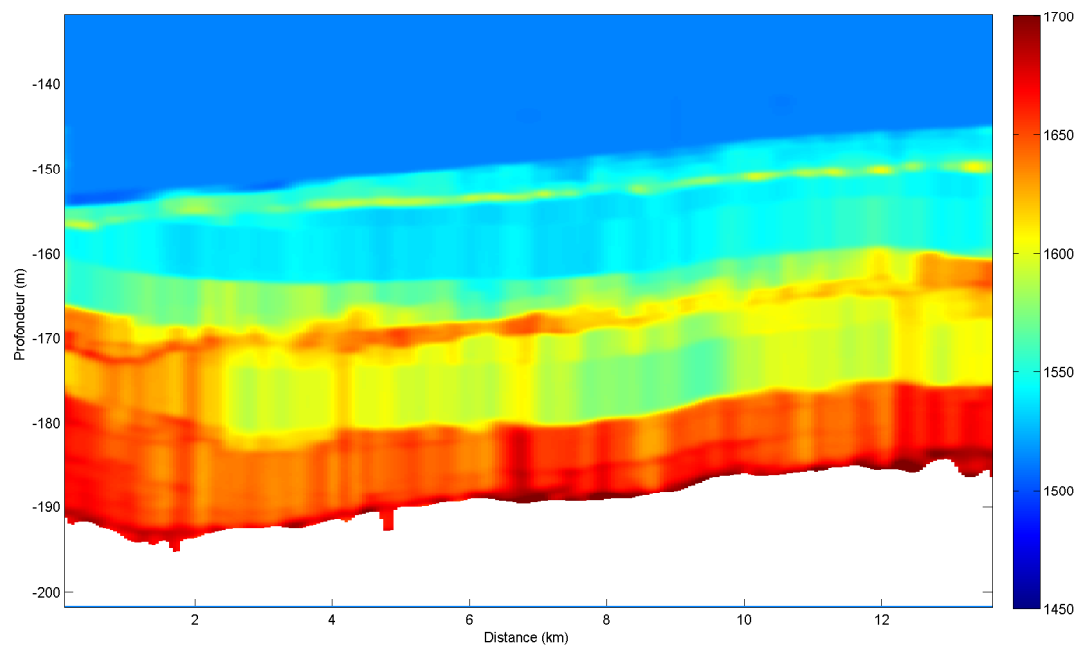


Figure 7.17 – Profils de célérité obtenus en moyennant les profils de célérité filtrés obtenus à partir des sous-antennes composées des hydrophones 6 à 20, 7 à 21,... et 18 à 32.

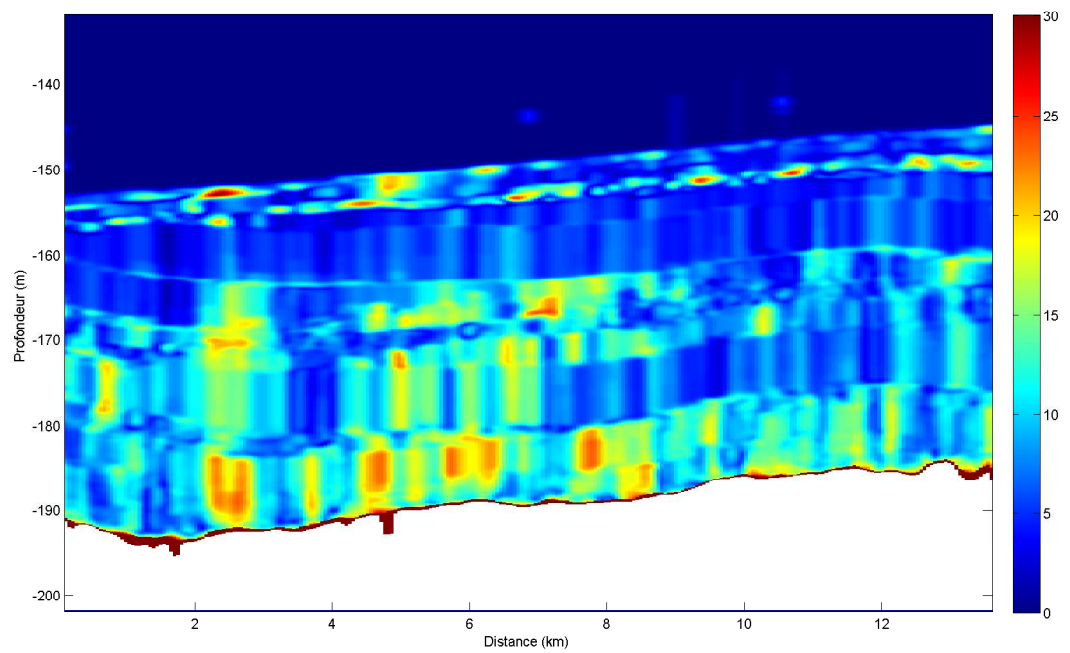


Figure 7.18 – Écarts types des profils de célérité filtrés obtenus à partir des sous-antennes composées des hydrophones 6 à 20, 7 à 21,... et 18 à 32.

première strate détectée fait environ 1 m d'épaisseur sur toute la longueur du tracé sismique. Cette épaisseur correspond à la limite de résolution du système et c'est pourquoi l'interface à 1 m de profondeur disparaît parfois du résultat obtenu avec la méthode des sources images. À la profondeur -170 m et sur les deux premiers kilomètres de la carte de célérités, on reconnaît la même forme de cuvette que sur le tracé sismique à la profondeur -160 m. La strate apparaissant 5 m sous le fond de la mer à la distance 1.8 km est également visible sur le tracé sismique. Son épaisseur évolue progressivement de 0 à 4 m jusqu'à la distance 4 km et se stabilise ensuite en épaisseur. Plus globalement l'évolution en distance de la structure sédimentaire visible sur le tracé sismique est bien retrouvée par la méthode des sources images.

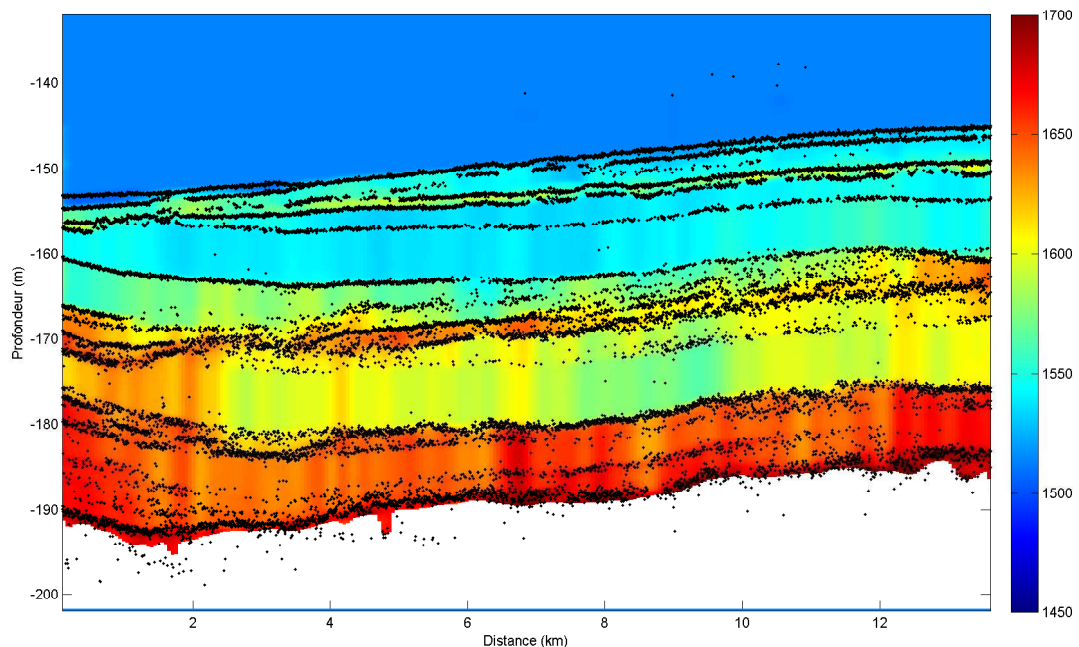


Figure 7.19 – Profils de célérité obtenus en moyennant les profils de célérité filtrés obtenus à partir des sous-antennes composées des hydrophones 6 à 20, 7 à 21,... et 18 à 32. Les marqueurs noirs représentent les profondeurs des interfaces trouvées pour chaque tir.

7.4 Discussion

La configuration de mesure de l'AUV avec son antenne horizontale associée à la méthode des sources images permet de caractériser la célérité dans les sédiments sur des distances importantes avec un temps de calcul raisonnable (≈ 30 h sur un ordinateur portable équipé d'un processeur intelcore i5 et de 4 Go de RAM). Les instabilités des résultats semblent être correctement filtrées en moyennant les profils de célérité de plusieurs

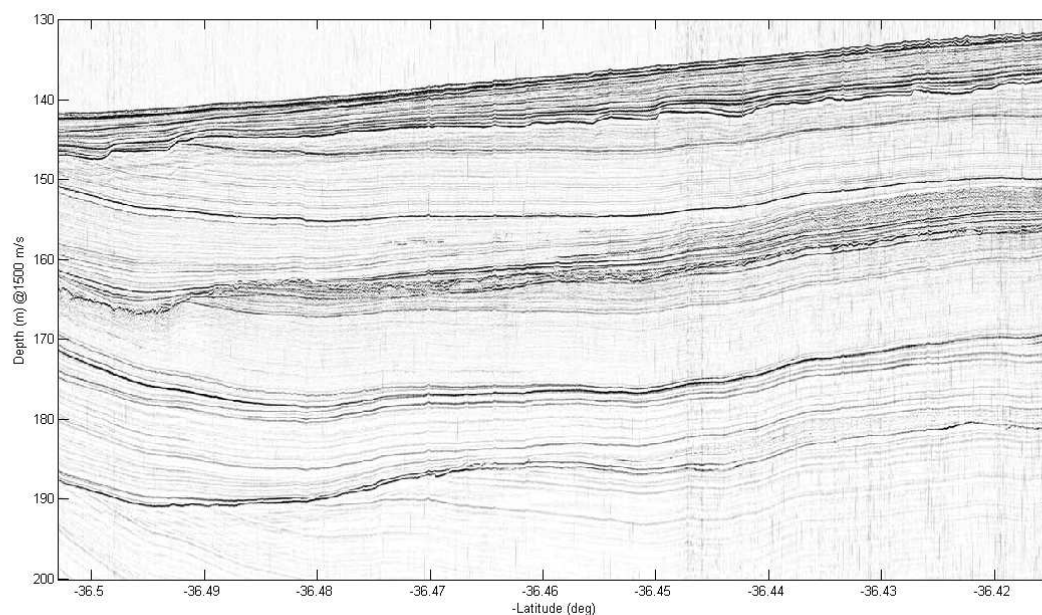


Figure 7.20 – Mesures sismiques de la zone d'étude lors de la campagne CLUTTER'07.

tirs successifs de la source. L'origine des erreurs ou instabilités n'est pas connue mais on peut avancer quelques explications. Comme expliqué en section 5.1.4, la densité du maillage des cartes des sources images a son importance et la précision avec laquelle est corrigée la forme de l'antenne est un élément clé pour une évaluation précise du profil de célérités. Mais les sources d'erreurs peuvent provenir des données elles-mêmes si le modèle de fond aux strates parallèles n'est suffisant : en imaginant une strate sédimentaire suffisamment fine pour ne pas être résolue par le signal émis par la source et dont l'épaisseur varie légèrement en fonction de la distance, les signaux réfléchis par ses interfaces supérieures et inférieures pourront interférer constructivement ou destructivement de façon alternative. On observerait ainsi un signal dont la phase et l'amplitude change beaucoup par rapport à de petits déplacements horizontaux du système de mesure. C'est ce que l'on observe en regardant le signal d'un hydrophone de l'antenne pour des tirs successifs (figure 7.21). Par ailleurs, on peut penser que la rugosité des interfaces ainsi que les inhomogénéités volumiques ont une influence non négligeable. Pour étudier ces phénomènes qui ne sont pas compris dans les hypothèse de départ, la fonction de semblance pourrait être un bon indicateur. En effet, sur des données simulées, la valeur de la semblance approche 1 pour toutes les images. Sur les données réelles, ces valeurs pour la réflexion sur la première interface sont toutes à 1 puisque l'antenne a été corrigée afin de focaliser parfaitement sur la première image (figure 7.22). Plus en profondeur, on constate des zones où certaines interfaces sont vues clairement et des interfaces dont l'amplitude de la semblance est faible alors que l'interface est vue continument sur une grande distance. Bien sûr, dans le cadre

d'une étude approfondie, cette valeur de semblance serait à comparer avec le rapport signal sur bruit pour en tirer des conclusions.

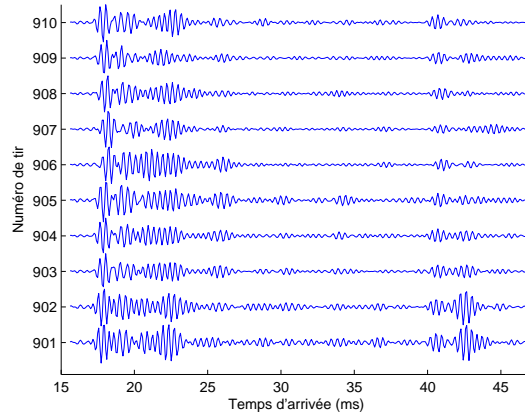


Figure 7.21 – Comparaison de 10 signaux successifs reçus sur l'hydrophone 1.

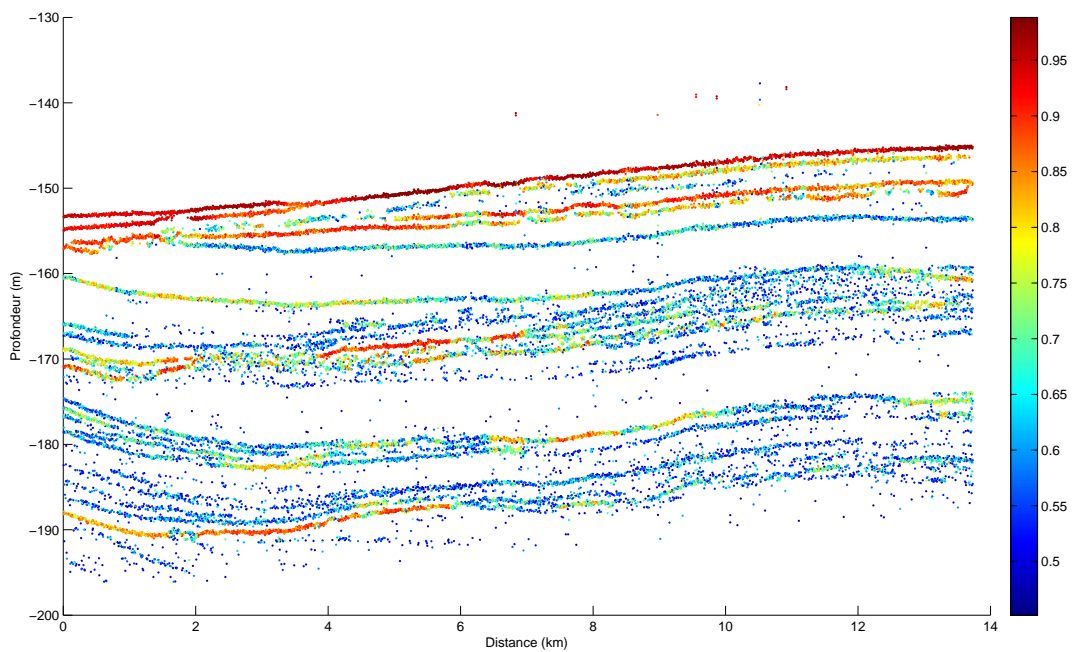


Figure 7.22 – Valeurs de la semblance aux profondeurs où ont été détectées les images avec la sous antenne constituée des hydrophones 18 à 32.

Conclusion

Le travail de recherche présenté dans ce mémoire a permis le développement d'une méthode pour caractériser le profil de célérité d'un milieu stratifié de façon rapide et automatisée. Cette caractérisation est basée sur une modélisation intuitive de la réflexion de l'onde émise par une source sur un milieu stratifié. Chaque réflexion partielle de l'onde sur les interfaces du milieu stratifié est représentée par une source image. Cette modélisation simple est en accord avec le résultat analytique de l'approximation de Born de l'intégrale de Sommerfeld. En localisant les sources images par du traitement d'antenne dans un milieu supposé homogène, on accède à deux informations : les temps de trajets entre la source image et l'antenne, ainsi que les angles d'incidences des ondes sur l'antenne. De ces deux informations, on peut déduire les célérités et les épaisseurs des strates géologiques. La méthode d'antennerie utilisée dans ce but est basée sur une fonction de migration des signaux associée à une fonction de semblance permettant un traitement automatique.

Les techniques existantes basées sur l'analyse des temps d'arrivées des échos du fond stratifié nécessitent une antenne d'hydrophones horizontale (ou un seul hydrophone et une source se déplaçant horizontalement). Avec la méthode des sources images, il est possible de déterminer un profil de célérité aussi bien avec une antenne verticale (données de la campagne de mesures SCARAB) qu'avec une antenne horizontale déformée (données de la campagne de mesure CLUTTER'09). Les mesures avec l'antenne horizontale ont été effectuées par un AUV et 2693 mesures successives correspondant à une distance parcourue par l'AUV d'environ 13.5 km ont pu être inversées avec un faible coût de calcul. Chaque inversion est réalisée sous l'hypothèse d'un milieu invariant horizontalement ; la juxtaposition des résultats permet ensuite de révéler les variations lentes des épaisseurs et célérités des strates sédimentaires.

Il existe des liens très forts entre la méthode des sources images et les méthodes utilisées en sismique. En effet, la localisation des sources images est basée sur une sommation cohérente de signaux provenant d'un point ce qui est très proche d'une sommation cohérente des signaux le long d'hyperboles de temps d'arrivées pour obtenir un spectre de vitesse. De même, on constate une forte similarité avec la méthode de

Bryan puisque, malgré une approche différente, on retrouve les mêmes formules pour déterminer le profil de célérité. Ces points communs ne sont pas étonnants. En effet toutes les méthodes sont basées sur l'analyse des phénomènes de réfraction, mais l'avantage des sources images est son approche intuitive qui permet une compréhension plus aisée du problème.

La détermination du profil de célérité n'est qu'une première étape dans l'élaboration d'une méthode d'inversion plus complète. De ce fait, les perspectives sont nombreuses. Les principales sont détaillées ci-après.

Le calcul des célérités par la méthode des sources images est sensible au pendage des interfaces. De ce fait, l'inclinaison des interfaces est un paramètre qui peut être inversé. Pour cela, deux approches sont envisageables. La première consiste à utiliser une deuxième antenne dont l'angle de vue est différent pour obtenir deux positions de sources images. Cette deuxième position d'image est le paramètre supplémentaire dont le pendage peut être déduit. La deuxième approche consiste à déterminer le pendage en analysant l'évolution de la profondeur des images en fonction de la distance grâce à plusieurs mesures successives.

Les milieux sédimentaires sont supposés avoir le comportement acoustique d'un fluide. Il serait intéressant d'évaluer les possibilités de la méthode pour des milieux plus complexes de type élastiques. En effet, les ondes de cisaillement dans les strates solides pourraient causer la présence d'autres sources images qui fausseraient le résultat de l'algorithme tel qu'il est élaboré actuellement.

Parmi les paramètres géoacoustiques, actuellement seules la célérité et l'épaisseur sont déterminées. Or la connaissance de la seule célérité ne permet pas de classer précisément un sédiment du point de vue géologique. Pour cela, il faudrait obtenir des paramètres supplémentaires, en particulier la densité et l'atténuation. Cela pourrait être obtenu par une analyse des amplitudes des échos en fonction de l'angle d'incidence. Dans ce cas, la connaissance du diagramme de directivité de la source est primordiale.

Les sources d'erreurs possibles des résultats ont été listées et deux ont été étudiées ; l'effet de la taille du maillage de la carte des sources images et l'effet du bruit. Une étude plus approfondie de l'influence du bruit, de la rugosité des interfaces, des strates fines et des inhomogénéités volumiques permettrait d'ajouter des barres d'erreurs aux résultats. En particulier, l'étude de l'influence de ces paramètres sur la valeur de la semblance peut être une piste pour tenter leur inversion.

L'intégration d'un code dans le système de mesures sismiques d'un navire permettrait d'effectuer des mesures de profils de célérité dans les sédiments en temps réel. Étant donné la rapidité du code tel qu'il existe aujourd'hui, il ne nécessite qu'une légère optimisation ou l'utilisation d'un ordinateur performant pour être opérationnel ; la partie la plus importante du travail consisterait à l'intégration de ce code dans un système de mesure déjà existant.

Liste des publications

Revue internationale à comité de lecture

S. Pinson, L. Guillon. Sound speed profile characterization by the image source method. *J. Acoust. Soc. Am.*, 128 :1685-1693, 2010.

Communications en conférences internationales

S. Pinson, L. Guillon, C.W. Holland. Geoacoustic characterization with an horizontal array by the image source method. In T. Akal, editor, *Conférence invitée in Proceedings of the 10th European Conference on Underwater Acoustic*, pages 229-237, Istanbul, Turkey, 2010.

P. Dupont, S. Pinson, L. Guillon. Geoacoustic characterization using image source method : tank experiment. In T. Akal, editor, *Conférence invitée in Proceedings of the 10th European Conference on Underwater Acoustic*, pages 1217-1222, Istanbul, Turkey, 2010.

S. Pinson, L. Guillon. Geoacoustic characterization using image sources. In J. Papadakis and L. Bjorno, editors, *Conférence invitée in Proceedings of the 3rd International Conference on Underwater Acoustic Measurement*, pages 209-216, Nafplio, Greece, 2009.

S. Pinson, L. Guillon. A parametric study of interactions between acoustic signals reflected by the seafloor. In *Proceedings of the 9th European Conference on Underwater Acoustic, ACOUSTICS'08*, volume 1, pages 43-48, Paris, France, 2008.

Autres communications

S. Pinson, L. Guillon, C.W. Holland. Range-dependent seafloor characterization by the image source method. *International workshop on passive imaging in wave physics*, Cargese, France, 2011.

S. Pinson, L. Guillon. Celerity profile of a layered media obtained by the image source method. *International workshop on non-conventional imaging and focusing techniques*, Cargese, France, 2009.

S. Pinson, L. Guillon. Utilisation d'une antenne verticale pour caractériser les fonds marins en basse fréquence. *Réunion plénière du GDR ONDES*, Paris, France, Novembre 2009.

L. Guillon, S. Pinson. Caractérisation, imagerie et inversion géoacoustique basse fréquence à l'aide d'une antenne verticale. *Colloque SeaTechWeek*, Brest, France, 2008.

Annexes

A

Évaluation numérique de l'intégrale de Sommerfeld

Il existe un certain nombre d'approximations de l'intégrale de Sommerfeld :

$$P_r(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}, \omega) = ik \int_0^{\pi/2 - i\infty} J_0(kx \sin \theta) R(\theta) e^{ik(z+z_0) \cos \theta} \sin \theta d\theta. \quad (\text{A.1})$$

Les approximations sont valides dans des configurations particulières et généralement simples. Le calcul précis de l'intégrale pour obtenir la pression réfléchie sur un milieu stratifié complexe nécessite une évaluation numérique de celle-ci. Pour évaluer numériquement l'intégrale, il faut déterminer le chemin d'intégration, l'intervalle de discrétisation, la limite supérieure d'intégration et la méthode d'intégration numérique. Ces quatre points sont détaillés ci-dessous et reprennent la démonstration faite dans [CH06].

i) Le chemin d'intégration

Comme l'intégrande est holomorphe, d'après le théorème intégral de Cauchy le résultat de l'intégration ne dépend pas du chemin utilisé. Pour la résolution numérique, le plus simple est d'utiliser le chemin $]0; \pi/2] \cup]\pi/2; \pi/2 - i\infty[$.

ii) L'intervalle de discrétisation

L'intervalle de discrétisation est déterminé par l'estimation du nombre d'oscillations de l'intégrande. Le long du chemin $]0; \pi/2]$ le nombre d'oscillations dépend de la fonction de Bessel, de l'exponentielle et du coefficient de réflexion. Ce nombre est approximativement $k(x + z + z_0)/2\pi$. Le nombre d'oscillations dues au coefficient de réflexion dépend entre autre du nombre de strates et de leurs épaisseurs. Pour une seule strate sans atténuation d'épaisseur d , il est approximativement de $2k_s d/2\pi$ avec k_s le nombre d'onde dans la strate. L'évaluation du nombre d'oscillations dues au coefficient de réflexion est réalisée par le comptage du nombre M de passages à zéro de sa partie réelle ou imaginaire. Rigoureusement, il faudrait baser M sur la plus petite période d'oscillation du coefficient de réflexion mais comme le nombre des oscillations des fonctions de Bessel et exponentielle est déjà surestimé par la sommation de leur contribution, cela n'est pas nécessaire.

L'utilisation de la méthode de Simpson pour l'intégration numérique requiert au moins quatre points par oscillation. Le nombre d'échantillons de la partie $]0; \pi/2]$ du chemin d'intégration doit donc être au minimum de :

$$N_r = 4(k(x + z + z_0) + M) . \tag{A.2}$$

Sur l'intervalle $]\pi/2; \pi/2 - i\infty[$, le nombre d'oscillations ne dépend plus que de la fonction de Bessel et est égal à $kr \cosh \beta'$ où β' est la limite supérieure d'intégration et est expliquée dans la section suivante. Le nombre minimum d'échantillons de la partie complexe du chemin d'intégration pour permettre une évaluation par la méthode de Simpson est donc de :

$$N_i = 4(kx \cosh \beta') . \tag{A.3}$$

Le facteur 4 appliqué au nombre d'oscillations pour obtenir les N_r et N_i peut bien évidemment être augmenté pour une meilleure précision.

iii) La limite supérieure d'intégration

Sur l'intervalle $]\pi/2; \pi/2 - i\infty[$ du chemin d'intégration et avec le changement de variable $\theta = \pi/2 - i\beta$, l'équation A.1 peut s'écrire :

$$P_r(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}, \omega) = ik \int_0^\infty J_0(kx \cosh \beta) R(\beta) e^{k(z+z_0) \sinh \beta} \cosh \beta d\beta . \tag{A.4}$$

En $\beta = 0$, les trois derniers facteurs de l'intégrande sont égaux à 1. Quand β augmente, le terme exponentiel et le cosinus hyperbolique décroissent très rapidement et dominent le comportement de l'intégrande. Ainsi, on peut fixer une limite β' en borne supérieure de l'intégrale tel que ce facteur soit très petit devant 1 :

$$\epsilon = e^{k(z+z_0) \sinh \beta} \cosh \beta \ll 1 . \tag{A.5}$$

Si $k(z + z_0) \gg 1$, une bonne approximation de ϵ est :

$$\epsilon = e^{k(z+z_0) \sinh \beta'_L} , \tag{A.6}$$

soit une limite supérieure d'intégration de :

$$\beta'_L = \sinh^{-1} \frac{-\ln \epsilon}{k(z + z_0)} . \tag{A.7}$$

Cette expression est une borne inférieure au résultat que l'on obtiendrait par l'équation A.6 du fait de la décroissance rapide de l'exponentielle si ϵ est choisi proprement. Par exemple, pour $\epsilon = 10^{-4}$, on peut montrer que β'_L est toujours à moins de 10% de la solution exacte qui nécessiterait une résolution numérique de l'équation A.6.

iv) La méthode d'intégration numérique

L'intégration numérique est réalisée par la méthode de Simpson.

B

Approximation de l'intégrale de Sommerfeld

En propagation d'ondes dans les milieux stratifiés, l'approximation de Born consiste à négliger les réflexions multiples entre les interfaces. Sous cette approximation, le coefficient de réflexion global peut s'écrire comme la somme des réflexions directes sur les interfaces :

$$R(k_x) = R'_0(k_x) + \sum_{n=1}^{N-1} R'_n(k_x) \exp \left[\sum_{q=1}^n 2ik_{zq}h_q \right], \quad (\text{B.1})$$

où k_{zq} est la composante verticale du nombre d'ondes dans la strate q . On note R'_n le facteur d'amplitude qui comprend le coefficient de réflexion sur l'interface considérée, et les coefficients de transmission des interfaces traversées :

$$\begin{aligned} R'_n &= R_n \prod_{j=0}^{n-1} T_{ij} T_{ji} \\ &= R_n \prod_{j=0}^{n-1} 1 - |R_j|^2, \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

avec $j = i + 1$. T_{ij} est le coefficient de transmission depuis la strate i vers la strate j , et R_n est le coefficient de réflexion sur l'interface n .

Ensuite, si $k_x x \gg 1$ la fonction de Hankel peut être approchée par le premier terme de sa décomposition asymptotique :

$$H_0^{(1)}(k_x x) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi k_x x}} e^{i(k_x x - \pi/4)}. \quad (\text{B.3})$$

L'intégrale de Sommerfeld devient alors :

$$P_r(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}, \omega) = \sum_{n=0}^{N-1} \frac{1}{\sqrt{2\pi x}} e^{\pi i/4} \int_{-\infty}^{+\infty} (\sqrt{k_x/k_{z0}}) R'_n(k_x) e^{i w_n(k_x)} dk_x, \quad (\text{B.4})$$

où $w_n(k_x) = k_x x + \sum_{q=0}^n 2k_{zq}h_q$ (avec $2h_0 = z + z_0$ et $k_{z0} = k_z$).

L'exponentielle dans l'intégrale varie très rapidement en fonction de k_x par rapport à

$R(k_x)$ et par rapport au terme en $\sqrt{k_x}/k_{z0}$. On peut donc calculer cette intégrale par la méthode de la phase stationnaire. La contribution principale de l'intégrale est au voisinage du point de phase stationnaire $k_x = k_{xn}$ que l'on trouve par l'équation $dw_n(k_x)/dk_x = 0$. Excepté l'exponentielle, les termes peuvent donc être sortis de l'intégrale car en $k_x = k_{xn}$, si l'angle d'incidence est inférieur à l'angle critique, ils varient lentement en fonction de k_x . Enfin, afin d'évaluer l'intégrale résultante, on développe en série de Taylor le terme de phase autour de k_{xn} :

$$w_n(k_x) = w_n(k_{xn}) + \frac{1}{2}w_n''(k_{xn})(k_x - k_{xn})^2, \quad (\text{B.5})$$

ce qui permet d'obtenir :

$$P_r(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}, \omega) = \sum_{n=0}^{N-1} \frac{1}{\sqrt{2\pi x}} \frac{\sqrt{k_{xn}}}{k_{zn0}} R_n'(k_{xn}) e^{iw_n(k_{xn}) + i\pi/4} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{iw_n''(k_{xn})(k_x - k_{xn})^2/2} dk_x, \quad (\text{B.6})$$

dont l'intégrale peut être calculée en utilisant :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-s^2} ds = \sqrt{\pi}. \quad (\text{B.7})$$

Après le changement de variable tel que $w_n''(k_{xn})(k_x - k_{xn})^2/2 = is^2$, le résultat est :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{iw_n''(k_{xn})(k_x - k_{xn})^2/2} dk_x = \sqrt{\frac{2\pi}{-w_n''(k_{xn})}} e^{-i\pi/4}. \quad (\text{B.8})$$

Sachant que $k_{zq} = \sqrt{k_q^2 - k_x^2}$, on trouve que :

$$w_n''(k_{xn}) = \sum_{q=0}^n \frac{-2h_q k_q^2}{(k_q^2 - k_{xn}^2)^{3/2}}. \quad (\text{B.9})$$

Finalement, avec ces approximations, P_r devient :

$$P_r(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}, \omega) = \sum_{n=0}^{N-1} R_n'(k_{xn}) e^{i[k_{xn}x + \sum_{q=1}^n 2k_{znq}h_q]} \frac{1}{\sqrt{\frac{xk_{zn0}}{k_{xn}} \sum_{q=0}^n \frac{2h_q k_q^2}{(k_q^2 - k_{xn}^2)^{3/2}}}}, \quad (\text{B.10})$$

où $k_{znq} = \sqrt{k_q^2 - k_{xn}^2}$ est le nombre d'onde vertical dans la strate q correspondant à la réflexion sur l'interface n .

C

Divergence géométrique dans un milieu stratifié

Pour calculer le terme de divergence géométrique de l'équation (2.22), on considère un rayon conique partant de la source et dont l'énergie traversant une section transverse est constante quelque soit l'endroit de cette section sur le rayon [New73, BL91]. L'intensité sonore sur une section est donc inversement proportionnelle à son aire. Si on note I_0 l'intensité du son à une distance unitaire de la source et dA_0 la section transverse du rayon conique à cette distance, on a :

$$I_0 dA_0 = I dA, \quad (\text{C.1})$$

où I et dA sont l'intensité et l'aire de la section transverse du rayon conique à la distance horizontale x de la source.

On peut montrer que :

$$\frac{I}{I_0} = \frac{dA_0}{dA} = \frac{\tan \theta_0^{(n)}}{x dx / d\theta_0^{(n)}}, \quad (\text{C.2})$$

où les quantités dx , $d\theta_0^{(n)}$ sont explicitées figure C.1. $\theta_0^{(n)}$ est l'angle d'incidence du rayon dans le milieu 0 (ici l'eau) allant se réfléchir sur l'interface n .

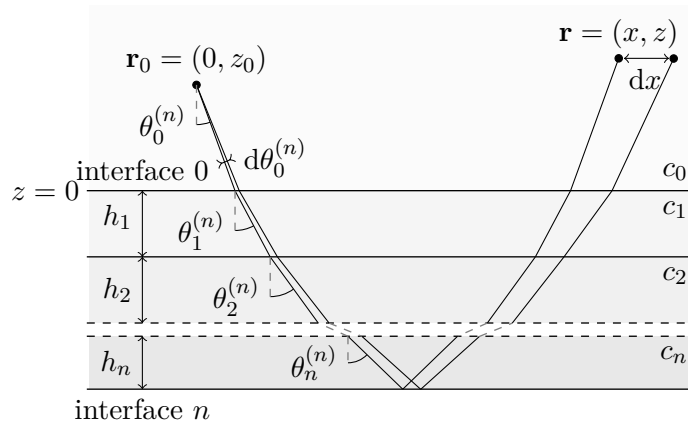
On sait que :

$$x = \int_{z_0}^{z_n} \tan \theta^{(n)}(z) dz + \int_{z_n}^z \tan \theta^{(n)}(z) dz, \quad (\text{C.3})$$

où z_n est la profondeur de l'interface n .

Comme le milieu est un empilement de strates homogènes, l'intégrale de l'équation C.3 se transforme en sommation discrète :

$$x = \sum_{q=0}^n 2h_q \tan \theta_q^{(n)}, \quad (\text{C.4})$$

Figure C.1 – Schéma de la variation de x en fonction de $\theta_0^{(n)}$.

avec $2h_0 = z + z_0$.

Le calcul de la dérivée $dx/d\theta_0^{(n)}$ donne donc :

$$\frac{dx}{d\theta_0^{(n)}} = \frac{\cos \theta_0^{(n)}}{c_0} \sum_{q=0}^n \frac{2h_q c_q}{\cos^3 \theta_{nq}}, \quad (\text{C.5})$$

Ainsi, la diminution de pression due à la divergence géométrique est égale à :

$$\sqrt{\frac{I}{I_0}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{x \cos^2 \theta_0^{(n)}}{c_0 \sin \theta_0^{(n)}} \sum_{q=0}^n \frac{2c_q h_q}{\cos^3 \theta_q^{(n)}}}} \quad (\text{C.6})$$

L'application des coefficients de réflexions et de transmissions ainsi que le terme de phase obtenu par l'équation iconale [Fri94] à cette divergence géométrique nous amène à la même approximation que celle définie par l'équation 2.22.

D Méthode de Bryan

La méthode de Bryan s'applique à des mesures faites sur de larges offsets, par exemple avec un hydrophone fixe et une source émettant une impulsion régulièrement tout en s'éloignant de l'hydrophone. Les célérités du milieu sédimentaire sont obtenues en analysant les rayons des échos correspondant aux réflexions sur les interfaces géologiques (figure D.1).

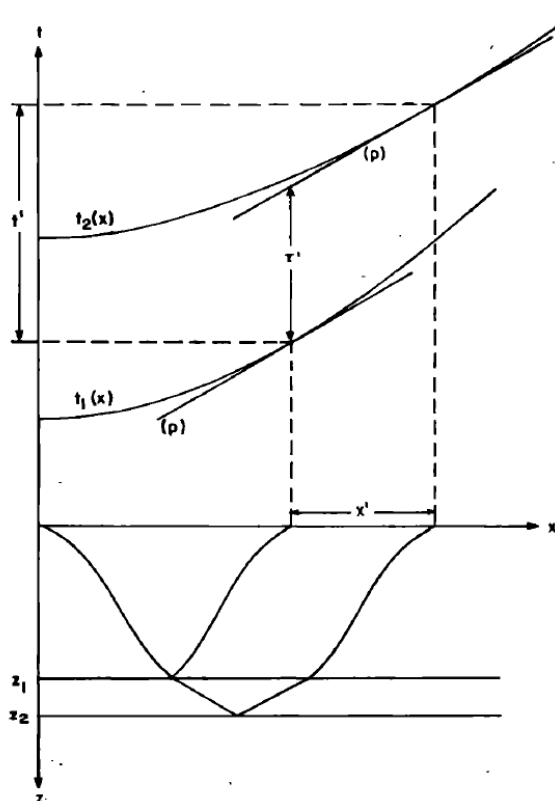


Figure D.1 – Diagramme schématique de la méthode du paramètre de rayon [Bry80].

Pour un paramètre de rayon $p = \sin\theta(z)/c(z)$ où $\theta(z)$ est l'incidence du rayon, il y a autant de trajets possibles que de réflecteurs. En considérant deux réflecteurs de profondeurs z_1 et z_2 bornant la strate l de célérité c_l et d'épaisseur $h_l = z_2 - z_1$, il

existe deux rayons distincts de même paramètre p qui ne parcourent pas la même distance horizontale (figure D.1). Les différences de temps de trajet $t'(p) = t_2(p) - t_1(p)$ et d'offset $x'(p) = x_2(p) - x_1(p)$ entre ces deux rayons s'écrivent :

$$x'(p) = 2pc_l h_l / \sqrt{1 - p^2 c_l^2}, \quad (\text{D.1})$$

et

$$t'(p) = 2h_l / \sqrt{1 - p^2 c_l^2}. \quad (\text{D.2})$$

Il vient alors :

$$c_l = \sqrt{\frac{x'}{pt'}}, \quad (\text{D.3})$$

et

$$h_l = \frac{\sqrt{1 - p^2 c_l^2}}{2pc_l}. \quad (\text{D.4})$$

Pour obtenir x' et t' , il est nécessaire de connaître les célérités et épaisseurs de toutes les strates au dessus de la strate l . Quand c'est le cas, en faisant l'approximation que les strates sont de célérités constantes, x' et t' s'obtiennent par les équations suivantes :

$$x'(p) = x - \sum_{i=0}^{l-1} \frac{2pc_i h_i}{\sqrt{1 - p^2 c_i^2}}, \quad (\text{D.5})$$

et

$$t'(p) = t - \sum_{i=0}^{l-1} \frac{h_i}{c_i \sqrt{1 - p^2 c_i^2}}. \quad (\text{D.6})$$

Le calcul du profil de célérité se fait donc de façon récursive de la première strate à la plus profonde.

E

Une autre méthode pour localiser les sources images

La détection automatique des sources images est réalisée par l'analyse de la ressemblance entre les signaux rétropropagés. Pour cela, la méthode initialement proposée dans [PG10] est expliquée ci-dessous.

Pour rétropropager les signaux au point \mathbf{r} , le spectre $S_n(\omega)$ du signal $s_n(t)$ est multiplié à la fonction de Green inverse dans un milieu homogène (de célérité c_0) $G_0^{-1}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_n^r, \omega) = |\mathbf{r} - \mathbf{r}_n^r| \times e^{-i\omega \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_n^r|}{c_0}}$:

$$S_{bn}(\mathbf{r}, \omega) = S_n(\mathbf{r}, \omega) \times G_0^{-1}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_n^r, \omega). \quad (\text{E.1})$$

Dans le but d'isoler les échos provenant potentiellement de la coordonnée \mathbf{r} , les signaux rétropropagés sont fenêtré autour de t_0 avec une fenêtre gaussienne $w(t)$ qui a environ la même durée que le signal émis $f(t)$. Dans le domaine fréquentiel, le signal rétropropagé et fenêtré est :

$$S_{wn}(\mathbf{r}, \omega) = S_{bn}(\mathbf{r}, \omega) * \text{TF}[w(t)]. \quad (\text{E.2})$$

L'amplitude des sources images n'est pas une information utile à leur localisation. Par conséquent, les signaux rétropropagés et fenêtrés peuvent être normalisés et projeté sur le sous-espace orthogonal $\left(\mathbf{I} - \frac{\mathbf{S}_w(\mathbf{r}, \omega)}{\|\mathbf{S}_w(\mathbf{r}, \omega)\|_{2,N}} \frac{\mathbf{S}_w^H(\mathbf{r}, \omega)}{\|\mathbf{S}_w(\mathbf{r}, \omega)\|_{2,N}} \right)$. Les positions des sources correspondront donc aux minima de la fonction :

$$\mathcal{F}^{OS}(\mathbf{r}, \omega) = \mathbb{I}^H \left(\mathbf{I} - \frac{\mathbf{S}_w(\mathbf{r}, \omega)}{\|\mathbf{S}_w(\mathbf{r}, \omega)\|_{2,N}} \frac{\mathbf{S}_w^H(\mathbf{r}, \omega)}{\|\mathbf{S}_w(\mathbf{r}, \omega)\|_{2,N}} \right) \mathbb{I}, \quad (\text{E.3})$$

ou :

$$\mathcal{F}^{OS}(\mathbf{r}, \omega) = N - \sum_{n=1}^N \sum_{q=1}^N \frac{S_{wn}(\mathbf{r}, \omega)}{\|\mathbf{S}_w(\mathbf{r}, \omega)\|_{2,N}} \times \frac{S_{wq}^*(\mathbf{r}, \omega)}{\|\mathbf{S}_w(\mathbf{r}, \omega)\|_{2,N}}, \quad (\text{E.4})$$

où H indique la transposée hermitienne, $\mathbf{S}_w(\mathbf{r}, \omega) = \begin{pmatrix} S_{w1}(\mathbf{r}, \omega) \\ S_{w2}(\mathbf{r}, \omega) \\ \vdots \\ S_{wN}(\mathbf{r}, \omega) \end{pmatrix}$, $\|\cdot\|_{2,N}$ est la norme L^2 du vecteur signaux, \mathbf{I} est la matrice identité et $\mathbb{1}$ est un vecteur colonne de uns.

On peut noter la similarité entre l'équation E.3 et l'algorithme MUSIC (MULTiple Signal Classification) [Sch81]. Ici, les vecteurs de fonctions de Green sont remplacés par des vecteurs de uns car les vecteurs des signaux \mathbf{S}_w sont déjà rétropropagés. Ainsi, \mathbf{S}_w avec sa normalisation et son fenêtrage peut être interprété comme un vecteur propre du signal « extrait à la main ». Cette opération est rendue possible car les impulsions réfléchies sont reçues dans un ordre identique sur tous les capteurs. L'avantage de cette méthode est qu'il n'y a pas de limitation du nombre de sources détectables en opposition à l'algorithme MUSIC avec lequel il est impossible de trouver plus de sources qu'il n'y a de capteurs.

La résolution en distance de \mathcal{F}^{OS} est directement liée à la taille de la fenêtre $w(t)$. Pour améliorer la résolution en distance, on utilise la connaissance de l'impulsion émise $f(t)$ en la comparant à la moyenne des signaux rétropropagés et fenêtrés. Cette comparaison est en quelque sorte une analyse du temps d'arrivée de l'impulsion émise. Pour cette opération, la fonction à minimiser est :

$$\mathcal{F}^{AT}(\mathbf{r}, \omega) = \min_{\pm} \left| \frac{F_w(\omega)}{\|f_w(t)\|_{\infty,t}} \pm \frac{1}{N} \sum_n \frac{S_{wn}(\mathbf{r}, \omega)}{\|s_{wn}(\mathbf{r}, t)\|_{\infty,t}} \right|^2, \tag{E.5}$$

avec $f_w(t) = f(t) \times w(t)$, $F_w(\omega) = \text{TF}[f_w(t)]$, $s_{wn}(\mathbf{r}, t) = \text{TF}^{-1}[S_{wn}(\mathbf{r}, \omega)]$ et $\|\cdot\|_{\infty,t}$ la norme infinie sur le temps du signal (ou le maximum du signal). Le minimum est choisi entre l'addition ou la soustraction car le coefficient de réflexion peut être positif ou négatif. Finalement, les sources images sont cartographiées par la fonction :

$$\mathcal{I}^{OSAT}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\int_{-\infty}^{+\infty} |F_w(\omega)|^2 \mathcal{F}^{OS}(\mathbf{r}, \omega) + \mathcal{F}^{AT}(\mathbf{r}, \omega) d\omega}, \tag{E.6}$$

où $\mathcal{F}^{OS}(\mathbf{r}, \omega)$ est pondérée en amplitude par le spectre du signal émis.

Le résultat de la fonction $\mathcal{I}^{OSAT}(\mathbf{r})$ (équation. E.6) est représenté figure E.1b. Cette nouvelle fonction permet d'éliminer tous les cercles dessinés avec $\mathcal{I}^{BW}(\mathbf{r})$ (équation 4.12) et les sources images apparaissent clairement avec une bonne résolution en angle et en distance.

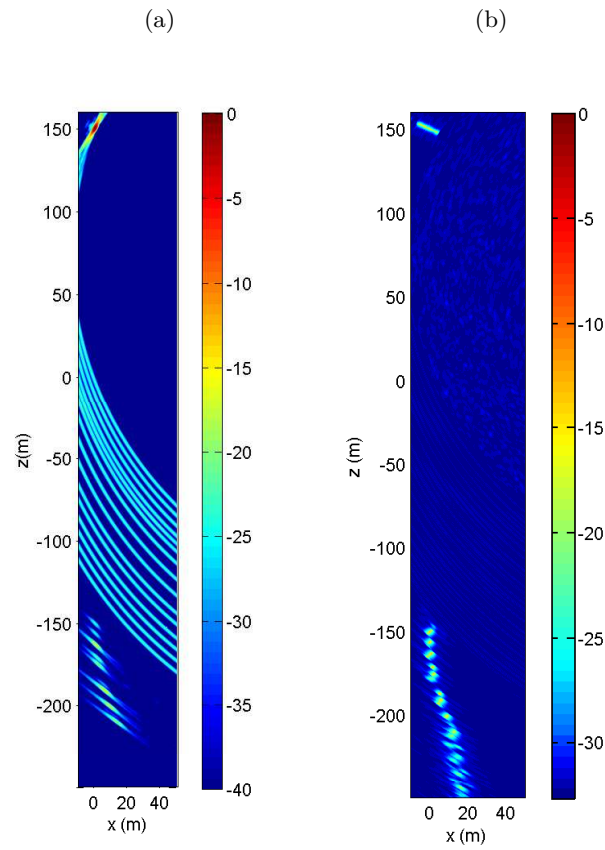


Figure E.1 – (a) : Focalisation sur les sources images avec $\mathcal{I}^{BW}(\mathbf{r})$ (en dB). (b) : Focalisation sur les sources images avec $\mathcal{I}^{OSAT}(\mathbf{r})$ (en dB). La source est en $(r=0, z=150)$, les coordonnées en $z = 0$ représentent le fond marin. L'antenne n'est pas représentée sur les cartes puisqu'elle est en $r=200$ m.

Amélioration en formation de voies

Le fait de prendre en compte ou pas la diagonale de la matrice de covariance en formation de voies peut avoir un effet significatif sur le résultat. Sous certaines conditions, la non prise en compte de la diagonale peut permettre d'obtenir de meilleurs résultats.

F.1 Régime harmonique

Considérons un réseau linéaire de N capteurs (N pair) espacés régulièrement d'un pas Δ . En champ lointain et en régime harmonique à la pulsation $\omega_0 = k_0 c = 2\pi c/\lambda_0$, la fonction de directivité de l'antenne s'obtient par :

$$\begin{aligned} \mathcal{I}^{FdV}(\theta) &= \frac{1}{N^2} \sum_{n,m=-N/2}^{N/2} \exp[ik_0 n \Delta \sin \theta] \times \exp[-ik_0 m \Delta \sin \theta] \\ &= \frac{\text{sinc}^2\left(N\pi \frac{\Delta \sin \theta}{\lambda_0}\right)}{\text{sinc}^2\left(\pi \frac{\Delta \sin \theta}{\lambda_0}\right)}. \end{aligned} \quad (\text{F.1})$$

En retirant la diagonale (ou les éléments de la double somme où $m = n$), l'opération équivalente à l'équation (F.1) s'écrit :

$$\begin{aligned} \mathcal{I}^{hd}(\theta) &= \frac{1}{N^2 - N} \left| \sum_{n,m=-N/2}^{N/2} \exp[ik_0 n \Delta \sin \theta] \times \exp[-ik_0 m \Delta \sin \theta] - N \right| \\ &= \frac{|N\mathcal{I}^{FdV}(\theta) - 1|}{N - 1}. \end{aligned} \quad (\text{F.2})$$

Pour les valeurs de θ telles que :

$$\pi \frac{\Delta \sin \theta}{\lambda_0} \ll 1, \quad (\text{F.3})$$

on a :

$$\mathcal{I}^{FdV}(\theta) \approx \text{sinc}^2\left(N\pi \frac{\Delta \sin \theta}{\lambda_0}\right), \quad (\text{F.4})$$

et :

$$\mathcal{I}^{hd}(\theta) \approx \frac{N}{N-1} \left| \text{sinc}^2 \left(N\pi \frac{\Delta \sin \theta}{\lambda_0} \right) - \frac{1}{N} \right|. \quad (\text{F.5})$$

Si le nombre d'éléments N est suffisamment grand, on constate qu'il n'y a pas de différence significative entre \mathcal{I}^{FdV} et \mathcal{I}^{hd} dans le lobe principal :

$$\mathcal{I}^{FdV}(\theta) \approx \mathcal{I}^{hd}(\theta) \approx \text{sinc}^2 \left(N\pi \frac{\Delta \sin \theta}{\lambda_0} \right), \quad (\text{F.6})$$

avec $\pi \frac{\Delta \sin \theta}{\lambda_0} \ll 1$ et $N \gg 1$.

Pour une antenne constituée de 20 capteurs dont la distance inter-capteurs est $\Delta = \lambda_0/4$, on constate effectivement que le lobe de directivité principal est identique pour chaque fonction mais hors de ce lobe principal, la fonction $\mathcal{I}^{hd}(\theta)$ est moins performante (figure F.1).

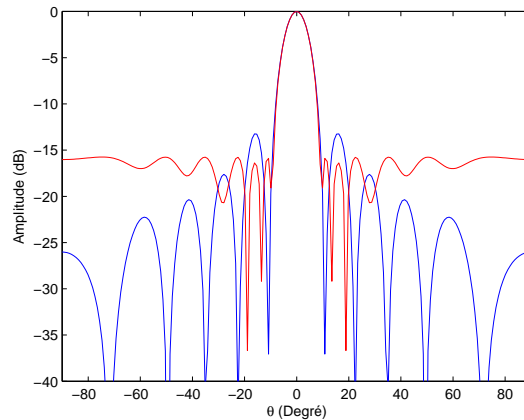


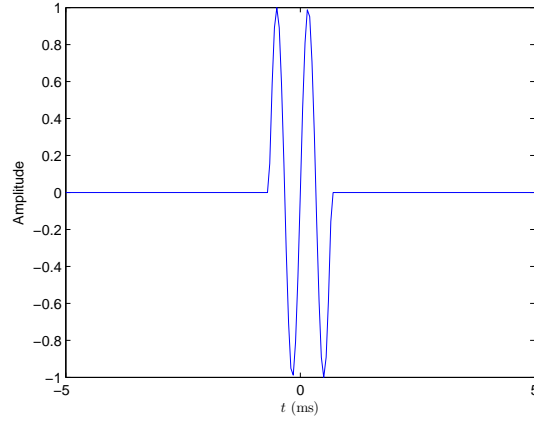
Figure F.1 – Fonction de directivité $\mathcal{I}^{FdV}(\theta)$ (en bleu) et la fonction de directivité $\mathcal{I}^{hd}(\theta)$ (en rouge) pour une antenne de 20 capteurs séparés de $\Delta = \lambda_0/4$.

F.2 Régime impulsionnel

On considère le signal impulsionnel de durée T_p suivant :

$$s(t) = \Pi_{T_p}(t) \sin(2\pi f_0 t), \quad (\text{F.7})$$

où $\Pi_{T_p}(t)$ est la fonction porte de largeur T_p et f_0 est la fréquence centrale du spectre de $s(t)$. On choisit pour l'exemple $T_p = 2/f_0$ avec $f_0 = 1500$ Hz et $\lambda_0 = c/f_0 = 1$ m. L'étendue spatiale de l'impulsion est donc $T_p c = 2\lambda_0$ (2 m dans notre exemple). Pour la simulation, la source est située à l'infini dans l'axe de l'antenne ($\theta = 0$). Les signaux reçus par les capteurs sont donc tous identiques et en phase (figure F.2).

Figure F.2 – Signal $s(t)$ reçu par chacun des capteurs.

En utilisant ces signaux, les fonctions \mathcal{I}^{FdV} et \mathcal{I}^{hd} s'écrivent :

$$\mathcal{I}^{FdV}(\theta, t) = \frac{1}{N^2} \sum_{n,m=-N/2}^{N/2} s\left(t - n \frac{\Delta \sin \theta}{\lambda_0}\right) \times s^*\left(t - m \frac{\Delta \sin \theta}{\lambda_0}\right), \quad (\text{F.8})$$

et

$$\mathcal{I}^{hd}(\theta, t) = \frac{1}{N^2} \sum_{\substack{n,m=-N/2 \\ n \neq m}}^{N/2} s\left(t - n \frac{\Delta \sin \theta}{\lambda_0}\right) \times s^*\left(t - m \frac{\Delta \sin \theta}{\lambda_0}\right). \quad (\text{F.9})$$

En régime impulsionnel, la différence entre les deux fonctions est dépendante de l'espacement Δ entre les capteurs (figure F.3).

On constate que lorsque l'espacement inter-capteurs est inférieur à l'étendue spatiale de l'impulsion ($\Delta < T_p c$), la formation de voies classique donne de meilleurs résultats alors que $\mathcal{I}^{hd}(\theta, t)$ donne une image moins parasitée quand $\Delta > T_p c$.

F.3 Synthèse

En traitement d'antenne classique, le fait de ne pas prendre en compte la diagonale de la matrice de covariance peut améliorer la qualité de la focalisation quand on travaille avec des signaux impulsionnels et que la distance entre les capteurs est supérieure à l'étendue spatiale de l'impulsion.

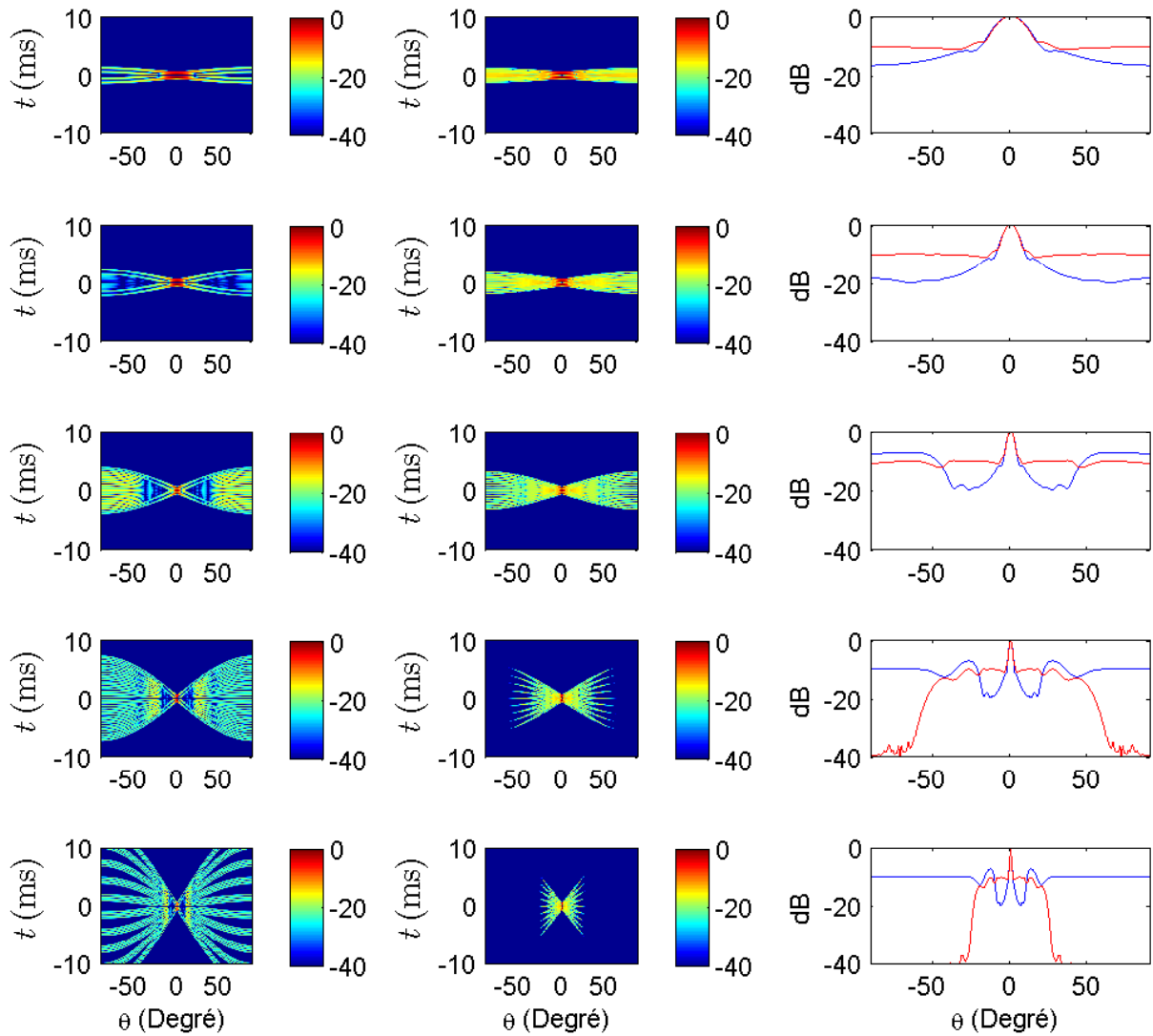


Figure F.3 – Comparaison de $\mathcal{I}^{FdV}(\theta, t)$ et $\mathcal{I}^{hd}(\theta, t)$. De la première ligne à la cinquième, on a respectivement $\Delta = T_p c/8, T_p c/4, T_p c/2, T_p c$ et $2T_p c$. La première colonne correspond à $\mathcal{I}^{FdV}(\theta, t)$, la deuxième colonne correspond à $\mathcal{I}^{hd}(\theta, t)$ et la troisième colonne compare les deux fonctions intégrées sur le temps ($\int \mathcal{I}^{FdV}(\theta, t) dt$ en bleu et $\int \mathcal{I}^{hd}(\theta, t) dt$ en rouge).

Bibliographie

- [AB79] J.B. Allen and D.A. Berkley. Image method for efficiently simulating small room acoustics. *J. Acoust Soc. Am*, 65 :943–950, 1979.
- [Bio56] M.A. Biot. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. I : low-frequency range (pp 168-178). II : Higher frequency range (pp 179-191) . *J. Acoust. Soc. Am*, 28(2) :168–178, 1956.
- [BL91] L. Brekhovskikh and Y. Lysanov. *Fundamentals of Ocean Acoustics*. Springer-Verlag, Berlin, 1991.
- [Bry80] G.M. Bryan. The hydrophone–pinger experiment. *J. Acous. Soc. Am.*, 68 :1403–1408, 1980.
- [Buc97] M.J. Buckingham. Theory of acoustic attenuation, dispersion, and pulse propagation in unconsolidated granular materials including marine sediments. *J. Acoust. Soc. Am*, 102 :2579–2596, 1997.
- [CC91] P. Cervenka and P. Challande. A new efficient algorithm to compute the exact reflection and transmission factors for plane waves in layered absorbing media (liquids and solids). *J. Acous. Soc. Am.*, 89 :1579–1589, 1991.
- [CD72] J.F. Claerbout and S.M. Doherty. Downward continuation of moveout-corrected seismograms. *Geophysics*, 37 :741–768, 1972.
- [CDA⁺02] NR Chapman, J. Desert, A. Agarwal, Y. Stephan, and X. Demoulin. Estimation of seabed models by inversion of broadband acoustic data. *Acta Acustica united with Acustica*, 88(5) :756–759, 2002.
- [CH04] J.J. Christensen and J. Hald. Beamforming. Technical report, Brüel & Kjøer Technical Review 1, 2004.
- [CH06] J. Camin and C.W. Holland. On numerical computation of the reflected field from a point source above a boundary. Personal communication, April 2006.
- [CR81] R.W. Clayton and Stolt R.H. A born-wkbj inversion method for acoustic reflection data. *Geophysics*, 46(11) :1559–1567, November 1981.

- [DCR02] R.M. Dizaji, N.R. Chapman, and Kirilin R.L. A phase regulated back wave propagation technique for geoacoustic inversion. *J. Acoust. Soc. Am.*, 111 :800–808, 2002.
- [DDH07] J. Dettmer, S.E. Dosso, and C.W. Holland. Uncertainty estimation in seismoacoustic reflection travel time inversion. *J. Acous. Soc. Am.*, 122 :161–176, 2007.
- [DDH08] J. Dettmer, S.E. Dosso, and C.W. Holland. Joint time/frequency-domain inversion of reflection data for seabed geoacoustic profiles and uncertainties. *J. Acous. Soc. Am.*, 123 :1306–1317, 2008.
- [Dix55] C.H. Dix. Seismic velocities from surface measurements. *Geophysics*, 20 :68–86, 1955.
- [DPG10] P. Dupont, S. Pinson, and L. Guillon. Geoacoustic characterization using image source method : tank experiment. In T. Akal, editor, *Proceedings of the 10th European Conference on Underwater Acoustic*, pages 1217–1222, Istanbul, Turkey, 2010.
- [Faw00] J.A. Fawcett. Complex-image approximations to the half-space acoustoelastic Green’s function. *J. Acoust. Soc. Am.*, 108 :2791–2795, 2000.
- [Faw03] J.A. Fawcett. A method of images for a penetrable acoustic waveguide. *J. Acoust. Soc. Am.*, 113 :194–204, 2003.
- [Fri88] G.V. Frisk. Course 10 : Inverse methods in ocean bottom acoustics. In Zinn-Justin J. Desaubies Y., Tarantola A., editor, *Oceanographic and geophysical tomography*. North-Holland, 1988.
- [Fri94] G.V. Frisk. *Ocean and seabed acoustics : A theory of wave propagation*. PTR Prentice Hall, 1994.
- [GBL89] A. Guerchaoui, J.C. Balluet, and J.L. Lacoume. Étude comparative des principales méthodes de déconvolution sur des données de type sismique. *Traitement du signal*, 6(3) :187–203, 1989.
- [Ger94] P. Gerstoft. Inversion of seismoacoustic data using genetic algorithms and a posteriori probability distributions. *Journal of the Acoustical Society of America*, 95(2) :770–782, 1994.
- [GH08] L. Guillon and C.W. Holland. Cohérence des signaux réfléchis par le sol marin : modèle numérique et données expérimentales (Coherence of signals reflected by the seafloor : numerical modeling vs experimental data) . *Traitement du signal*, 25(1-2) :131–138, 2008.

- [Gui99] L. Guillon. *Contribution à l'interprétation géoacoustique de la rétrodiffusion des fonds marins*. PhD thesis, Université du Maine, 1999.
- [Ham70] E.L. Hamilton. Sound velocity and related properties of marine sediments, North Pacific. *Journal of Geophysical Research*, 75(23) :4423–4446, 1970.
- [Ham72] E.L. Hamilton. Compressional-wave attenuation in marine sediments. *Geophysics*, 37 :620–646, 1972.
- [Ham76] E.L. Hamilton. Variations of density and porosity with depth in deep-sea sediments. *Journal of Sedimentary Research*, 46(2) :280, 1976.
- [HO00] C.W. Holland and J. Osler. High resolution geoacoustic inversion in shallow water : A joint time and frequency domain technique. *J. Acoust. Soc. Am.*, 107 :1263–1279, 2000.
- [HS02] C.H. Harrison and D.G. Simons. Geoacoustic inversion of ambient noise : A simple method. *J. Acoust. Soc. Am.*, 112 :1377–1389, 2002.
- [Ioo98] B. Iooss. *Tomographie statistique en sismique réflexion : estimation d'un modèle de vitesse stochastique*. PhD thesis, École des Mines de Paris, 1998.
- [JKPS94] F.B. Jensen, W.A. Kupperman, M.B. Porter, and H. Schmidt. *Computational ocean acoustics*. American Institute of Physics, New York, 1994.
- [JR07] D. Jackson and M.D. Richardson. *High-frequency seafloor acoustics*. Springer, New York, 2007. pp. 321-330.
- [Kor10] A. Korakas. *Approche numérique et expérimentale de la propagation sonore en environnements océaniques tridimensionnels : application aux problèmes inverses*. PhD thesis, École centrale de Lyon, 2010.
- [LG03] J.C. Le Gac. *Deux approches de l'inversion géoacoustique : inversion par signaux large bande et approche variationnelle*. PhD thesis, Université de Toulon et du Var, 2003.
- [Nai01] P.S. Naidu. *Sensor array signal processing*. CRC, 2001.
- [New73] P. Newman. Divergence effects in layered earth. *Geophysics*, 38 :481–488, 1973.
- [PC01] P. Pignot and N.R. Chapman. Tomographic inversion of geoacoustic properties in a range-dependent shallow-water environment. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 110 :1338–1348, 2001.
- [PG08] S. Pinson and L. Guillon. A parametric study of interactions between acoustic signals reflected by the seafloor. In *Proceedings of the 9th European Conference on Underwater Acoustic, ACOUSTICS'08*, volume 1, pages 43–48, Paris, France, 2008.

- [PG09] S. Pinson and L. Guillon. Geoacoustic characterization using image sources. In J. Papadakis and L. Bjorno, editors, *Proceedings of the 3rd International Conference on Underwater Acoustic Measurements*, pages 209–216, Nafplio, Greece, 2009.
- [PG10] S. Pinson and L. Guillon. Sound speed profile characterization by the image source method. *J. Acoust. Soc. Am.*, 128 :1685–1693, 2010.
- [PLGA⁺09] P. Plantevin, J.C. Le Gac, E. Auger, G. Theuillon, and Y. Stephan. A joint seismo-geoacoustic inversion in shallow water using a subsurface towed sound source. *Journal of Marine Systems*, 78 :S321–S332, 2009.
- [Pou99] A.D. Poularikas. *The transforms and applications handbook*. CRC Press LLC, 1999.
- [Pér94] J-P Pérez. *Optique géométrique et ondulatoire avec 200 exercices et problèmes résolus*. Masson, 1994.
- [PSGS03] C. Park, W. Seong, P. Gerstoft, and M. Siderius. Time-domain geoacoustic inversion of high-frequency chirp signal from a simple towed system. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 28(3) :468–478, 2003.
- [Rak09] S. Rakotonarivo. *Caractérisation quantitative des fonds marins à l'aide des sondeurs de sédiment (1kHz-10kHz) : modélisation directe pour l'inversion sur données réelles*. PhD thesis, Université de Bretagne Occidentale, 2009.
- [RG89] S.D. Rajan and Frisk G.V. A comparison between the born and rytov approximations for inverse backscattering problem. *Geophysics*, 54(7) :864–871, July 1989.
- [Sac96] M.D. Sacchi. Statistical and transform methods in geophysical signal processing. *Alberta University*, 1996. <http://cm-gw.phys.ualberta.ca/~sacchi/saig/book/>.
- [Sch81] R.O. Schmidt. *A signal subspace approach to multiple emitter and signal parameter estimation*. PhD thesis, Stanford University, Stanford, CA, 1981.
- [SNG02] M. Siderius, P.L. Nielsen, and P. Gerstoft. Range-dependent seabed characterization by inversion of acoustic data from a towed receiver array. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 112 :1523, 2002.
- [TK69] M.T. Taner and F. Koehler. Velocity spectra-digital computer derivation applications of velocity functions. *Geophysics*, 34 :859, 1969.
- [Tol85] J.L. Toldi. *Velocity analysis without picking*. PhD thesis, Stanford University, 1985.

- [Tou96] M. Touati. *Contribution géostatistique au traitement des données sismiques*. PhD thesis, École des Mines de Paris, 1996.
- [VT02] H.L. Van Trees. *Optimum array processing*. Wiley interscience, 2002.
- [Wen22] C.K. Wentworth. A scale of grade and class terms for clastic sediments. *The Journal of Geology*, 30(5) :377–392, 1922.
- [Wen62] G.M. Wenz. Acoustic ambient noise in the ocean : spectra and sources. *J. Acoust. Soc. Am.*, 34 :1936–1956, 1962.
- [XH07] XB Xu and YF Huang. An efficient analysis of vertical dipole antennas above a lossy half-space. *Progress In Electromagnetics Research*, 74 :353–377, 2007.
- [Yil87] Ö Yilmaz. *Seismic data processing*. Society of Exploration Geophysicists Tulsa, 1987.