



HAL
open science

Contribution à la connaissance des fonds marins à l'aide de méthodes acoustiques

Xavier Demoulin

► **To cite this version:**

Xavier Demoulin. Contribution à la connaissance des fonds marins à l'aide de méthodes acoustiques. Sciences de la Terre. Université de Bretagne occidentale - Brest, 2015. Français. NNT : 2015BRES0051 . tel-01978779

HAL Id: tel-01978779

<https://theses.hal.science/tel-01978779>

Submitted on 11 Jan 2019

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.



université de bretagne
occidentale



THÈSE / UNIVERSITÉ DE BRETAGNE OCCIDENTALE

sous le sceau de l'Université européenne de Bretagne

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE BRETAGNE OCCIDENTALE

Mention : Géosciences Marines

École Doctorale des Sciences de la Mer

présentée par

Xavier Demoulin

Préparée à UMR 6538, Domaines Océaniques

Contribution à la connaissance des fonds marins à l'aide de méthodes acoustiques

Thèse soutenue le 30 octobre 2015

devant le jury composé de :

Christophe DELACOURT

Professeur des Universités, Laboratoire des Domaines
Océaniques / *Président*

Dominique LESSELIER

Directeur de recherche, Laboratoire des Signaux et Systèmes /
Rapporteur

Pierre CERVENKA

Directeur de recherche, Université Pierre et Marie Curie /
Rapporteur

Laurent GUILLON

Maître de conférence, IRENaV / *Examineur*

Thierry GARLAN

ISC, SHOM / *Examineur*

Nicolas LE DANTEC

Chargé de recherche, CEREMA / *Examineur*

Résumé

Le travail présenté dans ce mémoire est une contribution à la caractérisation des fonds sous-marins par des techniques acoustiques. On s'intéresse aux fonds sédimentaires, surtout aux sédiments sableux. En effet, les fonds de sables sont fréquemment rencontrés par petits fonds sous nos latitudes.

Les procédés existants de caractérisation acoustique des fonds visent le plus souvent à qualifier la géométrie du sol ou du sous-sol : morphologie du fond, typologie des faciès sédimentaires, identification du toit rocheux ... Toutefois, les détails du sous-sol marin (stratification et composition des sables) nous échappent le plus souvent et on a alors recours à des sondages *in-situ* ponctuels, coûteux et souvent difficiles à réaliser.

Afin de résoudre ce problème, nous avons développé SCAMPI (*Système de Caractérisation Acoustique Marine Propagation Interface*). C'est un dispositif de caractérisation géoacoustique breveté qui vise justement à réduire notre myopie chronique dans les premiers mètres des sous-sols sableux immergés en calculant des profils verticaux des vitesses du son. Le système développé est typique d'un processus d'inversion basé sur des mesures distantes et indirectes (on ne touche pas le sol).

Disposer de profils de vitesses pour caractériser le sous-sol est une étape nécessaire, mais insuffisante. Comment savoir à partir de mesures acoustiques, si un sable est fin ou grossier ? S'il est homogène ou hétérogène ? S'il contient des coquilles ? S'il est compacté ou non ? Pour répondre à de telles questions, il est nécessaire d'utiliser des relations entre les vitesses du son et les propriétés des matériaux granulaires. Ces relations géoacoustiques sont quasi-inexistantes pour les sables marins, surtout pour les sables grossiers. Pour constituer de nouvelles relations géoacoustiques, il faut établir des bases de données à partir de mesures des vitesses acoustiques et réaliser des analyses des échantillons de sédiments prélevés au même endroit.

Pour cela, nous avons développé un prototype de célérimètre, INSEA (*INvestigation of SEdiment by means of Acoustic*), qui permet de mesurer les vitesses et l'atténuation du son dans des sédiments, y compris dans des sables grossiers.

Résumé

This work is a contribution to the seabed characterization by means of acoustical methods. We focus on sediment seabeds, especially on sand sediments because there are often encountered off European coasts.

Existing acoustic methods for seabed characterization generally aim to qualify the sub-seafloor : sediment thickness or bedrock cap detection. Nevertheless, accurate sediment stratification or details of the involved sediment are generally out of reach.

This is why we have designed SCAMPI (Sub-seafloor Characterization by Acoustic Measurements Parameters Inversion). This patented device is a geoacoustical inversion method based on an underwater acoustic instrumentation towed in water column. It aims to identify and characterize sediment layers over a thickness of 5-10 meters below the seabed, quantifying major physical parameters as compressional speed.

But vertical sound speed profiles of the sub-seabed is a necessary step but is insufficient to predict refined information about the sediment : is it coarse, homogeneous, does it contain inclusions ..? To give answers to these questions, geoacoustical relations linking acoustic parameters to sedimentological parameters are required. But these relations are sparse, particular for coarse sands.

We have designed a velocimeter prototype INSEA (*INvestigation of SEdiment by means of Acoustic*), to measure in situ acoustical parameters of the first centimeters of the seafloor, even in coarse sands. This work is the preliminary work leading to a new project which consist in building specific data bases to elaborate these geoacoustical relations and theoretical modeling in granular wet media suited to marine geophysic applications.

Remerciements

Je remercie Christophe Delacourt, Professeur des Universités (UBO-LDO), d'avoir accepté la présidence de cette thèse et qui n'aura pas ménagé ses efforts pour m'aider à aller au bout de ce travail.

Je remercie Dominique Lesselier, directeur de recherches au CNRS (LSS), de m'avoir initié à l'acoustique sous-marine lors d'un stage de DEA en 1990. Ce fut le point de départ d'une longue aventure. J'ai gardé en mémoire la combinaison de l'exigence et de la décontraction qui régnait alors autour de lui.

Je remercie Pierre Cervenka, directeur de recherches au CNRS (UPMC-Paris6), dont l'originalité des travaux de recherche est pour moi un exemple, de bien vouloir être rapporteur de cette thèse.

Je remercie Thierry Garlan, directeur de la cellule sédimentologie au SHOM, d'avoir accepté d'être examinateur de cette thèse. Son indéfectible esprit positif vient à bout de toute résistance et restera toujours un mystère pour moi.

Je remercie Nicolas Le Dantec, chargé de recherche au CEREMA, de bien vouloir être examinateur de cette thèse. Je lui exprime ma gratitude pour le vif intérêt qu'il porte à ces recherches.

Je remercie Laurent Guillon, maître de conférence à l'IRENAV (Ecole Navale), de bien vouloir être examinateur de cette thèse. J'en suis honoré et je le remercie pour ses encouragements ainsi que pour ses commentaires experts.

Je remercie tous mes compagnons, amis ou collègues, de Bretagne, de France ou d'ailleurs, avec qui j'ai partagé cette passionnante aventure de l'acoustique sous-marine.

Je remercie ma femme de m'avoir supporté et soutenu. Difficile pour une passionnée d'art (légèrement hermétique aux technologies ...) d'accepter de passer sa soirée d'anniversaire à tester un enregistreur acoustique sous la pluie. Je remercie mes enfants, qui me demandaient parfois si j'avais retrouvé de la vase ou du sable grâce aux calculs de SCAMPI et qui viennent encore m'aider à réaliser des essais avec tel ou tel prototype dans la bonne humeur.

TABLE DES MATIÈRES

Introduction	5
1 Éléments de géoacoustique	9
1.1 Introduction	10
1.2 Sédiments marins	11
1.2.1 Classification des sédiments	12
1.2.2 Paramétrisation des sédiments	12
1.2.3 Paramètres géoacoustiques	16
1.2.4 Quelques relations géoacoustiques	17
1.3 Modèles acoustiques des sédiments marins	20
1.3.1 Modèle de sédiment fluide	20
1.3.2 Modèle de sédiment élastique	21
1.3.3 Modèle de Buckingham	22
1.3.4 Synthèse	24
1.4 Traitement des interfaces	26
1.4.1 Coefficient de réflexion du fond marin	26
1.4.2 Index de diffusion du fond marin	30
1.4.3 Synthèse	33
1.5 Conclusion	33
2 Inversion géoacoustique : exemple de SCAMPI	35
2.1 Présentation du système SCAMPI	36
2.1.1 État de l'art abrégé	36
2.1.2 Un nouveau système de sismique quantitative	37
2.1.3 Présentation théorique	39
2.2 Le problème direct	42
2.2.1 Environnement	42
2.2.2 Théorie des images	43
2.2.3 Calcul de réponse impulsionnelle	44
2.2.4 Calcul du réfléchi fond	44
2.3 Le problème inverse	47
2.3.1 Rappels sur les problèmes inverses	47
2.3.2 Conditionnement des données	47
2.3.3 Inversion géométrique	49
2.3.4 Inversion géoacoustique	53
2.4 Applications	62
2.4.1 Quelques caractéristiques des résultats produits	62
2.4.2 Validation	63
2.4.3 Performances	67
2.4.4 Limitations	67
2.4.5 Le problème des milieux non stratifiés	70

3 Mesures in-situ pour la géoacoustique : exemple d'INSEA	73
3.1 Développement d'un prototype de célérimètre	74
3.1.1 De la nécessité de constituer de nouvelles relations géoacoustiques	74
3.1.2 De la nécessité de développer un nouveau prototype	75
3.1.3 Développement d'un prototype expérimental	78
3.2 Signaux émis	80
3.2.1 Signaux large bande	80
3.2.2 Signaux bande étroite	81
3.3 Signaux reçus	83
3.3.1 Caractéristiques des signaux reçus	83
3.3.2 Quelques observations sur les mesures dans les sables	85
3.4 Algorithmes de calcul des vitesses et des atténuations du son	87
3.4.1 Détermination de la distance entre capteurs	87
3.4.2 Détermination de la vitesse du son	88
3.4.3 Détermination de l'atténuation du son	88
3.4.4 Relations de dispersion des vitesses et des atténuations	90
3.5 Calibration et performances actuelles	91
3.5.1 Vitesses	91
3.5.2 Atténuations	91
3.5.3 Distances	92
3.6 Applications	94
3.6.1 Mesures en cuve avec des sables marins	94
3.6.2 Mesures in-situ en plages	100
3.6.3 Mesures in-situ avec plongeurs	102
3.6.4 Mesures en cuve avec des sédiments hétérogènes artificiels	105
3.6.5 Premières comparaisons des mesures aux modèles physiques	106
3.6.6 Hétérogénéité des sédiments	109
3.6.7 Perspectives	110
Conclusion	111
Bibliographie	115
Annexe A Prise en compte des interfaces et propagation acoustique	123
Annexe B Perspectives pour l'amélioration de SCAMPI. Milieux non stratifiés	129
Annexe C Extinction du signal par la diffusion de bulles d'air	133
Annexe D Rayonnement du piquet et ses effets sur l'estimation des distances	135
Annexe E Publication 1 - <i>Sedimentological acoustics : an attempt to reduce the gap between acoustical modeling and sedimentological survey</i>	139
Annexe F Publication 2 - <i>Faisabilité opérationnelle de l'inversion géoacoustique par milieux équivalents : Principe et application aux données INTIMATE96.</i>	149
Annexe G Publication 3 - <i>In-situ acoustic measurements of water saturated beach sands.</i>	173

INTRODUCTION

Les fonds marins concentrent une part importante des richesses minières et fossiles mondiales inexploitées : gaz naturel, nodules polymétalliques ... L'exploitation de ces richesses est une opportunité pour la France dont la surface marine est une des plus élevées au monde¹.

Difficiles d'accès, leur exploration se fait à l'aide de systèmes de télédétection. Les systèmes les plus appropriés pour cela sont les systèmes acoustiques du fait des bonnes propriétés de propagation des ondes sonores dans la mer.

Dans le domaine des fonds marins, les zones côtières sont majoritairement constituées par des petits fonds et sont devenues un enjeu majeur pour nos sociétés du fait de l'accroissement démographique en domaine littoral, des phénomènes d'érosion liés au réchauffement climatique ou encore des projets en énergie marine renouvelable.

Nous nous intéressons donc plus particulièrement aux problèmes des fonds marins en acoustique sous-marine par petits fonds.

En acoustique sous-marine, les paramètres environnementaux sont pris en compte au travers de modèles physiques de sorte que les mesures acoustiques portent la signature de ces paramètres. Les modèles reliant un paramètre environnemental d'entrée à la grandeur mesurable acoustique en sortie constituent les problèmes directs. La détermination des paramètres environnementaux à partir de mesures acoustiques constitue les problèmes inverses. Ils vont s'appuyer sur un modèle direct et sur une stratégie de mesure appropriée pour optimiser le processus d'inversion.

Une illustration classique du problème direct acoustique concerne la lutte sous la mer. Dans ce domaine, il est primordial de bien analyser comment les paramètres environnementaux exercent leur influence sur les performances des systèmes sonars. Par petits fonds, les interactions entre les signaux acoustiques propagés et les fonds marins sont nombreuses donc la nature du fond va avoir une grande importance. Un exemple est celui de la prédiction des signaux propagés par des travaux de pilonnement dans les constructions offshore. Cette prédiction est alors d'autant plus difficile à établir qu'il s'agit de signaux basses fréquences donc susceptibles de se propager très loin et par des fonds souvent très faibles (inférieurs à 100 m). Il y a donc des besoins très actuels pour améliorer les problèmes directs d'acoustique sous-marine par petits fonds.

Dans le même type d'environnement, les problèmes inverses qui nous intéressent ont pour but de quantifier des paramètres des fonds à partir de mesures acoustiques sous-marines. Dans ce domaine, l'utilisation de sondeurs acoustiques est largement

1. voir par exemple : <http://www.petrole-et-gaz.fr/lexploitation-des-fonds-marins-au-coeur-de-la-reforme-du-code-minier-825/>

répandue en hydrographie depuis des décennies et les premières cartes mondiales de bathymétrie remontent aux années 1970.

Les systèmes acoustiques réalisés pour cartographier les fonds sont diversifiés comme le sonar latéral qui offre une vue de la surface du fond, le sondeur de sédiment qui offre une image acoustique du sous-sol. Néanmoins, les développements récents se sont d'abord concentrés sur la numérisation des acquisitions puis sur la qualité des images générées. Ce sont donc des systèmes qui restent le plus souvent qualitatifs alors que des besoins de quantification des fonds sont nécessaires tant pour les applications civiles (déterminer le coefficient de poisson du sédiment avant de poser un câble par exemple) que militaires (disposer de cartes de paramètres pour prédire des pertes de propagation). Ce sont sur ces travaux d'inversion de paramètres des fonds que nous allons nous focaliser.

On s'intéresse ici aux fonds sédimentaires, et même plus spécifiquement aux sédiments sableux. En effet, les fonds de sables sont fréquemment rencontrés par petits fonds sous nos latitudes, surtout dans les premiers mètres du sous-sol.

Ce sont des environnements compliqués. Un dispositif tel que le sondeur de sédiment est généralement apte à pénétrer de quelques dizaines de mètres dans une fond meuble vaseux, offrant une image lisible du sous-sol alors que cela n'est plus le cas pour un sous-sol sableux, souvent stratifié en couches peu épaisses, aux interfaces réfléchissantes ou diffusantes. Parallèlement, l'enfoncement d'un carottage dans le sable est difficile, nécessite de recourir à des vibreurs et donc à des moyens plus coûteux et lourds. Mais la difficulté qui nous préoccupe plus particulièrement concerne les passerelles existantes entre les paramètres acoustiques et les paramètres physiques d'un sable : comment caractériser un sable à partir de ses paramètres acoustiques ? Il n'existe que peu de relations pour cela et les modèles physiques sur les propriétés de la matière granulaires sont encore loin de présenter la maturité nécessaire au traitement des sable marins réels.

Les travaux expérimentaux présentés dans ce document visent deux objectifs : concevoir et valider un dispositif d'inversion géoacoustique permettant de quantifier les paramètres d'un sous-sol sédimentaire sableux marin par petits fonds, concevoir et valider un dispositif de mesure acoustique pour étudier les relations géoacoustiques dans les sables marins.

Ce document est composé de trois chapitres.

Le premier chapitre présente différents aspects de la géoacoustique. Dans le contexte des études sous-marines, on utilise le terme géoacoustique dès que le problème traite des interactions des fonds marins avec les ondes acoustiques. Paramétrisation des sédiments, relations géoacoustiques, modélisation des interactions ondes-sédiments, sont des éléments essentiels des problèmes directs sur lesquels se baseront les développements décrits dans les parties suivantes.

Le second chapitre est consacré au système SCAMPI. Utilisant des techniques de compression d'impulsion, les traitements de signaux appliqués permettent de quantifier en célérité des premiers mètres (typiquement 5 à 10 m) du sous-sol marin à très haute résolution et sans aucun recours à des mesures in-situ. Le problème direct est décrit dans la première partie. Il consiste notamment à calculer des signaux synthétiques réfléchis par le fond et issus d'une onde acoustique à large bande et à rasance multiple. En seconde partie, une méthode originale d'inversion est proposée. Elle est faite en deux temps : d'abord l'inversion géométrique qui exploite le multi-trajet dans l'eau ; ensuite l'inversion

géoacoustique qui exploite le multi-trajet dans le fond stratifié. Des applications sont ensuite décrites dans la troisième partie, portant notamment sur la validation des résultats obtenus.

Le troisième chapitre traite des travaux entrepris pour constituer de nouvelles relations géoacoustiques à l'aide du célérimètre portatif INSEA. La première partie traite des choix technologiques faits pour obtenir l'instrument le plus adapté à notre problème et montre les performances du prototype obtenu. La seconde partie décrit les expériences réalisées : en laboratoire, en plage ou en mer à l'aide de plongeurs. Enfin, une première analyse des résultats est apportée.

Pour chaque chapitre, on trouvera au moins une annexe complétant ou approfondissant un point particulier ainsi qu'un article portant sur le sujet traité.

ÉLÉMENTS DE GÉOACOUSTIQUE

Sommaire

1.1	Introduction	10
1.2	Sédiments marins	11
1.2.1	Classification des sédiments	12
1.2.2	Paramétrisation des sédiments	12
1.2.3	Paramètres géoacoustiques	16
1.2.4	Quelques relations géoacoustiques	17
1.3	Modèles acoustiques des sédiments marins	20
1.3.1	Modèle de sédiment fluide	20
1.3.2	Modèle de sédiment élastique	21
1.3.3	Modèle de Buckingham	22
1.3.4	Synthèse	24
1.4	Traitement des interfaces	26
1.4.1	Coefficient de réflexion du fond marin	26
1.4.2	Index de diffusion du fond marin	30
1.4.3	Synthèse	33
1.5	Conclusion	33

1.1 INTRODUCTION

Dans ce chapitre, on présente les éléments de géoacoustique participant au problème de caractérisation acoustique des fonds sédimentaires.

Par petits fonds, la nature du fond a une grande influence sur les performances des systèmes acoustiques déployés en mer. D'autre part, la variabilité spatiale des sédiments y est très grande. Cela pose le problème de la **classification d'un sédiment**, de la définition et de la **quantification de paramètres** descripteurs. Pour prendre en compte les effets des **interactions des ondes acoustiques avec les fonds**, on a recours à des **modèles physiques** qui font intervenir les phénomènes de **réflexion** d'une part et de **diffusion** (ou diffraction) d'autre part. Ces modèles se nourrissent à leur tour de paramètres acoustiques [Garlan and Demoulin, 1997]. On comprend là l'importance de disposer de **relations géoacoustiques**, liant des paramètres sédimentologiques à des paramètres acoustiques. Pour cela, il est nécessaire d'effectuer des **mesures in-situ**.

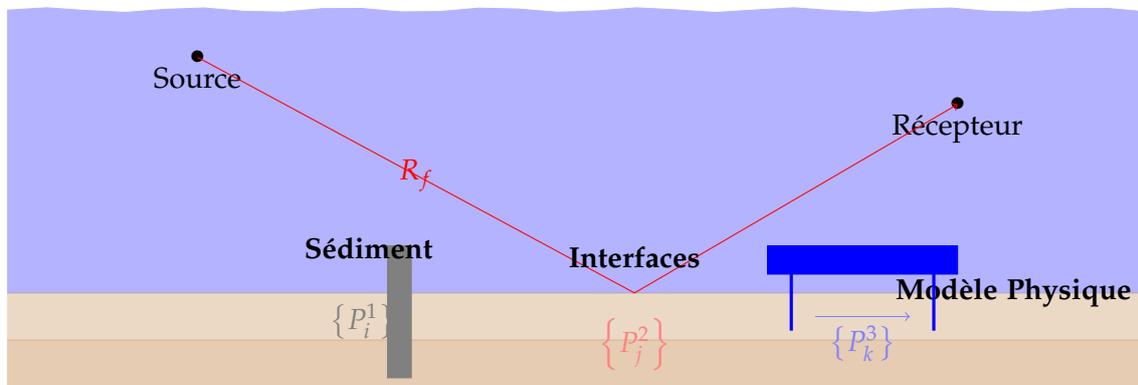


FIGURE 1 – Présentation des constituants géoacoustiques du problème de la caractérisation acoustique des fonds. Une approche naturaliste (schématisée ici par un carottier) permet de mesurer des paramètres $\{P_i^1\}$, caractérisant soit les grains, soit la matière granulaire. Des systèmes acoustiques déployés dans l'eau permettent d'accéder à des paramètres $\{P_j^2\}$ via des modèles de diffusion ou de réflexion aux interfaces. Enfin, des mesures acoustiques in-situ permettent d'accéder à des paramètres $\{P_k^3\}$ via des modèles physiques.

Comme indiqué sur la figure 1, trois angles d'approche coexistent pour étudier les liens entre les sédiments à l'acoustique :

- la description naturaliste des sédiments (*sédiments marins*, section 1.2),
- la modélisation physique des ondes en milieu granulaire saturé en eau (*modèles physiques*, section 1.3),
- la description du sédiment observé à distance par une onde acoustique (*interfaces*, section 1.4),

Ce sont finalement ces trois pièces de puzzle qu'il convient de présenter. Chacune de ces pièces relève d'une discipline qui a évolué indépendamment des autres de sorte qu'il s'agit de les assembler du mieux possible.

1.2 SÉDIMENTS MARINS

Même si la terre est bleue (la surface totale des océans couvre 71% de la surface terrestre), le milieu marin reste mal connu. Les fonds marins sont divisés en trois domaines :

- les grands fonds (60% des fonds marins), constitués de plaines abyssales argileuses pour une profondeur moyenne de 4500m,
- les petits fonds (7% des fonds marins), constituant les plateaux continentaux qui sont les prolongements de la croûte continentale entre 0 et 200 m,
- les talus continentaux (32% des fonds marins)

Ces fonds sont constitués de substrats rocheux sur lesquels reposent une ou plusieurs couches sédimentaires (argiles, sables...). La formation des sédiments est majoritairement liée à l'érosion des roches (sédiments d'origine terrigène) ou bien à des apports d'éléments organiques (sédiments d'origine biogène). Ainsi l'altération mécanique ou chimique fragmente les roches préexistantes en éléments qui sont ensuite transportés ou déposés sur les fonds. En général, les parties les plus grossières sont déposées près de côtes et les éléments plus fins sont déposés plus au large du fait de la diminution progressive des courants en s'éloignant des côtes.

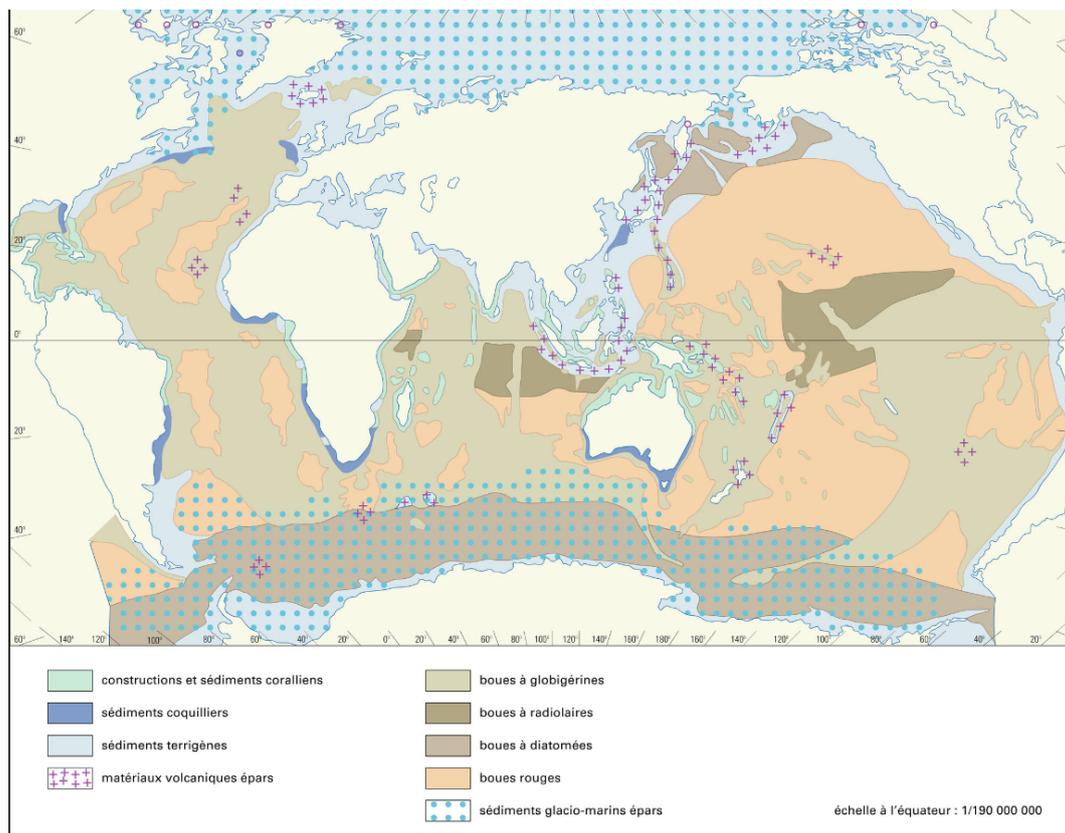


FIGURE 2 – Carte de répartition mondiale des sédiments marins (source : Encyclopédie Universalis)

Les débris de coquilles, fréquents sur les plateaux continentaux peuvent atteindre des concentrations supérieures à 80%. La mesure des taux de carbonate de calcium (CaCO_3) permet d'en connaître la concentration. Par grands fonds, les petits organismes planctoniques chutent lentement depuis la surface jusqu'au fond pour former des boues bio-siliceuses : boues à radiolaires (constituées de fragments de plancton), boues à diatomées (constituées de fragments d'algues) ... En moindre quantité, il y a aussi les

sédiments d'origine volcaniques (liés aux processus éruptifs) et les sédiments d'origine chimique dus à des interactions entre différents éléments en présence (argile rouge et nodules polymétalliques par exemple).

Les répartitions spatiales des sédiments sont liées (voir la figure 2) à l'histoire géologique et climatique des lieux.

Les phénomènes mécaniques, chimiques ou organiques de formation, de transformation ou de transport des sédiments constituent le domaine de la sédimentologie et sont détaillés dans des ouvrages spécialisés [Cojan and Renard, 2000].

1.2.1 *Classification des sédiments*

Les couches superficielles des fonds des mers sont donc majoritairement constituées de sédiments et nombre d'activités humaines nécessitent de les cartographier et de les décrire d'une façon adaptée : l'extraction de matière minérale, la pose d'engins ou de câbles au fond, la pêche, la sécurité de la navigation ...

Pour cela, il faut classer les sédiments. Ce problème est un sujet à controverse. Comme le fait remarquer J Bourrier : « *Il n'est pas possible de grouper la totalité des sédiments meubles dans une classification continue allant des galets aux particules microscopiques qui constituent les argiles. Une pareille classification [...] est totalement artificielle et ne correspond en rien aux propriétés des ensembles qu'elles constituent. C'est la prédominance dans l'étendue d'un certain domaine dimensionnel du faisceau des propriétés physiques qui y règnent qui peut justifier l'existence de classes indépendantes.* » Une classification repose sur des paramètres de différenciation et celle-ci se fait sur des critères différents suivant les outils utilisés et selon les objectifs visés.

Dans les ouvrages de sédimentologie, on trouve le plus souvent deux types de classification des sédiments : celles qui classent en fonction des variations de granulométrie (voir par exemple la classification de Wentworth, tableau 1) et celles qui classent en fonction des variations de composition minéralogique (pourcentages respectifs de sédiments terrigènes, de silice biogène ou de CaCO₃ par exemple, voir figure 3).

Mais, aujourd'hui, les systèmes de cartographie des sédiments sont le plus souvent acoustiques de sorte que des classifications basées sur des critères acoustiques apparaissent aussi et ne sont pas forcément compatibles avec les classifications naturalistes.

1.2.2 *Paramétrisation des sédiments*

La classification est une base permettant d'identifier et de différencier les différents sédiments. Caractériser le sédiment, c'est définir et mesurer des paramètres. Dans les faits, il y a deux classes de paramètres des sédiments :

- les paramètres des grains qui composent le sédiment (minéralogie, géométrie ...),
- les paramètres du sédiment pris comme un matériau, la matière granulaire, et constitué d'un ensemble de grains organisés (densité, porosité ...)

Le problème est important pour l'acousticien. Les modèles courant de réflexion des ondes s'expriment en fonction de paramètres du sédiment alors que les modèles décrivant le comportement de l'onde acoustique dans le sédiment utilisent les deux classes de paramètres.

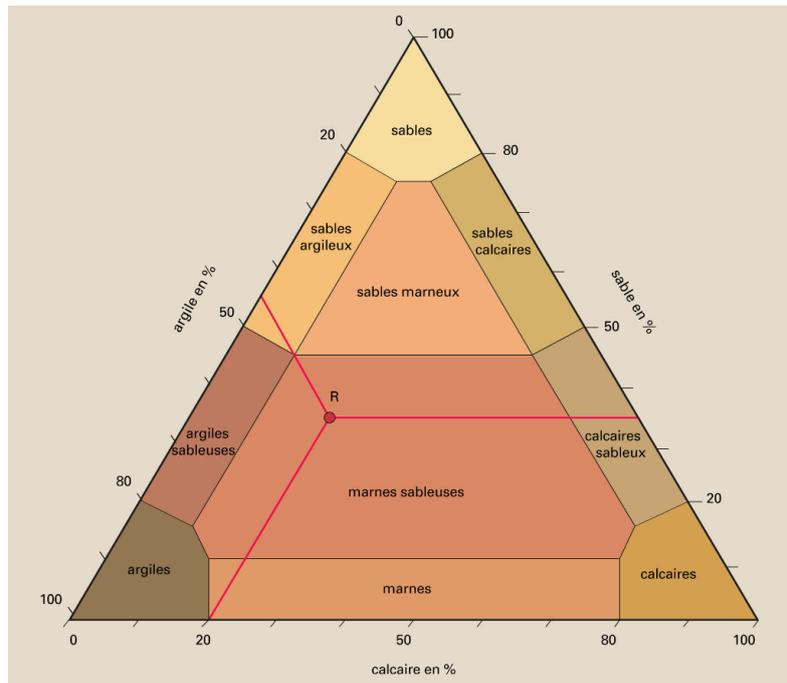


FIGURE 3 – Classification minéralogique des sédiments selon leurs pourcentages respectifs en argile, en sable et en calcaire (source : Encyclopédie Universalis).

Nom	Taille T_a (en mm)	$\phi = -\log_2(T_a)Re1mm$
Boulders (blocs)	> 256	< -8
Cobbles (Galets et Cailloux)	64 – 256] -8 - 6]
Larges	128 – 256] -8 - 7]
Small	64 – 128] -7 - 6]
Gravels (graviers)	2 – 64] -6 - 1]
Very coarse	32 – 64] -6 - 5]
Coarse	16 – 32] -5 - 4]
Medium	8 – 16] -4 - 3]
Fine	4 – 8] -3 - 2]
Very fine	2 – 4] -2 - 1]
Sands (sables)	0.062 – 2] -1 4]
Very coarse	1 – 2] -1 0]
Coarse	0.5 – 1] 0 1]
Medium	0.25 – 0.5] 1 2]
Fine	0.125 – 0.25] 2 3]
Very fine	0.062 – 0.125] 3 4]
Silts (vases)	0.004 – 0.062] 4 8]
Coarse	0.031 – 0.062] 4 5]
Medium	0.016 – 0.031] 5 6]
Fine	0.008 – 0.016] 6 7]
Very fine	0.004 – 0.008] 7 8]
Clays (Argiles)	< 0.004	> 8

TABLE 1 – Classification granulométrique US standard (Wentworth). Les sédiments sont dénommés selon leur granulométrie. Les valeurs des intervalles de granulométrie sont des puissances de 2. Un classement en unité ϕ est alors bien commode.

Paramètres des grains

Les techniques développées pour décrire les grains sont généralement bien établies (voir par exemple l'ouvrage de [Dupain, 2009] ou de [Jackson and Richardson, 2007]) et les résultats des mesures sont précis. En résumé, on distingue :

- **les paramètres mécaniques.** Il s'agit essentiellement de paramètres rendant compte des relations existant entre les déformations et les contraintes appliquées sur le grain. Par exemple, le module d'élasticité volumique (ou module d'élasticité iso-statique, ou module d'incompressibilité) K_g (en GPa) qui est un indicateur de l'incompressibilité du matériau, ou bien le module de cisaillement μ (en GPa) qui est une mesure de la résistance au cisaillement du matériau
- **les paramètres morphologiques** tels que la rugosité, le coefficient d'aplatissement du grain ... pour mieux caractériser les contacts inter-grains qui sont importants pour rendre compte du comportement mécanique d'ensemble des grains (roulement, glissement, frottements ...)
- **les paramètres pétrographiques**, qui renseignent sur les propriétés chimiques et minéralogiques des grains, mais dont les variations modifient *à priori* assez peu les propriétés acoustiques de leurs assemblages.

Paramètres des sédiments

Le problème est ici plus difficile car la matière granulaire n'est ni un gaz, ni un fluide, ni un solide, états de la matière plus classiques et pour lesquels les techniques de mesure des paramètres les caractérisant sont connues.

Granulométrie

La granulométrie occupe une place à part car elle relève à la fois de la description des grains individuellement et de la description de la matière dans son ensemble. C'est une grandeur statistique caractérisant la matière granulaire et portant sur les propriétés des grains. C'est un de ses intérêts. L'autre intérêt est qu'on peut en effectuer l'analyse en laboratoire, même après avoir transformé l'échantillon. Une façon de caractériser simplement un sédiment est de considérer son grain moyen. Pour mesurer les tailles de grains, on utilise des tamis (indication du poids refusé par un tamis) au dessus de $63\mu\text{m}$ typiquement. Les méthodologies de mesure sont normées. La répartition des grains selon leur taille permet d'effectuer une analyse granulométrique. Il existe alors plusieurs façons de définir le grain moyen. On comprend que **le grain moyen est un paramètre clef** car commode à établir d'une part et en rapport à la densité et à la porosité d'autre part.

A partir de la courbe de composition granulométrique, on définit le paramètre de grain moyen M_z (*mean grain size*) :

$$M_z = \frac{1}{100} \cdot \int_0^{100} X_i dy \quad (1)$$

avec X taille en unité phi (définie par $\phi = -\frac{\log(\text{taille des grains en mm})}{\log(2)}$) de la particule et y le pourcentage mesuré pour cette taille. Une autre définition du grain moyen, fréquemment utilisée [Folk and Ward, 1957], notamment par les acousticiens, est :

$$M_z = \frac{Q_{16} + Q_{50} + Q_{84}}{3} \quad (2)$$

utilisant les fractiles Q_x , dimension de particule correspondant à un pourcentage cumulé déterminé.

On définit aussi l'indice de classement S_2 (*sorting*) qui est en fait l'écart-type (racine du moment centré d'ordre 2, M_c^2) :

$$S_2 = \sqrt{\frac{1}{100} \cdot \int_0^{100} (X_i - M_z)^2 dy} \quad (3)$$

L'asymétrie (*skewness*) S_3 est définie à partir du moment centré d'ordre 3, M_c^3 :

$$S_3 = \frac{M_c^3}{S_O^3} = \frac{\frac{1}{100} \cdot \int_0^{100} (X_i - M_z)^3 dy}{S_O^3} \quad (4)$$

L'asymétrie est d'autant plus prononcée que la valeur absolue est grande. Si l'indice est positif, ce sont les petites particules qui sont mal classées (relativement à un classement donné) ou au contraire les grandes particules si l'indice est négatif.

Porosité

On définit la porosité β comme le rapport du volume des vides (des pores) V_p au volume total V_t du sédiment.

La porosité dans un sédiment est très difficile à mesurer avec précision [Regnault, 2008]. Plusieurs méthodes coexistent (pycnomètre, pesée, traitement d'image ...) et ne conduisent pas toujours au même résultat. Pour les sables, la porosité est directement liée à la façon dont sont assemblés les grains. Pour le cas idéalisé d'un assemblage de billes uniformes, la compaction maximum est assurée par un réseau cubique faces centrées (CFC) conduisant à une porosité minimum de 26% [Guyon and Troadec, 1994]. Inversement, toujours pour des billes uniformes, il est montré par l'expérience qu'un remplissage aléatoire converge toujours vers une porosité de 36% [Guyon and Troadec, 1994]. Lorsqu'on assemble des sphères de différentes tailles, il existe encore des supers structures décrivant des combinaisons idéales d'empilement pour une compaction maximum. Dans les faits, il semble que les sables marins aient des porosités typiques de 30 à 50% [Regnault, 2008] qui varient peu avec l'enfouissement (dans les premiers mètres sous la surface en tout cas).

Densité

La densité d'un sédiment, masse volumique exprimée en kg/m^3 , n'est pas la même suivant qu'il soit dans l'air ou dans l'eau. On définit d'une part la masse volumique apparente sèche (*Dry bulk density*) par :

$$\rho_b = \frac{W_g}{V_t} \quad (5)$$

avec W_g la masse de l'échantillon séché (sensiblement, la masse des grains) et V_t , le volume total. On définit aussi la masse volumique saturée (*saturated bulk density*) qui est :

$$\rho_b = \frac{W_g + W_f}{V_t} = \rho_b + \frac{W_f}{V_t} \quad (6)$$

avec : W_f , masse du fluide. On peut mesurer la densité à l'aide d'un gammadensimètre ou bien directement par la mesure du poids pour un volume donné. Ces mesures sont toutefois délicates car elles prennent en compte la porosité intragranulaire. D'autre part, elles dépendent de la compacité du sédiment, de sorte qu'un simple paramètre comme la densité ne s'avère pas si facile à mesurer, ni même à définir.

Autres paramètres

Si la densité et la porosité sont les paramètres les plus utilisés par les modèles, il en existe d'autres. La perméabilité α est relative à la facilité de l'écoulement du fluide dans le milieu. Elle est établie par la mesure de la vitesse de filtration du fluide (Loi de Darcy) faisant intervenir la viscosité. Son unité est le m^2 . Elle est mesurable à l'aide d'un perméamètre à air. La tortuosité β d'un modèle de capillaires orienté (les canaux) quantifie le rapport entre la longueur 'en ligne droite' entre deux points à la longueur développée du canal [Bourbie, 1990]. Ces paramètres sont essentiels dans le modèle poroélastique de Biot [Biot, 1956a,b]. Ce modèle repose sur les couplages existants entre le liquide décrit par des canaux et la matière granulaire décrite par une matrice solide.

1.2.3 Paramètres géoacoustiques

Les paramètres géoacoustiques d'un sédiment sont ceux qui déterminent les propriétés des ondes acoustiques s'y propageant. Cela nécessite d'étudier les interactions entre les sédiments, eux-mêmes caractérisés par un certain nombre de paramètres, et les ondes acoustiques.

Dans tous les cas, la façon de décrire le matériau (donc de choisir les paramètres du sédiment) est en rapport avec le modèle physique qu'on choisira pour en expliquer le comportement ... Il n'y a pas de consensus aujourd'hui sur le modèle le plus adéquat pour cela.

On présente ici deux exemples de paramètres géoacoustiques. Le premier est basé sur le modèle poroélastique de Biot [Biot, 1956a], couramment utilisé par les physiciens. Le second, est basé sur un modèle solide du sédiment et est couramment utilisé par les acousticiens sous-marins. Ces modèles seront décrits plus en détails au chapitre sur les modèles physiques.

Exemple1 : paramètres décrivant les sédiments dans le cadre du modèle de Biot

Comme on peut le constater (voir tableau 2), les paramètres décrivant le milieu granulaire deviennent nombreux dès lors qu'on veut décrire finement les interactions des ondes avec la matière granulaire. Treize paramètres entrent en compte dans la modélisation poroélastique de Biot pour un sable de mer particulier [Jackson and Richardson, 2007].

On y trouve des paramètres caractérisant les constituants (densité des grains par exemple) et d'autres paramètres caractérisant le matériau composé de grains (module d'élasticité du squelette). Ces derniers termes sont parfois complexes, en rapport aux phénomènes de relaxation rencontrés lors du suivi des déformations consécutives à la contrainte exercée. Certains sont difficiles à mesurer, même en laboratoire. Une telle complexité nous paraît peu appropriée dans le cadre d'expérimentations en domaine marin de sorte que nous nous orientons plutôt vers des modèles plus simples.

Exemple2 : paramètres décrivant les sédiments dans le cadre du modèle solide

Dans la communauté des acousticiens sous-marins, on utilise souvent le modèle solide dans lequel les paramètres géoacoustiques définissant un sédiment sont au nombre de cinq :

1. la densité : $\rho(kg/m^3)$
2. la célérité de compression : $C_p(m/s)$
3. l'atténuation de compression : $\alpha_p(dB/\lambda)$
4. la célérité de cisaillement : $C_s(m/s)$
5. l'atténuation de cisaillement : $\alpha_s(dB/\lambda)$

Paramètre (Uk)	Paramètre (Fr)	Symbole	Unité	Valeur
Bulk modulus of Grains	Module d'élasticité isostatique	K_g	Pa	$3.2 \cdot 10^{10}$
Permeability	Perméabilité	κ	m^2	$2.5 \cdot 10^{-11}$
Tortuosity	Tortuosité	α	Sans	1.35
Porosity	Porosité	β	Sans	0.385
Dynamic Viscosity of Water	Viscosité	η	$Kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$	$1.05 \cdot 10^{-3}$
Mass density of grains	Densité des grains	ρ_g	$kg \cdot m^{-3}$	2690
Bulk modulus of Water	Module d'élasticité iso (eau)	K_w	Pa	$2.395 \cdot 10^9$
Mass density of water	Densité de l'eau	ρ_w	$kg \cdot m^{-3}$	1023
Shear Modulus of Frame	Module d'élasticité du squelette	μ	Pa	$(2.92 - i0.18) \cdot 10^7$
Bulk Modulus of Frame	Module du squelette	K_f	Pa	$(4.36 - i0.208) \cdot 10^7$
Pore size	taille des pores	a	m	$2.65 \cdot 10^{-5}$

TABLE 2 – Paramètres de Biot pour un sable marin (source [Jackson and Richardson, 2007]).

Les valeurs indiquées dans le tableau 3 sont des ordres de grandeur de ces paramètres pour quatre types de fond, considéré comme génériques : un sédiment *mou* et un sédiment *dur*, une roche calcaire et une roche granitique. Ce sont des valeurs indicatives et elles peuvent varier fortement au sein d'un même type. Elles sont issues d'une compilation réalisée sur la base de plusieurs sources parmi lesquelles [Jackson and Richardson, 2007], [Hovem et al., 1991], [Jensen et al., 2011].

Type de fond	Densité	Vitesse	Atténuation	Vitesse	Atténuation
	$\rho(kg/m^3)$	$C_p(m/s)$	$\alpha_p(dB/\lambda)$	$C_s(m/s)$	$\alpha_s(dB/\lambda)$
Vase	1600	1530	0.8	150	1.5
Sable moyen	1950	1750	0.6	500	1.5
Calcaire	2400	3000	0.3	1500	0.5
Basalte	2600	5200	0.2	2500	0.5

TABLE 3 – Ordre de grandeurs de quelques paramètres géoacoustiques.

La fréquence n'est pas précisée dans ce tableau de paramètres. Comme on le verra par la suite, il existe pourtant une dispersion des vitesses selon la fréquence. Il faut donc garder à l'esprit que les valeurs fournies par les références citées concernent des domaines de fréquences limités.

1.2.4 Quelques relations géoacoustiques

Relations impliquant des ondes acoustiques de compression

Les relations géoacoustiques sont des relations entre des grandeurs acoustiques et des paramètres caractérisant les sédiments marins.

Les relations qui nous intéressent prioritairement sont celles qui lient la vitesse du son et l'atténuation du son (ondes de compression) à la porosité ou au grain moyen. En effet, ce sont la vitesse et l'atténuation de l'onde de compression qui rentrent en

compte dans l'expression du coefficient de réflexion du son à l'interface entre l'eau et le sédiment. En ce qui concerne le sédiment, le grain moyen est le paramètre le plus accessible et la porosité est un paramètre clef caractérisant un milieu à deux phases, cas du sédiment (eau et grains). Divers modèles présentés dans le chapitre suivant, relient ces 4 paramètres. Nous nous intéressons ici aux relations géoacoustiques empiriques de Hamilton [Hamilton, 1956], qui sont les plus utilisées par la communauté scientifique. Les relations de Hamilton liant la vitesse C_p et le grain moyen M_z sont :

$$\left\{ \begin{array}{ll} C_p = 1952.5 - (86.26M_z) + (4.14M_z^2) & \text{Plateau continental, avec } 1 \leq M_z \leq 9 \\ C_p = 1594.3 - (10.2M_z) & \text{Mont abyssaux, avec } 7 \leq M_z \leq 10 \\ C_p = 1609.7 - (10.8M_z) & \text{Plaine abyssale, avec } 7 \leq M_z \leq 10 \end{array} \right. \quad (7)$$

Les relations de Hamilton liant la vitesse C_p et la porosité β sont :

$$\left\{ \begin{array}{ll} C_p = 2502 - (23.45\beta) + (0.14\beta^2) & \text{Plateau continental, avec } 35\% \leq \beta \leq 85\% \\ C_p = 1410.6 + (1.177\beta) & \text{Mont abyssaux, avec } 70\% \leq \beta \leq 90\% \\ C_p = 1564.6 - (0.597\beta) & \text{Plaine abyssale, avec } 70\% \leq \beta \leq 90\% \end{array} \right. \quad (8)$$

Les relations de Hamilton liant l'atténuation α_p et le grain moyen M_z sont :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \alpha_p = 0.4556 + (0.0245M_z) & \text{avec } 0 \leq M_z \leq 2.6 \\ \alpha_p = 0.1978 + (0.1245M_z) & \text{avec } 2.6 \leq M_z \leq 4.5 \\ \alpha_p = 8.0399 - (2.5228M_z) + (0.20098M_z^2) & \text{avec } 4.5 \leq M_z \leq 6 \\ \alpha_p = 0.9431 - (0.2041M_z) + (0.0117M_z^2) & \text{avec } 6 \leq M_z \end{array} \right. \quad (9)$$

Les relations de Hamilton liant l'atténuation α_p et la porosité β sont :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \alpha_p = 0.2747 + (0.527\beta) & \text{avec } 36\% \leq \beta \leq 45\% \\ \alpha_p = -1.7688 + (4.903\beta) & \text{avec } 47\% \leq \beta \leq 52\% \\ \alpha_p = 3.3232 - (4.89\beta) & \text{avec } 52\% \leq \beta \leq 65\% \\ \alpha_p = 0.7602 - (1.487\beta) + (0.78\beta^2) & \text{avec } 65\% \leq \beta \leq 90\% \end{array} \right. \quad (10)$$

L'atténuation de compression est notée α_p et intègre tous les mécanismes (mécaniques, thermodynamiques, ondulatoire) dissipatifs de l'onde au cours de sa propagation. L'atténuation est en Neper/m et relative à une fréquence particulière. On passe de l'atténuation α_N exprimée en Neper/m à l'atténuation α_{dB} exprimée en dB/m (unité plus courante) selon $\alpha_{dB} = 8.68 \cdot \alpha_N$. D'après Hamilton, on peut faire l'hypothèse que la vitesse du son ne dépend pas de la fréquence et que l'atténuation croît linéairement avec la fréquence¹. Dans ce cas, il est commode de considérer l'atténuation en dB/λ . Dans ces relations expérimentales, l'atténuation est en $dB/m/kHz$ et le grain moyen est en échelle ϕ . La vitesse des ondes de compression est notée C_p .

Relations impliquant des ondes acoustiques de cisaillement

Les ondes acoustiques de cisaillement (ondes S) apportent aussi de précieux renseignements sur les propriétés de la matière. C'est la combinaison des vitesses de cisaillement et de compression qui permet d'établir les relations entre contraintes et déformations, qui sont les plus utiles aux géotechniciens.

Les vitesses de cisaillement aussi ont été étudiées par Hamilton dans [Hamilton, 1979]. Toutefois, elles ont essentiellement été établies à partir de mesures en puits. Les rapports C_p/C_s vont typiquement de 30 à 1 pour des profondeurs allant de 600 à 20m.

1. Les publications récentes [Carey et al., 2008] font plutôt état d'un exposant compris entre 1.6 et 2.

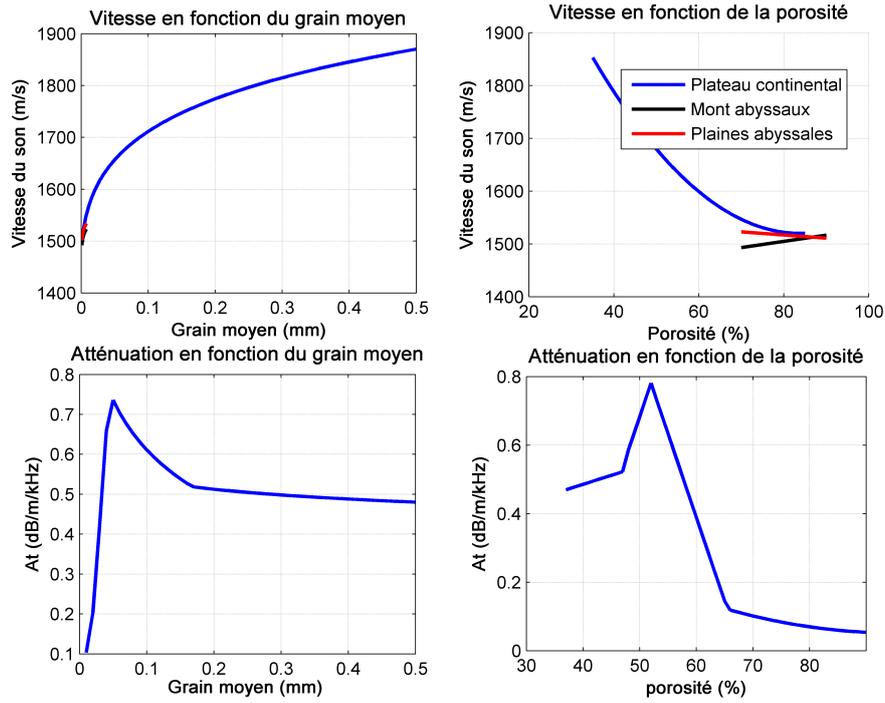


FIGURE 4 – Relations empiriques de Hamilton reliant la vitesse du son (en haut) au grain moyen (à gauche) et à la porosité (à droite). En bas, relations de Hamilton reliant l'atténuation du son au grain moyen (à gauche) et à la porosité (à droite).

$$\begin{cases}
 C_s = 3.884 \cdot C_p - 5.757 & \text{pour } 1.512 < C_p < 1.555 \\
 C_s = 1.137 \cdot C_p - 1.485 & \text{pour } 1.555 < C_p < 1.65 \\
 C_s = 0.991 - 1.136 \cdot C_p + 0.47 \cdot C_p^2 & \text{pour } 1.65 < C_p < 2.15 \\
 C_s = 0.78 \cdot C_p - 0.962 & \text{pour } 2.15 < C_p
 \end{cases} \quad (11)$$

Près de la surface, on dispose des relations de Bachman [Bachman, 1989].
Pour les silt et argiles :

$$C_p/C_s = 12.41 - 0.2316 \cdot z \text{ pour } 0 < z < 29.6m \quad (12)$$

Pour les sables :

$$C_s = K \cdot z^{0.25} \text{ avec } K = C_s(0)/0.05^{0.25} \text{ et } C_s(0) = C_p(0)/31.4 \quad (13)$$

1.3 MODÈLES ACOUSTIQUES DES SÉDIMENTS MARINS

Il nous faut maintenant appréhender par la physique les liens existant entre les paramètres des ondes acoustiques dans un sédiment et les paramètres physiques caractérisant ce sédiment. Du fait de la complexité du milieu granulaire, les physiciens ont proposé différentes modélisations pour traiter ce problème (voir par exemple [Jackson and Richardson, 2007]).

1.3.1 Modèle de sédiment fluide

Dans un milieu homogène et isotrope, l'équation d'onde se réduit à la classique équation de Helmholtz :

$$\Delta p + \frac{\omega^2}{c_{sed}^2} p = 0, \quad (14)$$

où ρ est la masse volumique du sédiment et c_{sed} la vitesse du son dans le milieu obtenue par la relation :

$$c_{sed} = \sqrt{\frac{K_{sed}}{\rho}}, \quad (15)$$

K_{sed} étant le module d'incompressibilité du sédiment.² Les sédiments marins sont composés de particules et d'un fluide, l'eau de mer. La masse volumique du sédiment dépend donc de la porosité, notée β , et vaut :

$$\rho = \beta\rho_f + (1 - \beta)\rho_g, \quad (16)$$

où ρ_f (resp. ρ_g) est la masse volumique du fluide (resp. des grains).

Dans le cas de l'approximation fluide du milieu bi-phasique, il y a sommation des compressibilités. Par conséquent, le module d'incompressibilité du sédiment est obtenu à partir des modules d'incompressibilité des deux éléments constitutifs de la manière suivante :

$$\frac{1}{K_{sed}} = \frac{\beta}{K_f} + \frac{1 - \beta}{K_g}, \quad (17)$$

où K_f (resp. K_g) est le module d'incompressibilité du fluide (resp. des grains). A partir de l'équation (15), on obtient alors la vitesse du son dans ce milieu sous la forme :

$$c_{sed} = \frac{1}{\sqrt{[\beta/K_f + (1 - \beta)/K_g][\beta\rho_f + (1 - \beta)\rho_g]}}. \quad (18)$$

Cette équation est appelée classiquement l'équation de Wood [Jackson and Richardson, 2007, chap. 4].

La figure 5 présente l'évolution de la vitesse du son en fonction de la porosité β calculée selon l'équation de Wood. Les paramètres utilisés sont ceux du tableau 2 : $\rho_f = 1023 \text{ kg.m}^{-3}$, $\rho_g = 2690 \text{ kg.m}^{-3}$, $K_f = 2.395 \text{ GPa}$, et $K_g = 32 \text{ GPa}$.

Cette approche de la propagation acoustique dans le sédiment est la plus simple et elle ne fait intervenir que trois paramètres pour décrire le sédiment : ρ_g , K_g et β . C'est une approximation basses fréquences. En effet, aux échelles de ces grandes longueurs d'ondes, les déplacements locaux (associés aux surpressions) concernent la compressibilité du matériau *ensemble de grains dans l'eau* plus que celle des grains et de leurs contacts.

En pratique, ρ_g , K_g varient peu dans les sédiments marins, de sorte que la seule variable est la porosité qui joue alors un rôle clef.

2. K est également appelé module d'élasticité isostatique. En anglais, il est nommé *dynamic bulk modulus* ou, plus couramment, *bulk modulus*.

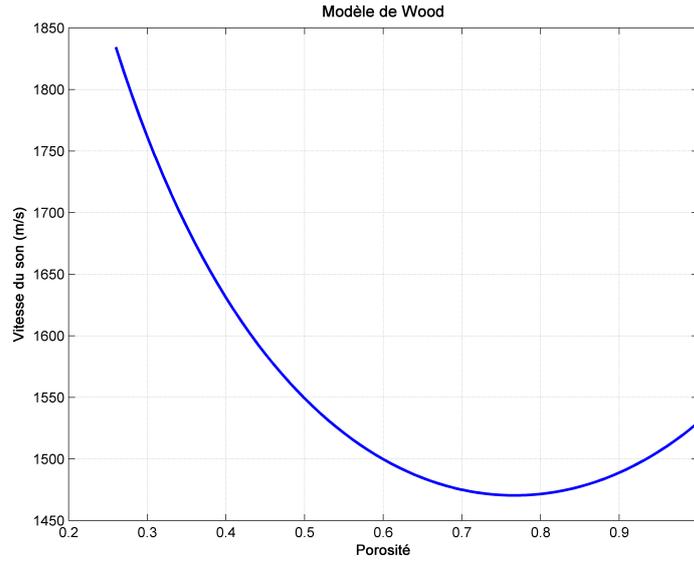


FIGURE 5 – Variation de la célérité du son en fonction de la porosité du sédiment selon l'équation de Wood (équ. 18).

1.3.2 Modèle de sédiment élastique

En pratique, on ne peut plus négliger les forces de contact entre les grains qui fournissent de la rigidité au sédiment. Il y a alors propagation d'une onde de cisaillement. Par conséquent, une description suivant une théorie élastique est plus appropriée. Le vecteur déplacement du sédiment est noté \vec{u} et le tenseur des contraintes est noté τ_{ij} .

Si on se limite au cas des matériaux isotropes et à de petites déformations, la relation contraintes-déformations s'appelle la loi de Hooke et s'écrit :

$$\tau_{ij} = \lambda \delta_{ij} \nabla \cdot + \mu \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (19)$$

où λ et μ sont les coefficients de Lamé.

En utilisant la relation fondamentale de la dynamique, en décomposant le vecteur déplacement en un potentiel scalaire et un potentiel vecteur :

$$\vec{u} = \overrightarrow{Grad}(\phi) + \overrightarrow{Rot}[\vec{\Psi}] \quad (20)$$

on montre qu'on arrive alors à un système de deux équations de Helmholtz portant sur les deux potentiels :

$$\begin{cases} \Delta \phi + \frac{\omega^2}{C_p^2} \phi = 0 \\ \Delta \vec{\Psi} + \frac{\omega^2}{C_s^2} \vec{\Psi} = 0 \end{cases} \quad (21)$$

La vitesse C_p (resp. C_s) est la vitesse de l'onde de compression (resp. de cisaillement). Ces vitesses valent :

$$\begin{cases} C_p = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \\ C_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \end{cases} \quad (22)$$

Remarques sur les paramètres mécaniques

On rappelle ici les définitions et les liens qui relient les paramètres mécaniques les plus couramment rencontrés en élasto-acoustique.

- le module d'élasticité volumique (ou module d'élasticité isostatique, ou module d'incompressibilité) K_g (en GPa) qui est un indicateur de l'incompressibilité du matériau
- le module de cisaillement μ (en GPa) qui est une mesure de la résistance au cisaillement du matériau
- le module d'Young E (en GPa) qui relie la contrainte de traction ou de compression et le début de la déformation du matériau (exprime la dilatation dans la direction de la contrainte)
- le coefficient de poisson ν (sans unité) qui caractérise la contraction/dilatation du matériau perpendiculairement à la direction de l'effort appliqué.

$$K = \lambda + \frac{2 \cdot \mu}{3} \quad (23)$$

$$\lambda = K - \frac{2 \cdot \mu}{3} = \frac{\nu \cdot E}{(1 + \nu) \cdot (1 - 2\nu)} \quad (24)$$

Cette première étape de prise en compte du cisaillement est nécessaire. Les ondes de cisaillement sont couramment observées dans les données de sismique marine et elles ont un effet important sur le coefficient de réflexion des ondes acoustiques au fond. Mais le modèle élastique n'indique pas grand chose quant aux mécanismes intimes liant ces propriétés acoustiques et les constituants des grains. Il faut cependant aller plus loin dans ce sens, et c'est ce que propose le Modèle de Buckingham décrit ci-après.

1.3.3 *Modèle de Buckingham*

Récemment, M.J. Buckingham a proposé une modélisation élastique des sédiments marins, principalement les sables, dans laquelle la dissipation de l'énergie et la dispersion sont dues aux mécanismes de friction entre les grains [Buckingham, 2000, 2005, 2007]. Cette approche est nommée *Grain-Shearing (GS) Theory*. Elle s'appuie sur une description microscopique du contact dynamique entre grains et sur la description macroscopique qui en résulte.

La théorie est basée sur le cisaillement qui apparaît au niveau du contact des grains lors du passage de l'onde acoustique.

Si on considère les grains comme des sphères élastiques, il se crée un disque de contact entre les grains sous l'effet de la pression. Le passage de l'onde acoustique dans le sédiment entraîne un déplacement relatif entre les deux grains. Notons que c'est ce mouvement relatif que Buckingham nomme « shearing ». Deux types de mouvement sont possibles : en translation et de manière radiale.

L'originalité de l'approche de Buckingham repose sur la description et la modélisation de ce contact. Il base sa description sur deux postulats : 1) le mouvement dynamique entre deux grains est un processus de relaxation, présentant donc une dépendance temporelle, et 2) ce mouvement peut être décrit par une relation ressort-amortisseur dans laquelle l'amortisseur est non linéaire pour prendre en compte la relaxation. Sous ces hypothèses

et après une modélisation statistique du contact inter-grains, Buckingham aboutit aux expressions suivantes pour les contraintes en compression et en cisaillement :

$$\begin{cases} \tau_{zz}(t) = \lambda_p h_p(t) * v_z(t) z \\ \tau_{xz}(t) = \eta_s h_s(t) * v_x(t) z \end{cases} \quad (25)$$

où * est l'opération de convolution, les indices p et s désignent les mouvements en compression et en cisaillement, λ_p et η_s sont les coefficients de relaxation des contraintes, et v_z est le vecteur vitesse. h_p et h_s sont les « fonctions de réponses impulsionnelles du matériau » et s'écrivent sous la forme :

$$\begin{cases} h_p(t) = t_p^{-1} \left(1 + \frac{t}{t_p}\right)^{-n} \\ h_s(t) = t_s^{-1} \left(1 + \frac{t}{t_s}\right)^{-m} \end{cases} \quad (26)$$

t_p et t_s étant des temps caractéristiques et n et m des nombres réels strictement compris entre 0 et 1 [Buckingham, 2007].

En décomposant le vecteur vitesse \vec{v} en un potentiel scalaire (ϕ_v) et un potentiel vecteur ($\vec{\psi}_v$), on arrive à un système de deux équations, l'une portant sur le potentiel scalaire correspondant au mouvement de compression, l'autre portant sur le potentiel vecteur correspondant au mouvement de cisaillement :

$$\begin{cases} \Delta \phi_v - \frac{1}{c_0^2} \phi_v t + \frac{\lambda_p}{\rho c_0^2} t \Delta [h_p(t) * \phi_v] + \frac{(4/3)\eta_s}{\rho c_0^2} t \Delta [h_s(t) * \phi_v] = 0 \\ \frac{\eta_s}{\rho} \Delta [h_s(t) * \vec{\psi}_v] - \vec{\psi}_v t = 0 \end{cases} \quad (27)$$

Dans ces équations, c_0 est la vitesse de l'onde de compression qui serait observée en l'absence du phénomène de grain-shearing. M.J. Buckingham utilise la formule de Wood (equ.18) pour estimer cette vitesse.

Il faut de nouveau bien noter que l'existence d'une onde de cisaillement dans ce matériau granulaire n'est pas liée à l'existence d'un squelette élastique mais à la description faite de la dynamique du contact intergrains. Par ailleurs, M.J. Buckingham explique [Buckingham, 2000] que, puisque d'un point de vue macroscopique les deux processus de glissement et de compression au niveau des grains ne sont pas distinguables, on doit avoir $t_p = t_s$ et $m = n$ soit $h_p(t) \equiv h_s(t)$. En tenant compte de ces relations et en faisant une transformée de Fourier des équations (27), on obtient les expressions suivantes pour la vitesse et l'atténuation des ondes de compression et de cisaillement :

$$c_p = \frac{c_0}{\text{Re} \left[1 + \frac{\gamma_p + (4/3)\gamma_s}{\rho c_0^2} (\omega T)^n \right]^{-1/2}} \quad (28)$$

$$\alpha_p = -\frac{\omega}{c_0} \text{Im} \left[1 + \frac{\gamma_p + (4/3)\gamma_s}{\rho c_0^2} (\omega T)^n \right]^{-1/2} \quad (29)$$

$$c_s = \sqrt{\frac{\gamma_s}{\rho}} \frac{(\omega T)^{n/2}}{\cos(n\pi/4)} \quad (30)$$

$$\alpha_s = \omega \sqrt{\frac{\rho}{\gamma_s}} (\omega T)^{-n/2} \sin(n\pi/4) \quad (31)$$

Le temps T qui apparaît dans ces expressions est introduit pour rendre les termes entre parenthèses adimensionnels et il est fixé à $T = 1$ s. Les deux coefficients γ_p et γ_s sont les « coefficients de rigidité en compression et en cisaillement » [Buckingham, 2000].

Les expressions des vitesses c_p et c_s et des atténuations α_p et α_s déterminent la théorie GS de Buckingham. En basse fréquence, c_p tend vers c_0 tandis que la vitesse de cisaillement ainsi que les deux coefficients d'atténuation tendent vers 0 ; on se retrouve donc dans le cas de l'équation de Wood où le milieu granulaire se comporte comme un milieu avec des grains en suspension. La théorie GS permet donc de calculer les vitesses et les atténuations des ondes de compression et de cisaillement dans le sédiment considéré comme un milieu granulaire et ce à partir de la connaissance de 8 paramètres : la porosité, la masse volumique et le module d'incompressibilité de l'eau et des grains, ainsi que les 3 paramètres spécifiques à cette approche, γ_s, γ_p et n . Cependant, comme le note [Jackson and Richardson, 2007], dans l'état actuel de la théorie, ces paramètres ne sont pas liés à des propriétés microscopiques du milieu. Au lieu de ça, ils sont obtenus par ajustement de mesures expérimentales. La connaissance de c_p, α_p et c_s , par exemple, à une fréquence particulière permet de les déterminer [Buckingham, 2000].

La figure 6 présente les vitesses et les atténuations des ondes de compression et de cisaillement calculées par la théorie GS dans le cas d'un sable moyen [Buckingham, 2005]. Dans ce cas, les valeurs des paramètres sont prises pour simuler les résultats obtenus lors de la campagne SAX99 [Richardson et al., 2001]. En particulier, la porosité est de 37.7 % et le diamètre des grains vaut $414.7 \mu\text{m}$.

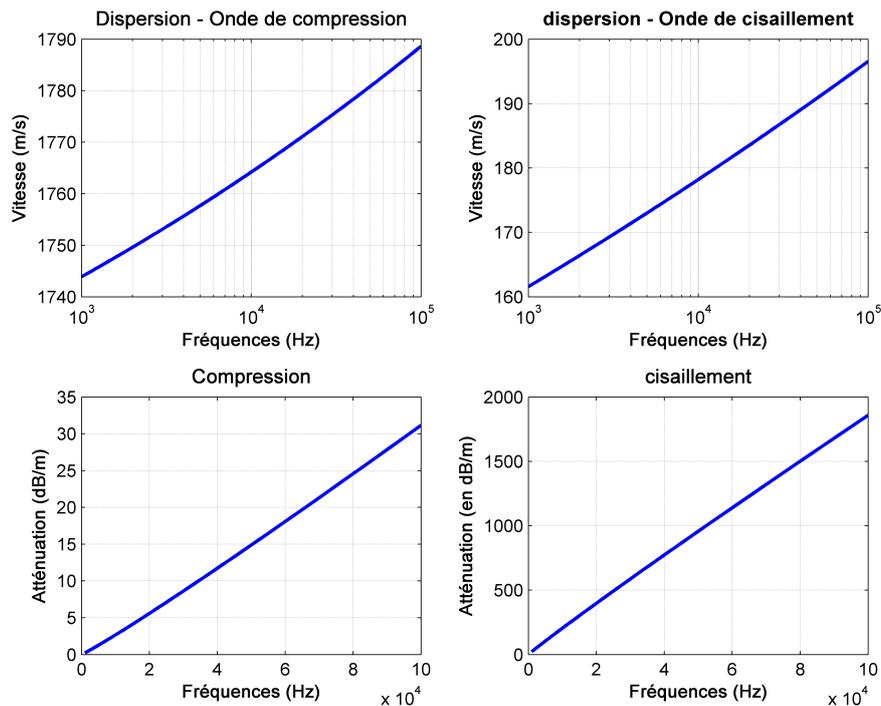


FIGURE 6 – Vitesses (haut) et atténuations (bas) des ondes de compression (gauche) et de cisaillement (droite) selon la théorie GS. Les valeurs des paramètres correspondent à un sable moyen [Buckingham, 2005]

1.3.4 Synthèse

Les deux premiers modèles présentés, milieu fluide ou solide, sont couramment utilisés en acoustique sous-marine car ils ne nécessitent pas beaucoup de paramètres et ils sont simples à relier au coefficient de réflexion. Le modèle de Buckingham introduit des notions plus physiques en accord avec notre recherche. On peut cependant regretter

que la partie décrivant les frictions soit un peu trop *signaliste*³. Il existe d'autres modèles, capables d'expliquer par la physique comment apparaissent les ondes acoustiques dans ces milieux et de montrer leurs dépendances aux paramètres des grains et de leur organisation. Le modèle de Biot est incontestablement un des plus utilisés. Nous avons cependant préféré l'éviter jusqu'à présent puisque sa grande complexité ne nous paraît pas en faire un modèle très adapté à un travail de terrain. D'autres approches semblent séduisantes également, comme la modélisation en réseau tridimensionnel de ressorts que propose [Leibig, 1993], notamment car il permet de jouer sur les contacts et leur organisation.

3. utilisation des fonctions de transferts pour décrire les relaxations des contraintes

1.4 TRAITEMENT DES INTERFACES

Maintenant que nous savons relier les caractéristiques du matériau à des paramètres acoustiques, nous devons désormais comprendre comment ces paramètres sont pris en compte dans les mécanismes d'interaction. En effet, c'est via ces modèles que nous pouvons établir le lien entre une mesure physique impliquant des interactions avec les fonds et les paramètres des matériaux. C'est la dernière étape du modèle direct. On trouvera des éléments théoriques plus complets concernant ce sujet dans [Brekhovskikh and Lysanov, 1990].

1.4.1 Coefficient de réflexion du fond marin

Le coefficient de réflexion (transmission) d'une onde plane de compression à une interface entre deux milieux (voir figure 7) est défini par :

$$R = \frac{P_r}{P_i} \text{ et } T = \frac{P_t}{P_i} \quad (32)$$

où P_i , P_r et P_t sont les amplitudes de pression des ondes planes incidentes, réfléchies et transmises. On a donc :

$$R + 1 = T \quad (33)$$

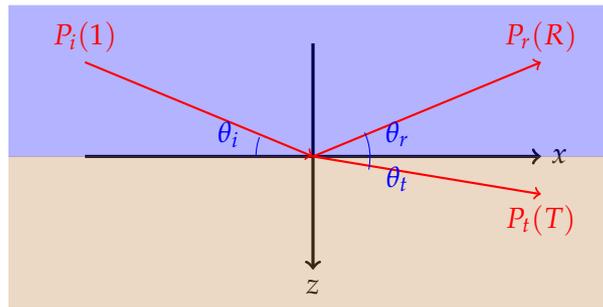


FIGURE 7 – Coefficients de réflexion (R) et de transmission (T) à une interface fluide-fluide. Ils expriment les rapports entre les ondes planes incidente P_i , réfléchie P_r et transmise P_t .

Comme le calcul du coefficient de réflexion d'une onde acoustique au dessus d'un fond marin fait intervenir les conditions de passage d'un milieu à un autre, on est naturellement conduit à modéliser le fond par des couches possédant des propriétés physiques déterminées et séparées par des interfaces. Dans le cadre d'une description fluide ou solide des couches, bien pratique pour ce type de calculs, on rappelle que ces paramètres géoacoustiques sont la densité : $\rho(kg/m^3)$, la célérité de compression : $C_p(m/s)$, la célérité de cisaillement : $C_s(m/s)$, l'atténuation de compression : $\alpha_p(dB/\lambda)$ et l'atténuation de cisaillement : $\alpha_s(dB/\lambda)$.

Modèle fluide-fluide

Dans le cas le plus simple d'une interface plane fluide-fluide séparant deux milieux (1) et (2) paramétrés par ρ_i et C_i , on a en écriture complexe :

$$\begin{aligned} P_i &= 1 \cdot e^{ik_1[x \cdot \cos \theta_i + z \cdot \sin \theta_i]} \\ P_r &= R \cdot e^{ik_1[x \cdot \cos \theta_r - z \cdot \sin \theta_r]} \\ P_t &= T \cdot e^{ik_2[x \cdot \cos \theta_t + z \cdot \sin \theta_t]} \end{aligned} \quad (34)$$

avec k_i le nombre d'onde.

Les conditions de passage entre deux milieux (1) et (2) sont la continuité de la pression et la continuité de la composante normale de la vitesse particulaire :

$$\begin{cases} P_1 = P_2 \\ \frac{1}{i\omega P_1} \cdot \frac{\partial P_1}{\partial z} = \frac{1}{i\omega P_2} \cdot \frac{\partial P_2}{\partial z} \end{cases} \quad (35)$$

En écrivant ces relations en $x=0$, cela nous conduit à :

$$R(\theta) = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} = \frac{\frac{\rho_2 C_2}{\sin \theta_2} - \frac{\rho_1 C_1}{\sin \theta_1}}{\frac{\rho_2 C_2}{\sin \theta_2} + \frac{\rho_1 C_1}{\sin \theta_1}} \quad (36)$$

avec :

$$Z_i = \frac{\rho_i C_i}{\sin \theta_i} \quad (37)$$

et sachant que :

$$\cos \theta_2 = \frac{C_1}{C_2} \cdot \cos \theta_1 \quad (38)$$

θ_1 et θ_2 étant les angles de rasance dans les milieux (1) et (2) respectivement (on aura noté au passage que $\theta_1 = \theta_i = \theta_r$ et $\theta_2 = \theta_t$).

Sa principale caractéristique est la présence d'un angle critique $\theta_c = \arccos \frac{C_1}{C_2}$ en dessous duquel le module de R est égal à 1. Les paramètres ρ_i et C_i agissent sur l'impédance Z_i qui détermine la valeur de R au delà de l'angle critique. En présence d'atténuation (α_2 en dB/λ), le nombre d'onde devient complexe. Par conséquent, la célérité devient elle aussi complexe selon :

$$c_2 = \frac{C_2}{\left[1 + \frac{i\alpha_2}{2\pi \cdot 8.686}\right]} \quad (39)$$

et le module de R devient *de facto* inférieur à 1 même en incidence subcritique, gommant l'effet de réflexion totale d'autant plus que l'atténuation est forte (voir figure 8).

Modèle fluide-solide

Dès que le fond est solide, on doit donc le décrire par une onde longitudinale de compression (dite onde P) et par une onde transverse (dite onde S). En écrivant les conditions de continuité aux interfaces (continuité de la contrainte normale, continuité de la composante normale du déplacement), on montre qu'on obtient alors l'expression de R :

$$R(\theta) = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (40)$$

avec

$$Z_2 = Z_p \cdot \cos 2\theta_s^2 + Z_s \cdot \sin 2\theta_s^2 \quad (41)$$

avec Z_1 , Z_p et Z_s les impédances définies comme dans l'équation 37.

Fond bicouche

Dans le cas d'un fond bicouche, on a deux interfaces, entre les milieux (1) et (2) d'une part, entre les milieux (2) et (3) d'autre part. Dans le cas de milieux fluides, on peut mener le calcul en considérant une série géométrique de contributions des différents trajets (voir figure 9) selon :

$$R = R_{12} + T_{12}R_{23}T_{21} \cdot \exp 2i\phi_2 + T_{12}R_{23}^2R_{21}T_{21} \cdot \exp 4i\phi_2 + \dots \quad (42)$$

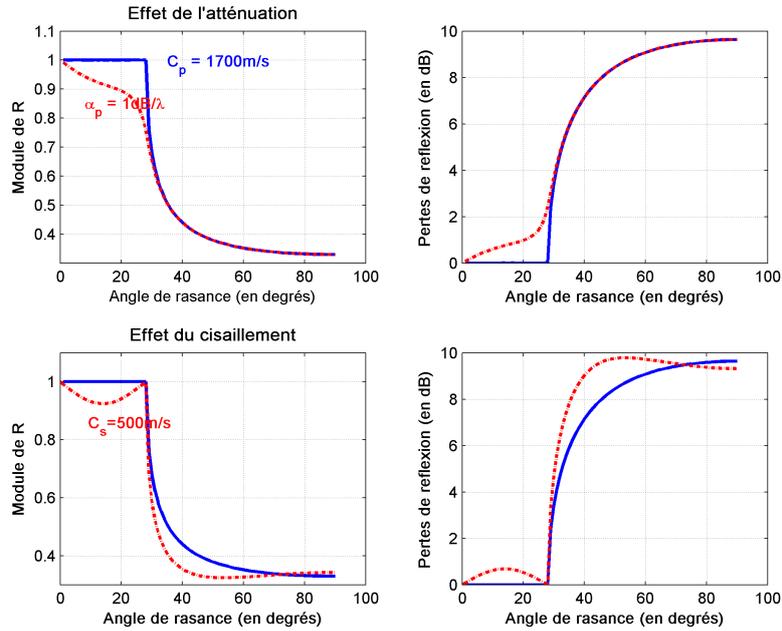


FIGURE 8 – En haut, effet de l'atténuation sur le module du coefficient de réflexion fluide-fluide. En bas, effet du cisaillement sur le module du coefficient de réflexion. Module de R à gauche, pertes en décibels ($-10 \log R^2$) à droite.

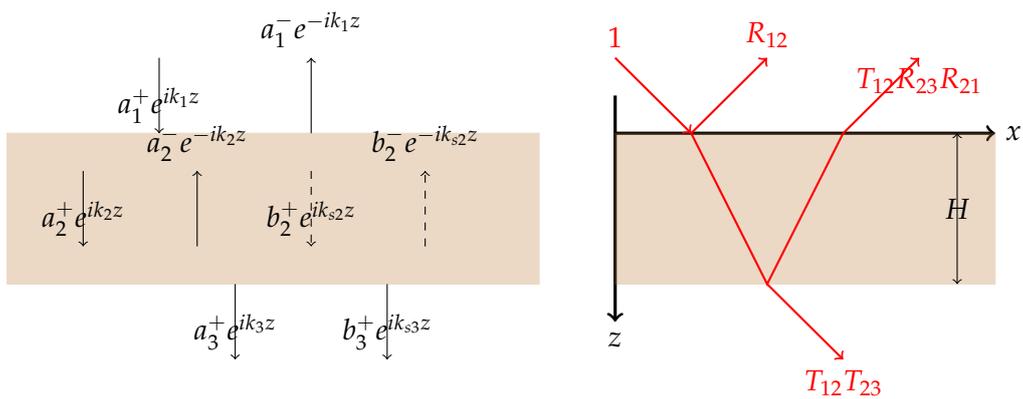


FIGURE 9 – Modélisation de la réflexion pour un milieu tri-couche. A gauche, décomposition du champ en ondes planes (flèches en pointillés pour les contributions de cisaillement si les milieux sont solides). Les coefficients sont reliés entre eux par des conditions de passage. A droite, représentation géométrique.

ce qui constitue une suite dont la somme est une série géométrique de raison $R_{12} \cdot R_{23} \cdot \exp 2i\phi_2$ et qui conduit à :

$$R = \frac{R_{12} + R_{23} \cdot \exp 2i\phi_2}{1 + R_{12}R_{23} \cdot \exp 2i\phi_2} \quad (43)$$

où $\phi_2 = 2\pi h_2/\lambda_2$, avec h_2 épaisseur de la seconde couche et λ_2 , longueur dans le milieu (2). Comme indiqué sur la figure 10, on remarque :

- qu'on retrouve $R \approx R_{13}$ pour une épaisseur très petite devant la longueur d'onde
- qu'on retrouve $R \approx R_{12}$ pour une épaisseur très grande devant la longueur d'onde
- des oscillations de R dues au rapport h_2/λ_2 pour une épaisseur proche de la longueur d'onde

Souvent, les coefficients de réflexion sont aussi présentés en fonction de la rance mais aussi de la fréquence. En effet, les phénomènes physiques sont étroitement liés au rapport épaisseur sur longueur d'onde. On a en particulier l'effet quart d'onde ($h_2 = (2m - 1)\lambda_2/4$) qui peut annuler le coefficient de réflexion (en incidence normale) ou l'effet demi onde ($h_2 = m\lambda_2/2$) qui peut annuler l'effet de la seconde couche sur le coefficient de réflexion (en incidence normale).

En fait, les configurations petits fonds sont souvent du type fluide-fluide-solide (eau-sédiment-substrat). On observe alors parfois une forte perte de réflexion aux incidences rasantes. Cet effet, qui peut être très important en propagation par petits fonds, est dû aux ondes de surface [Hovem and Cristensen, 1990]. En rajoutant du cisaillement dans le sédiment, cas fluide-solide-solide, le calcul est plus compliqué et nécessite d'inverser numériquement la matrice associée au système d'équations liées aux conditions de passage.

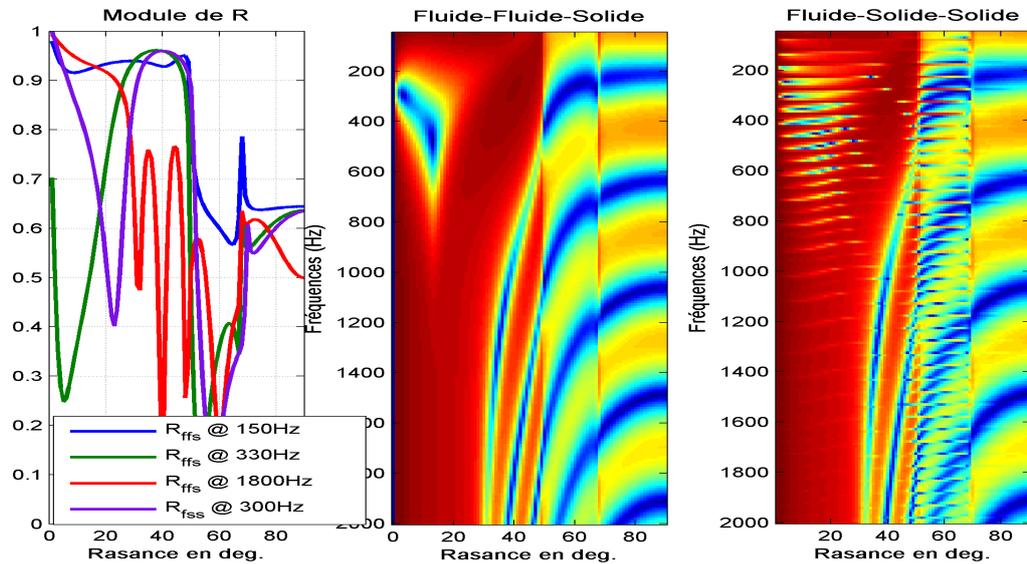


FIGURE 10 – Coefficients de réflexion bicouches eau-sédiment ($H = 2m$, $C_p = 1700$, $\rho_p = 1.9$, $\alpha_p = 0.8$) - substrat ($C_p = 4000$, $\rho_p = 2.5$, $\alpha_p = 0.3$, $C_s = 2300$, $\alpha_s = 0.15$). Au milieu, fluide-fluide-solide en fonction de la rance et de la fréquence. A droite, fluide-solide-solide en fonction de la rance et de la fréquence. A gauche, illustration des effets décrits : oscillation dans le sédiment, onde de surface, résonance du cisaillement.

Un nouveau phénomène vient alors s'ajouter aux autres : des pertes de réflexion très importantes apparaissent à intervalles de fréquences bien réguliers. Ces pertes sont

importantes car elles couvrent tout le domaine des angles rasants. Elles sont dues à la résonance du cisaillement dans le sédiment [Hughes et al., 1991].

Comme on peut le constater, les réflexions acoustiques au fond peuvent devenir complexes et sont très impactantes pour la propagation sous-marine.

1.4.2 Index de diffusion du fond marin

La plupart du temps, les interfaces (fond ou surface) ne sont pas planes. Appliquant le principe de Huygens en chacun des points de la surface, on comprend bien qu'il y a alors une "désorganisation" des rayonnements des sources secondaires de sorte que la réflexion d'une onde plane incidente se fait dans une pluralité de directions. On parle de diffusion (*scattering* en Anglais). La diffraction est un cas particulier de diffusion où les ondes réfléchies (par le phénomène de diffusion) sont cohérentes.

Le problème à résoudre est bien plus compliqué dans le cas de la réflexion spéculaire et on le pose généralement sous une forme intégrale [Clay and Medwin, 1977b]. En effet, on montre que la valeur du champ de pression $E(P)$ en un point P situé à une distance r d'une surface S s'exprime à l'aide des valeurs du champ sur ladite surface selon :

$$E(P) = \frac{1}{4\pi} \cdot \iint_S \left(E \frac{\partial}{\partial n} \frac{e^{ikr}}{r} - \frac{e^{ikr}}{r} \frac{\partial E}{\partial n} \right) dS \quad (44)$$

Le problème revient alors à mettre en œuvre des méthodes simplifiant le calcul de cette intégrale [M.Hovem et al., 1978] : méthode du plan tangent, méthode des perturbations, méthode de la phase stationnaire ... On peut ainsi traiter assez facilement des cas académiques comme la diffusion par une surface parfaitement sinusoidale (voir figure 11).

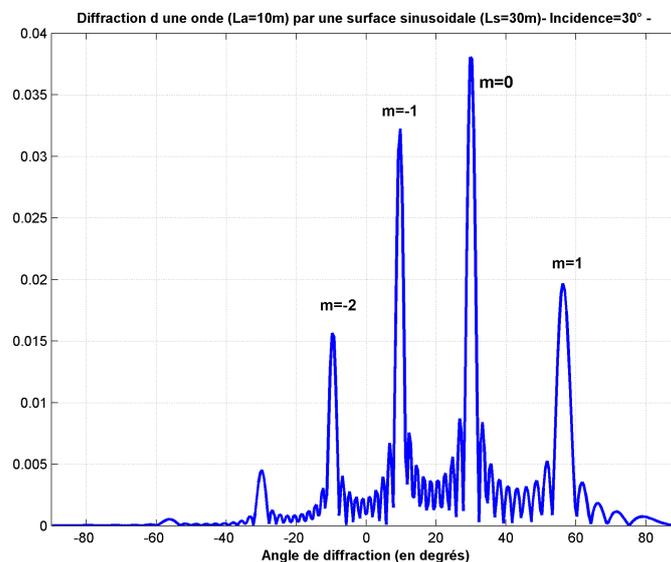


FIGURE 11 – Diffraction par une surface sinusoidale (onde de fréquence de 150 Hz, d'incidence de 30°, sur une surface sinusoidale de longueur d'onde $\lambda = 30m$). On voit bien apparaître des modes de réflexions non spéculaires.

On est bien sûr amené à donner quelques éléments pour appréhender la rugosité [Ogilvy, 1991]. Définir la rugosité revient à évaluer les écarts de hauteur par rapport à une surface de référence. Il faut considérer la dispersion des hauteurs et la répartition de

ces hauteurs le long de l'interface. On utilise souvent le spectre de rugosité $W(k)$, qui exprime le poids des différentes échelles de rugosité entre elles. Il est défini comme la transformée de Fourier de la covariance des élévations de surface $B(r)$. Pour une fonction d'élévation h défini selon une direction r , on a donc :

$$B(r) = E (h(r + r_0) \otimes h(r)) \quad (45)$$

$$W(k) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} (e^{ikr} B(r)) dr \quad (46)$$

Dans les cas où les surfaces présentent une invariance d'échelle (self-similarité), le rapport des élévations de petites périodes par rapport à celles de grandes périodes se conserve selon l'échelle à laquelle on se place pour décrire la surface. Dans ce cas, on dit que la surface possède une *dimension fractale* et on montre [Goff and Jordan, 1988] que le spectre peut se mettre sous la forme :

$$W(k) = a \cdot k^{-b} \quad (47)$$

Avant d'introduire les modèles de rétrodiffusion d'interface, il convient de définir le pouvoir diffusant d'une cible. Cette grandeur est généralement appelée index de diffusion en acoustique sous-marine. Soient l'intensité I_{inc} du champ d'onde incident défini à 1 mètre dans la direction θ_{inc} en incidence, I_s l'intensité du champ d'onde diffusé dans la direction θ_s en supposant que la direction du champ d'onde réverbéré se confonde avec la direction du champ incident. L'index de réverbération de surface $M_s(\theta_{inc})$ (en dB/m^2) qui exprime la capacité d'une surface à rétrodiffuser une onde incidente est alors défini par l'expression :

$$M_s(\theta_{inc}) = 10 \log_{10} \left[\frac{I_s}{I_{inc}} \right] = 10 \log_{10}(m_s) \quad (48)$$

où m_s est appelé l'index de rétrodiffusion.

Modèle de Lambert

Une loi empirique couramment utilisée est la loi de Lambert, qui exprime l'index de réverbération m_l sous la forme :

$$m_l = \mu \cdot \sin \theta_i \sin \theta_r \quad (49)$$

où μ est l'index de Lambert, θ_i l'angle d'incidence et θ_r l'angle de diffusion. Le paramètre μ ne présume en rien de la nature de l'interaction qui cause la diffusion, mais il est bien évident qu'il cache les phénomènes de rugosité d'interfaces et d'inhomogénéités de volume. Ce paramètre est associé à une nature de fond et subit une dépendance linéaire avec la fréquence pour les sédiments et est indépendant de la fréquence pour la roche [Jackson and Richardson, 2007, chap. 2]. Cette loi exprime donc un pouvoir diffusant associé à une nature de fond, sa dépendance angulaire correspondant simplement à la projection horizontale de la surface de longueur λ vue par l'onde acoustique.

Paramètres	Vase	Sable	Roche
$\mu (dB/m^2)$	-37	-31	-18

TABLE 4 – Valeurs des paramètres de Lambert

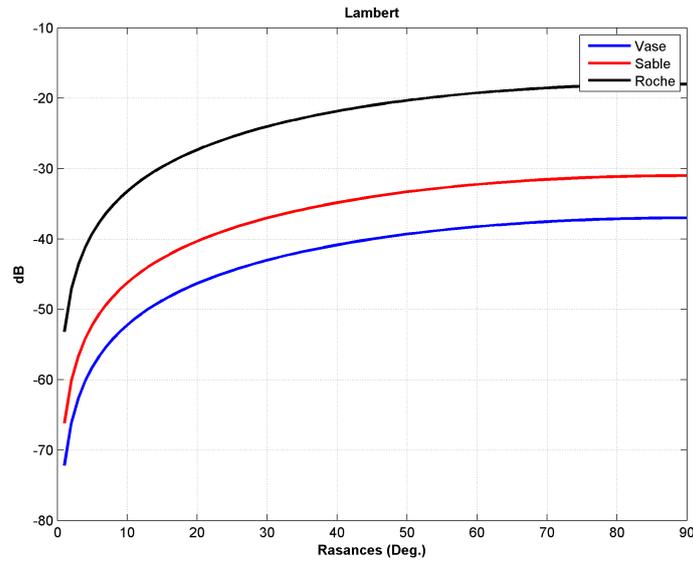


FIGURE 12 – Index de rétrodiffusion de Lambert pour trois natures de fond : roche (noir), sable (rouge) et vase (bleu).

Modèle de rugosité composé

Dans ce modèle [Jackson et al., 1986], la rugosité d'interface est séparable de manière naturelle en deux régions distinctes : une rugosité de petite échelle (pour laquelle l'approximation de Rayleigh-Rice est valable correspondant à des angles d'émission au moins supérieur à 30°) et une rugosité de grande échelle (pour laquelle l'approximation de Kirchhoff est valable correspondant à des angles d'émission inférieur à 40°).

La courbe ci-dessous (figure 13) présente l'indice de rétrodiffusion d'interface calculé à partir du modèle composé de l'indice de Kuo avec et de l'indice de Brekhovskikh-Lysanov pour une fréquence acoustique de 10 kHz et des natures de fond de types sable, gravier et roche ($\gamma = 3.2$).

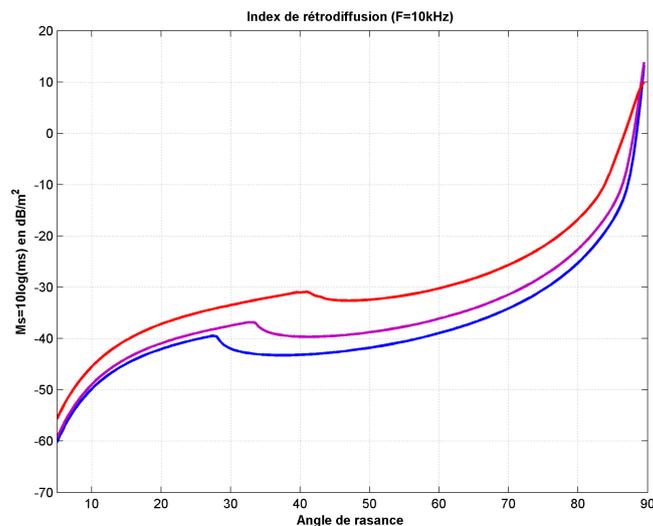


FIGURE 13 – Index de rétrodiffusion composite m_s ($f = 10\text{kHz}$, $\gamma = 3.25$) pour trois types de fond : sable (bleu), gravier (magenta) et roche (rouge).

1.4.3 Synthèse

Finalement, on a vu que les coefficients de réflexion ou de diffusion s'appuient sur des modèles empiriques ou physiques et sont des fonctions de paramètres géoacoustiques des fonds : paramètres reliés aux impédances pour la réflexion, reliés à la rugosité ou aux hétérogénéités pour la diffusion. A partir de là, on s'intéresse à la caractérisation des paramètres à partir de mesures issues de sons propagés ou réverbérés, et on passe aux problèmes inverses. **C'est ce second domaine qui va maintenant retenir notre attention.**

1.5 CONCLUSION

Finalement, on a présenté les éléments portant sur la description des sédiments et leur paramètres, sur les interactions des ondes avec ce milieu et sur les modèles physiques justifiant des comportements des ondes dans ces milieux.

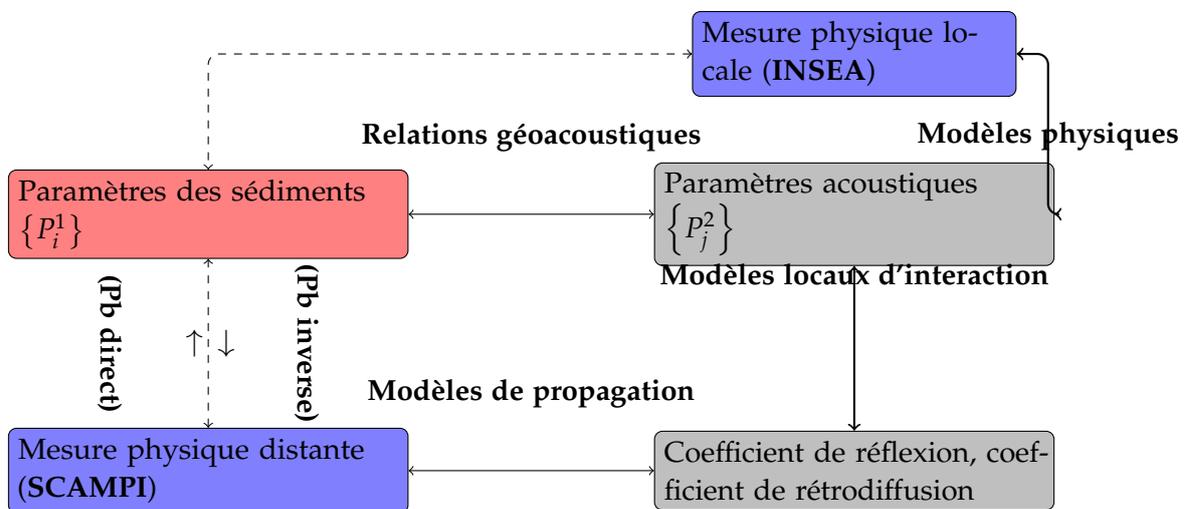


FIGURE 14 – *Shéma de synthèse du problème géoacoustique. Termes d'usage (en gras) et situation (en bleu) des mesures sur lesquelles va porter la suite.*

Comme indiqué sur la figure 14, la pièce principale concerne les paramètres des sédiments, qu'il s'agisse de les retrouver par des moyens acoustiques, ou de déduire les comportements des ondes à partir de leurs valeurs.

Dans ce qui va suivre, on va donc présenter deux approches :

- celle qui consiste à inverser les paramètres à partir de mesures acoustiques ; approche illustrée par la description du système SCAMPI,
- celle qui consiste à améliorer les relations géoacoustiques entre des paramètres de sédiments et les paramètres acoustiques ; approche illustrée par la présentation des travaux et des résultats obtenus avec le système INSEA.

INVERSION GÉOACOUSTIQUE : EXEMPLE DE SCAMPI

Sommaire

2.1	Présentation du système SCAMPI	36
2.1.1	État de l'art abrégé	36
2.1.2	Un nouveau système de sismique quantitative	37
2.1.3	Présentation théorique	39
2.2	Le problème direct	42
2.2.1	Environnement	42
2.2.2	Théorie des images	43
2.2.3	Calcul de réponse impulsionnelle	44
2.2.4	Calcul du réfléchi fond	44
2.3	Le problème inverse	47
2.3.1	Rappels sur les problèmes inverses	47
2.3.2	Conditionnement des données	47
2.3.3	Inversion géométrique	49
2.3.4	Inversion géoacoustique	53
2.4	Applications	62
2.4.1	Quelques caractéristiques des résultats produits	62
2.4.2	Validation	63
2.4.3	Performances	67
2.4.4	Limitations	67
2.4.5	Le problème des milieux non stratifiés	70

2.1 PRÉSENTATION DU SYSTÈME SCAMPI

L'objectif était de réaliser un système offrant une quantification en célérité des premiers mètres (typiquement 5 à 10 m) du sous-sol marin à très haute résolution et sans aucun recours à des mesures in-situ.

2.1.1 *État de l'art abrégé*

Parmi les moyens existants pour caractériser les premiers mètres du sous-sol marin, on distingue des techniques électriques et des techniques acoustiques.

Les méthodes électriques [Cardimona, 2002], [Dubois and Diament, 2001] mesurent des courants entre des électrodes plantées dans le sol. Elles permettent d'inverser la résistivité du sous-sol, laquelle est en rapport à son imbibition et à sa porosité. Elles sont couramment utilisées dans la profession en milieu terrestre ou fluvial. Elles sont moins courantes en milieu marin, du fait des problèmes de conductivité de l'eau de mer et du fait de la nécessité d'enfoncer des électrodes dans le sol. Elles ont cependant comme avantage de ne pas être sensibles aux présences de gaz dans les sédiments, contrairement aux techniques acoustiques.

Les systèmes acoustiques connus pour l'investigation des fonds sont soit des systèmes sondeurs hautes fréquences, soit des systèmes sismiques basses fréquences.

Les systèmes d'imagerie sondeurs (voir par exemple [Wille, 2005]) dédiés aux fonds de faible profondeur, utilisent des ondes de fréquences typiquement supérieures à 30 kHz, émises verticalement vers le fond et permettant d'établir une image de la surface du fond. La physique associée est propre à ce contexte : faible profondeur de pénétration, rétrodiffusion par la rugosité et les hétérogénéités, diffusion par les grains ... [Jackson and Richardson, 2007].

Le système de sismique assurément le plus répandu est le sondeur de sédiment. Il s'agit d'un sondeur vertical basses-fréquences (1 à 10 kHz typiquement) autorisant des pénétrations de plusieurs dizaines de mètres dans des sédiments mous (vases). L'insonification verticale a des inconvénients puisqu'il en résulte une ambiguïté entre les vitesses et les épaisseurs des strates composant le sous-sol. D'autre part, il y a alors un mélange entre les composantes de signal dues à la réflexion spéculaire (liée aux contrastes d'impédance) et les composantes de signal dues à la diffusion par la rugosité des interfaces. Mais, ce système a aussi des avantages : il peut être monté directement sous la coque du navire, être mis en marche même si le navire évolue à des vitesses élevées (de l'ordre de 10 nœuds) et avec de mauvaises conditions de mer (contrairement aux systèmes concurrents). Il a été parmi les premiers systèmes à utiliser des techniques de compression d'impulsion et il a d'autre part bénéficié de développements en traitement du signal et des images [Maroni and Quinquis, 1997] ou [Rakotonarivo, 2009]. Dans ce domaine, des progrès ont aussi été accomplis avec les systèmes paramétriques [Wunderlich and Muller, 2003]. On obtient ainsi une source basse fréquence et très directive, améliorant significativement la détection fine des strates mais ne résolvant pas les difficultés intrinsèques au sondeur vertical, déjà évoquées plus haut.

Les systèmes de sismique réflexion usuels utilisent quant à eux des rasances multiples au moyen d'une antenne tractée derrière le navire [Dubois and Diament, 2001], le plus souvent en surface. Généralement, l'émission est assurée par un canon à air ou un sparker produisant une impulsion acoustique à très basse fréquence et présentant donc l'avantage de pénétrer profondément dans le sous-sol. Le signal issu des multiples réflexions et recueilli sur une flûte d'hydrophones tractée par le navire en synchronisme avec la source est ainsi représentatif des couches profondes du sous-sol. En pratique, ces systèmes sont le plus souvent exploités qualitativement. Les images générées font apparaître des faciès acoustiques typiques de configuration géologiques particulières et donnent des indications sur la présence ou non d'un toit rocheux et sur la nature des sédiments présents. En couplant cette analyse avec des prélèvements ou des carottages, on arrive alors à un rendu qui est parfois considéré comme satisfaisant [Menier, 2004]. D'autres systèmes utilisent le principe de la sismique réfraction [Hawkins, 1961]. Partant d'une source et d'une antenne de réception horizontale posées au fond, elles exploitent les trajets réfractés par les gradients de vitesses existants dans les premiers mètres. Basées sur le même principe, certaines techniques de ce type exploitent les ondes de surface [Park et al., 1999] ce qui leur permet d'inverser aussi des paramètres de cisaillement de ces couches. Elles sont performantes tant que le gradient vertical de vitesses reste positif mais ont surtout l'inconvénient de nécessiter un contact des capteurs avec le sol (ce qui n'est pas simple en mer avec un navire mobile mais ce qui est surtout risqué pour l'équipement).

Les techniques d'investigation détaillée des premiers mètres du sous-sol décrites ci-dessus ne répondent que partiellement aux besoins exprimés. Par exemple, on ne peut pas évaluer le potentiel d'un gisement de sable sur la base des résultats présentés : les recherches de sable portent souvent sur les sables grossiers, particulièrement absorbant acoustiquement. D'autre part, il arrive que la frontière avec la roche fragmentée soit difficile à déterminer. Pour une cartographie dédiée à un routage de câble, ce sont les endroits où se trouvent les *boulders* qui sont très difficiles à établir. Dans les cas des très petits fonds, les *ghosts*¹ empêchent toute interprétation des profils sismiques. Ensuite, la plupart des dispositifs existants sont relatifs et nécessitent des calibrations par carottages. Dans le cas de fonds sableux, ce problème peut devenir rédhibitoire car les vibro-carottiers sont lourds et difficiles à mettre en oeuvre.

2.1.2 Un nouveau système de sismique quantitative

C'est la raison pour laquelle nous avons développé le nouveau système SCAMPI (*Système de Caractérisation Acoustique Marine Propagation Interface*). Il s'agit d'un dispositif breveté de caractérisation géoacoustique d'un fond subaquatique utilisant une onde acoustique à large bande et à rasance multiple.

Une de ses originalités est d'utiliser les techniques de compression d'impulsion sur des signaux insonifiant les fonds avec une gamme de rasances telle que les coefficients de réflexion présentent leur maximum de sensibilité aux vitesses recherchées des strates.

Le protocole d'acquisition (voir figure 1) est celui d'une sismique réflexion 2-D multi-traces à rasance multiple. Les signaux sont des chirps émis par une source omnidi-

1. réflexions fantômes issues de la surface

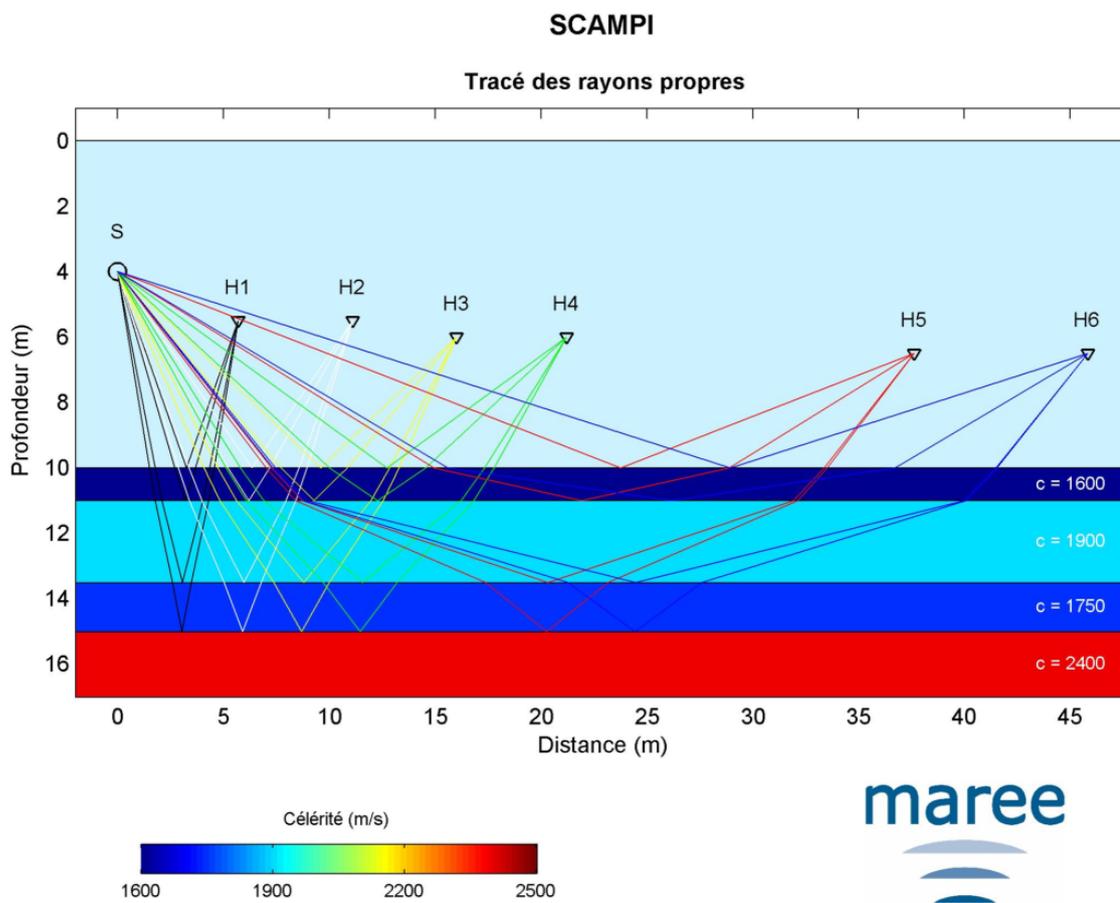


FIGURE 1 – Déploiement de l'instrumentation SCAMPI. Il s'agit d'un dispositif immergé, tracté derrière le navire et composé d'une source (S) basse fréquence et d'une antenne horizontale (H1 à H6). Comme indiqué sur le schéma, à chaque tir acoustique, le fond est insonifié à des endroits et à des rasances distinctes. Des traitements sont alors réalisés pour assembler les tirs qui ont vu une même portion de fond avec des rasances différentes.

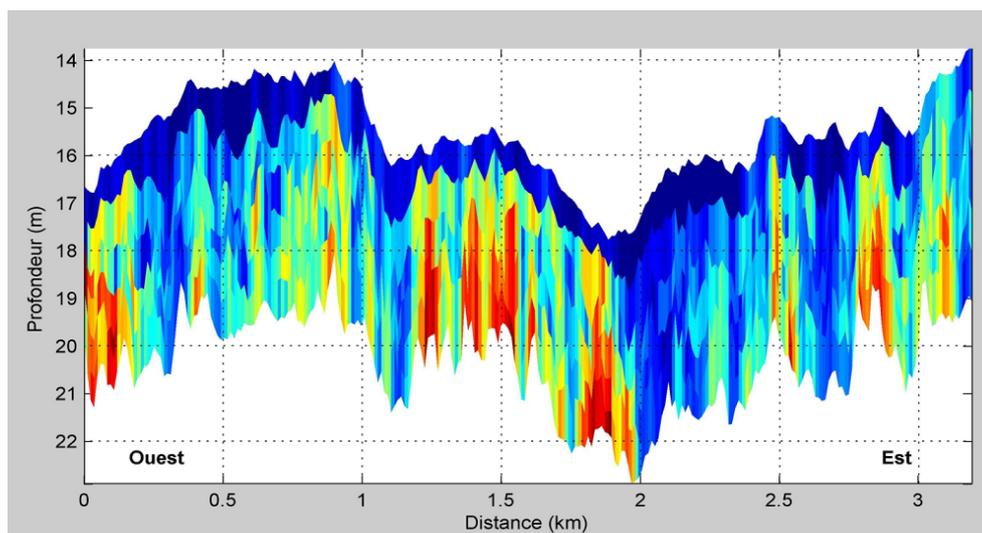


FIGURE 2 – Coupe sédimentologique (secteur proche de Lorient) calculée par SCAMPI à l'aide d'une radiale de 800 tirs environ. A chaque couleur, correspond une vitesse comme indiqué sur la figure précédente.

rectionnelle basse-fréquence.

Les traitements consistent à réaliser successivement une opération d'inversion géométrique puis une opération d'inversion géoacoustique. L'inversion géométrique a pour but de recalculer pour chaque tir la disposition géométrique de l'instrumentation. Il est à noter que cette inversion permet également de reconstituer la bathymétrie. A l'issue de cette procédure d'inversion géométrique, on peut effectuer le regroupement des réfléchi-fonds. A partir de là, le calcul de l'inversion géoacoustique est possible. Elle est basée sur une comparaison entre les signaux réels et des signaux simulés. Le résultat de l'inversion géoacoustique sur un regroupement de tirs est un profil vertical de vitesses.

Ensuite, on ajoute ces résultats géolocalisés de façon à fournir le produit final sous forme de coupes sédimentologiques (voir figure 2) ou de cartes interprétées (figure 3).

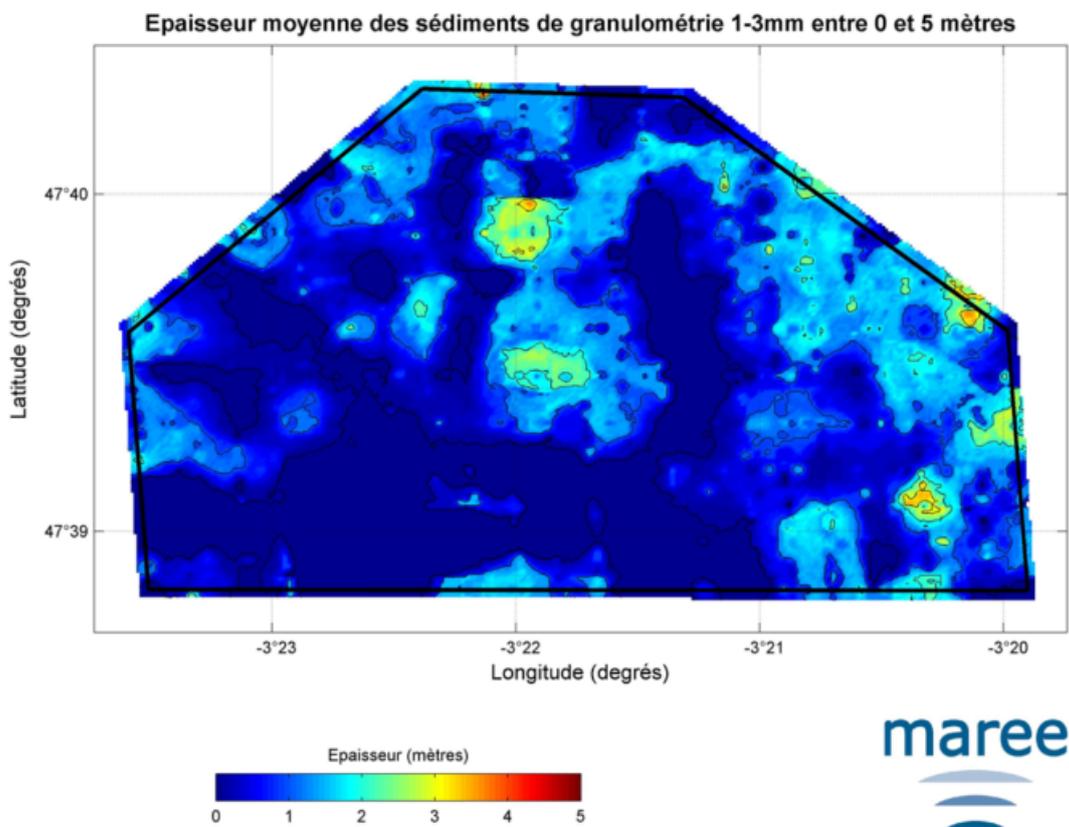


FIGURE 3 – Carte sédimentologique interprétée à partir des résultats de SCAMPI. Ici, épaisseur des sédiments dont la granulométrie est comprise entre 1mm et 3mm.

2.1.3 Présentation théorique

Le procédé SCAMPI concentre son analyse sur les signaux de mesure issus d'ondes réfléchies une seule fois par le même fond. Comme indiqué précédemment, un ordonnancement de plusieurs tirs consécutifs permet alors de recueillir les signaux notés $Rf_i(t)$ issus de la réflexion de l'onde acoustique incidente sur une même zone de fond et sous autant d'angles de rasance différents qu'il existe de récepteurs (i).

En réalité, chaque signal de réfléchi fond $Rf_i(t)$ est lui-même composite en ce sens qu'il est formé par la propagation, suivant un trajet multiple, de l'onde acoustique incidente dans le fond, donnant lieu à des réflexions de cette onde incidente sur les différentes strates F_j du sous-sol (voir figure 4).

Dans ces conditions, chaque signal de réfléchi fond $Rf_i(t)$ peut être décrit sous la forme d'un ensemble de rayons propres notés $Rf_{ki}(t)$, l'indice k se rapportant au k^{ime} rayon propre composant le signal $Rf_i(t)$. Le rapport d'amplitude entre le signal temporel incident et réfléchi à l'interface F_j est directement proportionnel à la transformée de Fourier du coefficient de réflexion $R_i(\theta_{kj}, \omega)$, θ_{kj} étant l'angle avec lequel le k^{ime} rayon propre vient se réfléchir sur l'interface F_j .

Or, ce coefficient de réflexion $R_i(\theta_{kj}, \omega)$, dans le cadre d'une modélisation de Rayleigh, est relié aux paramètres géoacoustiques des différentes strates F_{j-1} , F_j du sous-sol, comme on l'a déjà vu au chapitre 1.4 (figure 8 notamment). Ainsi, dans une hypothèse de fond fluide, le signal réfléchi issu d'une onde incidente parvenant au fond sous un angle de rasance θ très rasant n'est pratiquement sensible qu'à l'atténuation acoustique α de la strate F_{j-1} . Selon le même principe, le signal réfléchi issu d'une onde incidente parvenant au fond sous une incidence perpendiculaire au fond n'est pratiquement sensible qu'aux changements d'impédance acoustique $\rho \cdot C$.

De façon générale, chacune des strates F_j composant le fond devrait être idéalement vue par des angles proches de l'angle critique θ_c existant entre les strates F_{j-1} et F_j . Ainsi, des angles de rasance modérés sont nécessaires pour décrire la première strate F_1 et des angles de rasance plus importants sont nécessaires pour décrire les couches plus profondes, F_2 , etc. Il est donc apparu très opportun de faire en sorte que chaque onde réfléchie atteignant l'un des récepteurs dans une fenêtre temporelle de réception soit issue de la réflexion d'une onde incidente ayant atteint le fond sous un angle de rasance θ_k au plus égal à 70 degrés et au moins égal à 10 degrés.

Ainsi, grâce à un choix approprié de l'angle de rasance et grâce à une variation de la fréquence acoustique d'excitation, les paramètres physiques h_j , ρ_j , C_j , α_j de chaque strate F_j peuvent être déduits de l'onde incidente $s(t)$ et des signaux de mesure $s_i(t)$ par l'intermédiaire d'un modèle physique faisant intervenir les coefficients de réflexion acoustique $R_i(\theta_{kj}, \omega)$ des strates F_j du fond vu par les rayons propres. Autrement dit, le modèle physique employé permet de tirer parti des dépendances angulaires du coefficient de réflexion et de la dépendance fréquentielle de l'atténuation dans les strates. On choisit des distances permettant la discrétisation la plus régulière possible de l'angle de rasance.

La figure 4 qui suit illustre ce qui vient d'être décrit. La configuration présentée correspond au tableau 1 décrivant la stratification (un fond bicouche) et au tableau 2 décrivant la géométrie (une antenne de réception de 6 hydrophones). Au travers de deux angles particuliers (20 degrés et 40 degrés), on montre qu'il y a donc 4 trajets (numérotés de 1 à 4) dont les amplitudes et les temps d'arrivées renseignent sur les 7 paramètres ρ_1 , C_1 , α_1 , h_1 , ρ_2 , C_2 , α_2 décrivant ce fond bicouche.

Milieu	Vitesse $C_p(m/s)$	Densité $\rho(kg/m^3)$	Atténuation $\alpha(dB/\lambda)$	Epaisseur (m)
Eau	1500	1	0	20
Strate 1	1650	1.75	0.8	3
Strate 2	1800	2.	0.4	

TABLE 1 – Paramétrage de la stratification bicouche commentée.

Hydrophone	h_1	h_2	h_3	h_4	h_5	h_6
Distance (m)	10	20	30	40	50	60
θ_{11} °	63	45	34	27	22	18
θ_{22} °	67	49	36	26	19	14

TABLE 2 – Angles d'intromission pour les différentes strates et les différentes rasances (en gras, cas particulier des deux rasances présentées dans la figure jointe).

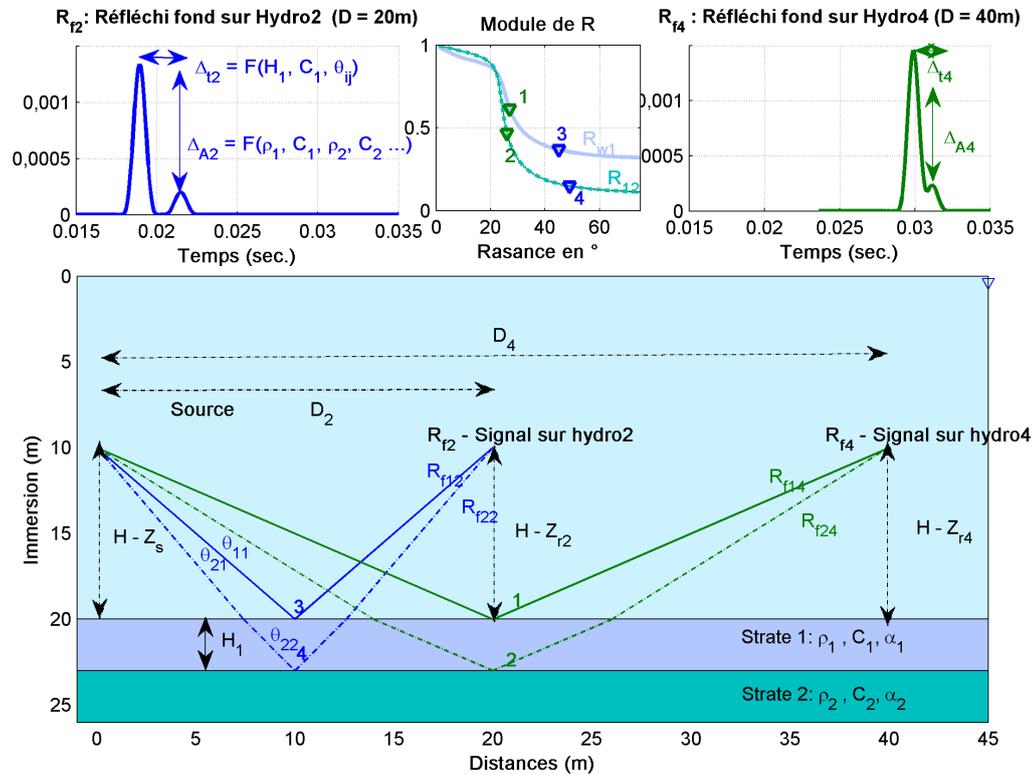


FIGURE 4 – Principe de la sismique réflexion à rasance multiple. En bleu, cas où $D=20\text{m}$ et en vert, cas où $D=40\text{m}$. En bas, géométrie du problème et notations utilisées dans le texte. Au milieu en haut, coefficients de réflexions R_{w1} et R_{r2} avec les rasances correspondant à la géométrie illustrée. En haut (à gauche et à droite), signaux réfléchis-fonds correspond à ce cas de figure pour une source opérant entre 300Hz et 3kHz.

Résumé

SCAMPI est donc un système de sismique quantitative multi-trace, basé sur la collecte de signaux acquis en pleine eau par une antenne tractée. Le système profite de signaux chirpés, ce qui permet d'avoir un bon rapport signal sur bruit et de tirer parti de la résolution temporelle de la compression d'impulsion. Il s'agit de signaux large-bande et quasiment omnidirectionnels de sorte que le signal porte d'abord la signature du multi-trajet dans l'eau, grâce à laquelle on peut inverser avec précision la géométrie instrumentale. Dans un second temps, profitant de rasances optimisées pour être les plus sensibles possible aux paramètres des vitesses du sous-sol, via le comportement des coefficients de réflexion, on réalise une inversion qui est basée sur la similitude entre les signaux recueillis et des copies de signaux synthétisés. On est dans le cas d'école d'un problème inverse. Il s'agit maintenant de présenter le problème direct d'une part et les particularités du problème inverse d'autre part.

2.2 LE PROBLÈME DIRECT

Un « bon » problème direct est essentiel à la qualité de la future inversion. Pour cela, il faut acquérir les données qui vont permettre d'avoir une bijection entre les données mesurées et les paramètres recherchés. Comme mentionné au chapitre précédent, on a essayé autant que possible de se placer dans les gammes de rasance les plus sensibles aux paramètres recherchés.

Ensuite, et c'est une des originalités du système SCAMPI, la fonction de coût qui va être utilisée fait intervenir les écarts entre des signaux synthétiques et les signaux mesurés. Autrement dit, il est nécessaire de pouvoir simuler des signaux déterministes avec la plus grande précision possible dans toutes les configurations.

Aujourd'hui, les modèles ondulatoires ne permettent pas de traiter toutes les configurations possibles. Par exemple, un état de mer ne peut pas être pris en compte dans une simulation de propagation acoustique, de façon déterministe en tout cas. Par conséquent, toute inexactitude dans le calcul du signal dans la configuration exacte du cas mesuré sera invariablement répercutée dans le calcul du problème inverse.

Dans notre cas particulier, on veut séparer le problème géométrique et géoacoustique. Comme cela a déjà été mentionné par ailleurs [Diaschok and all, 1995], par petits fonds, la propagation acoustique est bien plus sensible aux paramètres géométriques du problème qu'aux paramètres géoacoustiques. Avec un modèle de rayons, on peut parfaitement séparer ce qui relève de la géométrie de ce qui relève de la géoacoustique de sorte qu'on va même pouvoir tirer parti de la géométrie précise ainsi calculée pour nous focaliser sur le seul problème géoacoustique.

Un outil de calcul du signal propagé large-bande basé sur la théorie des rayons a été réalisé, qui permet de prendre en compte un environnement déterminé aussi complexe soit-il. Nous avons constaté, par la mesure, que les signaux collectés pouvaient fort bien être reproduits à l'identique en appliquant cette modélisation.

2.2.1 Environnement

Il s'agit d'abord de définir l'environnement typique de notre problème, sur lequel va s'appliquer la procédure d'inversion. Il est constitué d'une colonne d'eau de hauteur H et muni d'un profil vertical de célérité $C(z)$ (la bathycélérimétrie), d'un fond et d'une surface. Dans le cas qui nous concerne, le profil est isocélère (vitesse identique partout), approximation valide compte tenu de nos rasances intermédiaires et des courtes distances impliquées. Comme indiqué (voir tab. 3), il faut aussi préciser les profondeurs des capteurs et la distance qui les séparent, ainsi que les fréquences auxquelles on travaille.

En pratique, on s'intéresse ici à des hauteurs d'eau de moins de 100m typiquement, à des distances allant de 10m à 100m. Les fréquences sont comprises entre 300Hz et 3.2kHz.

Pour le moment, le problème est traité en 2 dimensions (profondeur, distance selon l'axe émetteur-récepteur). Dans le cas de plans inclinés selon l'axe émetteur-récepteur, les changements des propriétés de réflexion qui en résulteraient affecteraient les vitesses inversées. L'environnement est considéré homogène dans le cadre d'un tir individuel, c'est à dire que le nombre ou les propriétés de couches sont les mêmes dans tout le

Géométrie	hauteur	distance	immersion (m)	immersion (m)
	H (m)	D (m)	source Z_s	récepteur Z_r
Signal	Freq. mini $F_{min}(Hz)$	Freq. maxi $F_{max}(Hz)$	durée $T(sec.)$	Freq. ech. $F_e(Hz)$
Environnement	Nombre de couches NbC			
Strate 1	$C_1(m/s)$	$\rho_1(kg/m^3)$	$\alpha_1(dB/\lambda)$	$h_1(m)$
Strate N	$C_N(m/s)$	$\rho_N(kg/m^3)$	$\alpha_N(dB/\lambda)$	$h_N(m)$

TABLE 3 – Données d'entrée nécessaires au calcul des signaux synthétiques dans le contexte de SCAMPI.

périmètre concerné par ce tir. Le modèle implémenté s'applique à des interfaces planes (sans pente et sans rugosité) et à des couches fluides (pas de cisaillement).

2.2.2 Théorie des images

Le calcul des signaux synthétiques reçus commence par le calcul de la propagation des signaux dans un guide d'onde. La réponse impulsionnelle d'un canal se calcule en utilisant la théorie des rayons. Dans le cas d'un milieu isocélère, le calcul est considérablement simplifié car l'identification de la géométrie des rayons est déterminée analytiquement par la théorie des images [Brekhovskikh and Lysanov, 1990]. Comme cela a déjà été montré par ailleurs [Demoulin et al., 2000], il est tout à fait légitime de faire l'approximation isocélère dès lors que les rasances sont élevées (supérieures à 15 deg) dans notre cas.

Les rayons propres sont groupés par quadruplets 4, 5 :

$Z_1 = (Z_r - Z_s) + 2iH$	(i, i)
$Z_2 = (Z_r + Z_s) + 2iH$	$(i, i + 1)$
$Z_3 = -(Z_r + Z_s) + 2(i + 1)H$	$(i + 1, i)$
$Z_4 = (Z_s - Z_r) + 2(i + 1)H$	$(i + 1, i + 1)$

TABLE 4 – Cas où $Z_s < Z_r$: Immersions virtuelles des sources par la théorie des images. Les couples (i, j) indiquent qu'il y a i réflexions en surface et j au fond .

$Z_1 = (Z_s - Z_r) + 2iH$	(i, i)
$Z_2 = -(Z_r + Z_s) + 2(i + 1)H$	$(i + 1, i)$
$Z_3 = (Z_r + Z_s) + 2iH$	$(i, i + 1)$
$Z_4 = (Z_r - Z_s) + 2(i + 1)H$	$(i + 1, i + 1)$

TABLE 5 – Cas où $Z_r < Z_s$: Immersions virtuelles des sources par la théorie des images. Les couples (i, j) indiquent qu'il y a i réflexions en surface et j au fond .

On a dans ce cas les distances correspondant à chaque rayon selon

$$D_i = \sqrt{D^2 + z_i^2} \quad (1)$$

D'où les temps d'arrivée correspondant :

$$\tau_i = D_i / C_{moy} \quad (2)$$

C_{moy} désignant la vitesse du son moyenne dans la colonne d'eau.

2.2.3 Calcul de réponse impulsionnelle

On a donc finalement l'expression de la réponse impulsionnelle :

$$RI(t) = \sum_{i=1}^N A_i \delta(t - \tau_i) \quad (3)$$

Elle est constituée d'une somme de trajets atténués et retardés. Les A_i correspondent aux atténuations associées aux retards considérés.

Il s'agit de prendre en compte la nature du signal utilisé d'une part et la physique du problème rencontré d'autre part pour évaluer les amplitudes A_i .

On rappelle l'expression de l'enveloppe de l'autocorrélation d'une modulation linéaire de fréquences. On note f_{min} , la fréquence instantanée minimale à $t = 0$, f_{max} la fréquence maximale à $t = T$, f_0 la fréquence centrale, $\Delta f = f_{max} - f_{min}$.

Partant de l'expression $e(t)$ de la modulation linéaire de fréquence (généralement notée FML pour *Frequency Modulation Linear*),

$$\left| \begin{array}{l} e(t) = \sin(2\pi(at + b)t) = \sin(\phi(t)) \\ f_i = (1/2\pi) \cdot \frac{d\phi(t)}{dt} \end{array} \right. \quad (4)$$

f_i étant la fréquence instantanée et avec : $b = f_{min}$ et $a = \frac{f_{max} - f_{min}}{2T}$. En notation complexe, on obtient l'expression de l'enveloppe de la FML, $\mu(t)$ selon :

$$e(t) = e^{i2\pi f_0 t} [e^{i2\pi \frac{\Delta f}{2T} (t - \frac{T}{2})^2}] = e^{i2\pi f_0 t} \cdot \mu(t) \quad (5)$$

Considérant maintenant l'intercorrélacion entre le signal émis et le signal reçu, on obtient la pseudo réponse impulsionnelle du milieu $RI(t)$ comme :

$$RI(t) = E(t) \otimes \sum_{i=1}^N A_i \delta(t - \tau_i) = \sum_{i=1}^N A_i E(t - \tau_i) \quad (6)$$

avec $E(t)$, autocorrélation de l'enveloppe $\mu(t)$. Définissant α , atténuation volumique en Neper/m, R_s coefficient de réflexion de surface et R_b coefficient de réflexion de fond, on effectuera le calcul suivant :

$$A_i(f) = \frac{\cos(\theta_i)}{D_i} \cdot e^{-\alpha(f)D_i} \cdot R_s(\theta_i, f)^{p(\theta_i)} \cdot R_b(\theta_i, f)^{q(\theta_i)} \quad (7)$$

avec, p réflexions en surface et q réflexions au fond, soit :

$$\left| \begin{array}{l} RI(t) = \sum_{i=1}^N A_i(t) \cdot E(t - \tau_i) \\ A_i(t) = FFT^{-1}(A_i(f)) \end{array} \right. \quad (8)$$

2.2.4 Calcul du réfléchi fond

On a vu qu'une des arrivées composant le multi-trajet dans l'eau est le Réfléchi-fond $R_f(t)$. Ce dernier est lui-même composé de plusieurs rayons atteignant les différentes couches du sous-sol (voir figure 4). Son calcul est essentiel puisque c'est ce Réfléchi fond qui porte la signature des paramètres de fond recherchés.

Présentation du calcul du réfléchi fond $R_f(t)$ dans le cas particulier d'un bi-couche fluide-fluide aux interfaces planes et horizontales.

L'expression du Réfléchi Fond se calcule selon $R_f(t) = FFT^{-1}(A_1(f) + A_2(f))$ avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} A_1(f) = \frac{1}{((2 \cdot H - Z_s - Z_r) / \cos(\theta_{11}))} \cdot R_{tot1} \cdot e^{2\pi i \cdot f \cdot t_1} \\ t_1 = \frac{((2 \cdot H - Z_s - Z_r) / \cos(\theta_{11}))}{C_1} \end{array} \right. \quad (9)$$

pour la contribution du rayon propre seulement réfléchi à la première interface sachant que $R_{tot1} = R_{12}(\theta_{11})$ avec :

$$R_{12}(\theta_{11}) = \frac{(\rho_2 \cdot C_2 / \sin(\theta_{22}) - \rho_1 \cdot C_1 / \sin(\theta_{11}))}{(\rho_2 \cdot C_2 / \sin(\theta_{22}) + \rho_1 \cdot C_1 / \sin(\theta_{11}))} \quad (10)$$

La contribution du second rayon propre s'écrit :

$$A_2(f) = \left(\frac{1}{((2 \cdot H - Z_s - Z_r) / \cos(\theta_{21}))} + \frac{1}{(2 \cdot H_2 / \cos(\theta_{22}))} \right) \cdot R_{tot2} \cdot e^{2\pi i \cdot f \cdot t_2} \quad (11)$$

avec :

$$t_2 = \frac{((2 \cdot H - Z_s - Z_r) / \cos(\theta_{21}))}{C_1} + \frac{2 \cdot H_2 / \cos(\theta_{22})}{C_2} \quad (12)$$

sachant que cette fois :

$$\left\{ \begin{array}{l} R_{tot2} = (1 - R_{12}(\theta_{21})) \cdot R \cdot e^{-\alpha_2 \cdot H_2 / \cos(\theta_{22})} \\ R = (1 - R_{12}(\theta_{21})) \cdot R_{23}(\theta_{22}) \cdot e^{-\alpha_2 \cdot H_2 / \cos(\theta_{22})} \end{array} \right. \quad (13)$$

Généralisation du calcul du réfléchi fond $R_f(t)$ dans le cas d'un modèle stratifié à N couches fluides et planes

L'expression de l'amplitude du rayon propre dans le cas particulier d'interfaces planes et sans réflexion multiple dans aucune couche s'écrit :

$$A_i(f) = \left(\frac{1}{\sum_{k=0}^{k=j} d_k} \right) \cdot \left(\prod_{k=0}^{k=j-1} (1 - r_k^2(f, \theta)) \right) \cdot e^{i2\pi f \cdot \sum_{k=0}^{k=j} t_k} \cdot e^{-\sum_{k=0}^{k=j} \alpha_k(f) \cdot d_k} \cdot r_j(f, \theta) \quad (14)$$

avec d_k , la distance parcourue dans la couche k , $t_k = d_k / c_k$, le temps correspondant, α_k l'atténuation du son dans la couche exprimée en Neper/m, et $r_k(f, \theta)$ le coefficient de réflexion à la k^{ieme} interface.

Illustration et synthèse

Pour une configuration instrumentale (signal émis, géométrie d'antenne), on a donc développé un outil permettant de synthétiser les signaux reçus sur l'antenne de réception. Ce calcul est caractéristique d'une configuration de fond donné, constitué de plusieurs couches fluides paramétrées par leurs épaisseurs, vitesses, atténuations. On dispose donc bien des éléments nécessaires à la résolution d'un problème visant à inverser ces paramètres.

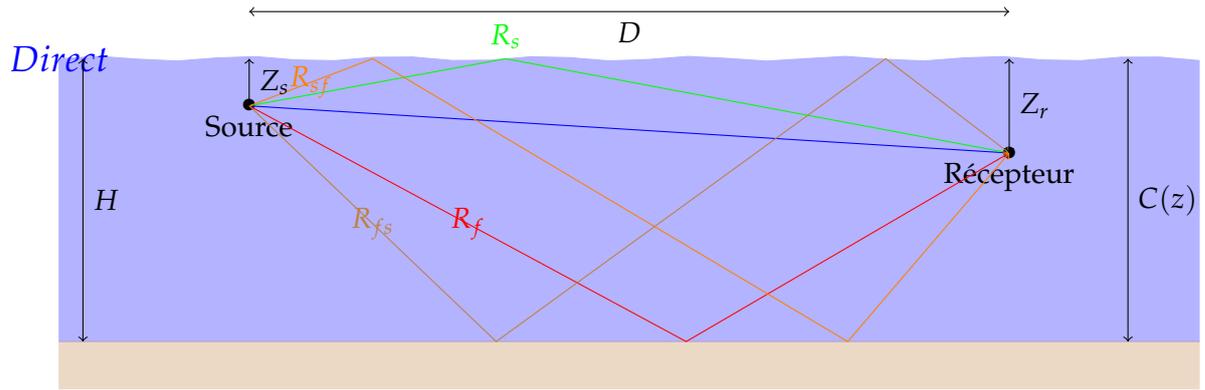


FIGURE 5 – Géométrie des rayons concernés pour un couple émetteur-récepteur donné. On distingue les trajets : Direct (D), Réfléchi fond (R_f), Réfléchi surface (R_s), Réfléchi surface-fond (R_{sf}) ...

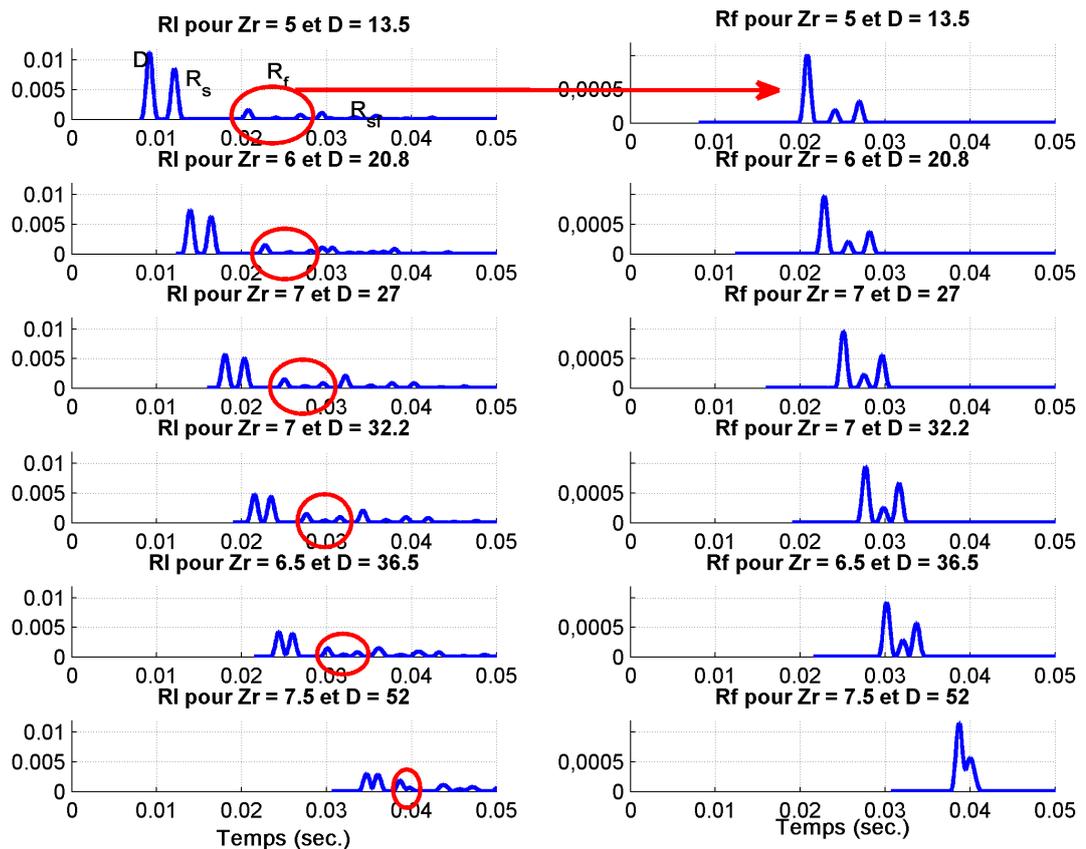


FIGURE 6 – Réponses impulsionnelles et réfléchis fonds synthétiques calculés selon la procédure décrite pour une antenne de 6 hydrophones (à gauche, les réponses impulsionnelles du guide d'onde. A droite, les réfléchis fonds, du plus proche en haut au plus éloigné en bas).

2.3 LE PROBLÈME INVERSE

2.3.1 Rappels sur les problèmes inverses

Il existe quelques ouvrages de référence pour décrire le formalisme des problèmes inverses (voir par exemple [Twomey, 1977]). On rappelle ici quelques définitions utiles à la compréhension de ce qui va suivre, empruntées à [Le Gac et al., 2001]. Soient \mathbf{s} les paramètres à inverser et \mathbf{d} les mesures physiques réalisées (ou observations). La résolution du problème inverse vise à décrire la relation qui lie les observations \mathbf{d} aux paramètres \mathbf{s} selon :

$$\mathbf{d} = G(\mathbf{s}) \quad (15)$$

Il s'agit pour une observation donnée d^{obs} de trouver les paramètres estimés s^{est} tels que :

$$d^{obs} = G(s^{est}) \quad (16)$$

Classiquement, ce problème est résolu en calculant la prédiction :

$$d^{pre} = G(s^{est}) \quad (17)$$

et à comparer cette prédiction avec l'observation réelle. On introduit pour cela l'erreur de prédiction (ou résidu) :

$$e = d^{obs} - d^{pre} \quad (18)$$

erreur qu'on va essayer de minimiser par une fonction de coût (ou fonction d'ambiguïté). Ensuite, se pose la question des méthodes de minimisation à mettre en place de façon à trouver le minimum absolu de la fonction de coût dans l'espace des variables de recherche. Leur classification repose sur le degré de linéarité du problème. Dans le cas du problème linéaire, l'équation 15 peut se mettre sous forme matricielle. Il s'agit donc d'inverser la matrice ce qui pose la question du conditionnement de celle-ci.

En règle générale, les problèmes d'inversion géoacoustique ne sont pas linéaires. Dans le cas où on connaît l'intervalle des possibles assez finement, on peut linéariser le problème au travers d'un traitement par perturbations [Nayfeh, 1981]. Dans le cas qui nous intéresse, cela n'est pas possible de sorte que nous choisissons d'utiliser une méthode adaptée aux problèmes non linéaires (sur laquelle on reviendra un peu plus tard), appelée *le recuit simulé*.

2.3.2 Conditionnement des données

Filtrage adapté

A l'issue d'une radiale de mesures, nous disposons d'autant de fichiers .wav qu'il y a de voies d'acquisition, contenant chacun les signaux issus de N tirs consécutifs. Le calcul des réponses impulsionnelles consiste à extraire tir par tir le signal dans le fichier et à effectuer la corrélation de celui-ci avec le signal émis.

Les voies sont d'abord rangées dans l'ordre physique des hydrophones du plus près (de la source) au plus loin. La détection des tirs se fait sur un critère choisi (un seuil en amplitude par exemple) et un calcul d'énergie est ensuite effectué pour valider la présence du signal dans la fenêtre extraite (pour éliminer des parasites par exemple).

C'est alors l'enveloppe de l'inter-corrélation entre le signal émis et le signal reçu qui est calculée. La procédure classique est de réaliser une corrélation (opération de FFT suivie d'une FFT-1) suivie d'une transformée de Hilbert. Ici, on utilise une routine très rapide pour la corrélation où on minimise le nombre de FFT.

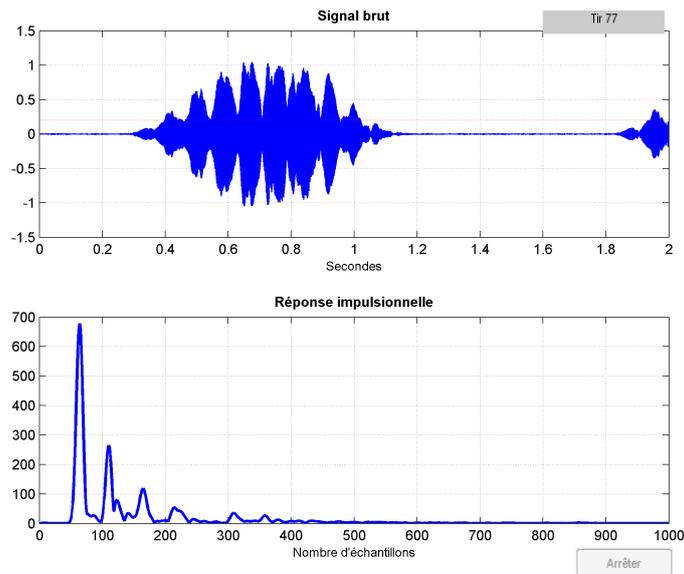


FIGURE 7 – En haut, signal temporel correspondant à un tir donné (amplitudes en volts). En bas, enveloppe de la réponse impulsionnelle associée (amplitudes sans unité et temps en nombre d'échantillons). Les pics correspondent aux différents trajets propagés (direct, réfléchi-fond ...).

Pointé des arrivées

En alignant les RI tir après tir, une image des RI associée à chaque hydrophone est générée (voir figure 8).

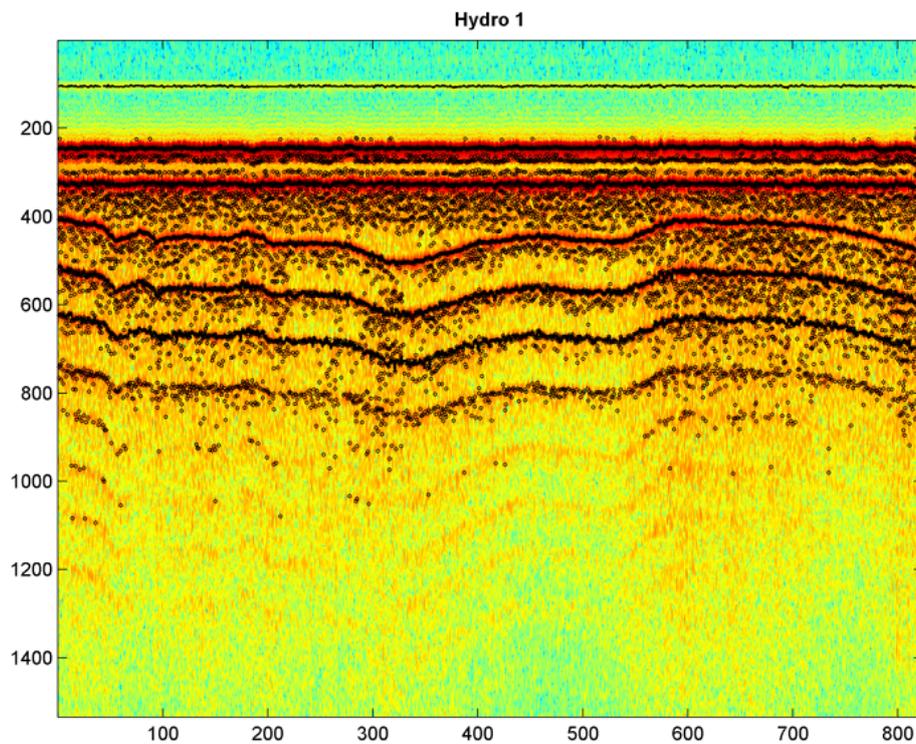


FIGURE 8 – Visualisation des RI et des pointés des temps d'arrivées sur une radiale (ici, pour l'hydrophone 1). En abscisse, numéro du tir. En ordonnée, nombre d'échantillons.

C'est exactement le type d'image sur lequel se fait l'analyse du sondeur de sédiment, dans le cas particulier d'une insonification verticale. Dans notre cas, il importe somme toute peu de chercher un sens à ce qui est vu qualitativement puisque le traitement est calculatoire. Toutefois, il est nécessaire de repérer les arrivées constituant le multi-trajet pour effectuer le pointé des temps d'arrivée nécessaires à l'inversion géométrique d'une part et pour permettre l'extraction automatique des réfléchis fonds d'autre part.

Un programme a ainsi été mis en place pour pointer interactivement les différentes arrivées (Pic1 = Emission ; Pic2 = Direct ; Pic3 = Réfléchi Surface ; Pic4 = Réfléchi Fond ; Pic5 = Réfléchi Surface-Fond ; Pic6 = Réfléchi Fond-Surface).

Des outils d'aide au paramétrage du pointé automatique des arrivées, ainsi que d'une fonction de zoom sont également disponibles à partir de cette interface graphique.

2.3.3 Inversion géométrique

Présentation du principe

Pour déterminer la géométrie du dispositif en un tir donné, la méthode analytique est un moyen fiable et surtout très rapide. Nous décrivons à présent la façon dont elle est mise en oeuvre dans SCAMPI, et les approximations qui sont faites.

On rappelle que les temps d'arrivée des échos successifs (Direct, Réfléchi Surface, Réfléchi Fond, Réfléchi Surface-Fond, Réfléchi Fond-Surface) sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} t_d^2 = (D_r^2 + (Z_s - Z_r)^2) / C^2 \\ t_{rs}^2 = (D_r^2 + (Z_s + Z_r)^2) / C^2 \\ t_{rf}^2 = (D_r^2 + (2H_r - Z_s - Z_r)^2) / C^2 \\ t_{rsf}^2 = (D_r^2 + (2H_r + Z_s - Z_r)^2) / C^2 \\ t_{rfs}^2 = (D_r^2 + (2H_r - Z_s + Z_r)^2) / C^2 \end{array} \right. \quad (19)$$

avec :

- H_r est la hauteur d'eau vue par chaque récepteur. On fait l'hypothèse que les points d'impact sur le fond du R_F et du R_{SF} (ou du R_{FS}) ont le même H_r (ce qui n'est pas véritablement exact).
- Z_s est l'immersion de la source. Cette valeur est théoriquement identique pour tous les récepteurs. Les écarts parfois observés semblent indiquer que les rayons ont une courbure qui n'est pas prise en compte (effet du profil de célérité).
- D_r est la distance horizontale entre la source et chaque récepteur.
- Z_r est l'immersion de chaque récepteur.

D'un point de vue pratique, il est difficile de pointer le R_{FS} et le R_{SF} avec précision, en particulier lorsque l'un des deux se trouve dans le sillage de l'autre. Comme il suffit de posséder 4 temps d'arrivée pour résoudre le système de 4 inconnues (H_r, Z_s, D_r, Z_r), nous décidons de pointer uniquement les 4 premiers échos :

- le direct, $t_1 = t_d$
- le réfléchi surface, $t_2 = t_{rs}$
- le réfléchi fond, $t_3 = t_{rf}$
- le premier entre le R_{SF} et le R_{FS} , $t_4 = t_{rsf}$ ou t_{rfs}

Deux cas de figure se présentent alors :

- 4^{ème} arrivée = R_{SF} (cas où la source est située au dessus du récepteur : $Z_s < Z_r$)
- 4^{ème} arrivée = R_{FS} (cas où la source est située en dessous du récepteur : $Z_s > Z_r$)

Par recombinaison des équations 19, on en déduit Z_s puis les 3 autres paramètres :

$$\left\{ \begin{array}{l} Z_s = C \sqrt{\frac{(X_{43}^2 - X_{21}^2)}{8(X_{32} + X_{41})}} \text{ si } t_4 = t_{rsf} \\ Z_s = C \cdot X_{21} \sqrt{\frac{(X_{32} + X_{41})}{2(X_{43}^2 - X_{21}^2)}} \text{ si } t_4 = t_{rfs} \\ Z_r = \frac{C^2 X_{21}}{4Z_s} \\ H_r = \frac{Z_s + Z_r + \sqrt{(Z_s + Z_r)^2 + X_{32}C^2}}{2} \\ D_r = \sqrt{C^2 t_1^2 - (Z_s - Z_r)^2} \end{array} \right. \quad (20)$$

Avec C , célérité du son dans l'eau et $X_{21} = t_2^2 - t_1^2$, $X_{32} = t_3^2 - t_2^2$, $X_{41} = t_4^2 - t_1^2$ et $X_{43} = t_4^2 - t_3^2$.

Application

En se basant sur ces pointés de temps d'arrivée, une inversion tir par tir des paramètres géométriques est donc réalisée (voir figure 9).

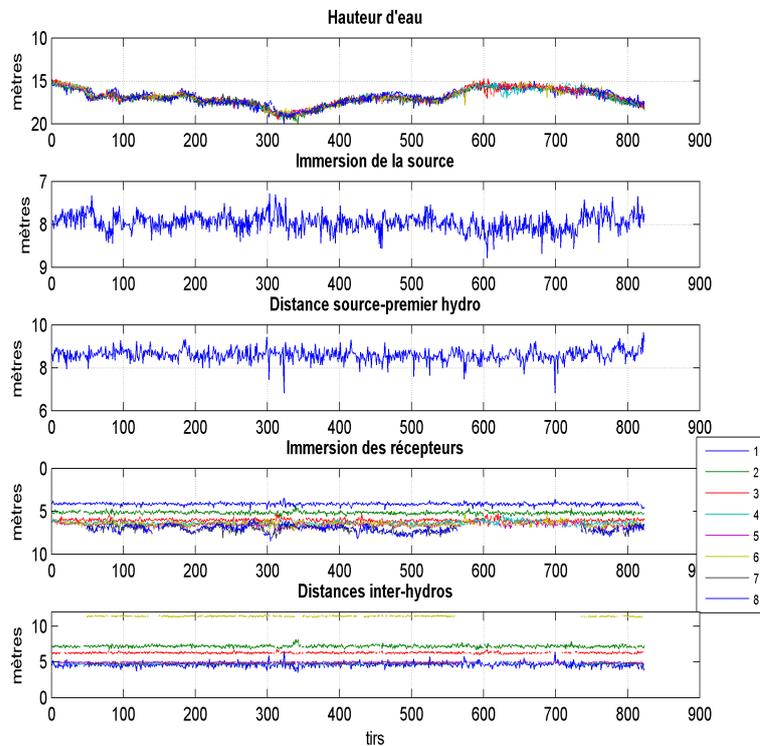


FIGURE 9 – Paramètres géométriques inversés sur une radiale composée de 820 tirs (configuration à huit hydrophones). Il y a autant d'inversion des hauteurs d'eau que d'hydrophones. Les variations de l'immersion de la source restent modérées et imputables à l'état de mer. Les distances et immersions des capteurs sont cohérentes avec les longueurs d'antenne et sont seulement modulées par la déformation de l'antenne en dehors du plan vertical source-récepteurs.

On dispose cependant d'autres informations qui permettent de contraindre significativement le problème. D'abord, les distances entre les hydrophones sont fixes et connues (sous réserve que l'antenne ne soit pas trop déformée). En principe, si nous inversons la distance entre la source et le premier hydrophone, nous connaîtrions toutes les distances source-hydrophone. En pratique, nous utilisons cette information pour estimer la déformation latérale de l'antenne (voir figure 10). Ensuite, Z_s est connue. Elle est mesurée par un capteur de pression filaire monté sur la source et enregistrée à la fréquence de 1Hz. De même, les immersions des récepteurs Z_r sont bornées puisqu'un capteur de pression est également installé en queue d'antenne. Enfin, si H est identique pour tous les hydrophones dans le cas d'un fond plat (ce qui réduit encore le nombre d'inconnues), on peut envisager d'exploiter les variations relevées d'un hydrophone à l'autre pour affiner les détails de la bathymétrie. Cette option a été mise en place lors des derniers essais.

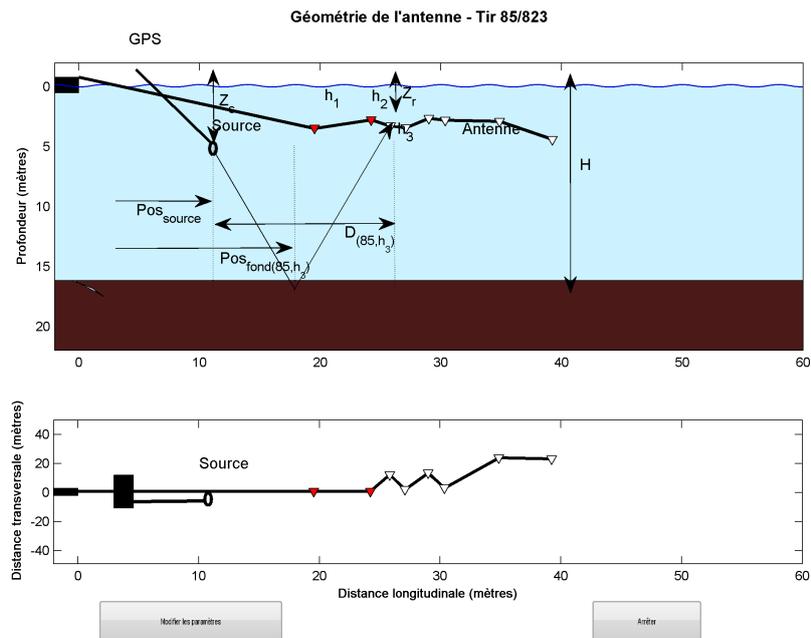


FIGURE 10 – Illustration de la déformée de l'antenne lors du tir 85. En haut, dans le plan vertical. En bas, dans le plan horizontal. Les triangles de repérage des hydrophones 1 et 2 sont en rouge, indiquant que ces deux récepteurs n'ont pas été pris en compte dans le calcul d'inversion.

Validation de l'inversion et bathymétrie

Puisque l'inversion géométrique permet de remonter à la hauteur d'eau tir par tir, et que les plans de navigation des cartographies géophysiques sont caractérisés par un quadrillage de radiales selon deux directions sensiblement orthogonales, ces calculs ont été utilisés pour construire une bathymétrie d'une part, pour évaluer la qualité des données en considérant les différences de hauteurs inversées aux points de croisement d'autre part (voir figure 11). En règle générale, le processus d'inversion géométrique donne des résultats très satisfaisants. Ainsi, dans l'exemple typique présenté, la moyenne des écarts de bathymétrie aux points de croisement est de 21 cm.

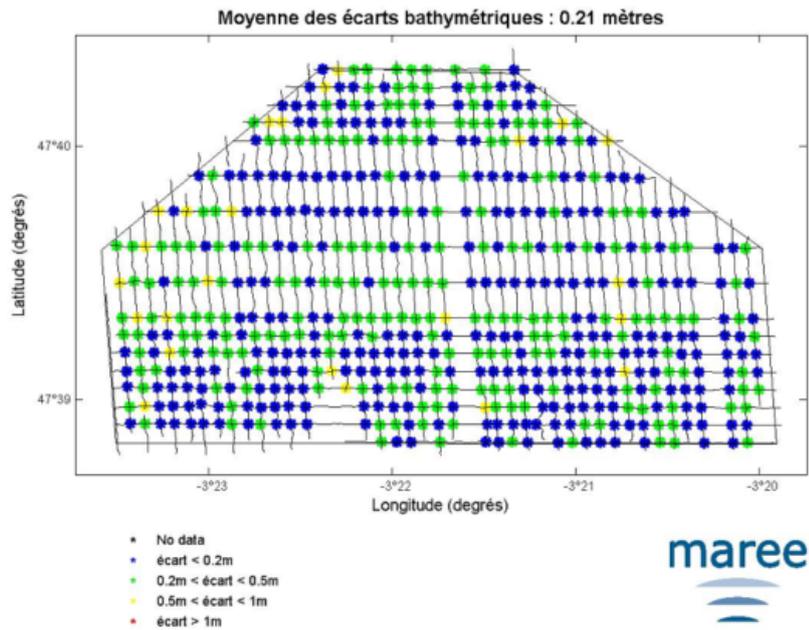


FIGURE 11 – Validation des hauteurs d'eau calculées aux points de croisement des radiales.

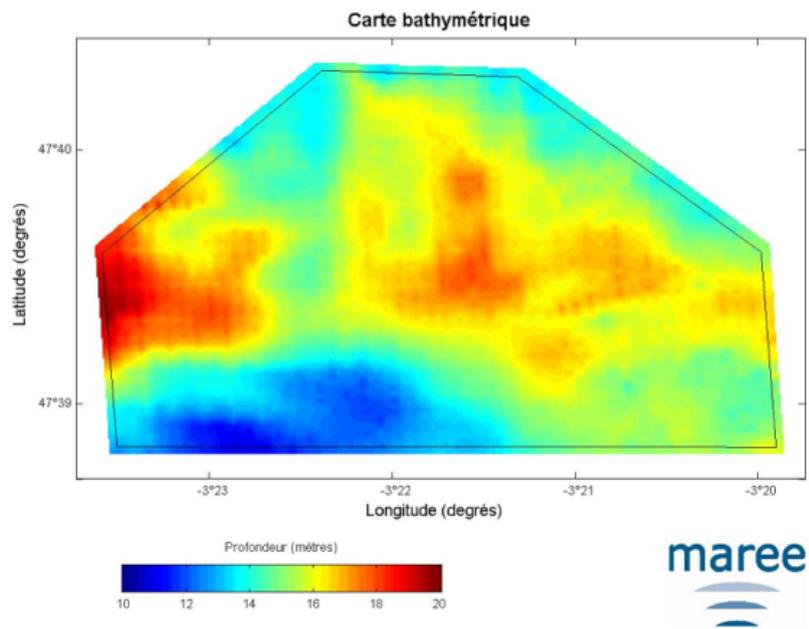


FIGURE 12 – Carte de bathymétrie issue des calculs d'inversion géométrique de SCAMPI

2.3.4 Inversion géoacoustique

Conditionnement des données

Le programme calcule la position de la source à chaque tir à partir des positions GPS. On suppose pour cela que la source se trouve sur la même trajectoire que l'antenne GPS, à une distance fixe $dist_0$ derrière celle-ci. L'utilisateur doit ainsi déterminer la valeur de $dist_0$, qui est la distance horizontale entre l'antenne GPS et la source, en mètres, mesurée suivant l'axe du bateau (voir figure 13). Celle-ci est la somme de la distance entre l'antenne GPS et le point d'accroche de la source ($dist_{GB}$) et de la distance horizontale

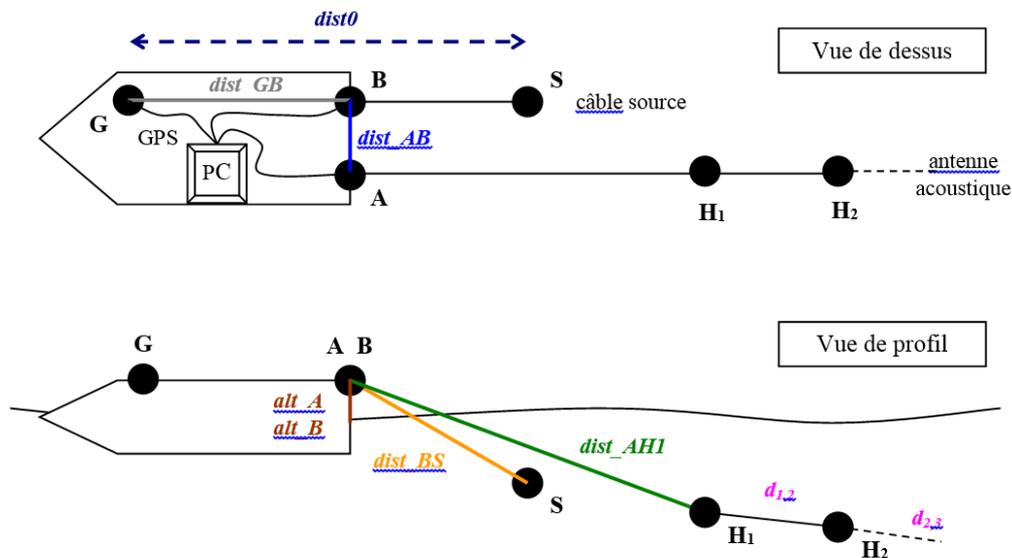


FIGURE 13 – Configuration instrumentale du dispositif, vue du dessus (en haut) et vue de coté (en bas). Les longueurs des câbles, les positions et altitudes des points d'attache doivent être relevées relativement à la position du GPS à bord du navire afin de connaître précisément les positions des points d'impacts des réfléchis fonds pour chaque hydrophone et chaque tir.

entre le point B et la source, qui dépend de l'angle d'inclinaison du câble source.

La position des points d'impact des rayons sur le fond (ou points d'insonification) le long d'une radiale est estimée pour chaque tir ni et chaque hydro hy à partir de la position de la source au tir considéré et des paramètres géométriques calculés à l'issue de l'inversion :

$$pos_{fond}(ni, hy) = pos_{source}(ni) + \frac{[H(ni, hy) - Zs(ni)] \cdot D(ni, hy)}{2H(ni, hy) - Zs(ni) - Zr(ni, hy)} \quad (21)$$

A chaque position ainsi définie sera d'ailleurs aussi associée la mesure bathymétrique.

Regroupement des données en points d'impact moyen

Il s'agit ensuite de déterminer les données associées à chaque point d'impact moyen (notés PIM), et ceci pour chaque hydrophone. On reprend pour cela l'équation précédente et les positions ainsi définies sont mesurées le long de la radiale par rapport au premier point d'impact. L'utilisateur définit l'espacement entre les points d'impact moyen, ce qui détermine le nombre et l'emplacement des PIM le long de la radiale.

Par exemple, si la distance sur le fond entre le premier et le dernier point d'impact est de 1500 mètres et que l'on choisit une distance entre PIM de 2 mètres, la position des PIM est : 0, 2, 4, 6, ..., 1498, 1500 mètres à compter du début de la radiale, soit 751 points. Pour chaque PIM ainsi défini, le programme répertorie les tirs dont le point d'impact est situé au voisinage du point considéré, c'est à dire à plus ou moins une distance de référence fixée à 0,75 fois l'espacement inter-PIM. La position géographique du PIM est déterminée par interpolation linéaire des coordonnées (latitude, longitude) de ces points. La hauteur bathymétrique associée au PIM est quant à elle définie en prenant la valeur bathymétrique du point le plus proche. Les tirs associés à chaque PIM, ainsi que leurs caractéristiques (paramètres géométriques, temps et amplitudes du réfléchi fond)

sont définis en considérant, pour chaque hydro, le tir le plus proche du PIM. En fin de traitement, on conserve uniquement les PIM pour lesquels il existe des données valides.

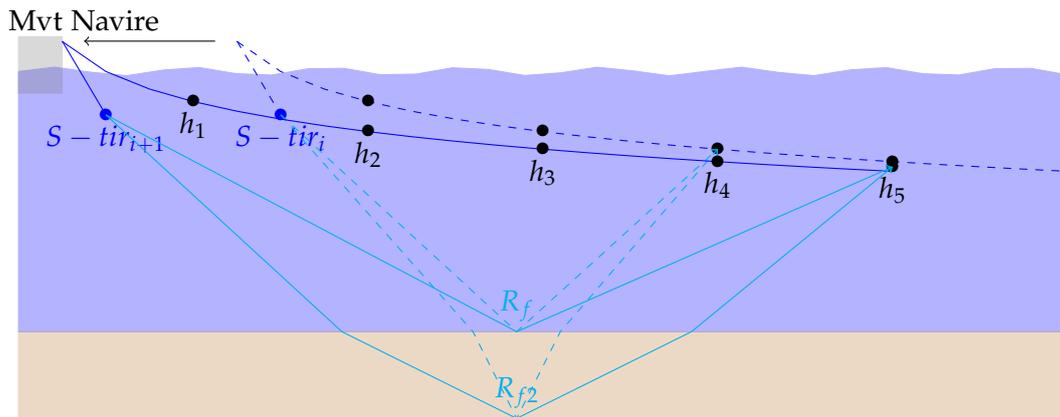


FIGURE 14 – Illustration du principe de regroupement des tirs ayant un même point milieu. Du fait du déplacement de l’antenne d’un tir à l’autre, on regroupe les signaux qui insonifient le fond au même endroit avec des rasances différentes.

Inversion de la première couche

La première étape de l’inversion géoacoustique consiste à inverser la célérité de la première couche rencontrée. Ce calcul est très important car il conditionne toute la suite. N’ayant pas accès aux niveaux émis avec précision, on travaille avec des R_F dont les amplitudes sont normalisées. Par conséquent, le niveau de référence est perdu et il est rétabli grâce à ce calcul.

Le principe consiste à calculer les rapports entre le R_F et le direct, à corriger ce dernier de la dispersion géométrique et de la directivité de la source. On peut alors déduire le coefficient de réflexion $R(\theta)$ correspondant à la rasance θ considérée.

Ceci présente de gros avantages. Il est en effet possible de s’affranchir des différences de sensibilité des hydrophones et des différences de niveau émis d’un tir à l’autre.

On dispose donc de N rapports du R_F /Direct, soit N points qui discrétisent le coefficient $R_i(\theta)$. Le principe de calcul consiste à tester tous les coefficients de réflexion mono-couches dans une gamme de célérités C_1 donnée, et de choisir celui qui présente le coût minimum au sens des moindres carrés. Ce calcul est fait à la fréquence centrale, ce qui évite le lourd recours à un calcul *complet*, c’est-à-dire à toutes les fréquences (dès lors qu’on introduit une rugosité ou tout autre facteur dépendant de la fréquence, il devient nécessaire de réaliser ce calcul complet).

Inversion sur N strates

Il s’agit de rechercher les jeux de paramètres acoustiques qui assurent la meilleure comparaison entre les N R_F extraits et les N R_F simulés par le modèle.

La physique est incluse dans le programme de simulation des réfléchi fonds. Pour un jeu de $[H, D, Z_r, Z_s]$ donné et pour un jeu de N_i couches de $[H_i, C_i]$ donné (épaisseur, vitesse), on fait une recherche numérique des rayons propres (plus précisément des angles de tir) associés au R_F . Cette recherche est numérique à partir du rayon le plus incident par recherche dichotomique (après vérification de l’existence de ces rayons). On peut alors procéder au calcul du $R_F(t)$ associé en calculant les temps, pertes et coefficients

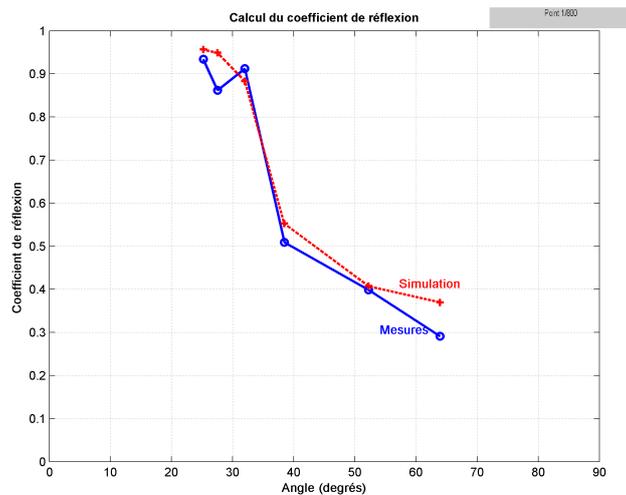


FIGURE 15 – Inversion de la célérité de la première couche pour le premier tir de la radiale. On effectue une minimisation aux moindres carrés entre le coefficient mesuré à diverses rasances (ronds bleus) et des coefficients pré-calculés (ici, le plus proche, en rouge pour $C_1 = 1780\text{m/s}$).

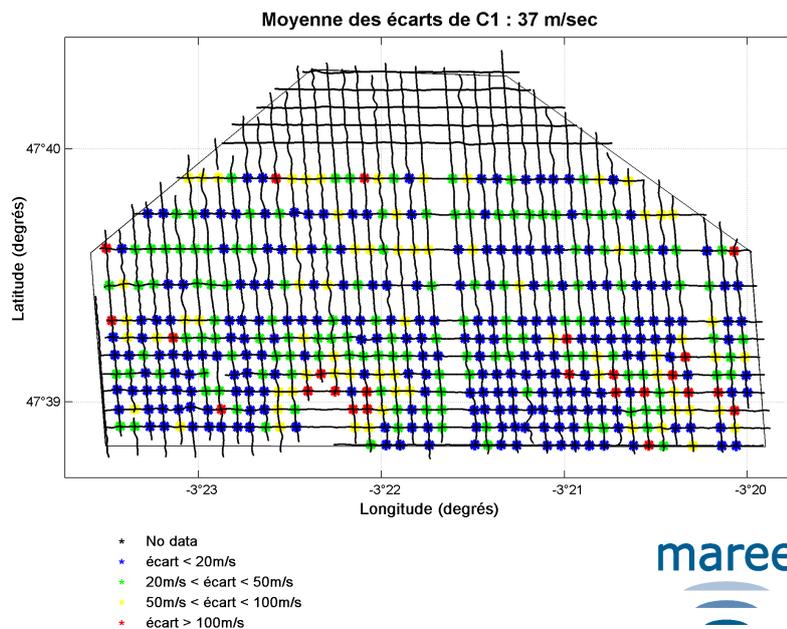


FIGURE 16 – Validation aux points de croisements de la célérité de la première couche.

de réflexion associé à chaque passage dans les différentes couches du modèle pour chaque rayon.

En principe, le programme permet de gérer les cas de réflexions multiples dans les diverses couches mais l'étude de sensibilité a montré que leur contribution est négligeable (sauf dans certains cas pour la réflexion double dans la dernière couche). Le nombre de couches est inférieur à une limite (notée Nbc). L'espace de recherche permet de tester des solutions avec une couche supplémentaire n'importe où entre la 2^{nde} couche et la dernière. L'algorithme va tester si le modèle est plus performant avec une couche d'épaisseur aléatoire et une vitesse comprise entre celle de la couche précédente et celle de la suivante. De la même façon, on peut tester le gain obtenu en supprimant n'importe quelle couche. On ne peut toutefois pas retirer ou placer plus d'une couche d'une itération à l'autre.

Le Recuit simulé

Le processus d'inversion repose sur un algorithme permettant de trouver les paramètres qui minimisent la fonction de coût exprimant l'écart entre les signaux mesurés et les signaux simulés. Nous avons eu recours pour cela à un algorithme de recuit simulé.

Le recuit simulé [Ingber, 1993] est une technique de recherche aléatoire qui s'appuie sur l'algorithme de Metropolis-Hastings (qui permettait de décrire le refroidissement d'un métal). Il est à la base de méthodes de minimisation de fonction de coût, étape clef d'un processus d'inversion. Par analogie avec le processus physique, la fonction à minimiser devient l'énergie E du système. On introduit également un paramètre fictif, la température T du système. A chaque itération de l'algorithme, une modification élémentaire de la solution est effectuée. Cette modification entraîne une variation ΔE de l'énergie du système (toujours calculée à partir du critère que l'on cherche à optimiser). Si cette variation est négative (c'est-à-dire qu'elle fait baisser l'énergie du système), elle est appliquée à la solution courante. Sinon, elle est acceptée avec une probabilité $e^{-\frac{\Delta E}{T}}$. Ainsi, si on accepte une solution diminuant le coût, on tend à chercher l'optimum dans le voisinage de la solution de départ. A l'inverse, accepter une mauvaise solution permet d'explorer une plus grande partie de l'espace de solution et tend à éviter de s'enfermer trop vite dans la recherche d'un minimum local. On fait ensuite baisser la température de façon contrôlée et il a été montré que le processus converge alors vers le minimum absolu de la fonction de coût.

Nombre itérations	Tolérance sur coût	Taille du Palier	Temp. initiale	Baisse de Tre	Probabilité Perturb. sol	Mode de Perturb.	Excurs. Perturb.
6000	10^{-8}	50	10^{-4}	0.8	0.5	0	1

TABLE 6 – Exemple de paramétrage du recuit développé pour l'inversion géoacoustique. On diminue la température par palier. La température de départ est l'énergie moyenne d'une centaine de solutions testées au hasard.

Les algorithmes de recuit ont notamment pour avantage de pouvoir gérer des problèmes non linéaires et des fonctions de coût aussi compliquées que voulu. On peut imposer toute sorte de contraintes, pénalités, favoriser des zones de recherche ...En revanche, il en résulte un coté empirique qui nécessite de tâtonner à chaque nouveau problème. D'autre part, les calculs peuvent être très longs.

En pratique, des relations géoacoustiques sont nécessaires pour diminuer le nombre de degrés de liberté. Elles lient les paramètres les uns avec les autres, de sorte que nous nous sommes concentrés sur les seuls paramètres : nombre de couches, vitesses

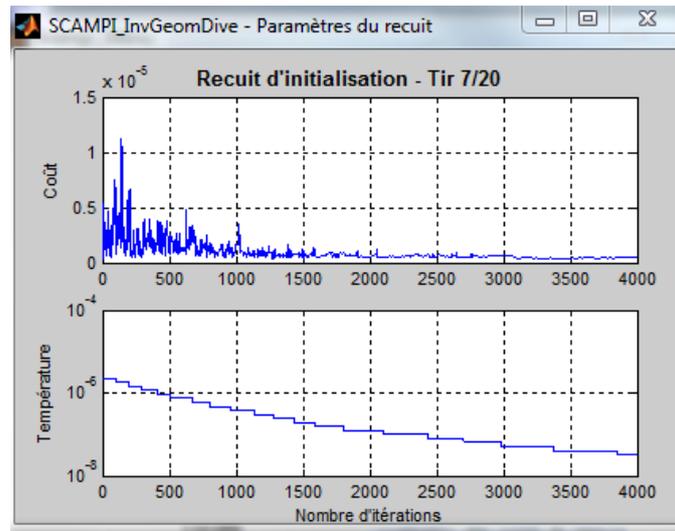


FIGURE 17 – Recuit simulé sur le septième tir de l'inversion géométrique. En haut, évolution du coût au fur et à mesure des itérations. On voit bien la convergence vers une solution de coût minimal. En bas, évolution de la température.

de compression et épaisseurs de chacune des couches ; les atténuations et densités étant liées aux célérités (par les relations géoacoustiques de Hamilton par exemple).

Calcul du coût d'une solution

Le choix de la fonction de coût est essentiel dans les problèmes inverses [Twomey, 1977]. Nous ne discutons pas en détail de cela mais nous présentons la fonction que nous avons mise en place. Nous utilisons une fonction composée de deux métriques (distances) :

- du maximum de la fonction d'inter-corrélation entre le signal simulé et le signal reçu. Ceci est important pour que le signal simulé se rapproche de la forme du signal reçu (position des pics les uns par rapport aux autres)

$$d_{corel} = \sum_{h_i} \frac{(R_{fi}^{sim})^* \cdot R_{fi}^{data}}{\sqrt{\|R_{fi}^{sim}\|^2 \cdot \|R_{fi}^{data}\|^2}} \quad (22)$$

- de la distance au sens des moindres carrés entre le signal simulé et le signal reçu. Important pour affiner les amplitudes relatives (et donc les contrastes d'impédances)

$$d_{mc} = \sum_{h_i} \left[\sum_{Ech_k} \|R_{fi}^{sim}(k) - R_{fi}^{data}(k)\|^2 \right]^{1/2} \quad (23)$$

R_{fi}^{sim} et R_{fi}^{data} , les réfléchis-fond simulés et mesurés du i^{ime} hydrophone. Nous avons utilisé une fonction de corrélation rapide et normalisée à 1 (pour éviter qu'elle ne varie en fonction des longueurs des signaux).

Pour les moindres carrés, il y a cependant quelques limitations qui sont notamment :

- un parfait calage temporel des signaux à comparer (ce qui peut s'avérer délicat, soit du fait d'une géométrie imparfaite, soit d'un front montant chaotique),
- une limitation dans la fenêtre des signaux à comparer (ce qui sous entend de limiter la profondeur d'investigation, qu'on souhaite la plus grande possible),

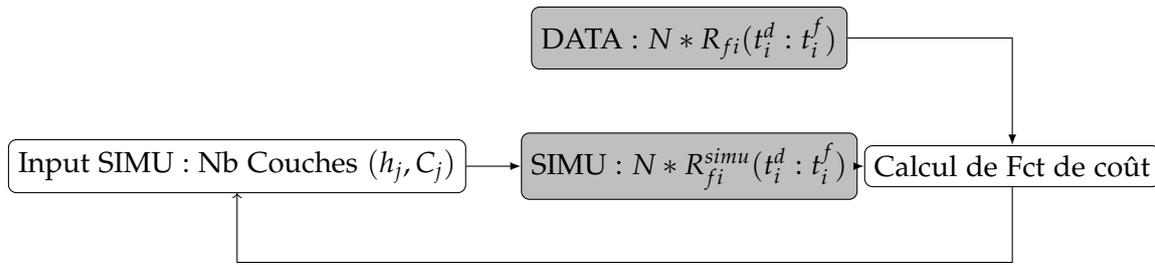


FIGURE 18 – Illustration du principe de l'inversion. Les configurations de fond sont utilisées pour générer un jeu de données simulé qui est confronté au jeu de données réel via la fonction de coût. La meilleure configuration est celle qui minimise cette fonction.

- le poids excessif qui est donné au début du signal (premier réflecteur) et qui est bien plus important en amplitude alors qu'il n'est pas le plus intéressant à ce stade.

Cette fonction est d'autre part bâtie sur la sommation de ces distances calculées pour chaque hydrophone. Dans certains cas, on applique cette fonction sur plusieurs tirs consécutifs. En effet, il arrive qu'il y ait des informations contradictoires d'un récepteur à l'autre sur un même PIM (du fait de phénomènes tels que la rugosité, la pente, les hétérogénéités ...).

On arrive donc à des incompatibilités (au sens du modèle et de ses temps d'arrivée) entre les données des différents hydrophones. Plutôt que de compliquer le modèle, on exploite le caractère statistique du recuit. On prend en compte lors du calcul d'un tir sur N hydrophones, tous les coûts issus des tirs $N-p : N+p$. De sorte que la solution retenue est celle du modèle moyen qui colle au mieux à tous ces tirs.

Perturbation de la solution

Il y a un tâtonnement à faire sur un jeu de données pour fixer le modèle et les fourchettes de valeurs de paramètres (voir tableau 7). Actuellement, il s'agit de couches fluides à contrastes faibles en nombre variable et avec le seul paramètre de célérité, les autres étant déduits (atténuation, densité). La première valeur étant fixée (par la valeur trouvée en 1ère partie) et les suivantes étant fortement contraintes pour être de vitesse supérieure. On laisse toutefois la possibilité d'avoir des couches molles (couche dont la vitesse est inférieure à celle de la couche se trouvant au dessus d'elle).

Le nombre de couches est variable et compris entre 1 et 6 sachant qu'il y a une pénalité appliquée pour favoriser un nombre de couches plus faibles.

Nb couches maxi	Épaisseur minimum	Épaisseur maximum	Profondeur maximum	Vitesse minimum	Vitesse maximum
8	0.1	4	6	1400	3000
Couche molle	Pénalité Couche molle	Pénalité Couche suppl.	A partir de	Distance minimum	
Oui	0.0075	0.015	3	1.25	

TABLE 7 – Exemple de paramétrage pour l'inversion géoacoustique. On définit les fourchettes de calcul (nombres de couches, vitesses, épaisseurs) ainsi que les pénalités pour freiner ou amplifier certains phénomènes.

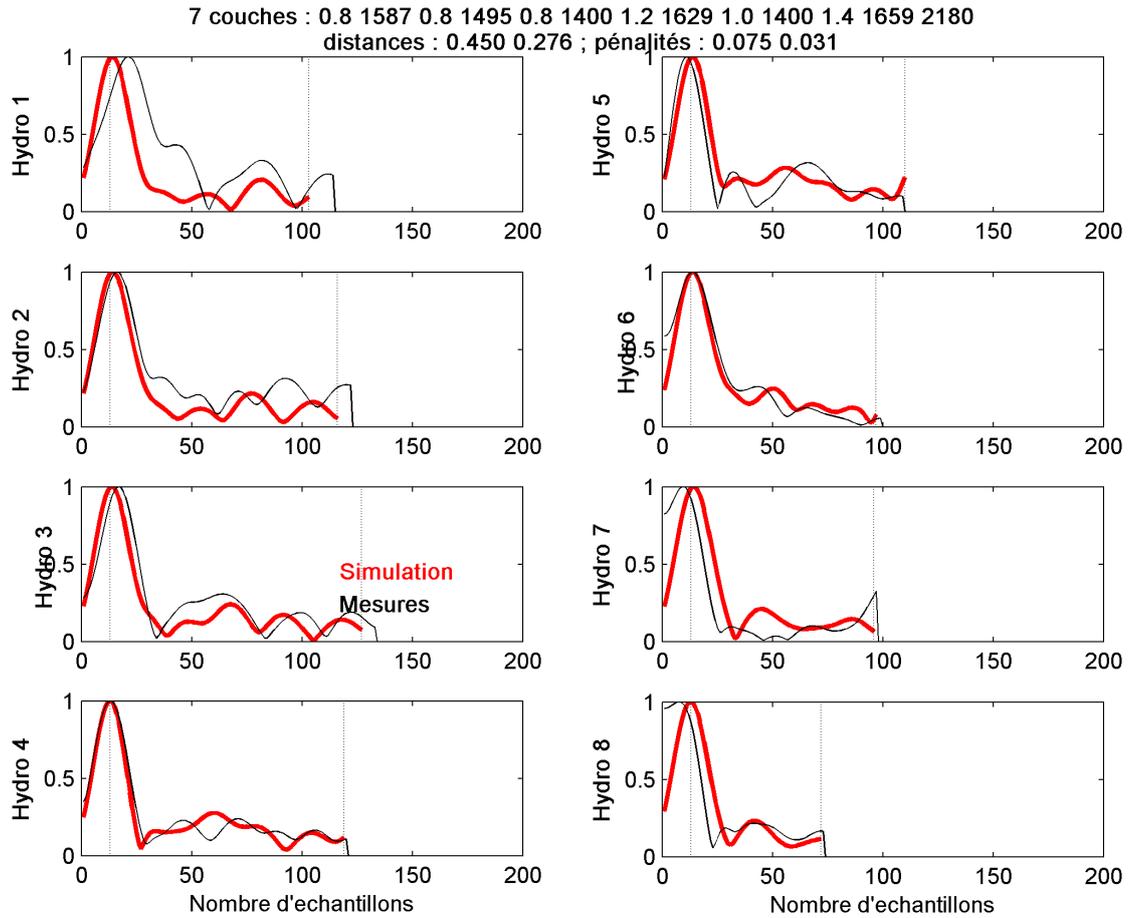


FIGURE 19 – Visualisation du processus d'inversion. Chacune des huit fenêtres correspond au signal de réfléchi fond reçu sur chacun des 8 hydrophones. On superpose les signaux mesurés sur 3 tirs consécutifs (en bleu, vert et noir). Les signaux en rouge sont les réfléchis fonds simulés correspondant au 1416^{ème} essai. A l'issue des 6000 essais que permet le programme, on aura le jeu de paramètres des fonds (nombre de couches et vitesses) qui aura minimisé la fonction de coût établie à partir des ressemblances entre tous les signaux mesurés et les signaux simulés.

Iteration 2589	cout = 0.938
6 couches	1.3 1678 0.7 1417 1.4 1629 0.5 1556 1.4 1777 1956
distances	0.550 0.314 ; pénalités : 0.060 0.025
Iteration 3264	coût = 0.923
5 couches	1.3 1678 0.7 1417 1.5 1602 2.1 1809 1949
distances	0.548 0.318 ; pénalités : 0.045 0.020

TABLE 8 – Extrait du listing de valeurs intermédiaires imprimées lors du calcul d'inversion. Ici, on voit que le coût de la solution a diminué entre l'itération 2589 et l'itération 3264, grâce à la suppression d'une petite couche molle placée en 5ième position.

Le procédé de regroupement des résultats consiste à juxtaposer spatialement la stratification inversée point par point. Un remplissage de chaque quadrilatère (ou triangle s'il y a un ajout ou une suppression de couche) avec la valeur moyenne de célérité est alors effectué. Comme on peut le voir sur la figure 21, la stratification tend à se faire d'elle-même à l'œil dès lors que l'échelle spatiale est suffisante.

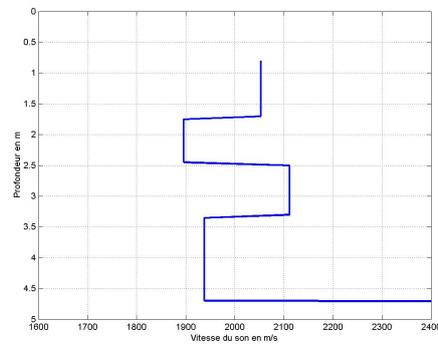


FIGURE 20 – Visualisation du profil de célérité issu du processus d'inversion pour un tir.

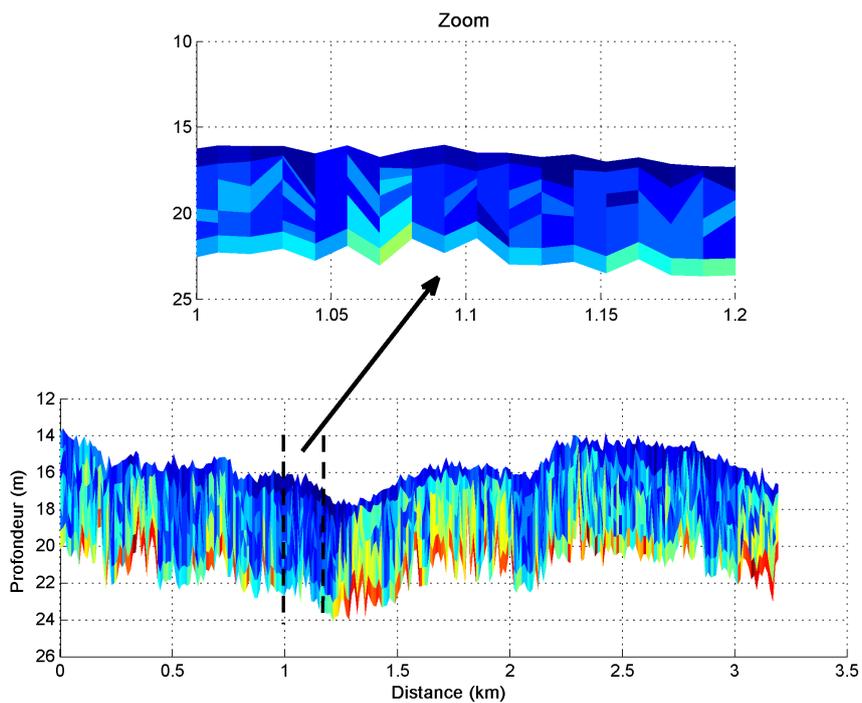


FIGURE 21 – Stratification générée par le procédé de visualisation des résultats d'inversion.

2.4 APPLICATIONS

On présente ici un certain nombre de résultats obtenus à l'aide de SCAMPI, incluant aussi des éléments sur la validation, sur les performances et sur les limitations du système. On présente aussi des améliorations qui ont été réalisées ou qui restent à faire.

2.4.1 Quelques caractéristiques des résultats produits

Tout d'abord, comme on peut s'en rendre compte sur la figure 22, il n'y a pas de lecture simple des images produites à l'aide des signaux recueillis, quelle que soit la rasanse. Ceci est notamment dû au fait que, contrairement à l'imagerie issue de sondeur

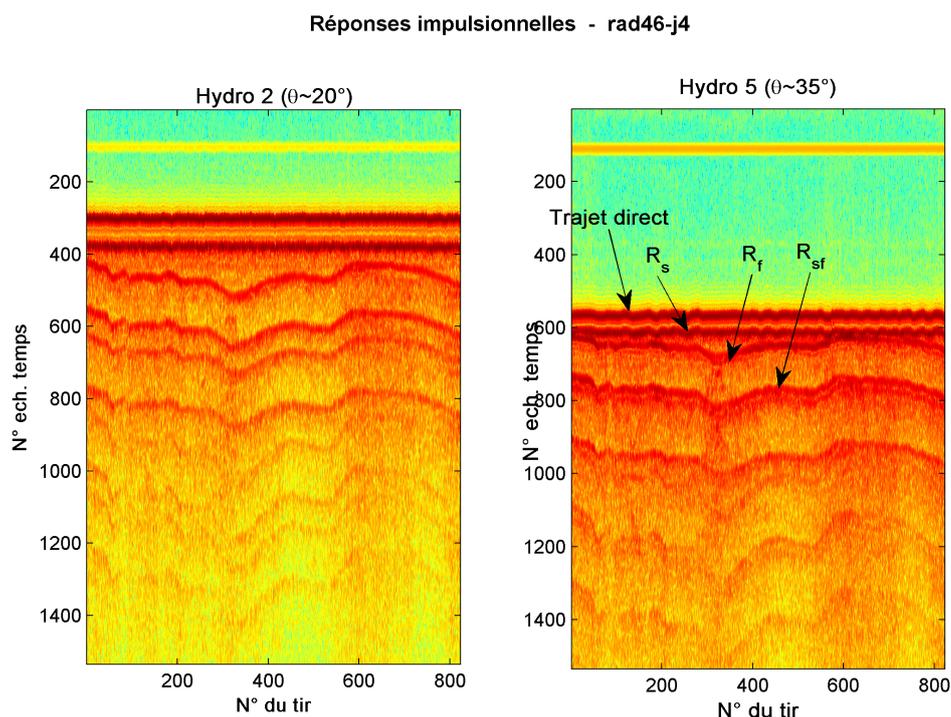


FIGURE 22 – Images issues des hydrophones 2 (à gauche, rasanse de 20) et 5 (à droite, rasanse de 35) sur une radiale de SCAMPI, acquise au large de Lorient par 20m d'eau sur un fond de sable. Les différentes arrivées visibles correspondent au multi-trajet propagé dans l'eau. Il y a peu d'éléments visuels pour apprécier le contenu du sous-sol, compris dans le signal réfléchi-fond R_f et situé après le signal réfléchi-surface R_s et avant le signal réfléchi-surface-fond R_{sf} .

de sédiment (qui est constitué des successions de RI comme c'est le cas ici), il n'a pas de TVG (*Time Varying Gain*). D'autre part, le multi-trajet du réfléchi fond est aux limites de résolution temporelle du système vis à vis de strates qui sont séparées de quelques décimètres seulement. Par conséquent, les interfaces ne sont pas nécessairement résolues temporellement. Il n'y a donc pas d'effet de « belle image ». Cela n'est pas un problème, c'est un procédé entièrement calculatoire.

Un autre trait commun à la plupart des sorties de SCAMPI est de faire apparaître la stratification marquée des fonds sableux. La précision avec laquelle est établie cette stratification constitue un progrès remarquable par rapport aux systèmes existants. Mais

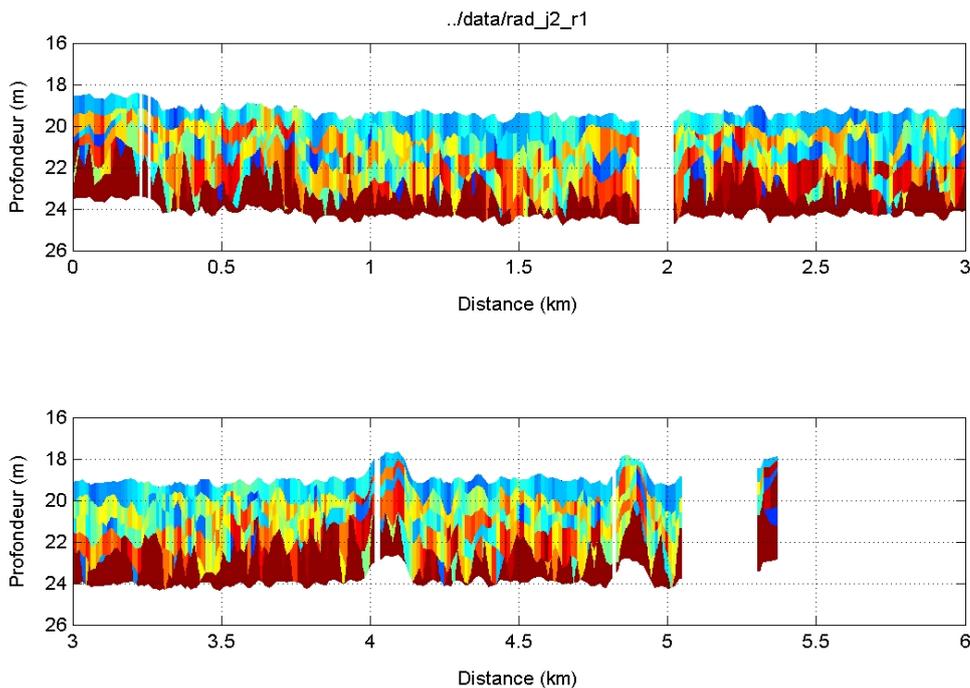


FIGURE 23 – Coupe sédimentologique calculée par le procédé SCAMPI mettant en évidence la stratification des cinq premiers mètres du sous-sol (côte landaise, 2004).

cela bouscule les habitudes sur l'appréhension spatiale des matériaux sédimentaires, généralement basée sur des informations acquises au travers de prélèvements et d'informations de surface. On doit reconsidérer cela et constater que des matériaux très différents de ceux qui sont en surface se trouvent aussi au même endroit mais à une profondeur différente. Se pose alors la question de la validité de cela.

2.4.2 Validation

Contrairement à ce qu'on peut imaginer, il y a très peu (voire pas du tout) de vérité terrain, en tout cas en ce qui concerne les sédiments marins sableux.

Validation de la première couche par quelques points de carottage

En 2004, nous avons profité d'un levé SCAMPI pour envoyer des scaphandriers prélever des carottes d'une longueur de 50 cm à 1m au fond. Une granulométrie a alors été faite, dont a été extraite une valeur de grain moyen. Parallèlement, nous avons alors extrait le profil de vitesse inversé par SCAMPI, au plus près du point de carottage (soit une distance typiquement comprise entre 2m et 10m). A partir de là, nous avons appliqué la relation géoacoustique de Hamilton (voir l'équation 7) pour lier la valeur du grain moyen issue du carottage et la vitesse du son issue de la première de couche de sédiment révélée par SCAMPI.

Comme on peut le constater sur la figure 25, le résultat est bon (excepté pour un point), ce qui a constitué une première validation, au moins pour la couche superficielle. Dans le système SCAMPI, les paramètres acoustiques sont quantifiés par le calcul. Leur conversion en paramètres géotechniques (comme la taille de grains) est une opération

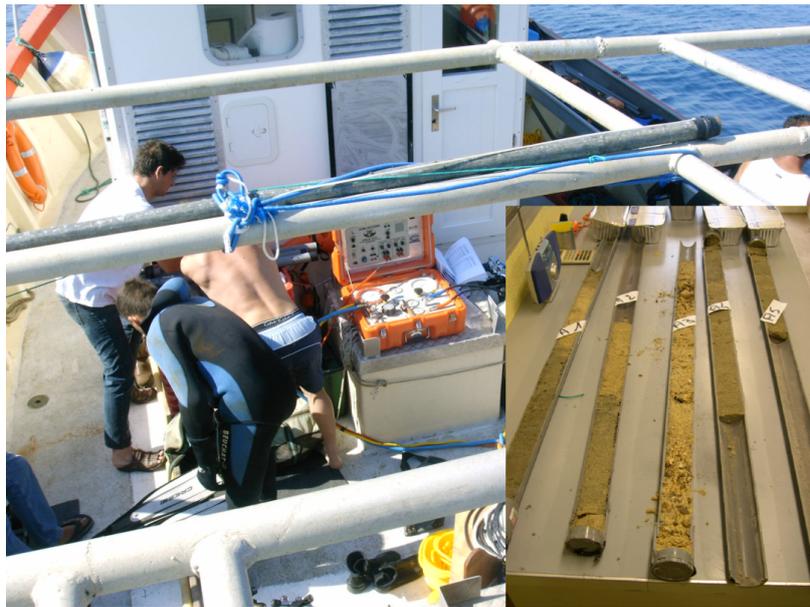


FIGURE 24 – Scaphandriers se préparant à plonger pour réaliser un carottage à main sur un point d'une radiale de SCAMPI (côte landaise, 2004). En bas à droite, image des 5 carottes qui ont ainsi pu être obtenues. La stratification du sédiment est visible sur certaines carottes.

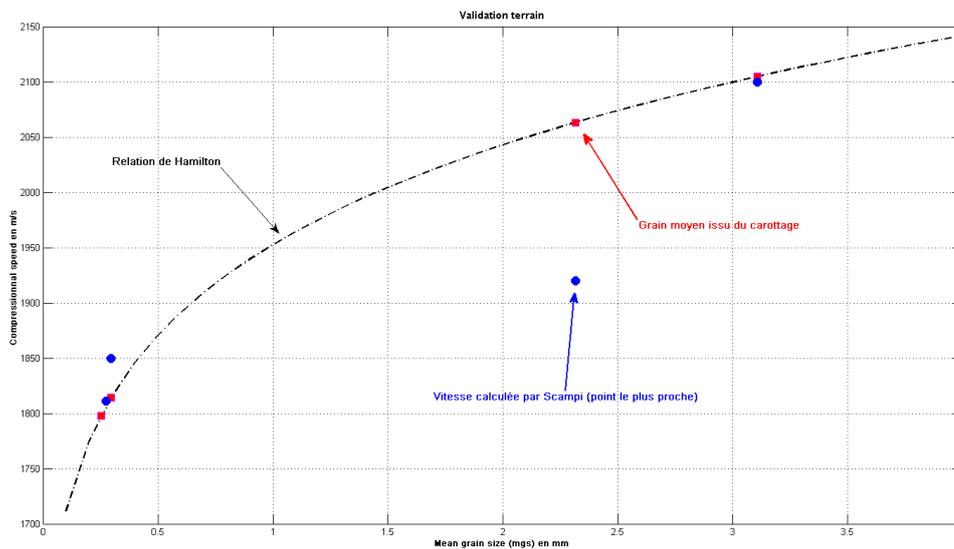


FIGURE 25 – Relation empiriquement établie entre les vitesses acoustiques inversées par SCAMPI et les paramètres de grain moyen, issus des analyses faites sur les carottes en 4 points (côte landaise, 2004). En pointillés, extrapolation des relations de Hamilton pour les gros grains.

qualitative. La détermination du paramètre géotechnique en question est limitée par la qualité des relations géoacoustiques liant la vitesse acoustique au grain moyen ; or on sait qu'elle est mauvaise pour les sables grossiers. D'autre part, la précision des paramètres acoustiques diminue avec leur profondeur dans le sous-sol. Il est donc apparu important d'aller plus loin dans le processus de validation.

Validation par vibro-carottage

Profitant de travaux de vibro-carottage effectués au cours de l'année 2005 en prévision d'opérations de dragage, nous avons effectué deux radiales SCAMPI sur la passe Ouest de Lorient. Nous avons pu récupérer les informations de granulométrie des vibro-carottages effectués (voir la figure 26 pour leur localisation). Nous avons pour l'occasion testé une version flottante de SCAMPI (décrite dans [Demoulin et al., 2005]) qui s'est avérée performante. Elle était rendu obligatoire du fait que la hauteur d'eau était parfois inférieure à 10m.

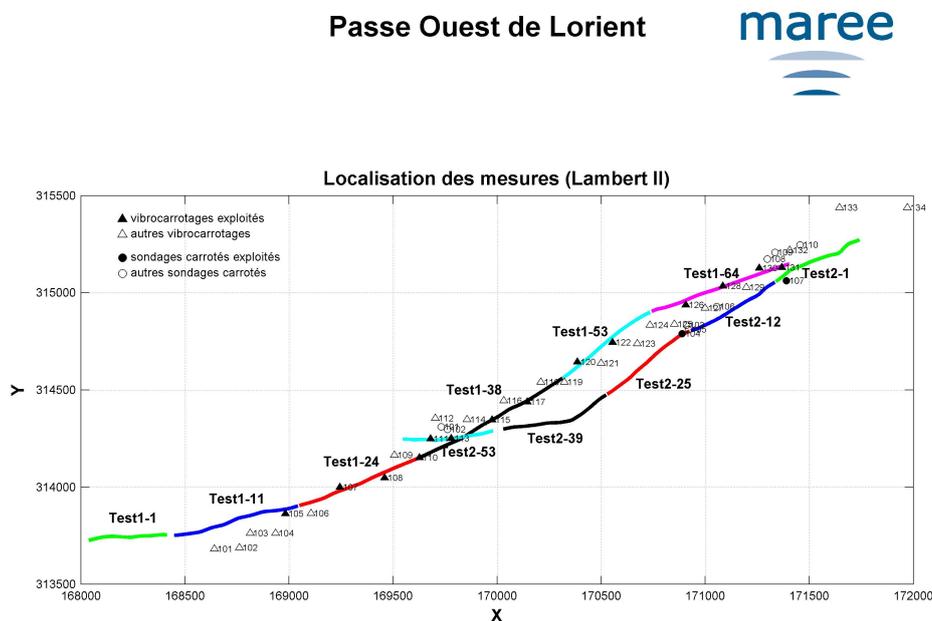


FIGURE 26 – Localisation des mesures réalisées sur la passe d'ouest de Lorient, précisant notamment les radiales SCAMPI et les vibro-carottages exploités pour la validation (en traits pleins).

Nous avons alors pu effectuer, de la même façon que pour le cas précédent, une calibration des couches profondes avec précision.

Les résultats obtenus lors de cette expérimentation sont très bons. L'erreur moyenne est de 0.17mm et 80% des mesures sont à l'intérieur de ces 0.17mm. De plus amples détails sur cette opération de validation ont par ailleurs été publiés [Demoulin et al., 2005].

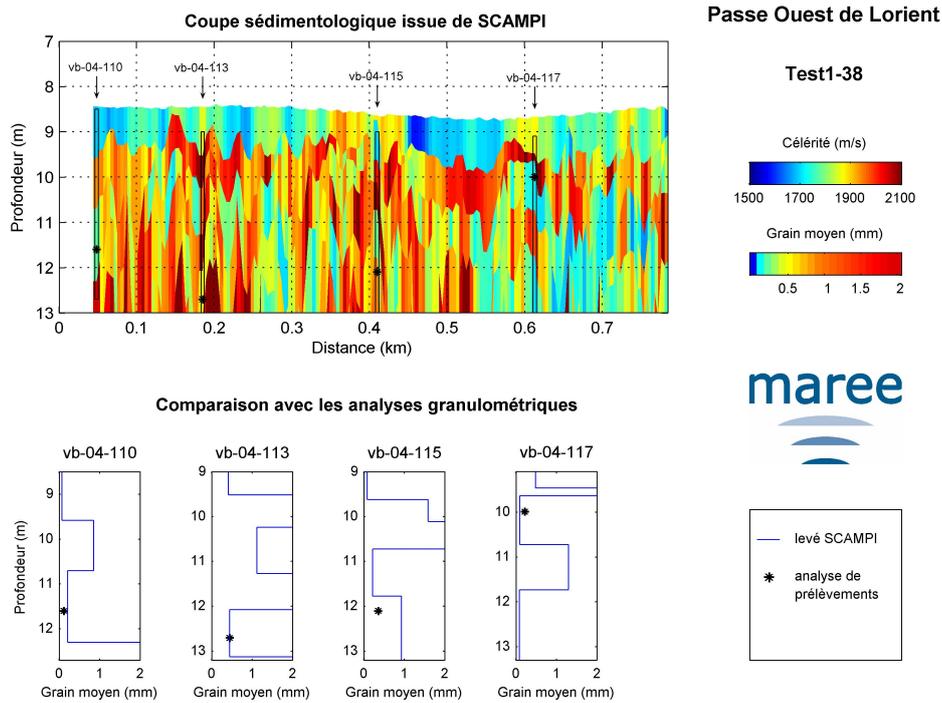


FIGURE 27 – Comparaison entre les profils granulométriques issus des inversions acoustiques de SCAMPI et les valeurs de granulométrie, mesurées à partir de prélèvements effectués sur les carottes.

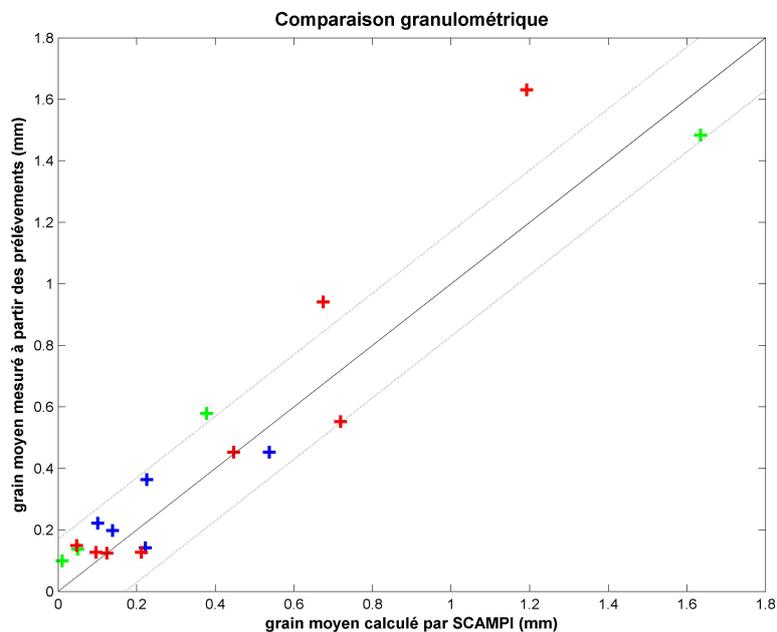


FIGURE 28 – Représentation synthétique des résultats. Grains moyens issus de prélèvements en fonction des grains moyens issus des inversions acoustiques de SCAMPI selon leur éloignement entre les carottes et les points de mesures ; distances inférieures à 10m en bleu , entre 10m et 20m en vert, supérieures à 20m en rouge.

2.4.3 Performances

Bien qu'il s'agisse d'un procédé de traitement plus que d'un système, on peut donner quelques éléments sur les performances de SCAMPI tel qu'utilisé dans sa version développée. On se rend compte alors que les définitions de ces performances ne sont pas si évidentes que cela.

On souhaite d'abord savoir quelle est la « résolution spatiale » du système. Elle est associée à la résolution temporelle. Si on s'en tient à $\Delta t \approx 1/\Delta f$, on obtient pour $\Delta f = 2\text{kHz}$, une résolution temporelle de 0.5ms . Appliquée à une vitesse de son de $C = 1500\text{m/s}$, on a $a = 0.75\text{m}$. Cela n'a rien d'exceptionnel, mais comme les rasances sont obliques, comme il n'y a pas nécessité d'atteindre la résolution temporelle à toutes les rasances, on descend largement en dessous, de l'ordre de $\Delta X = 0.25\text{m}$.

On s'intéresse ensuite à la profondeur maximum d'investigation Z_{max} . En fait, cela dépend autant (voire plus) de la stratification du fond que de l'atténuation dans le sédiment. On peut aisément se faire une idée de Z_{max} de la façon suivante. Considérons une succession de strates. Les pertes d'une couche à l'autre dépendent des coefficients de transmission et de réflexion. Pour simplifier, prenons $R = T = 0.5$, ordre de grandeur typique. La perte P (hors atténuation) pour atteindre et remonter de la couche N est en $T^{2(N-1) \cdot R}$, soit en intensité $20\log_{10}(P^2)$. Considérons une dynamique pour distinguer les couches les unes par rapport aux autres de l'ordre de 40dB (ce qui est réaliste si on considère les lobes secondaires, ou bien les contributions des réflexions multiples dans une couche), on peut donc voir environ 5 couches. Raisonnons maintenant en considérant la contribution de l'atténuation du milieu à la diminution du signal. A la fréquence centrale $F_c \approx 1800\text{Hz}$, associée à une vitesse dans le sédiment de 1800m/s , on a $\lambda = 1\text{m}$. Une valeur moyenne réaliste pour l'atténuation est $\alpha \approx 0.5\text{dB}/\lambda$, de sorte qu'on obtient environ 5dB de pertes pour 10m , ce qui est comme nous le faisons remarquer, une contribution bien plus faible que celle due à la stratification.

2.4.4 Limitations

Mise en évidence expérimentale d'une limitation sur la première couche

L'exemple qui suit est un cas particulièrement défavorable et qui montre une limitation du système. En 2005 et 2006, nous avons effectué un levé SCAMPI au large de Saint-Malo. Il s'agit d'un secteur où les fonds sont très complexes [Ehrhold, 1999] : faibles épaisseurs sédimentaires, affleurements rocheux, champs de blocs erratiques, rubans sableux et coquilliers, nappes à cailloutis et à graviers ...

La figure de validation des points de croisements (figure 29) a retenu notre attention car certains écarts sont supérieurs à 100m/s , ce qui est exceptionnel.

Nous avons alors repris la carte de première couche composée à partir des radiales orientées N-S (figure 30) et nous l'avons comparé à la carte de première couche composée à partir des radiales orientées E-O (figure 30).

Il existe un fort biais suivant l'axe choisi.

Une première hypothèse est qu'il s'agit d'une zone à forte variabilité de pentes locales (rugosité ou bien bathymétrie). A ce jour, les calculs de célérité de première couche sont basés sur la variabilité de réponse en amplitude des ondes selon la rasance. Ce calcul se fait sur la base d'une bathymétrie inversée et lissée. Une pente locale de 10 dans un sens ou dans un autre va affecter la vitesse apparente de l'onde de plus de 100ms^{-1} et c'est

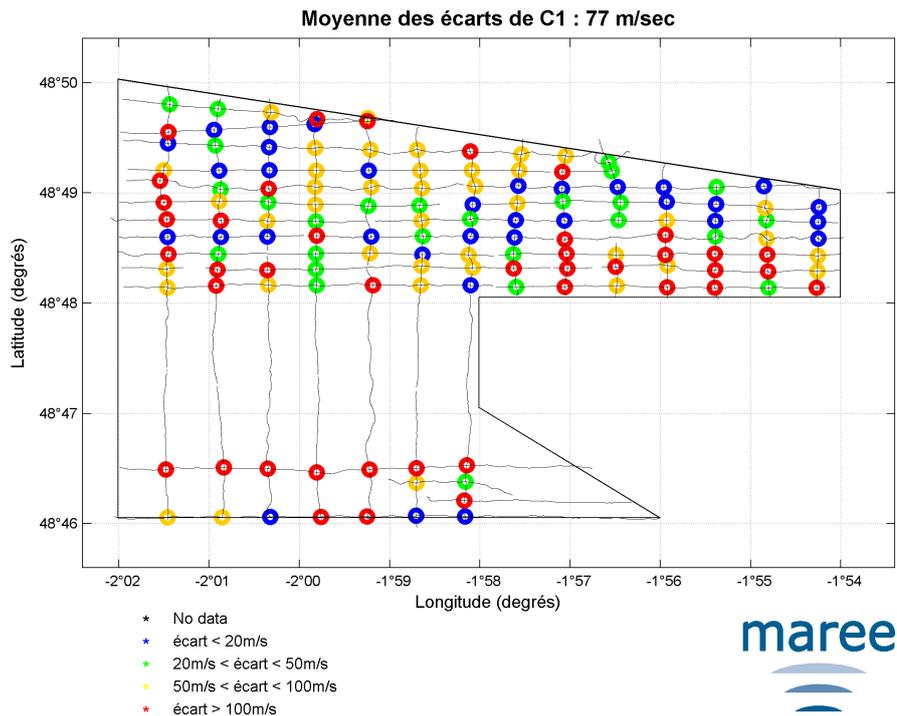


FIGURE 29 – Graphe de validation des points de croisements de la première couche, dans un cas défavorable (entre Saint-Malo et Chausey, 2006). Les différences élevées des vitesses acoustiques des premières couches inversées aux points de croisement sont significatives d'un problème de traitement des données.

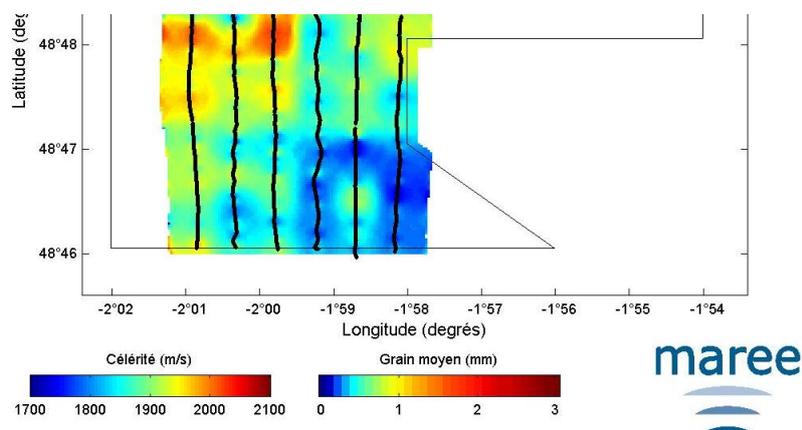


FIGURE 30 – Cartographie des vitesses de sédiment de surface faite à l'aide des seules radiales N-S (sud de la zone précédente).

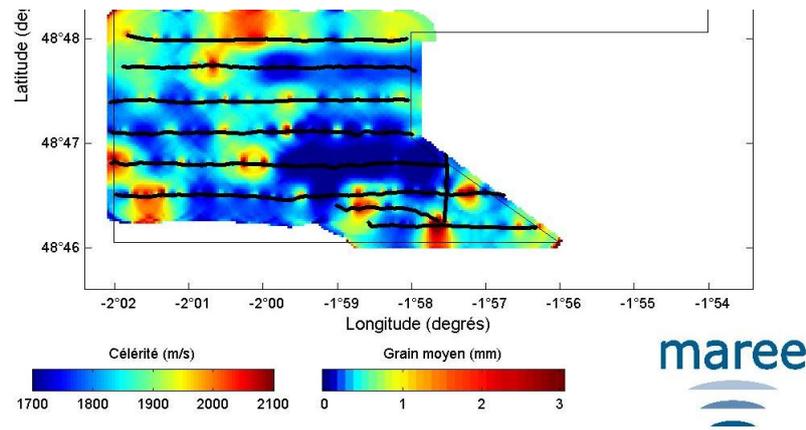


FIGURE 31 – Cartographie des vitesses de sédiment de surface faite à l'aide des seules radiales E-O (sud de la zone précédente).

probablement le cas dans ce secteur, comme on peut en juger par la présence de rubans de sable fin ridé ([Ehrhold, 1999], p55).

Une seconde hypothèse est qu'il s'agit d'une zone où la couche sédimentaire est peu épaisse. Dans ce cas, trois cas peuvent se produire :

- le Delta de vitesse d'arrivée des pics n'est plus assez important et le premier pic est une combinaison des deux premières arrivées. Comme cela dépend de la rasanse, le coefficient de réflexion ne peut plus être correctement estimé par une modélisation mono-couche. Il est alors nécessaire d'effectuer un calcul bicouche.
- des réflexions multiples au sein de la couche. Dans le cas particulier d'une couche fine de sédiment reposant sur un substrat rocheux (et seulement dans ce cas), notre outil de simulation montre nettement l'influence de ce doublon.
- le cas de la roche nue. Il est particulièrement complexe à établir car il semble que nous ne soyons pas capable à ce jour de traduire convenablement le coefficient de réflexion d'une roche.

Le problème des sauts de phase

D'abord, les milieux réels, vus par des systèmes aptes à différencier des couches d'épaisseurs décimétriques à des échelles horizontales de l'ordre du mètre, ne peuvent plus être considérés comme stratifiés. Or les simulations effectuées se basent sur une hypothèse de géométrie stratifiée plane à l'intérieur de la zone insonifiée. Pourtant, la durée d'un tir est longue (1sec. ou 0.5sec. suivant les cas traités) ce qui correspond à un déplacement du navire de 0.8 à 2m à la vitesse de 4 noeuds. Il n'est pas déraisonnable de penser que la portion de surface insonifiée va changer pendant la durée du tir. Dans ce cas, si on omet le fait que l'angle de rasanse va changer (et donc modifier quelque peu le coefficient de réflexion), l'effet de cela est de modifier la distance parcourue (source-fond-récepteur) au cours du temps, autrement dit de modifier la phase du signal au cours du temps.

On peut d'ores et déjà effectuer des simulations qui mettent en évidence la distorsion des signaux chirpés par ces sauts de phases (figure 32). Dans le cas d'une surface plane,

on peut modéliser les contributions des trajets directs (d) et réfléchis-fond (f) par la formulation suivante :

$$S(f) = \frac{1}{D_d} \cdot \exp[-i2\pi f\tau_d] + \frac{1}{D_f} \cdot \exp[-i2\pi f\tau_f] \quad (24)$$

Dans le cas contraire où on a N segments associés à N réflecteurs de durée T_k et de distance $D_f(k, j)$, k étant l'indice du réflecteur et j l'indice exprimant sa variabilité à l'intérieur de la durée T_k , on a (en notant F_k , la fenêtre en fréquence correspondante du fait de la relation linéaire t-f) :

$$S(f) = \frac{1}{D_d} \cdot \exp[-i2\pi f\tau_d] + \sum_k^N \text{Rect}(F_k) \cdot \frac{1}{D_f(k, j)} \cdot \exp[-i2\pi f\tau_f(k, j)] \quad (25)$$

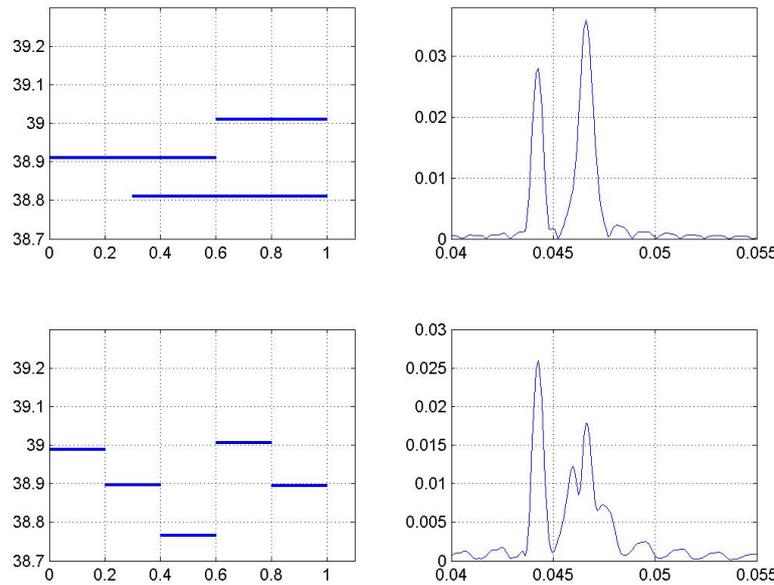


FIGURE 32 – Réponse du signal chirpé réfléchi par une interface composée de facettes (direct+réfléchi) pour deux configurations géométriques dynamiques typiques. A gauche, les facettes contributives (distance en fonction du temps, la durée du tir étant de 1s). A droite, enveloppe du signal reçu en fonction du temps. En haut, cas de facettes focalisantes qui ont pour effet de générer un signal réfléchi d'amplitude supérieure à celle du trajet direct. En bas, fractionnement des facettes réfléchissantes ayant pour effet de dégrader le signal réfléchi.

Pour les mêmes raisons, on comprend que le système est sensible aux conditions de mer et doit être opéré à vitesse réduite. Même si c'est le cas de tous les systèmes de sismique quantitative (pour des questions de rapport à signal à bruit), cela n'est pas immédiat pour SCAMPI car ce sont les amplitudes des signaux réfléchis-surface et réfléchis-surface-fond qui sont perturbés. Mais les mouvements du porteur qui découlent de l'état de mer ou de la vitesse, modifient aussi les phases des chirps réfléchis au fond.

2.4.5 Le problème des milieux non stratifiés

Considérer un milieu stratifié pour un PIM (point d'impact milieu) donné est une hypothèse très forte :

- puisque la surface insonifiée pour les angles les plus rasants est bien supérieure à celle insonifiée pour un angle proche de la normale (voir par exemple la figure 1),

- la distance inter-pim (2m typiquement) est bien plus petite que la surface insonifiée pour un angle moyen (10 à 20m typiquement). Il est donc un non sens de tolérer des profils indépendants et distincts d'un PIM à l'autre sous cette hypothèse.

La conséquence sur le dispositif d'inversion est que les signaux portés par chacun des hydrophones ne correspondent pas nécessairement à la vision d'un même milieu, et sont donc inconsistants entre eux (comme cela est d'ailleurs parfois observé).

Gérer des milieux non stratifiés constitue une difficulté supplémentaire que nous avons franchi en ce qui concerne le problème direct (certains éléments sont détaillés en annexe B). Mais cela nécessite de revoir entièrement la stratégie d'inversion. Par exemple, le milieu ne peut plus être inversé indépendamment de ce qui a été élaboré par les tirs précédents. L'inversion devient alors beaucoup plus complexe avec plus de degrés de liberté, au risque de perdre l'efficacité du système existant, notamment due au petit nombre de degrés de liberté.

Finalement, ces difficultés posent d'autres questions : les fonds marins sont homogènes vis à vis de certains signaux, choisis pour que les traitements cohérents effectués soient applicables. Selon notre analyse, les sédiments marins réels présentent des hétérogénéités à toutes les échelles. Dans ce cas, on peut choisir des signaux pour voir plus de détails, mais ça devient très compliqué de le faire par traitements cohérents. On est alors confronté à une question : ne serait-ce pas plus informatif de rester sur une modélisation simple mais d'imaginer des méthodes permettant de classifier et de quantifier les hétérogénéités des fonds par des mesures statistiques appropriées ?

MESURES IN-SITU POUR LA GÉOACOUSTIQUE : EXEMPLE D'INSEA

Sommaire

3.1	Développement d'un prototype de célérimètre	74
3.1.1	De la nécessité de constituer de nouvelles relations géoacoustiques	74
3.1.2	De la nécessité de développer un nouveau prototype	75
3.1.3	Développement d'un prototype expérimental	78
3.2	Signaux émis	80
3.2.1	Signaux large bande	80
3.2.2	Signaux bande étroite	81
3.3	Signaux reçus	83
3.3.1	Caractéristiques des signaux reçus	83
3.3.2	Quelques observations sur les mesures dans les sables	85
3.4	Algorithmes de calcul des vitesses et des atténuations du son	87
3.4.1	Détermination de la distance entre capteurs	87
3.4.2	Détermination de la vitesse du son	88
3.4.3	Détermination de l'atténuation du son	88
3.4.4	Relations de dispersion des vitesses et des atténuations	90
3.5	Calibration et performances actuelles	91
3.5.1	Vitesses	91
3.5.2	Atténuations	91
3.5.3	Distances	92
3.6	Applications	94
3.6.1	Mesures en cuve avec des sables marins	94
3.6.2	Mesures in-situ en plages	100
3.6.3	Mesures in-situ avec plongeurs	102
3.6.4	Mesures en cuve avec des sédiments hétérogènes artificiels	105
3.6.5	Premières comparaisons des mesures aux modèles physiques	106
3.6.6	Hétérogénéité des sédiments	109
3.6.7	Perspectives	110

Dans ce chapitre, on présente les travaux entrepris dans le but d'améliorer les relations géoacoustiques dans les sédiments marins et plus particulièrement dans les sables.

3.1 DÉVELOPPEMENT D'UN PROTOTYPE DE CÉLÉRIMÈTRE

3.1.1 De la nécessité de constituer de nouvelles relations géoacoustiques

La connaissance des fonds marins est motivée par des besoins militaires autant que civils. Les sonaristes militaires ont besoin de relier rapidement les caractéristiques d'un sédiment marin (qu'il est possible de se procurer) à la vitesse du son pour prédire les performances de leurs systèmes. Inversement, les acteurs civils (extracteurs de granulats, acteurs en géophysique marine) recherchent le maximum d'informations sur les propriétés des sédiments à partir de profils des vitesses qu'ils auront obtenue à l'aide de systèmes acoustiques (sondeur de sédiment par exemple). Pour répondre à ces besoins, il est nécessaire de s'appuyer sur des relations géoacoustiques et c'est sur celles-ci que nous allons porter notre attention maintenant.

Relations géoacoustiques de Hamilton

Comme on l'a vu précédemment au chapitre 1.2.4, les relations de Hamilton sont les plus connues et les plus utilisées des relations géoacoustiques adaptées aux sédiments marins.

En effet, les travaux d'Hamilton ont permis de formuler les premières relations entre les vitesses acoustiques et le grain moyen (ou la porosité) dès 1956 à l'aide de mesures faites pour partie in-situ et pour partie en laboratoire. Les mesures in-situ ont été faites à l'aide d'un célérimètre à ultrasons (écart-type σ_C de vitesses de $100m/s$) utilisé par des plongeurs [Hamilton, 1956]. Les mesures en laboratoire ont été faites à l'aide de la chambre à résonance de Shumway (écart-type de vitesses σ_C de $50m/s$). Par la suite, d'autres mesures sont venues alimenter les nuages de points. Ces dernières ont parfois été faites à l'aide d'autres instruments (célérimètre du submersible Trieste, sismique) de sorte qu'il s'agit d'une mise en commun de mesures présentant des caractéristiques parfois fort distinctes quant au procédé de mesure utilisé [Hamilton, 1980]. Ainsi, les fréquences auxquelles les vitesses ont été obtenues ne sont pas les mêmes : 100 kHz pour le celerimètre, 25 kHz pour la chambre à résonance. Les nuages de points utilisés pour réaliser les relations de Hamilton sont constitués de 100 mesures environ. Les relations ont été établies en recherchant les meilleures interpolations polynomiales (d'ordre 1 ou 2) adaptées à ces nuages de points. Ces derniers représentent le résultat des mesures d'un paramètre acoustique (la vitesse du son par exemple) sur N échantillons de sédiments marins en fonction d'un paramètre (grain moyen par exemple) les caractérisant.

Problème des sables grossiers

Les échantillons utilisés par Hamilton proviennent pour une part des grands fonds et des plateaux continentaux d'autre part. Ils concernent surtout des sédiments fins. En effet, parmi toutes les données, seules 2 mesures concernent des grains moyens supérieurs à 0.5mm. Il n'y a donc pas de relation géoacoustique adaptée aux sables marins grossiers. Ils constituent pourtant une fraction importante des sédiments des plateaux continentaux, en particulier sous les hautes latitudes. C'est précisément dans ce type de sédiment qu'on constate de fortes variabilités de vitesses acoustiques (voir chapitre 2.4).

Justement dans le but d'augmenter nos connaissances sur les propriétés acoustiques des sédiments, les bancs de mesures de carottes intègrent parfois des capacités de mesures acoustiques. Mais tout devient compliqué dans les sables grossiers. D'une part, l'acquisition de carottes devient difficile car il faut alors recourir à des techniques de vibro-carottages pour parvenir à enfoncer suffisamment le carottier. Un vibro-carottier est lourd (supérieur à 1T) et coûteux. Il y en a très peu en France. Ensuite, l'instrumentation

ultrasonore des bancs de carotte est inapte à effectuer la mesure dans les sédiments grossiers (du fait de l'atténuation due à la diffusion par les grains). Il est donc nécessaire d'entreprendre des études spécifiques pour résoudre ces problèmes.

3.1.2 *De la nécessité de développer un nouveau prototype*

Pour réaliser des mesures acoustiques in-situ en nombre, il est apparu nécessaire d'entreprendre la conception et la fabrication d'un prototype adapté à cela. Nous avons donc préalablement effectué un état de l'art des dispositifs existants.

Dispositifs de laboratoire pour mesurer les vitesses des ondes acoustiques

On présente d'abord un tableau synthétique (tableau 1) résumant les caractéristiques de mesures faites en laboratoire. Il se base sur une liste de publications dans lesquelles les descriptions des mesures faites tiennent une place importante. On distingue les méthodes de mesure :

- par résonance ; la fréquence de résonance d'un volume fixé de matière est en rapport à son impédance [Shumway, 1956], ce qui permet d'en déduire la vitesse,
- par ultrasons ; mesures des temps de vol à l'aide de signaux ultrasonores entre un émetteur et un ou plusieurs récepteurs [Hamilton, 1956],
- par oedomètre ; mesure géotechnique de laboratoire qui mesure la vitesse à partir des relations mesurées entre la contrainte et la déformation d'une cellule de matière [Prasad, 1988].

Compte tenu de notre périmètre d'applications (les mesures en mer), les systèmes utilisant des technologies immersibles et simples (basées sur des hydrophones par exemple) sont plus détaillés que les autres. Des précisions sur les techniques de traitement des signaux utilisées pour mesurer les vitesses et les atténuations du son sont parfois indiquées aussi. On note qu'en laboratoire, les mesures récentes sont le plus souvent faites pour valider les modèles physiques des grains (en particulier, vis à vis de la dépendance en fréquence). Les expérimentations faites en laboratoire utilisent généralement des matériaux granulaires idéaux comme des billes ou bien des sables fins bien triés. Pour la mesure de vitesse, ce sont généralement les trajets directs qui sont utilisés et les traitements impliquent souvent deux récepteurs distants. Les précisions de mesures annoncées sont meilleures que 10m/s .

[J-P Sessarego and Ferrand, 2008]	Objectifs	Mesure de dispersion des vitesses et des atténuations. Comparaison au modèle de Biot
	Techniques	Cuve et boîte contenant le sable. 100kHz à 1.3MHz. Vitesses calculées par la mesure des temps de vol (signaux bande étroite) et par la méthode des phases des spectres (signaux bande large)
	Matériaux	Sable trié 0.25mm
	Observations	Atténuations élevées vers 500kHz liées à la diffusion par les grains
[Martin, 2008]	Objectifs	Estimer les vitesses du son dans l'eau pour caractériser la sédimentation
	Techniques	multi-trajets par accéléromètre (1 à 30kHz)
	Matériaux	Eau +/- saturée en sédiments fins (porosité > 0.85)
	Observations	Adapté à l'étude des argiles en basses fréquences
[Lee, 2007]	Objectifs	Mesure de dispersion des vitesses et des atténuations. Comparaison au modèle de Biot et de Buckingham
	Techniques	Cuve et boîte contenant le sable. 300kHz à 1MHz. Méthode des phases des spectre (signaux bande large)
	Matériaux	Sable trié 0.425mm
	Observations	Conclusions similaires, privilégie le modèle de Buckingham
[Wilson and all, 2007]	Objectifs	Mesure de dispersion des vitesses et des atténuations. Comparaison au modèle de Williams
	Techniques	Cuve . 20kHz à 300kHz. Corrélation sur deux récepteurs. Méthode de résonance (2 à 4kHz) à l'aide d'accéléromètres
	Matériaux	Sable trié 0.3mm
	Observations	Privilégie le modèle de Williams
[Hefner and Williams, 2006]	Objectifs	Mesure de dispersion des vitesses et des atténuations. Confrontation aux modèles
	Techniques	Cuve et célérimètre (2 émetteurs-2 récepteurs). 100kHz à 260kHz. Méthode de phase des spectres en bande large
	Matériaux	Billes de verre, liquides à viscosité variables (huile et eau)
	Observations	Privilégie le modèle de Biot. Propose une évolution avec forces de contacts. Remet en cause l'excès d'atténuation lié à la taille des grains.
[Guillaume, 1991]	Objectifs	Mesure les vitesses dans le sédiment en fonction de son tassement. Comparaison au modèle de Nobes
	Techniques	Oedomètre. 300kHz. Essais en phase de sédimentation et de compaction
	Matériaux	Sédiments fins réels
	Observations	La vitesse diminue lors de la sédimentation, augmente lors de la compaction. Le sable est rigide dès le dépôt.
[Prasad, 1988]	Objectifs	Étude des vitesses dans les sables, en particulier en fonction de la pression
	Techniques	Contraintes/Déformations par Oedomètre. Ultrasons 200kHz en cellule.
	Matériaux	Sables secs et saturés en eau (< 1mm)
	Observations	Recherche une modélisation (note l'importance de la forme des grains).
[Shumway, 1956]	Objectifs	Mesure les vitesses et des atténuations pour constituer des relations géoacoustiques
	Techniques	Échantillon de cylindre en plastique. Résonances 20 à 30kHz.
	Matériaux	Sédiments naturels prélevés par plongeurs
	Observations	Obtient des résultats remarquables pour l'époque.

TABLE 1 – Synthèse de publications portant sur les mesures acoustiques (vitesses et atténuations de compression) faites en laboratoire sur des sables saturés en eau. On distingue les méthodes par résonance, les méthodes à ultrasons et les méthodes géotechniques.

Dispositifs pour mesurer les vitesses des ondes acoustiques in-situ

[Zimmer et al., 2010]	Système	ISSAMS <i>In Situ Sediment Acoustic Measurement System</i>
	Techniques	4 hydrophones et 4 benders en ligne séparés de 30cm (15 à 200kHz). Depth 30cm. Cycles de Burst.
	Observations	Géné par alignement. En fait, $F_{min} > 40kHz$.
[Hines et al., 2010]	Système	Réseau de capteurs enterrés.
	Techniques	Transducteurs et hydrophones placés à distances métriques dans le sédiment (0.6 à 20kHz). Mesure des temps de vol.
	Observations	Expérimentation originale. Montre l'importance de l'incertitude sur la position. Géné par une possible interface dessous.
[Hefner and all, 2009]	Système	STMS (<i>Sediment transmission measurement system</i>).
	Techniques	Système de mesures de pénétration (11 à 50kHz). Sert à inverser les vitesses et à mesures les atténuations.
	Observations	Gros tripode déployable par plongeur. Sorte de gros célérimètre.
[Robb et al., 2007]	Système	SPADE (<i>Sediment Probing Acoustic Detection Equipment</i>)
	Techniques	16 à 100kHz. Lance d'émission et de réception placée à distance pluri-métrique sur plage. Mesures après immersion. Vitesse de groupe et atténuation.
	Observations	Innovant, résultats d'expérimentations in-situ loin des canons académiques.
[Fu et al., 2004]	Système	Lance verticale
	Techniques	La lance mesure 9m. Hydrophones espacés de 35cm. Source dans l'eau (5 à 10kHz). Vitesse par temps de vol. Atténuation (Q^{-1} par rapport des spectres).
	Observations	Difficultés intéressantes sur l'atténuation.
[Hamilton, 1956]	Système	Célérimètre in-situ.
	Techniques	2 transducteurs séparés de 30cm. Prof de 15cm. 100kHz. Mesures dans l'eau et dans le sédiment. Mesure une différence de temps. Une version 3.5 à 14kHz a été ensuite développée pour le submersible Trieste.
	Observations	

TABLE 2 – Synthèse de publications portant sur les mesures acoustiques (vitesses et atténuations de compression) faites in-situ sur des sables saturés en eau.

Les mesures acoustiques in-situ recensées viennent pour une bonne part des expérimentations SAX99¹ et SAX04² ainsi que des développements instrumentaux de Best [Robb et al., 2007]. En règle générale, les fréquences de travail se situent entre 10kHz et 200kHz pour les mesures de vitesse et atténuation. Les systèmes in situ développés sont généralement plus encombrants et plus bas en fréquence que les dispositifs de laboratoire. A notre connaissance, il n'y a pas eu de célérimètre portatif depuis celui de Hamilton. Les résultats sont beaucoup plus parcellaires et montrent une grande disparité. Ils sont souvent difficiles à interpréter par rapport à des modèles physiques.

1. Sediment Acoustic eXperiment; *IEEE J. Ocean. Eng.*, 27(3), (2002).

2. *IEEE J. Ocean. Eng.*, 35(3), (2010)

3.1.3 Développement d'un prototype expérimental

Afin de pouvoir constituer une base de données avec des mesures acoustiques dans les sables, un prototype de dispositif ultrasonique portatif de mesure des vitesses dans les sédiments a été réalisé : INSEA (*INvestigation des SEdiments par Acoustique*). Dans sa première version présentée ici, il permet la mesure des vitesses et des atténuations des ondes de compression.

Description du célérimètre développé

Le prototype de célérimètre réalisé tire parti des performances d'une nouvelle carte électronique développée pour des applications ultrasonores³. Munie de 4 voies, 2 voies sont utilisées en émission et 2 voies sont utilisées en réception. Le prototype est constitué d'une enceinte étanche munie de la carte électronique qui est fixée sur une mécanique de mesure intégrant des piquets munis de leurs transducteurs (voir figure 1).

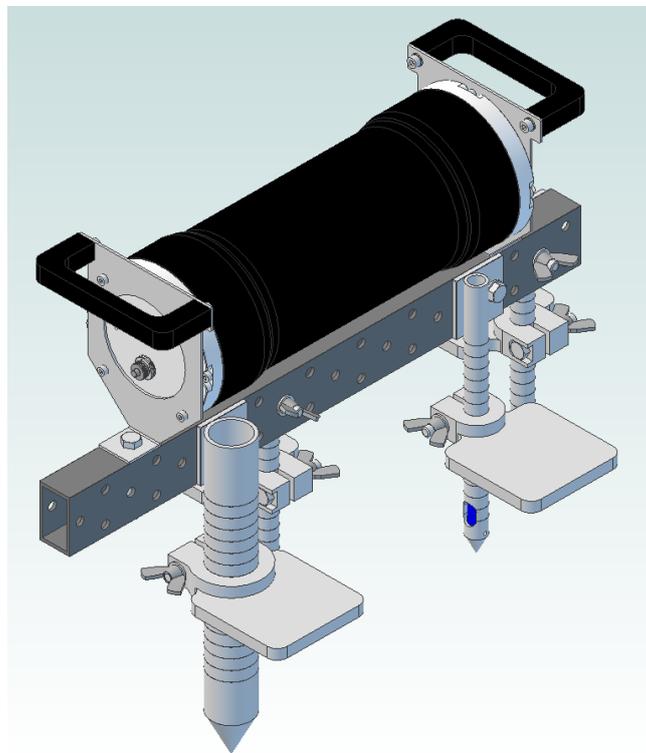


FIGURE 1 – Schéma du prototype de célérimètre développé. En noir, enceinte électronique étanche. La mécanique est constituée d'une barre transversale munie de 4 piquets réglables en distance (5 à 50 cm) et en profondeur (5 à 15 cm) à l'intérieur desquels se trouvent les transducteurs.

Le célérimètre est équipé de 4 transducteurs du commerce, choix qui a été fait pour éviter de possibles blocages technologiques. En effet, un développement spécifique de transducteurs adaptés à une intégration dans des piquets présente des difficultés qui risqueraient de nous éloigner de notre sujet scientifique. Finalement, il y a :

- 3 transducteurs **D300** de *Neptune sonar* (diamètre de 9mm, omnidirectionnel, fréquence centrale 300kHz, Tx de 145dB, Rx de -215dB)
- 1 transducteur **T216** de *Neptune sonar*, (diamètre de 30mm, omnidirectionnel dans le plan horizontal, toroïdal dans le plan vertical, fréquence centrale 60kHz, Tx de 140dB, Rx de -197dB)

3. carte SDA14 développée par RTSYS

L'objectif est de mesurer des différences de temps de vol et des différences d'amplitudes, entre un émetteur et deux récepteurs placés à distance différentes. Nous avons mis deux émetteurs pour couvrir la plus grande plage de fréquences possibles, soit [50-400] kHz. Les deux récepteurs sont donc des D300, l'émetteur 'haute-fréquence' est un D300 opérant entre 150kHz et 400kHz, l'émetteur 'basse-fréquence' opère entre 50kHz et 150kHz (ce qui assure, en principe un léger recouvrement entre les deux bandes). Les transducteurs sont à l'intérieur de piquets (respectivement de diamètre 10mm et 40mm) en inox 316L, dans lesquels on a pratiqué des ouvertures. Ils ont été ensuite noyés dans une résine époxy ayant une impédance proche de l'eau.

Le châssis est donc constitué des 4 piquets et de l'enceinte électronique. Les piquets sont à des distances ajustables les unes par rapport aux autres (par pas de 5cm). Leur enfoncement est assuré par des pointes amovibles et la profondeur réglable (par pas de 1cm jusqu'à 15cm) par le biais d'arrêtors. L'ensemble pèse 8,6 kg dans l'air et 5,3 kg dans l'eau. Le célérimètre est alimenté par 6 piles alcalines type D.

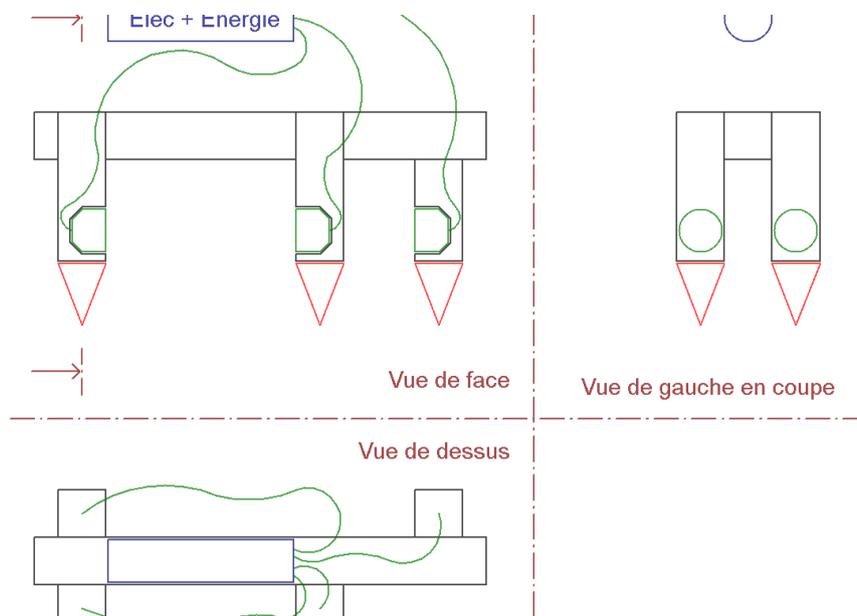


FIGURE 2 – Schéma des piquets du célérimètre. Les transducteurs se trouvent à l'intérieur des tubes dans lesquels on a pratiqué une ouverture de petite dimension. L'ensemble est ensuite figé dans une résine epoxy.

Il y a deux modes opératoires possibles. Dans le mode dit *mode autonome*, le célérimètre démarre sur pression du bouton de démarrage. Il effectue dans ce cas la succession de mesures qui a été préalablement programmée et il s'éteint lorsqu'il a fini (on peut répéter l'opération autant de fois que nécessaire). Dans le mode dit *mode interactif*, le célérimètre est connecté par un câble Ethernet à un PC. On se rend avec le PC sur la page WEB du célérimètre et on effectue alors les mesures via l'interface de pilotage (Fig 3). Dans tous les cas, les signaux sont stockés sur l'espace mémoire de la carte SDA du célérimètre pour leur exploitation future.

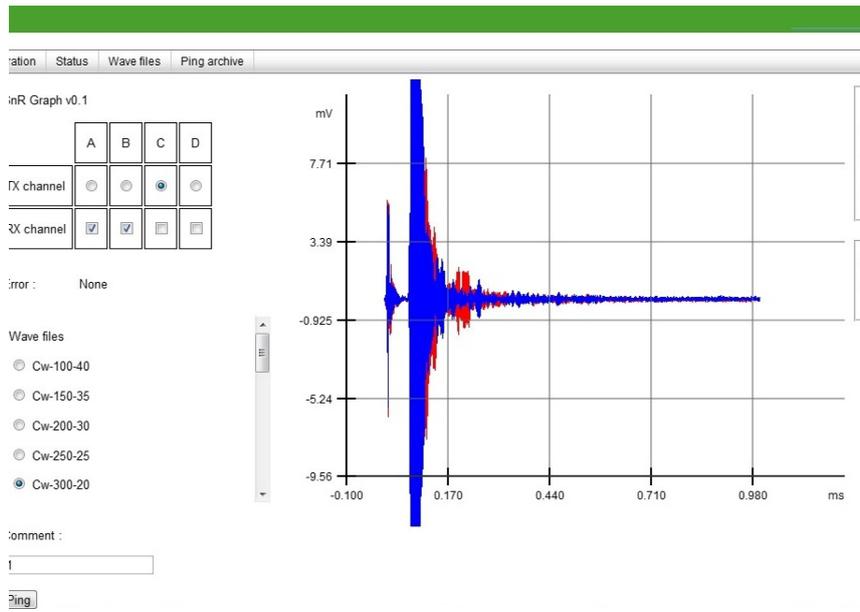


FIGURE 3 – Interface de pilotage du célérimètre. Depuis la page web du célérimètre, accessible par une liaison ethernet, on peut choisir les signaux à envoyer, les couples de transducteurs à employer. Les données sont visualisées sur l'écran et stockées sur disque.

3.2 SIGNAUX ÉMIS

Le prototype permet tous les choix possibles de signaux à l'émission. On recherche donc les signaux permettant de réaliser des mesures de vitesses et d'atténuation en fonction de la fréquence de l'onde acoustique. En effet, elles permettent de constituer les relations de dispersion des vitesses et des atténuations (voir par exemple, figure 6, chapitre 1.3), qui sont essentielles à la validation des modèles physiques [Jackson and Richardson, 2007].

3.2.1 Signaux large bande

Les signaux large bande sont souvent utilisés pour ce type de mesures, le rapport signal à bruit étant meilleur (*SNR*, *signal to noise ratio*). En effet, le SNR est proportionnel au produit BT (B , largeur de bande en Hz du signal et T , durée en sec. du signal) [Max, 1987]. D'autre part, en domaine large bande, il existe des algorithmes permettant de calculer la vitesse de phase et l'atténuation pour toutes les fréquences à partir d'une seule mesure dans le milieu étudié et d'une autre mesure dans un autre milieu connu (l'eau par exemple). Le gain de temps est donc appréciable. On peut montrer (He [1999]) que la vitesse de phase C_p à la fréquence f s'exprime selon :

$$\frac{1}{C_p} = \frac{\theta_p(f) - \theta_w(f)}{2\pi f L} + \frac{1}{C_w} \quad (1)$$

avec L , distance entre l'émetteur et le récepteur, θ_p et θ_f , les spectres des phases dans le sédiment et l'eau respectivement⁴. Cette expression vient de ce que les différences de phases entre les deux milieux résultent des différences de temps d'arrivée. De même, on

4. Cette notation est très répandue : indice w pour *water*, et indice p pour le sédiment s'il s'agit de l'onde de compression (indice s s'il s'agit de l'onde de cisaillement)

montre que l'atténuation α_p (en Neper/m) s'exprime selon la méthode dite du rapport des spectres :

$$\alpha_p(w) = \frac{1}{2L} \cdot \ln \left\{ \frac{A_w(f)}{A_p(f)} \right\} \quad (2)$$

avec A_p et A_w , les amplitudes des spectres des signaux reçus dans le sédiment et dans l'eau respectivement (en se basant sur une écriture du signal dans le domaine des fréquences selon $s(f) = A(f) \cdot e^{i\theta(f)}$).

Malheureusement, dans notre cas, les signaux émis par le célérimètre sont peu directifs de sorte que les signaux reçus sont composés de trajets multiples réfléchis aux interfaces, surtout en cuve. Les phases du signal reçu sont donc perturbées et les traitements large bande évoqués ne sont *à priori* plus adaptés.

3.2.2 Signaux bande étroite

Nous avons par conséquent choisi d'émettre des successions de sinus purs à différentes fréquences⁵. Ce choix est régulièrement fait pour ce type d'application [Wilson and all, 2007], [Hefner and Williams, 2006] ... Dans ce cas, on a une mesure de temps de vol pour chaque signal. On construit une courbe de dispersion à partir de chacune des mesures acquises à une fréquence donnée.

Un signal C_w de courte durée a cependant lui-même une certaine largeur de bande B. La relation entre les deux quantités T et B s'établit Cottet [2002] (p. 193) selon $B_{1/2} = 1.2 \cdot T$, $B_{1/2}$ étant la demi largeur de bande. Ces signaux $S_e(t)$, fenêtrés par une pondération de Blackman⁶ $\Pi_\tau(t)$, sont paramétrés selon leur fréquence f_0 et leur durée τ :

$$S_e(t) = \sin(2\pi f_0 t) \cdot \Pi_\tau(t) \text{ avec } \Pi_\tau(t) = 0.42 - 0.5\cos(2\pi t/\tau) + 0.08\cos(4\pi t/\tau) \quad (3)$$

En pratique, l'objectif est de conserver la même forme de signal à toutes les fréquences, (et donc le même nombre de cycles, lequel doit être supérieur à 4, condition de champ lointain ([J-P Sessarego and Ferrand, 2008]) ce qui augmente la précision de mesure du fait de la méthode de calcul utilisée (chapitre 3.2.1). Du coup, la bande de fréquence change, ce qui est de toute façon le cas du fait de la transformation par la bande passante des transducteurs. Nous avons donc filtré numériquement les signaux reçus (FIR d'ordre 64) dans une bande de 50kHz.

Finalement, les durées et les intervalles de fréquences sont choisis de façon à avoir un *symbole temporel* similaire d'une fréquence à l'autre et une bande de fréquence B du même ordre de grandeur (voir le tableau 3 et la figure fig :FigSigEmis pour le D300 et le tableau 4 pour le T216).

Fréq. (kHz)	125	150	175	200	225	250	275	300	325	350	375
Durée (μ sec)	45	42	39	36	33	30	27	24	21	18	18
Nb de cycles	5.6	6.3	6.8	7.2	7.4	7.5	7.4	7.2	6.8	6.3	6.7
B (kHz)	53	57	61	66	73	80	89	100	115	133	133

TABLE 3 – Signaux émis par le transducteur hautes-fréquences D300

5. dits signaux C_w , pour *Continuous Wave*

6. les signaux doivent être pondérés car nous allons travailler sur des pics de l'enveloppe de l'intercorrélation du signal, enveloppe qui présenterait des lobes secondaires sans le recours à cette pondération.

Fréq. (kHz)	70	90	100	110	120	130
Durée (μsec)	80	60	55	50	45	42
Nb de cycles	5.6	5.4	5.5	5.5	5.4	5.46
B (kHz)	30	40	44	48	53	57

TABLE 4 – Signaux émis par le transducteur basses-fréquences T216

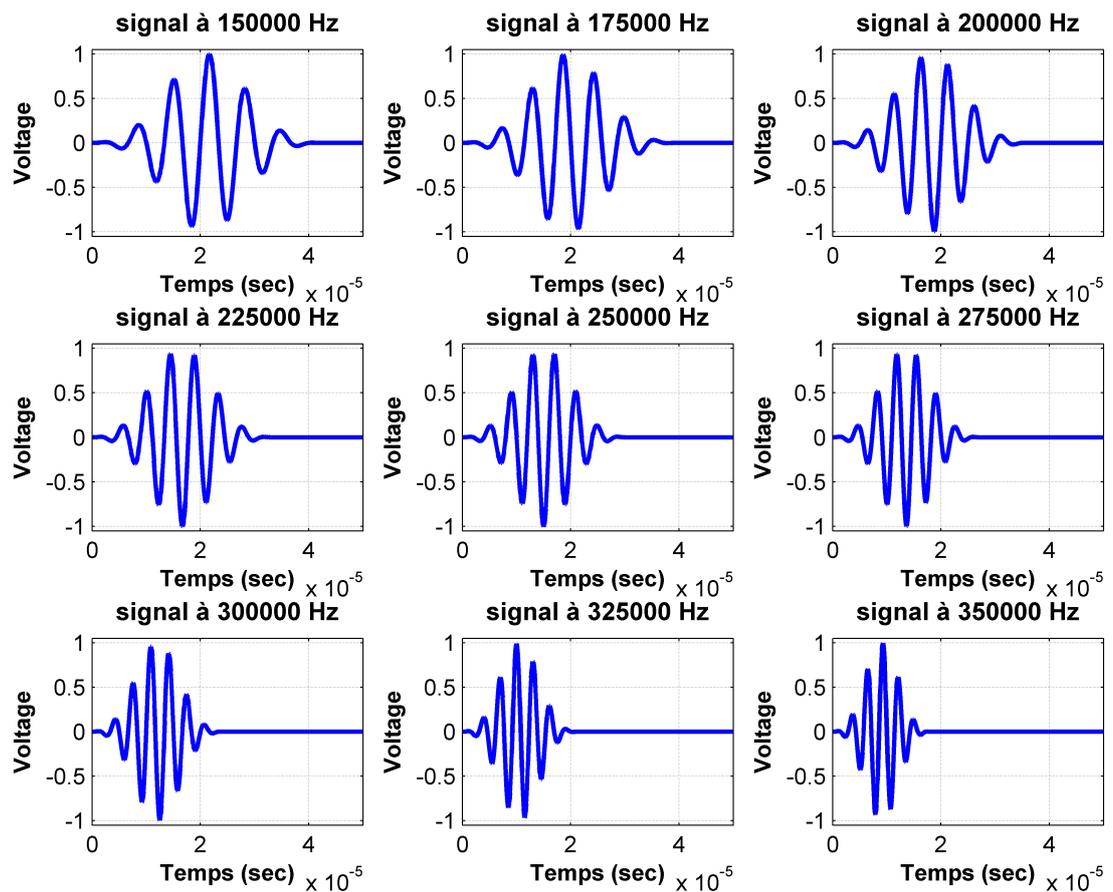


FIGURE 4 – Signaux Cw émis par le transducteur D300.

3.3 SIGNAUX REÇUS

3.3.1 Caractéristiques des signaux reçus

Visualisation des signaux reçus

Les premiers tests ont été réalisés en cuve dans l'eau et dans des sables. Comme indiqué sur la figure 5, la configuration retenue pour les mesures est basée sur les deux voies de transmission entre les capteurs⁷ D300 respectivement distants à 10 et 15 cm.

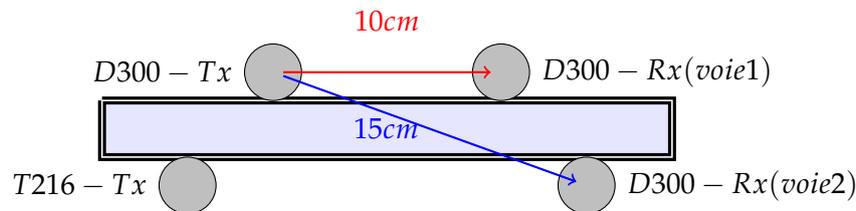


FIGURE 5 – Illustration de la géométrie des mesures. La plupart des résultats présentés ici sont issus des signaux émis par le D300 et propagés sur des distances de 10 et 15 cm respectivement.

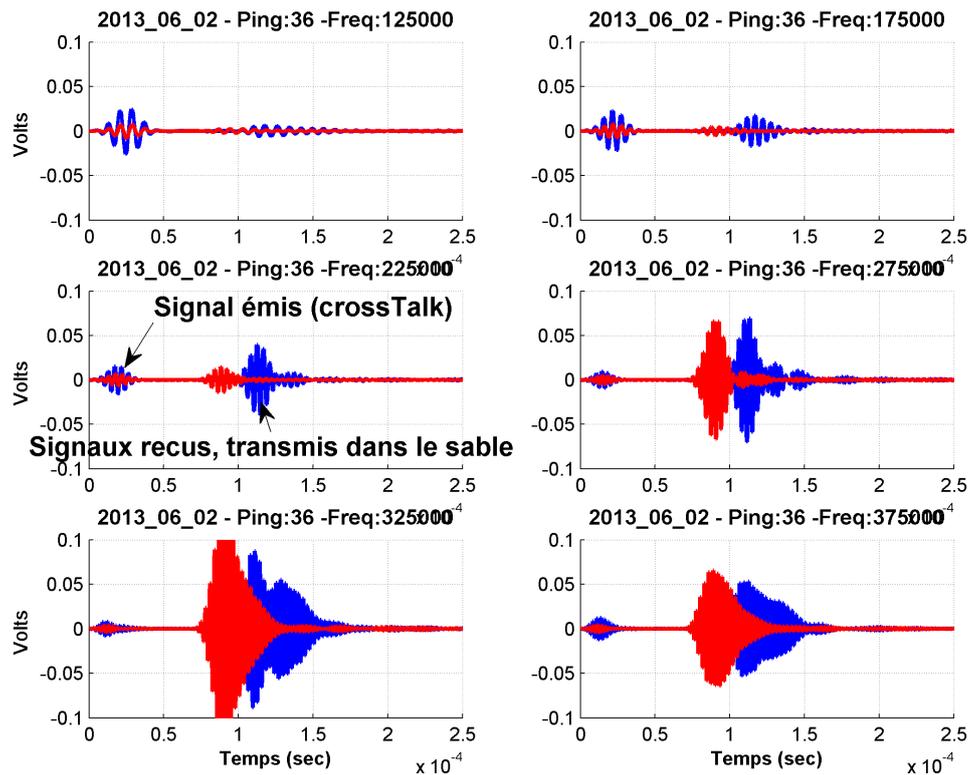


FIGURE 6 – Signaux temporels reçus (D300) à diverses fréquences dans le sable. En bleu (en rouge), le signal reçu sur la voie 1 (voie 2). Sur chaque courbe, on visualise à gauche le signal émis et le signal transmis dans le sable à droite. L'échelle des tensions étant la même pour chacune des fréquences, on voit bien que le récepteur est le plus sensible vers 300kHz.

7. les deux autres voies de transmission, entre le T216 et les deux récepteurs, fonctionnement aussi mais présentent parfois des problèmes d'interprétation de sorte que nous ne les présentons pas pour clarifier l'exposé

La figure 6 est un exemple de signaux reçus dans une cuve de sable, avec la géométrie instrumentale décrite en figure 5. Les voltages des signaux reçus sont tous à la même échelle de sorte qu'on peut apprécier les fréquences auxquelles les signaux sont les plus intenses. Sur la partie gauche de chacun des signaux reçus, on distingue le *cross-talking* (du signal d'émission sur la voie de réception) permettant de dater le signal émis.

Ordres de grandeurs des signaux reçus

Nous avons reporté dans le tableau 5 les caractéristiques des transducteurs permettant de discuter des tensions U_r des signaux reçus lors de ces premiers essais.

Transducteur	Sh	Sh + Gain	Sv	Se @ 100V
D 300 (@300kHz)	-212	-197	145	185
T 216 (@60kHz)	-197	-182	140	180

TABLE 5 – *Caractéristiques electro-acoustiques des transducteurs utilisés*

On relève un niveau de bruit (tension U_b) sur les enregistrements variant entre $0.1mV_{rms}$ et $1mV_{rms}$, ce qui correspond à un niveau typique de $197 + 20 \cdot \log_{10}(U_b)$, soit $127dB_{rms}$ environ (ce qui est élevé mais n'a rien d'étonnant compte tenu de l'énorme bande de fréquences).

En émission, on a un S_e de 185 dB, soit un niveau émis en rms (*root mean square*) de $S_e + 10 \cdot \log_{10}(B)$, ce qui correspond pour un B typique de 10 kHz à $S_{el} = 225dB_{rms}$.

On relève des valeurs typiques de tension $U_r = 10mV$ sur les signaux de réception. Cela correspond à des niveaux de $197 + 20 \cdot \log_{10}(U_r)$, soit $157dB_{rms}$, soit une atténuation de $68dB$. On souhaite évaluer cet ordre de grandeur.

En rappelant que $I = \frac{p^2}{\rho C}$ et en considérant un rapport d'impédance entre l'eau (à laquelle l'hydrophone est accordé) et le sable de 2.5, on peut considérer que la chaîne émission-réception subit une perte en intensité d'un facteur $2 \cdot 2.5$, soit $4 + 4 = 8dB$ en intensité.

En comptant sur une atténuation dans les billes typiquement de $0.75dB/\lambda$, on obtient 15 dB à 10 cm à 300 kHz en amplitude, soit 30 dB en intensité.

En considérant d'autre part la taille typique de la céramique de rayon $r=1$ cm, émettant de façon omnidirectionnelle, on a une dispersion géométrique typique à 10 cm de $20 \cdot \log_{10}(10/1) = 20dB$.

On obtient donc une première évaluation de l'atténuation qui est de $58dB$, au lieu de $68dB$ observé. C'est un ordre de grandeur convenable d'autant plus qu'il y a d'autres effets (diffraction par la fenêtre, résine ...) qui ne sont pas pris en compte ici.

3.3.2 Quelques observations sur les mesures dans les sables

Variabilité des signaux reçus

Lors des tests, nous nous sommes aperçus que les signaux changeaient significativement d'un enfoncement à un autre, comme on peut le voir sur la figure 7.

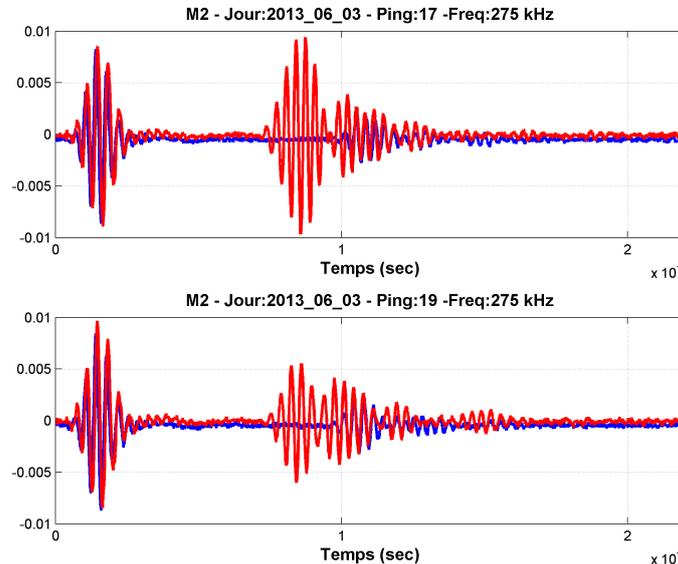


FIGURE 7 – Signaux reçus (D_{300}) à 275kHz dans une cuve de sable et pour deux tirs consécutifs (déplacement de l'appareil de l'ordre du décimètre). On voit bien la variation significative des signaux reçus sur les deux tirs.

Cette variabilité n'apparaît plus dans un milieu tel que l'eau. Cela est donc vraisemblablement due à des effets hétérogénéité dans les sables, qu'il est nécessaire de qualifier. Il semble donc nécessaire de réaliser plusieurs tirs liés à plusieurs enfoncements pour valider une mesure. Par conséquent, il a été décidé de faire 6 acquisitions successives en replantant le dispositif à une nouvelle position à chaque fois à un endroit différent pour valider une mesure.

Diffusion par les grains

Nous avons eu beaucoup d'interrogations dans cette phase d'essais, notamment du fait des temps d'arrivée des signaux dans les sables plus tardifs que dans l'eau, ce qui nous semblait inconcevable. Nous nous sommes par la suite rendu compte que cela était dû à la diffusion par les grains, comme cela avait déjà pu être relevé par ailleurs [J-P Sessarego and Ferrand, 2008].

Le problème des bulles d'air

Lors des premières mesures dans les bacs de sable, nous avons été confrontés à un imprévu, le signal propagé étant complètement masqué (voir par exemple la figure 9).

N'ayant aucun signe d'affaiblissement ou d'augmentation du signal suivant le rapprochement ou l'éloignement permettant de penser à un éventuel excès d'atténuation dû à la diffusion par les grains, nous avons progressivement compris que cela était dû à des extinctions de signaux par les bulles d'air emprisonnées. Celles-ci sont observables lorsqu'on procède à un mélange du sable à la main.

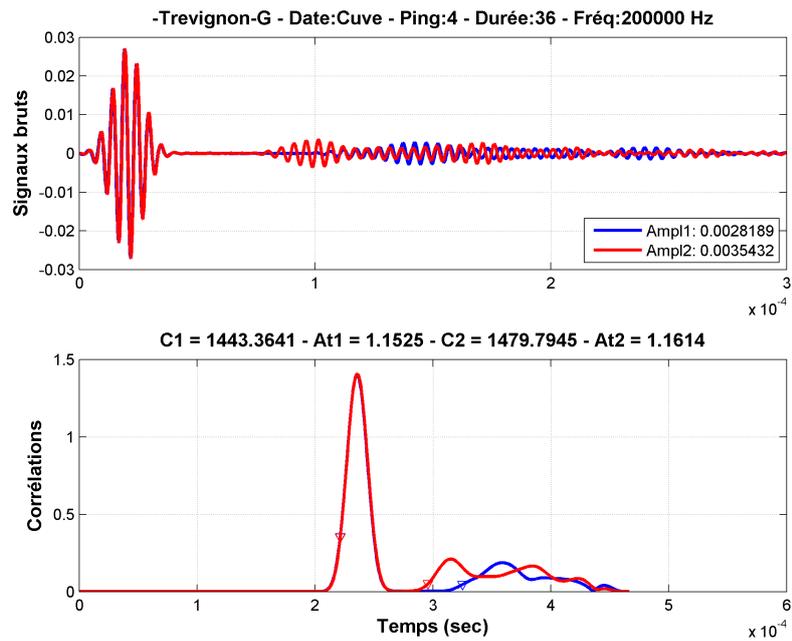


FIGURE 8 – Signaux reçus (D300) à 200kHz dans un sable grossier. En haut, le signal temporel. En bas, l’enveloppe de l’intercorrélation entre le signal émis et le signal reçu. On voit bien la diffusion par les grains, qui atténue et prolonge le signal temporel. La vitesse calculée peut alors être inférieure à celle de l’eau.

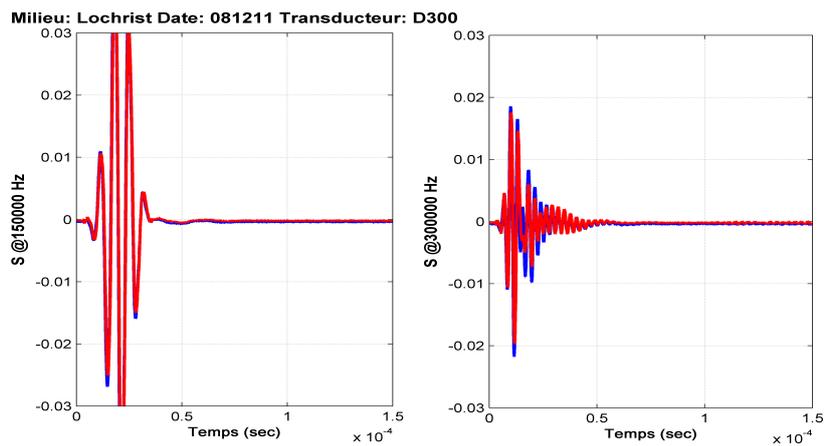


FIGURE 9 – Signaux reçus dans un sable dans lequel se trouvent des bulles d’air. A 150kHz (à gauche), il n’y a pas de transmission du signal entre l’émetteur et le récepteur; on voit seulement le signal émis par effet de crosstalking. A 300kHz (à droite), s’ajoute un bref signal de réverbération.

Ce phénomène très important est connu des praticiens et pourtant fort peu décrit. Il a totalement disparu après avoir méthodiquement remué les sables immergés plusieurs semaines d'affilée. Intrigués par ce phénomène, nous avons réalisé un calcul présenté en annexe C contribuant à expliquer les effets observés.

3.4 ALGORITHMES DE CALCUL DES VITESSES ET DES ATTÉNUATIONS DU SON

L'objectif est de mettre en place des algorithmes permettant de calculer les vitesses de phase v_φ et les atténuations α à différentes fréquences à partir d'une multitude de signaux Cw. La vitesse se détermine à partir du temps de vol t_v entre un piquet émetteur et récepteur (séparés d'une distance L) selon l'expression $t_v = \frac{L}{v_\varphi}$. Plusieurs stratégies existent pour mesurer le temps de vol, mais dans tous les cas, il est nécessaire de connaître avec précision la distance entre l'émetteur et le récepteur.

3.4.1 Détermination de la distance entre capteurs

Nous avons utilisé les mesures dans l'eau pour déterminer précisément les distances inter-capteurs en fonction de la fréquence. En effet, les distances relevées manuellement ne sont pas suffisamment précises au regard de la précision de mesure de vitesses requise. A chaque nouvelle utilisation, une mesure dans l'eau est faite, en mesurant avec soin la température et la salinité de l'eau. La vitesse du son C dans l'eau est connue avec précision [C.T.Chen and F.J.Millero, 1977] en fonction de la température T, de la salinité S et de la profondeur Z :

$$C = 1449.2 + 4.6T - 0.055T^2 + 0.00029T^3 + (1.34 - 0.01T) \cdot (S - 35) + 0.016Z \quad (4)$$

Les sections des piquets ont été surdimensionnées de façon à éviter tout flambage par enfouissement, de sorte que nous négligeons cet effet.

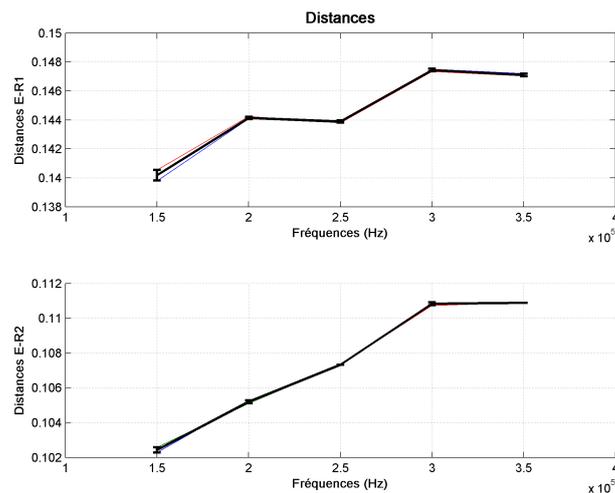


FIGURE 10 – Courbes des distances E-R inversées par acoustique dans l'eau à l'aide du célérimètre en fonction de la fréquence (récepteur le plus proche, en bas. Récepteur le plus éloigné, en haut). La distance inversée par ce procédé varie selon la fréquence.

On relève des distances (voir figure 10) qui varient de plusieurs mm selon la fréquence. Ceci est lié au rayonnement acoustique du piquet. Ce point est approfondi en annexe D.

3.4.2 Détermination de la vitesse du son

Il existe plusieurs méthodes pour mesurer la vitesse à partir de temps de vols (voir par exemple [Buckingham and D. Richardson, 2002]). Après avoir testé diverses solutions pour calculer la vitesse, le calcul retenu est fait sur la base des éléments suivants :

- les signaux reçus contiennent très précisément la date d'émission grâce au *cross-talking* avec la voie d'émission. Une seule voie de réception suffit donc pour le calcul de vitesse
- considérer le signal temporel brut n'est pas une bonne option du fait des risques de manquer un cycle sur le signal reçu (d'autant plus qu'il est pondéré). Nous utilisons plutôt l'intercorrélation entre le signal émis et le signal reçu, dont l'enveloppe ne semble pas dégradée
- la meilleure option est alors de considérer les fronts montants des enveloppes du signal émis et reçu (nous prenons le front montant car l'enveloppe du signal reçu, y compris son pic, peut être perturbée notamment par des arrivées multiples).

De la sorte, une mesure précise peut être faite par un algorithme simple et automatique (voir par exemple la figure 11).

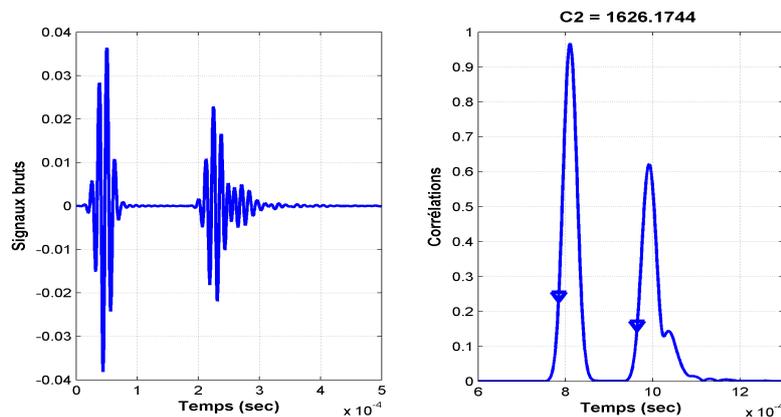


FIGURE 11 – Principe de la mesure de vitesse par corrélation. A gauche, signaux temporel bruts reçus. A droite, enveloppe de l'inter-corrélation entre le signal émis théorique et le signal reçu. Les triangles bleu indiquent les temps d'émission et de réception, à partir desquels est calculé le temps de vol. Au dessus, valeur de la vitesse calculée par l'algorithme.

3.4.3 Détermination de l'atténuation du son

La mesure de l'atténuation se fait à partir des signaux reçus dans l'eau et dans le sable (voir par exemple la figure 12). En effet, soient A_w A_s les amplitudes des pics des trajets directs respectivement dans l'eau et dans le sable, R la distance entre l'émetteur et le récepteur en m. L'atténuation α est définie comme la perte d'amplitude de l'onde de pression (exprimée en Pa) en fonction de la distance, soit :

$$A_w = \frac{A_0}{R} \text{ et } A_s = \frac{A_0}{R} \cdot e^{-\alpha R} \text{ soit : } e^{-\alpha R} = \frac{A_s}{A_w} \quad (5)$$

Ceci permet de calculer α (en Neper/m) à partir des seules amplitudes des pics des trajets directs dans l'eau et dans le sable. Elles sont exprimées en Volt et ne requièrent pas la connaissance des paramètres caractérisant les chaînes d'émission et de réception.

Il est néanmoins nécessaire de se rappeler que le voltage V associé à l'amplitude A (en Pa) du pic du trajet direct est relié au S_h de l'hydrophone de réception selon :

$$20 \cdot \log_{10}(V) = 20 \cdot \log_{10}(A) + S_h + 120 \quad (6)$$

Comme S_h peut être dépendant de la fréquence, il faut en tenir compte pour transposer les rapports d'amplitude lus en volt en un rapport en Pa.

Considérons une application numérique particulière afin de nous familiariser avec les ordres de grandeurs propres à notre prototype. Partons des valeurs typiques suivantes relevées à 200 kHz (indice s pour le sédiment, w pour l'eau) : $V_s = 0.006V$ et $V_w = 0.02V$ avec $S_h = -203dB/V$ (donnée constructeur à 200 kHz et gain de 15 dB). On a donc :

$$20 \cdot \log_{10}(A_s) = -44.5 - 120 + 203 = 38.5$$

, soit $A_2 = 84$ Pa. De même, on a donc :

$$20 \cdot \log_{10}(A_w) = -34 - 120 + 203 = 49$$

, soit encore $A_1 = 282$ Pa. On a donc $\frac{A_s}{A_w} = 0.298$ pour la distance inter-capteur $D = 0.105m$. Par conséquent, on a :

$$\alpha = -\frac{\ln(0.298)}{0.105} \text{ soit encore en } dB/\lambda : \alpha = 0.75$$

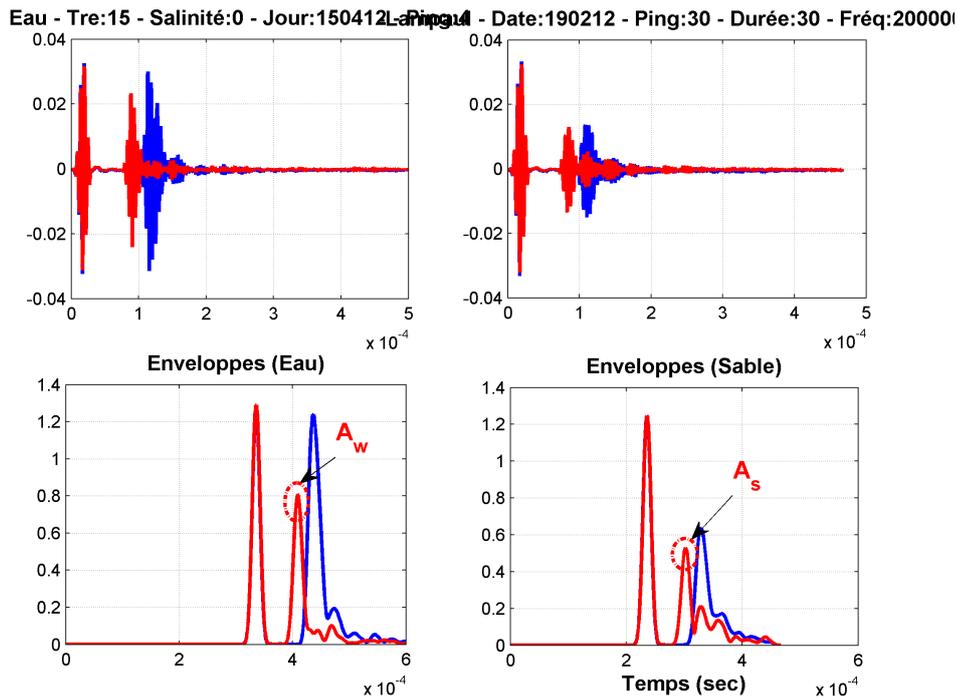


FIGURE 12 – Principe de la mesure des atténuations. Pour chaque signal CW, on mesure la différence d'amplitude entre les pics des signaux transmis issus des enveloppes des inter-corrélations établis dans l'eau et dans le sable étudié.

Toutefois, cette méthode conduit à de mauvais résultats, en particulier aux basses fréquences. Cela est dû à des erreurs dans la mesure de l'amplitude des pics, essentiellement dues à un manque de maîtrise du rayonnement du piquet, autour des résonances des transducteurs notamment (voir la discussion sur le rayonnement du piquet en annexe D). Finalement, comme indiqué au chapitre suivant, nous corrigeons cela par une calibration

préliminaire dans un milieu idéal dont l'atténuation est supposée connue (valeur de $0.45\text{dB}/\lambda$ pour des billes de verre de diamètre $650\mu\text{m}$, calcul basé sur le modèle de Buckingham).

3.4.4 Relations de dispersion des vitesses et des atténuations

Les résultats des mesures sont les relations de dispersion en vitesse et en atténuation, c'est à dire qu'on regroupe l'ensemble des vitesses et des atténuations calculées aux différentes fréquences. Les différentes étapes des mesures et traitements sont illustrées sur la figure 13.

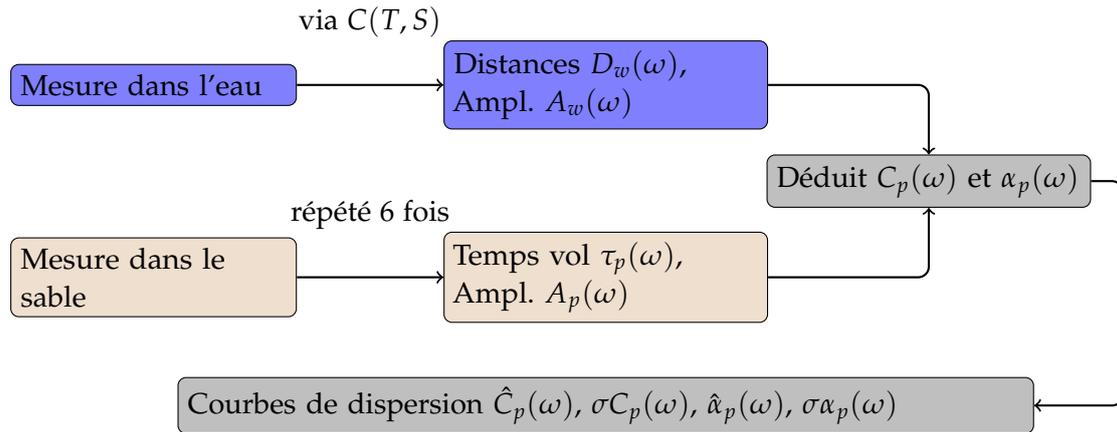


FIGURE 13 – Ordonnancement des mesures pour constituer les relations de dispersion. A partir de 6 enfoncements (mesures) dans le sable et d'une mesure dans l'eau, on établit les courbes de dispersion, c'est à dire les moyennes et écart-type des vitesses et des atténuations pour chaque fréquence.

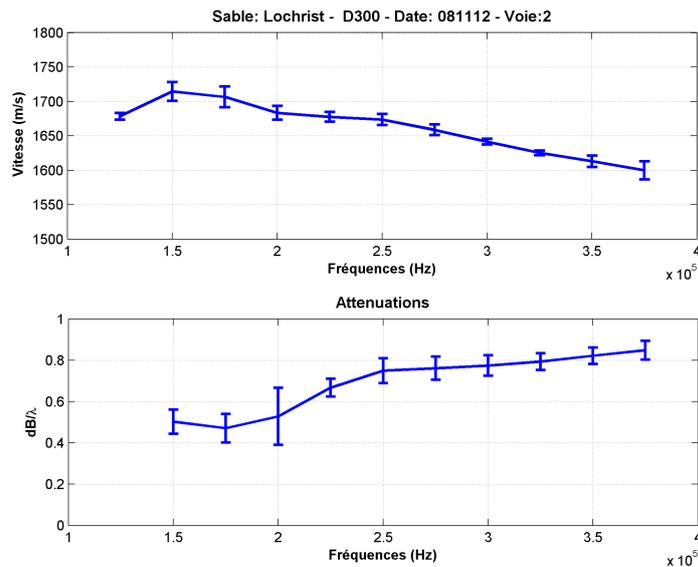


FIGURE 14 – Résultat de la mesure des dispersions des vitesses et des atténuations établies dans le sable de la plage de Lochrist à 10 cm de profondeur. En haut, dispersion des vitesses (moyennes et écarts-types). En bas, dispersion des atténuations.

Comme on l'a vu au chapitre précédent, il faut plusieurs enfoncements pour valider un résultat ; il s'agit donc d'établir les vecteurs moyenne et écart-type des vitesses et des atténuations selon les fréquences. La figure 24 montre un résultat typique de courbes de dispersions.

3.5 CALIBRATION ET PERFORMANCES ACTUELLES

3.5.1 Vitesses

Nous avons utilisé une huile 15W40 (Shell de type Remula) pour calibrer les vitesses mesurées par le célérimètre. On a relevé dans la littérature⁸ des vitesses pour des huiles similaires allant de 1448 à 1475 m/s, sachant que la variation est de l'ordre de 3m/s par °C. On relève une vitesse mesurée moyenne de 1458.5 m/s. Il y a une variation de

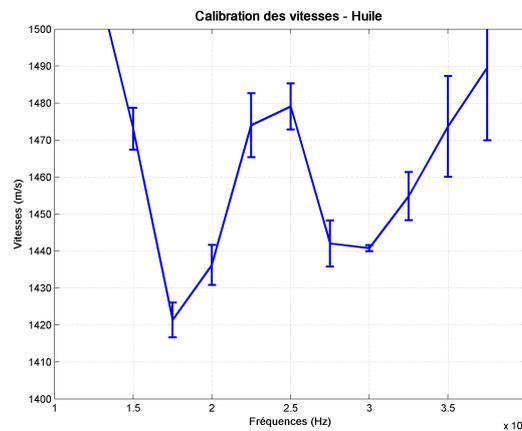


FIGURE 15 – Courbe de dispersion des vitesses pour une huile 15W40 (en se basant sur 6 mesures).

vitesse en fonction de la fréquence qui pose problème (voir Figure 15). Ces variations de vitesse en fonction de la fréquence sont un phénomène qui se produit dans tous les cas, constituant une déformation systématique et mal contrôlée des courbes de dispersion. Quoiqu'il en soit, nous ne modifions rien au calcul brut que nous considérons comme optimal à ce stade. L'écart-type moyen (moyenne des écart-type à chaque fréquence), que nous considérons comme étant notre précision de mesure est quant à lui de 7.75 m/s.

3.5.2 Atténuations

Nous pensons que le problème rencontré (voir chapitre 3.4.3) pour calculer les atténuations est surtout dû au résinage des transducteurs. En effet, notre raisonnement suppose que nous émettions exactement le même signal à la même amplitude dans l'eau et dans le sable. Or le rapport d'impédance n'est pas le même entre le transducteur et le milieu, ce qui génère un offset. Pire encore, il est vraisemblable que celui-ci dépende de la fréquence. Idéalement, il aurait fallu effectuer des mesures avant et après résinage à la fois dans l'eau et dans les billes.

Nous avons décidé de corriger cela par une calibration préliminaire dans un milieu idéal dont l'atténuation est supposée connue. Nous utilisons les résultats des travaux de [He, 1998] (huile de castor) et la référence [4] qui fait état d'une valeur moyenne

8. Voir par exemple : <http://www.kayelaby.npl.co.uk/toc/>

pour une huile synthétique de $\alpha_p = 530010^{-15} \text{Neperm}^{-1} \text{Hz}^{-1.7}$. Ceci nous conduit respectivement à des valeurs de $18 \text{Neperm}/m$ et $21.2 \text{Neperm}/m$ à 2 MHz, de sorte que $20 \text{N}/m$ nous semble raisonnable. Pour l'atténuation, nous aurions voulu nous caler sur cette valeur de référence mais nous constatons que l'atténuation est très faible à nos fréquences pour une distance de 10cm de sorte que nous ne parvenons pas à la mesurer avec notre méthode (qui consiste à prendre le rapport entre le maximum du pic du trajet direct dans l'eau et dans le milieu étudié). Ce rapport est très proche de 1 alors que le simple contraste de viscosité huile/eau peut engendrer des différences de réaction du transducteur qui génèrent des variations plus importantes. C'est pourquoi, nous avons adopté une démarche plus empirique en calant notre calcul d'atténuation sur les mesures faites en cuve avec les billes (taille moyenne de $650 \mu m$), en prenant une valeur de $0.45 \text{dB}/\lambda$ issue d'un calcul basé sur le modèle de Buckingham. Pour chaque fréquence, on calcule donc un terme correctif $B(F)$ selon :

$$\beta(F) = \exp^{-(\alpha_{mes}(F) - 0.45) \cdot d(F)}$$

Malheureusement, comme indiqué précédemment, notre milieu de référence de billes,

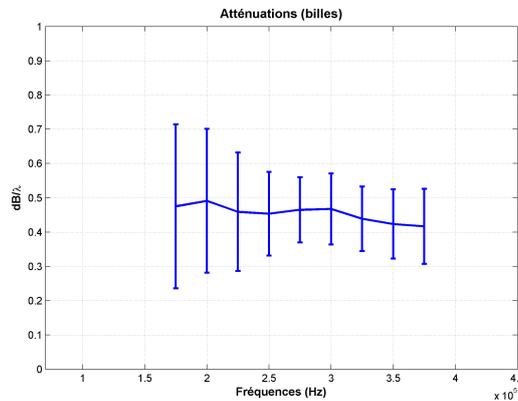


FIGURE 16 – Ajustement empirique des atténuations à l'aide de la courbe de dispersion obtenue dans un milieu de billes de verre.

présente des résultats moins stables qu'auparavant (voir figure 16), limitant la confiance qu'on peut avoir en cette mesure (peut-être un excès de sel). A défaut de mieux, on considère la mesure d'atténuation étalonnée par ce procédé et on relève un écart-type moyen de $0.138 \text{dB}/\lambda$ qui est notre précision de mesure.

3.5.3 Distances

En fait, l'émission acoustique est provoquée par les vibrations du transducteur résiné, placé à l'intérieur d'un piquet métallique dont le diamètre est proche de la longueur d'onde et dans lequel on a percé une fenêtre rectangulaire. Il y a donc une multitude de phénomènes physiques (modification du rayonnement du transducteur mécaniquement contraint, modes de vibration concurrentiels ...) pouvant expliquer un déplacement du « centre d'émission équivalent » (transducteur+résine+piquet) en fonction de la fréquence. On trouvera quelques approfondissements à ce sujet en annexe D. Il y a toutefois une bonne stabilité des distances inversées suivant le jour, la température ou le type d'eau utilisé, de sorte qu'on applique telles quelles ces dimensions dans nos calculs de vitesse.

	150 kHz	200 kHz	250 kHz	300 kHz	350 kHz
35 ‰, 13.5°	0.1015	0.1068	0.1078	0.1128	0.1125
0 ‰, 12.5°	0.1012	0.1057	0.1076	0.1128	0.1131

TABLE 6 – Distances inter-capteurs D pour la voie 2 du D300 (en m). On observe une variation de D selon la fréquence, indépendamment des conditions (température en °C, salinité en ‰) dans lesquelles ont été faites les mesures.

3.6 APPLICATIONS

Nous présentons maintenant les mesures successivement entreprises avec le prototype de célérimètre : d'abord en laboratoire, puis en environnement pélagique et enfin en mer à l'aide de plongeurs.

3.6.1 Mesures en cuve avec des sables marins

En 2012, nous avons réalisé des mesures avec INSEA dans 9 sables de mer qui ont été prélevés sur des plages de Bretagne. A chaque fois, un échantillon de plus de 50kg est ramené et le sable est immergé dans une cuve remplie d'eau de mer durant plusieurs semaines au cours desquelles on vient très régulièrement le mélanger jusqu'à ce qu'il n'y ait plus de bulles d'air.



FIGURE 17 – Mesures en cuve à l'aide du célérimètre. Les mesures sont faites en laboratoire dans des bacs contenant les sables de mer prélevés sur les plages et remplis d'eau de mer. Un bac pèse entre 100 et 150 kg.

Analyse des sédiments recueillis

Les relations géoacoustiques que nous cherchons impliquent forcément les paramètres acoustiques que sont la vitesse ou l'atténuation. Nous ne savons pas *à priori* quelle va être l'importance relative des différents paramètres caractérisant le sédiment. Toutefois, les relations expérimentales de Hamilton montrent l'importance du grain moyen ou de la porosité [Hamilton, 1980, 1982].

Au cours de ces travaux, le SHOM⁹ a réalisé la plus grande partie des analyses des sables recueillis. Un prélèvement était envoyé au SHOM pour faire une analyse :

- de la granulométrie (grain moyen, classement et asymétrie).
- de la porosité. Les mesures au pycnomètre à Hélium permettent de mesurer précisément la porosité totale du sédiment via le calcul du volume de gaz injecté dans la cellule de mesure contenant le sable.
- de la densité. Pour réaliser les mesures au pycnomètre, il est nécessaire de respecter un protocole opératoire incluant les mesures de masse et de volume de l'échantillon sec, de sorte qu'on accède aussi à la densité.
- des pourcentages de CaCO₃. Le pourcentage de carbonate de calcium est quant à lui déterminé par élimination du CaCO₃ par l'acide.

Le tableau 7 montre les résultats obtenus pour les 9 échantillons analysés. Les estimations des paramètres de porosité, de densité et de célérité, déduits des relations de Hamilton et Bachman, sont aussi ajoutées dans le tableau pour comparaison.

Les grains moyens vont de 0.17mm à 2mm. Il s'agit majoritairement de sables marins grossiers.

Nom du sable	Grain moy. (mm)	Clas ^t (mm)	Asym. s.d.	CaCO ₃ %	Densité g/cm ³	Porosité totale %	Porosité HB %	Densité HB g/cm ³
TrevignonF	0.21	1.124	-0.988	67	1.82	52	40.98	2.02
Trezhir	0.171	0.684	-0.963	29	1.9	47	43.16	1.98
Tregana	0.249	0.56	-0.774	34	1.93	45	39	2.06
Lochrist	0.433	0.946	0.069	71	1.95	46	32.64	2.17
Kerguelen	0.823	1.394	0.784	nd	2.03	38	nd	nd
Courégan	0.98	0.649	-0.099	nd	1.96	43	nd	nd
Lampaul	1.18	0.673	0.567	0	1.92	45	nd	nd
Kernevel	1.13	0.882	-0.061	19	1.89	47	nd	nd
TrevignonG	2.04	0.5	-2.73	0	2	39	nd	nd

TABLE 7 – Paramètres sédimentologiques des sables (identifiés par le nom de la plage dont ils ont été extraits). Le grain moyen, le classement et l'asymétrie sont des paramètres définissant la granulométrie. Les porosités et densités « HB » (référence à Hamilton et Bachman) sont calculées à partir du grain moyen (nd : non déterminé).

Comme cela a déjà été souligné par Regnault [2008], la mesure de porosité peut donner des résultats très différents suivant la méthode utilisée. C'est pourquoi, nous avons aussi fait mesurer la porosité par une technique de traitement d'image. Le principe consiste à imprégner l'échantillon de sables d'une résine translucide, puis d'en découper une lame mince. En plaçant la lame sous un dispositif grossissant, avec l'éclairage, les grains de sables deviennent sombres alors que les vides sont clairs (voir figure 18). On peut alors estimer la porosité en calculant le pourcentage de pixels clairs par rapport au pourcentage de pixels sombres. Il y a certains inconvénients à la méthode (transformation de l'arrangement des grains par la résine, rétrodiffusion de la lumière, analyse 2D), mais il semble que de bons résultats soient obtenus (Jackson and Richardson [2007]).

9. Service Hydrographique et Océanographique de la Marine

Sébastien Zaragossi (université de Bordeaux) a analysé plusieurs de nos échantillons. D'autre part, il a utilisé une méthode encore différente pour disposer lui aussi d'éléments de comparaison, en mesurant les poids et volumes des échantillons.

	Trezhir	Trégana	Lochrist	Kernevel
Porosité (pycnomètre)	47	45	46	47
Porosité (lame mince)	nd	nd	47	45
Porosité (poids-volume)	39.3	42.4	38.3	40.6
Porosité (Hamilton)	43	39	32	nd

TABLE 8 – Différentes mesures des porosités des sables : à partir du pycnomètre, des lames-minces, des relations de Hamilton et Bachman, des mesures des poids et du volume.

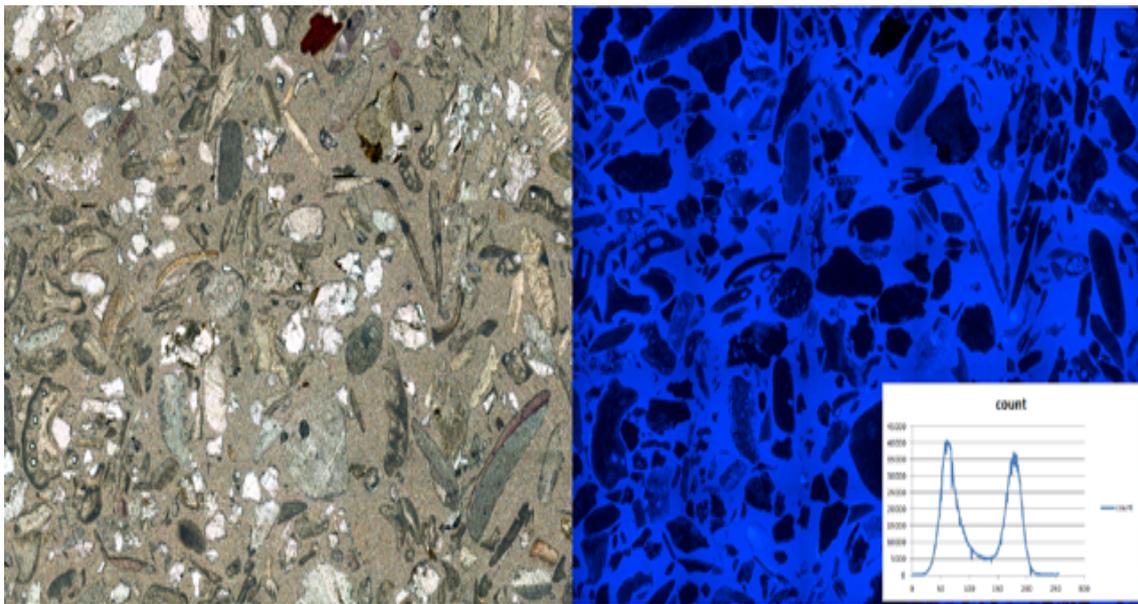


FIGURE 18 – Estimation de la porosité par traitement d'image de lames minces. A gauche, image brute de la lame (sable de Lochrist). A droite, coloration favorisant la séparation des pixels correspondant à des grains. Encapsulée, courbe du nombre de pixels en fonction de l'intensité permettant le comptage des vides et des grains.

Finalement, on constate (tableau 8) que la porosité mesurée est très souvent supérieure à celle qui est prédite par le modèle de Hamilton.

Résultats

Les mesures acoustiques se font alors à l'aide du célérimètre branché en réseau et piloté par le PC en respectant le protocole précédemment décrit. Nous avons constitué un bac pour chaque échantillon de façon à pouvoir reprendre ou compléter les mesures à tout moment, ce qui s'est révélé effectivement pertinent car le protocole de mesures a significativement changé entre le début et la fin des opérations (fin 2012, nous avons recommencé l'ensemble des mesures avec un même protocole).

Dans deux cas (billes de verre de $600\mu\text{m}$ et sable Toulhars), nous avons observé des différences significatives entre les mesures faites dans les premières semaines et celles faites plus d'un an après, de sorte que nous les avons sorties du lot de mesures. Cela vient vraisemblablement de variations significatives de la température ou de la salinité¹⁰.

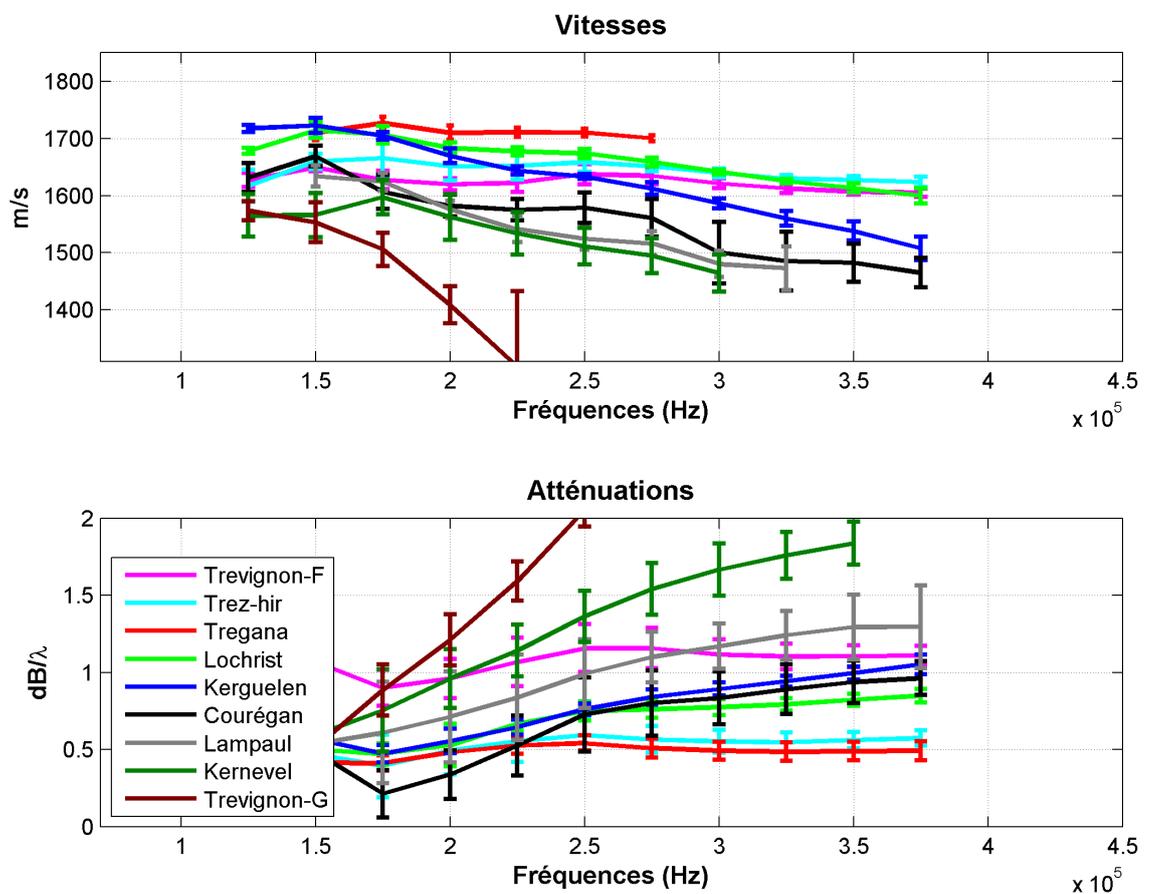


FIGURE 19 – Représentation des courbes de dispersion pour les 9 sables. En haut, les vitesses (en m/s). En bas, les atténuations (en dB/λ). Il s'agit des courbes moyennes avec les écart-types issus des 6 mesures.

Comme on peut le voir sur la figure 19, les vitesses sont toutes inférieures à 1750m/s . Les vitesses sont stables pour les sédiments les plus fins, décroissantes pour les sédiments plus grossiers (et peuvent dans ce cas descendre en dessous de 1500m/s). Les atténuations sont comprises entre $0,25$ et $2\text{ dB}/\lambda$. Elles sont stables pour les sédiments fins et croissantes pour les sédiments plus grossiers.

¹⁰. nous n'avons malheureusement pas pris soin de mesurer la température et la salinité de l'eau du bac de sable

Pour les sédiments fins, la vitesse tend à augmenter au fur et à mesure que le grain moyen augmente alors qu'on observe, à nos fréquences, le contraire pour les sédiments grossiers.

On peut également utiliser les courbes de dispersion de vitesses pour appréhender le phénomène de diffusion (figure 20). En mettant en parallèle la vitesse avec la valeur de kd , on constate que les vitesses se mettent à décroître avec la fréquence à partir de $kd = 0.5$ (k , nombre d'onde et d , diamètre du grain). Ceci est parfaitement en accord avec la théorie [L.Schwartz and T.J.Plona, 1984].

Pour le D300 et pour des sables de grains moyens supérieurs à 0.5 mm, nos données sont donc plutôt affectées par les effets de la diffusion par les grains.

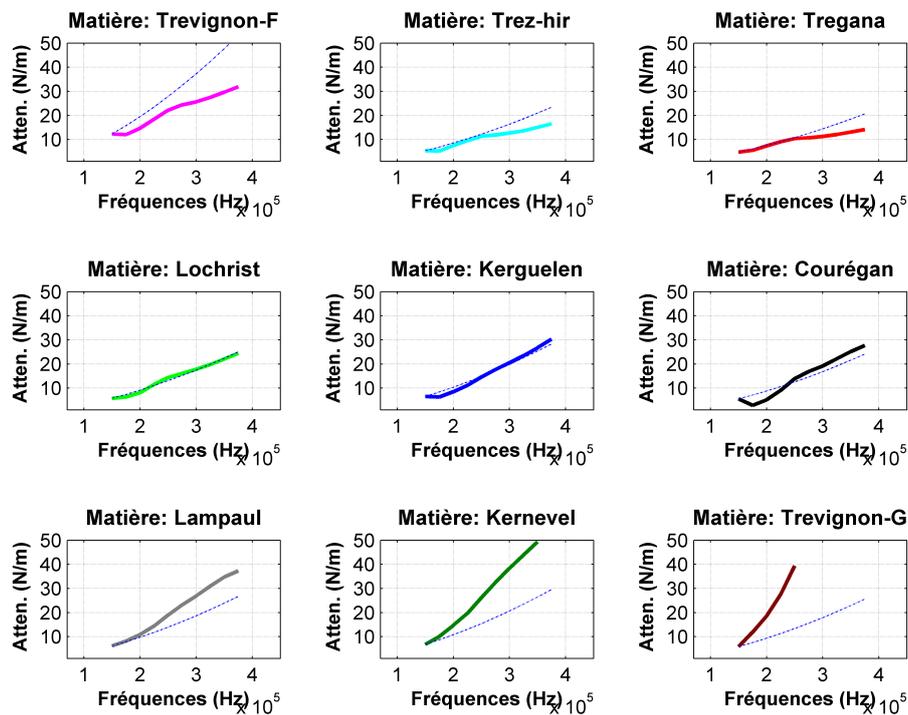


FIGURE 20 – Atténuations (en Neper/m) en fonction de la fréquence pour chacun des 9 sables. En pointillés, on a ajouté une courbe de dispersion en $f^{1.6}$.

Nous avons jugé utile d'ajouter des observations qualitatives complémentaires qui seront peut-être utiles lors d'analyses futures. Nous avons défini une qualification au toucher (doux, moyen, abrasif) et une qualification à l'enfoncement du célérimètre (difficile à facile) :

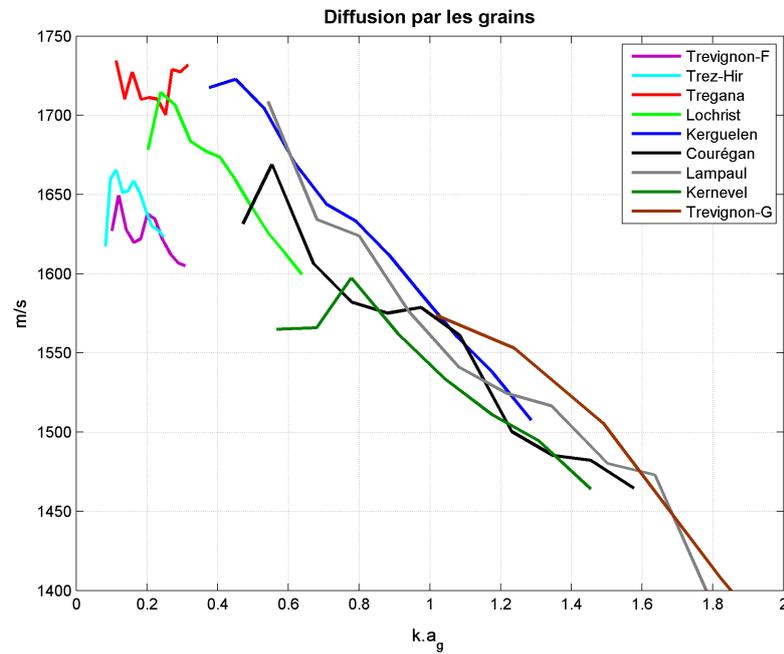


FIGURE 21 – Mise en évidence de la diffusion par les grains. Au delà de $k.a = 0.5$, la vitesse décroît linéairement selon $k.a$

Sable	qualification	Enfoncement
Trevignon-F	doux au toucher	enfoncement difficile
Trez-hir	moyennement abrasif	enfoncement assez difficile
Trégana	moyennement abrasif	enfoncement assez difficile
Lochrist	moyennement abrasif (coquillier)	enfoncement moyen
Kerguelen	moyennement abrasif	enfoncement moyen
Courégan	abrasif (apparence bi-modale)	enfoncement facile
Lampaul	abrasif	enfoncement facile
Kernevel	très abrasif	enfoncement facile
Trévignon-G	doux, grains ronds	enfoncement facile

TABLE 9 – Observations qualitatives complémentaires des sables étudiés : qualification au toucher, qualification de l'enfoncement du célerimètre. On constate un enfoncement d'autant plus facile que le grain moyen augmente.

3.6.2 Mesures in-situ en plages

Cette partie est dédiée aux mesures réalisées en mer avec le prototype de célérimètre, utilisé en mode autonome ¹¹.

Comparaison cuve / plage

L'objectif de cette opération est de comparer les résultats de mesures acoustiques réalisées en cuve par rapport à celles réalisées sur le site même (une plage) d'où a été extrait le sable.

Cette question est importante dans la mesure où les conditions de compaction ont une influence sur la porosité [Regnault, 2008] et donc sur la vitesse. Les conditions in-situ sont inconnues donc a priori différentes de celles du laboratoire. C'est d'ailleurs la raison pour laquelle nous avons envisagé dans un premier temps de réaliser des mesures de gamma densimétrie pour connaître la porosité in situ du sédiment en place.

Dans le cadre des opérations sur la plage, on effectue plusieurs séries successives de mesures en plantant le dispositif à une nouvelle position à chaque fois. On prend soin d'opérer à marée basse (coefficient assez fort) sous 1m d'eau environ pour éviter qu'il n'ait été en contact avec l'air. Les piquets de mesures sont à profondeur constante (10cm) grâce aux arrêteurs. Une mesure en pleine eau (sur le site) est faite au début de chaque opération pour affiner la détermination des distances inter-capteurs (et pour la mesure d'atténuation). Enfin, nous avons rempli une cuve de sable prélevé précisément sur le lieu de la mesure en plage pour la réalisation des mesures en laboratoire.

Les résultats issus des mesures faites en laboratoire sont parfaitement comparables aux résultats issus des mesures faites in-situ (voir figure 23). Ceci tend à montrer qu'il est cohérent de réaliser des études basées sur des mesures faites en laboratoire et qu'il y a peu de compaction des premiers centimètres de sable sur les sites étudiés. Il y a cependant une importante dispersion des résultats pour les 8 séquences de mesures faites à la plage, alors qu'elles ont été faites à quelques décimètres à peine les unes des autres. Cette dispersion ne vient pas de l'appareil lui-même car nous constaterons par ailleurs que cette variabilité est bien moindre en laboratoire.

Variabilité sur un site

Nous avons donc observé une variabilité significative des résultats lors des mesures en plage réalisées à l'aide du célérimètre. Ce phénomène, s'il se confirmait, aurait une grande importance puisqu'il remettrait partiellement en cause le potentiel de mesures précises de vitesses dans des sédiments in-situ pour sa caractérisation.

Nous avons recommencé ces mesures sur le site de Toulhars pour clarifier ce point. Nous avons fait 38 mesures en un point fixe (moins de 1m²) pour étudier la variabilité des prises de mesures faites avec notre méthodologie sur un site réel.

Les écart-types relevés sont de 15 m/s environ, ce qui est comparable aux écart-types obtenus en cuve. Pour les atténuations, ils sont de 0.2dB/λ environ, ce qui est aussi comparable aux résultats en cuve. Ce sont à peu près les ordres de grandeur de précision des mesures. Nous ne notons donc pas de variabilité particulière sur ce site lors de nos essais. Ceci remet en cause la variabilité que nous avons précédemment observé

11. voir aussi les documents de référence : « CARASEDIM - Rapport du Lot2B - Comparaison des mesures faites en laboratoire avec les mesures faites in-situ » ainsi que : « CARASEDIM - Rapport du Lot2C - Utilisation du célérimètre en plongée et comparaison aux vitesses inversées par des méthodes géophysiques »

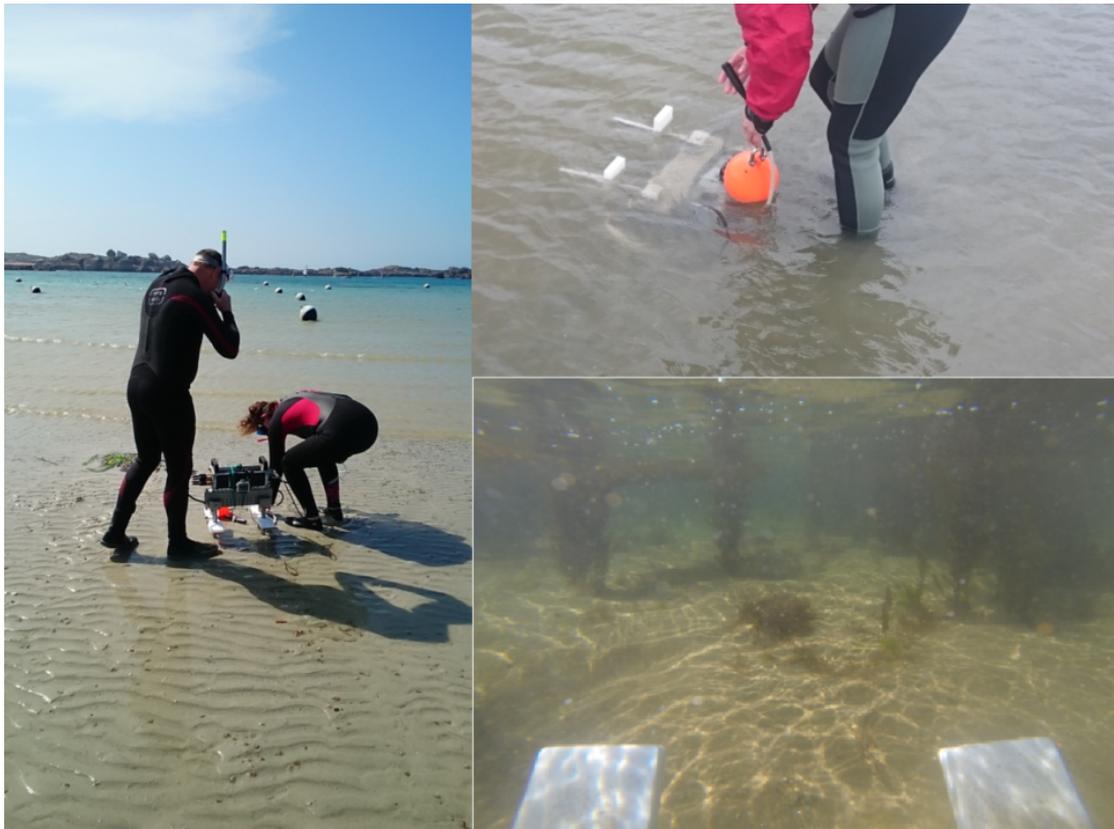


FIGURE 22 – Mesures en plage avec le célérimètre. A gauche, préparation pour une série de mesures à marée basse. A droite en haut, calibration dans l'eau. A droite en bas, célérimètre en cours de mesure. Il est important d'opérer à marée basse, sous une cinquantaine de cm d'eau au moins afin d'éviter tout masquage par des bulles d'air.

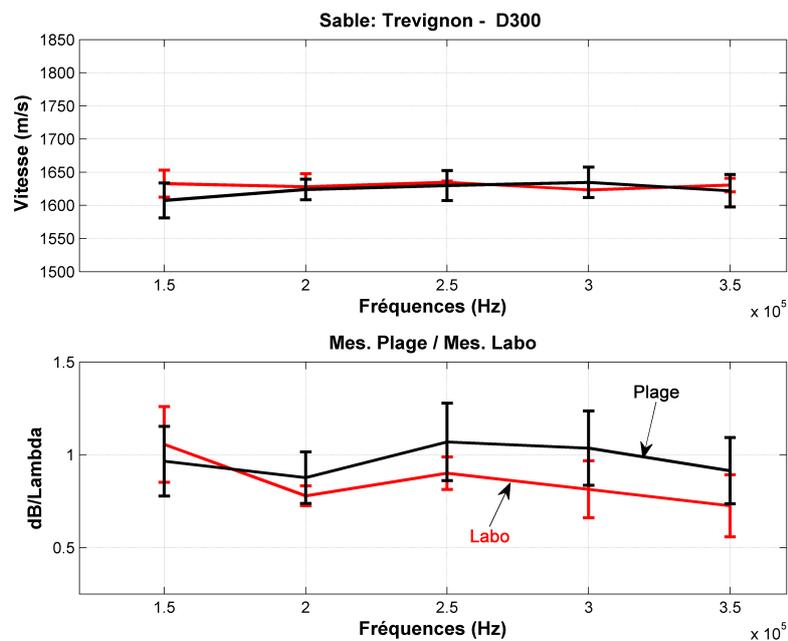


FIGURE 23 – Comparaison entre les dispersions des vitesses et des atténuations (Trevignon, $d=0.21$ mm) en fonction de la fréquence entre 150 kHz et 350 kHz obtenues lors de mesures en plage (en noir) et en cuve (en rouge).

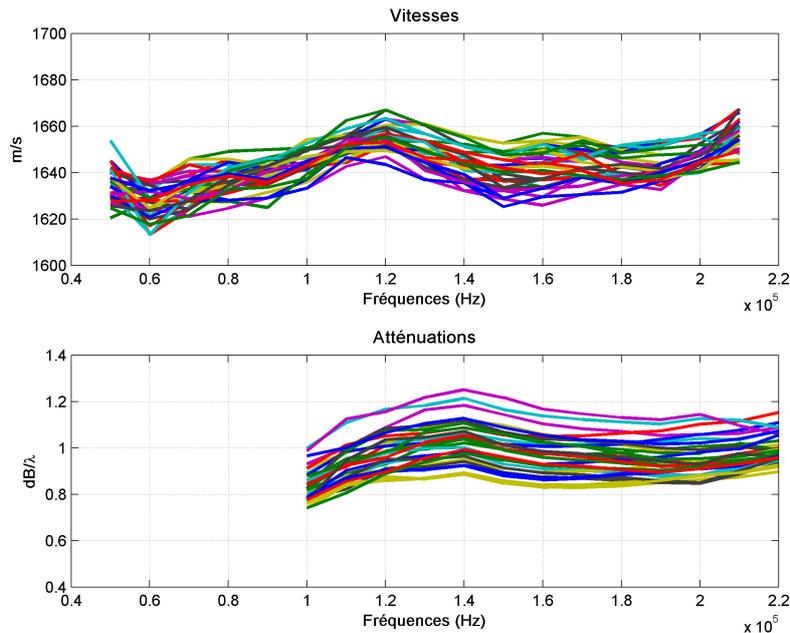


FIGURE 24 – Courbes de dispersion en un point fixe (plage de Toulhars). En haut, les vitesses. En bas, les atténuations (en dB/λ). Il s'agit des courbes moyennes avec les écart-types issus des 21 mesures.

lors de premiers essais, résultat qui était peut être dû au fait que nous n'avions pas rigoureusement délimité le périmètre à l'intérieur duquel planter le célérimètre.

Là encore, les variations des vitesses et des atténuations sont faibles. Nous ne relevons pas d'évolution ordonnée des courbes en fonction de l'épaisseur, contrairement à ce qu'il nous avait semblé voir la première fois. On peut simplement regretter que le mode autonome du célérimètre soit trop long pour envisager des nombres supérieurs de mesures en un temps raisonnable, ce qui faciliterait l'étude. Nous aurions ainsi pu ajouter une opération qui aurait consisté à nous déplacer tout au long de la plage (par pas d'1 ou 2 m) pour évaluer la variabilité spatiale.

Cela semble indiquer qu'il y a une hétérogénéité naturelle, en milieu plage en tout cas, qui sera essentielle à caractériser d'une façon ou d'une autre.

3.6.3 Mesures in-situ avec plongeurs

La phase suivante consistait à effectuer les premières mesures in-situ avec le célérimètre, mis en oeuvre par des plongeurs. Ces plongées ont été faites sur 6 points de croisement de radiales de géophysiques qui ont été simultanément faites lors de cette campagne en mer. Il y avait donc plusieurs objectifs au travers de cette opération de mesures :

- constater le bon fonctionnement du célérimètre lors d'un usage en plongée par petits fonds
- comparer les résultats entre des vitesses inversées par des mesures géophysiques basses fréquences (typiquement 1 kHz) et les vitesses relevées par le célérimètre (de l'ordre de 100 kHz).

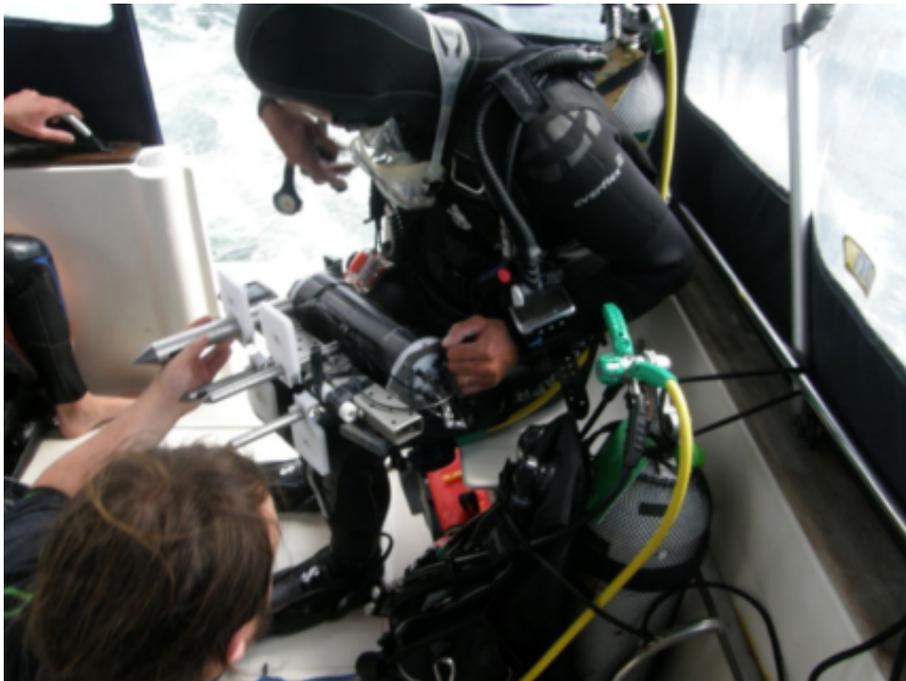


FIGURE 25 – Préparation du célérimètre avant plongée sur le point de croisement P3.

En effet, les modèles acoustiques prédisent une vitesse du son dans le sable dépendante de la fréquence [Jackson and Richardson, 2007] de sorte qu'il est important de valider expérimentalement cette prédiction en comparant les résultats issus des deux procédés. C'est important aussi pour évaluer la pertinence d'études acoustiques basées sur un prototype à ultrasons vis à vis des besoins applicatifs qui sont souvent plus basses fréquences.

Les mesures ont été faites avec le célérimètre lesté de 2 kg. Pour chaque site, on a effectué 6 séquences de mesures en replantant le dispositif à côté de la mesure précédente. Les sites de plongées ont été positionnés aux points de croisements des radiales de géophysique (figure 27). Pour chaque plongée, on a demandé au plongeur de prélever un échantillon de sédiment. Ils sont tous constitués de sable moyen à fin avec de nombreux débris de maërl. On a aussi demandé à faire une mesure dans l'eau au niveau du fond pour étalonner les distances entre les couples émetteurs-récepteurs. A chaque fois, le plongeur a pris une photo.

Les résultats de cette opération sont satisfaisants puisque le célérimètre a bien fonctionné en plongée et c'est révélé très facile à utiliser dans ce contexte.

Les résultats sont mitigés car ils ne portent que sur le signal basse fréquence de l'appareil issu du T216, lequel n'a pas été calibré. Les signaux du D300 ne sont pas exploitables car trop atténués (voir figure 26). La comparaison avec les vitesses inversées par la géophysique donne des résultats comparables (voir tableau 10). Il y cependant trop d'approximations dans notre procédé de comparaison :

- la vitesse calculée par le célérimètre est issue d'une mesure au T216 et varie d'un tir à l'autre
- la vitesse inversée par Scampi est celle de la première couche du profil le plus proche. Il s'agit d'une inversion datant de 2005.

Même si la tendance est rassurante, il n'est possible de tenir ce résultat pour acquis.

Cette opération a permis de faire des observations importantes :

- tout d'abord, l'expérience montre une fois de plus qu'il y a des variations importantes entre les résultats issus de deux mesures consécutives faites l'une à côté de l'autre,

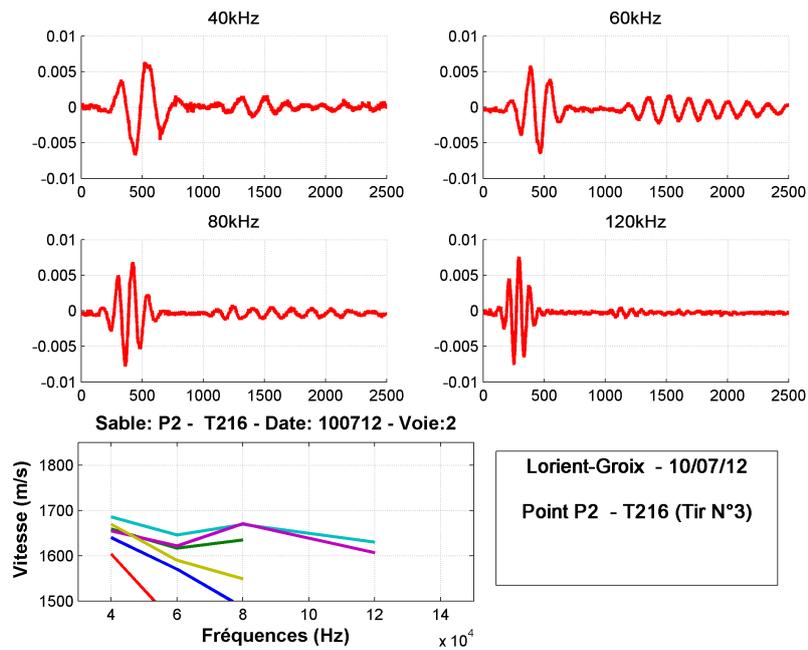


FIGURE 26 – Mesures du célérimètre au point P2. En bas, dispersions des vitesses en fonction de la fréquence entre 40 kHz et 120 kHz pour les 6 séries. En haut, signaux temporels du troisième tir à 40, 60, 80 et 120 kHz. On voit que l’atténuation augmente fortement avec la fréquence.

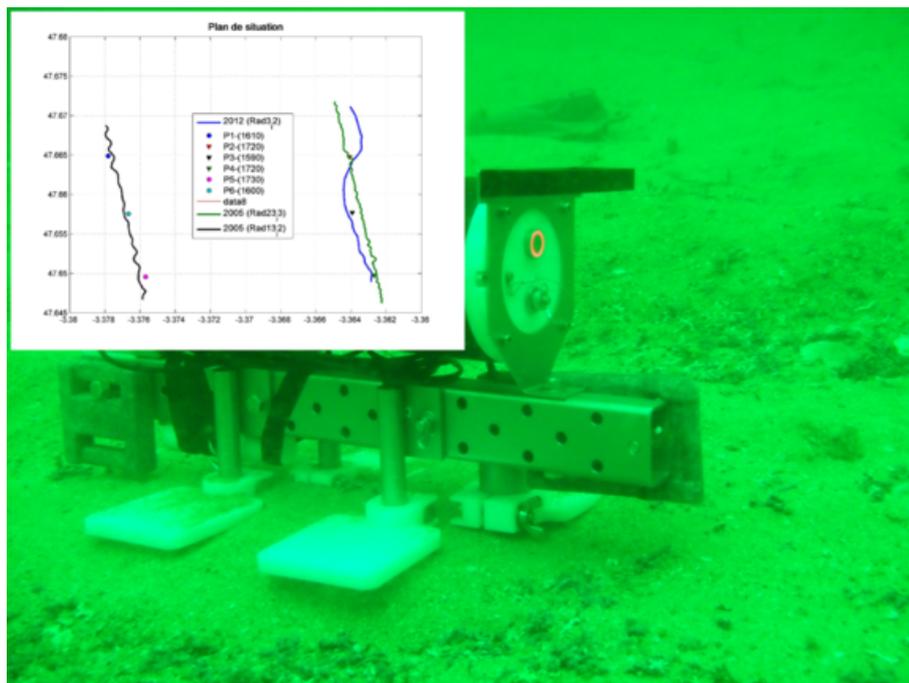


FIGURE 27 – Mesures en plongée avec le célérimètre. La figure encapsulée correspond au plan de position des radiales de géophysique. Les points de couleur correspondent aux positions des plongées.

Point	P1	P2	P3	P4	P5	P6
Scampi 05	1610	1720	1590	1720	1730	1600
Insea	1657	1670	1610	1707	1685	1600

TABLE 10 – Comparaison entre les vitesses calculées par le célérimètre et les vitesses calculées par la géophysique.

- d'autre part, il y a beaucoup de dispersion des résultats et des atténuations très élevées. Les plongeurs ayant noté la présence du Maërl, nous avons pensé que cela pouvait être lié.

3.6.4 Mesures en cuve avec des sédiments hétérogènes artificiels

Le lot de mesures présenté concerne la mise évidence et l'étude des phénomènes dus à la présence d'hétérogénéités dans un sédiment. Comme indiqué au chapitre précédent, nous avons constaté que les échantillons rapportés par les plongeurs étaient très hétérogènes (majoritairement du sable fin à moyen avec de nombreux débris de Maërl). Nous nous sommes alors demandés quel pourrait être leur effet et nous avons alors réalisé des mesures en laboratoire dans un environnement contrôlé.

Description des mesures

Notre milieu homogène de départ est constitué de microbilles sphériques (180 à 300 μm). Les inclusions ajoutées sont des billes de verre de deux types (respectivement 3 mm et 8 mm). La méthodologie appliquée est la suivante :

1. nous avons constitué un bac de billes pures (dit 0%),
2. nous avons constitué deux bacs de billes pures mélangées avec respectivement 2% et 4% en masse d'inclusions de billes de 3 mm,
3. nous avons constitué deux bacs de billes pures mélangées avec respectivement 2% et 4% en masse d'inclusions de billes de 8 mm

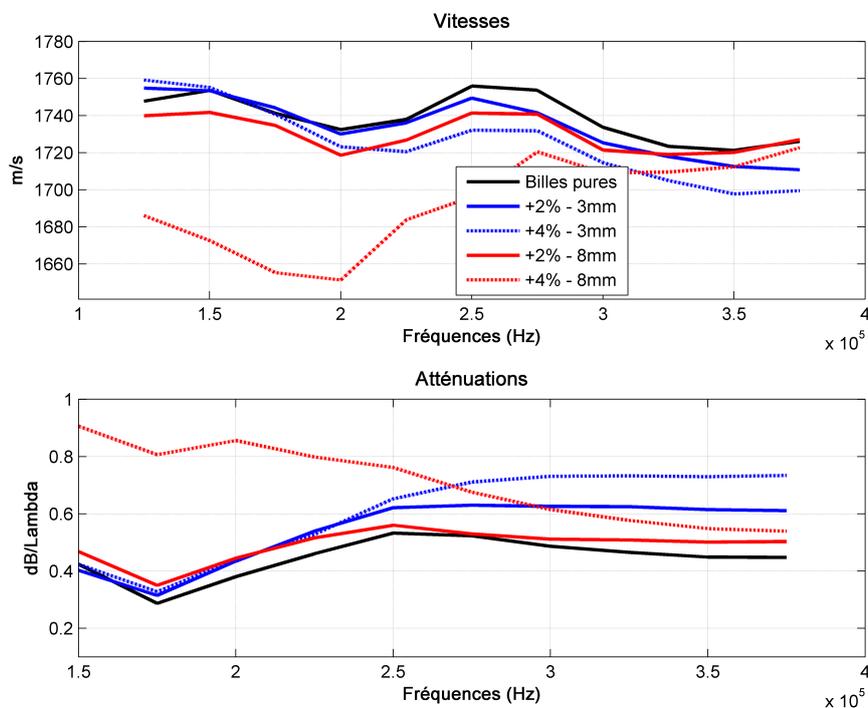


FIGURE 28 – Représentation des courbes de dispersion pour les sédiments artificiels hétérogènes. En haut, les vitesses. En bas, les atténuations (en dB/λ).

L'effet des hétérogénéités apparaît clairement (figure 28).

- Dès qu'il y a des hétérogénéités, même en faible quantité, les vitesses du son décroissent alors que les atténuations croissent. Nous avons procédé précédemment par tâtonnement et c'est bien entre 2 et 4% (en masse) que les effets deviennent vraiment significatifs,
- Pour les inclusions de 3 mm, les effets sont maximum vers 300 kHz et plus,
- Pour les inclusions de 8 mm, les effets sont maximum vers 200 kHz et moins (quand la longueur d'onde est de l'ordre de la taille).

C'est un résultat fondamental car les écarts observés sont aussi importants que ceux liés à des différences de granulométrie ou de porosité. Dans la réalité, les sables marins sont très souvent hétérogènes et sont aussi constitués de graviers ou de cailloux à des faibles pourcentages.

3.6.5 Premières comparaisons des mesures aux modèles physiques

Nous avons donc pu acquérir des mesures à partir desquelles on a pu extraire les courbes de dispersion de vitesses et d'atténuations.

Les mesures complémentaires : granulométrie, porosité, teneur en carbonates, ont été faites en parallèle de sorte que nous disposons d'éléments intéressants pour confronter ces résultats à des modèles physiques.

Comme on l'a déjà dit, nous nous intéressons particulièrement au modèle de *grain shearing* (modèle GS) de Buckingham car il est basé sur une description des phénomènes physiques tout en ayant un nombre limité de paramètres.

Lien entre la porosité et la taille des grains

Compte tenu de l'importance de la porosité en acoustique sédimentaire, nous avons d'abord comparé les relations entre la porosité et la taille des grains, issues de Hamilton [Hamilton, 1982], de Buckingham ou de nos résultats de mesures faites à l'aide du pycnomètre.

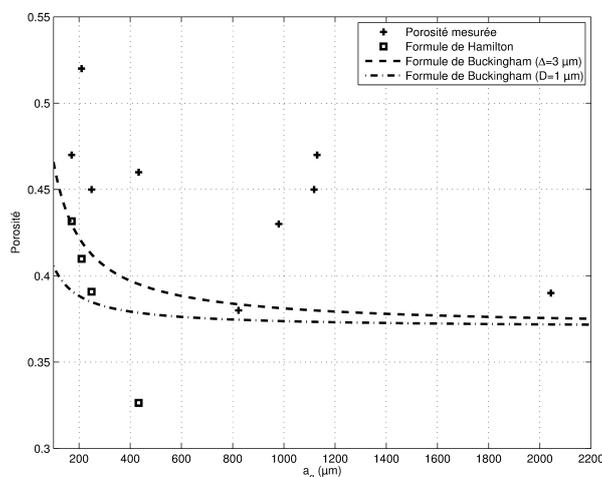


FIGURE 29 – Relations porosité versus grain moyen ($\beta - a_g$) : Mesures (croix), calculs par la formule de Hamilton et Bachmann (carrés), calculs par la formule de Buckingham (lignes pointillées et pointillées-tirets) pour deux valeurs de Δ .

La relation de Hamilton prédit que la porosité diminue lorsque la taille des grains augmente. Dans le cas du modèle GS, il est de même. Il y a un paramètre supplémentaire qui est la rugosité du grain Δ (que nous avons situé entre les deux valeurs extrêmes de $1\mu\text{m}$ et de $3\mu\text{m}$) et la relation est alors [Buckingham, 2000] :

$$\beta = 1 - P_s \left[\frac{a_g + 2\Delta}{a_g + 4\Delta} \right]^3 \quad (7)$$

Comme on peut le constater sur la figure 29, nos résultats respectent bien une décroissance de la porosité selon l'augmentation de la taille des grains, mais la relation n'est pas aussi simple que celle présentée par les approches de Hamilton ou de Buckingham et la porosité mesurée est toujours supérieure à celle prédite.

Lien entre la porosité et la taille des grains : influence du taux de CaCO_3

Certains échantillons ont des taux de CaCO_3 très importants (jusqu'à 71 % pour le sable de lochrist) ce qui peut conduire à une porosité plus importante que celle prédite par Buckingham.

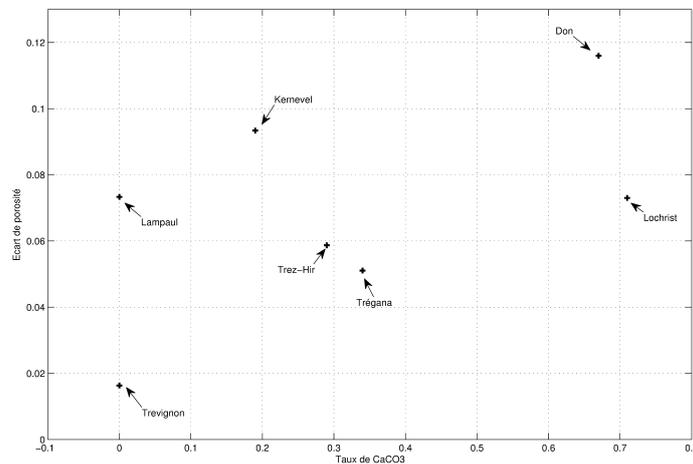


FIGURE 30 – *Ecart entre la porosité mesurée et celle prédite par la formule de Buckingham (avec $\Delta = 1\mu\text{m}$) en fonction du taux de CaCO_3 .*

Cet écart peut en effet aller jusqu'à plus de 10 % (plage de Trévignon-F). Mais, le lien entre cet écart et le taux de CaCO_3 n'est pas linéaire (le sable de Lampaul a un écart de 7 % alors qu'il ne contient pas de CaCO_3).

Sans aller plus loin pour le moment, on constate que des paramètres comme le taux de CaCO_3 , le pourcentage de particules grossières, sont importants pour prédire les propriétés acoustiques du sable étudié. D'autre part, comme cela a déjà été évoqué par ailleurs [Beard and Weyl, 1973], les paramètres de granulométrie d'ordre supérieur (asymétrie et kurtosis) sont vraisemblablement importants aussi.

Comparaison des courbes de dispersion

On a procédé à une comparaison entre les mesures et les prédictions des modèles GS pour deux sables (respectivement fin et grossier). Comme on peut le constater (voir la figure 31), les ordres de grandeur des vitesses sont cohérents avec les mesures. Toutefois, on est gêné par des modulations inexplicables des dispersions de vitesses d'une part et par la diffusion d'autre part.

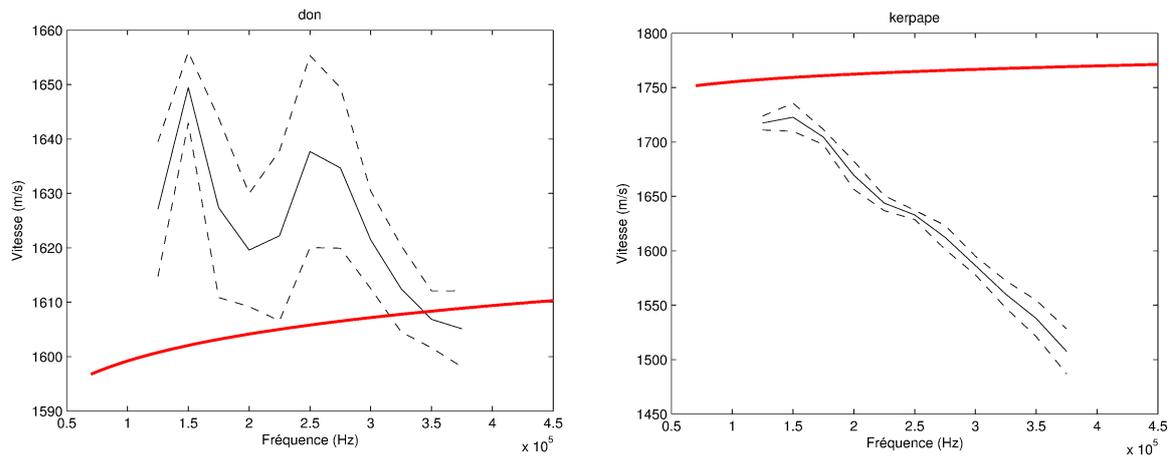


FIGURE 31 – Comparaison entre les vitesses mesurées (en noir, avec les barres d'erreur) et prédites par le modèle GS (en rouge) pour la plage de Trévignon-F (gauche) et la plage de Kerpape (droite).

Précautions quant aux paramètres constitutifs de l'eau

Les paramètres constitutifs de l'eau ρ_f et K_f sont connus *via* la température T et la salinité S . Ces paramètres, loin d'être négligeables (voir la figure 32) ont une grande influence sur les résultats et il conviendrait d'établir les résultats en mesurant systématiquement ces deux paramètres.

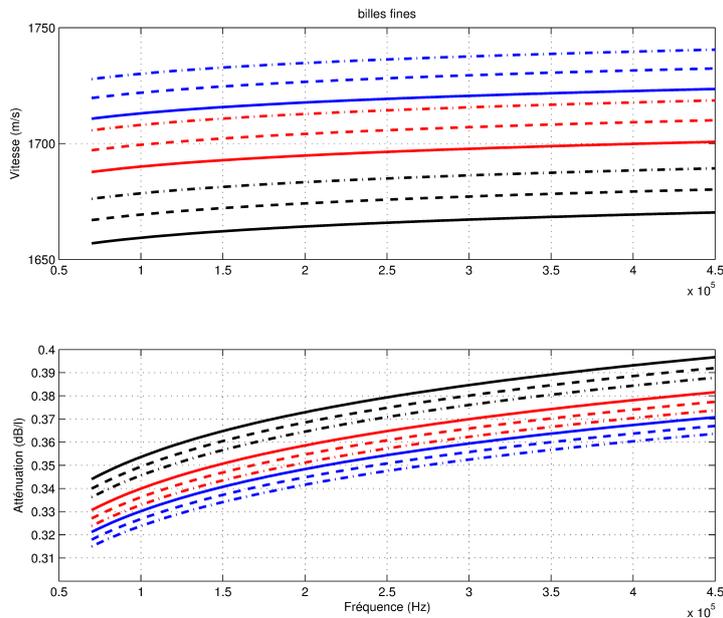


FIGURE 32 – Vitesse et atténuation prédites par le modèle GS dans des billes de 240 μm . $S = 0$ (noires), $S = 20$ ppm (rouges), $S = 35$ ppm (bleues), $T = 12^\circ$ (plein) $T = 15^\circ$ (tirets) $T = 18^\circ$ (tirets-points).

3.6.6 Hétérogénéité des sédiments

Les mesures faites à l'aide d'INSEA mettent en évidence les hétérogénéités des sédiments, à différentes échelles.

En dessous du millimètre, les signaux ultrasonores propagés sont diffusés par les grains comme on l'a vu au chapitre précédent. La simple représentation des résultats de mesures de vitesses selon $k.a$ (voir par exemple la figure 21) pourrait déjà révéler des différences selon les secteurs du fait que les sédiments ne sont pas composés de grains de même taille mais bien d'une distribution de tailles, qui est répercutée dans la physique de ce processus.

Il a été mis en évidence que les effets des hétérogénéités dans les billes ont des effets importants sur les courbes de dispersion des vitesses et des atténuations, même à de faibles pourcentages (figure 28). La figure 33, faite à partir des prélèvements réalisés lors de la campagne Trex13¹², est une représentation originale des hétérogénéités. Réalisée par l'équipe de l'APL (*Applied Physic Laboratory*) à Seattle, cela nous paraît adaptée pour ce type d'études acoustiques car on dispose alors d'un élément quantifiant les hétérogénéités dont on a vu qu'elles étaient impactantes sur les paramètres acoustiques même en faible quantité et sélectivement en fréquence.

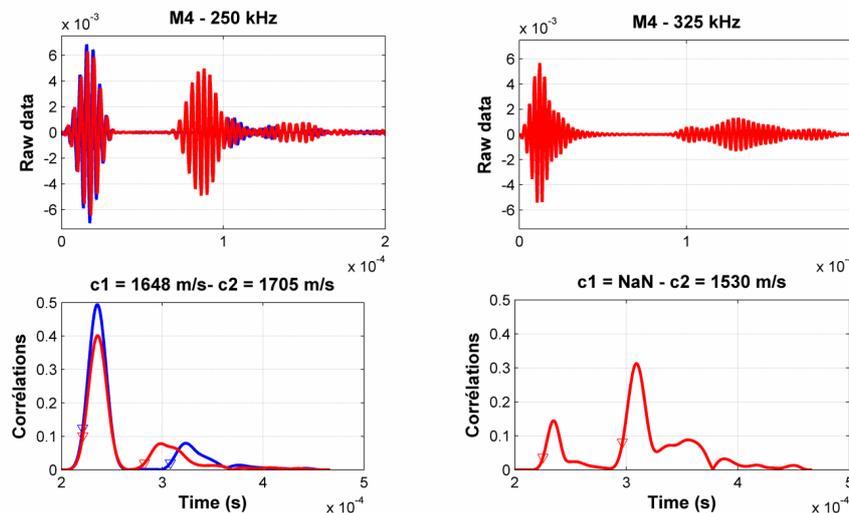


FIGURE 33 – Signaux de mesures du point M4 de la campagne Trex13 à 250kHz (à gauche) et à 325kHz (à droite). A 325kHz, on observe du signal réverbéré dans la continuité du signal émis. Le signal reçu à distance est atténué et allongé temporellement, marque de la diffusion par les grains.

Les signaux enregistrés par INSEA dans les sédiments grossiers ou hétérogènes portent manifestement la signature de phénomènes de diffusion, mais aussi de réverbération (figure 34). On dispose au travers de ces données de quantités d'informations encore inexploitées, à l'instar de ce que fait [Le Gonidec and Gibert, 2007].

Les hétérogénéités d'échelles centimétriques à métriques sont quant à elles accessibles par les écarts-types de mesure, qui comme on l'a vu sont importants et requièrent plusieurs enfoncements.

Finalement, cela n'est pas si étonnant puisqu'un sédiment est constitué par une distribution de tailles de grains d'une part et les mécanismes de dépôt sédimentaire distribuent spatialement les différents types de sédiments selon des processus turbulents qui impliquent toutes les échelles d'autre part.

¹². Campagne Trex13 *Transmission and Reverberation Experiment* conduite en Floride en 2013 et au cours de laquelle nous avons été invité à réaliser des mesures avec INSEA

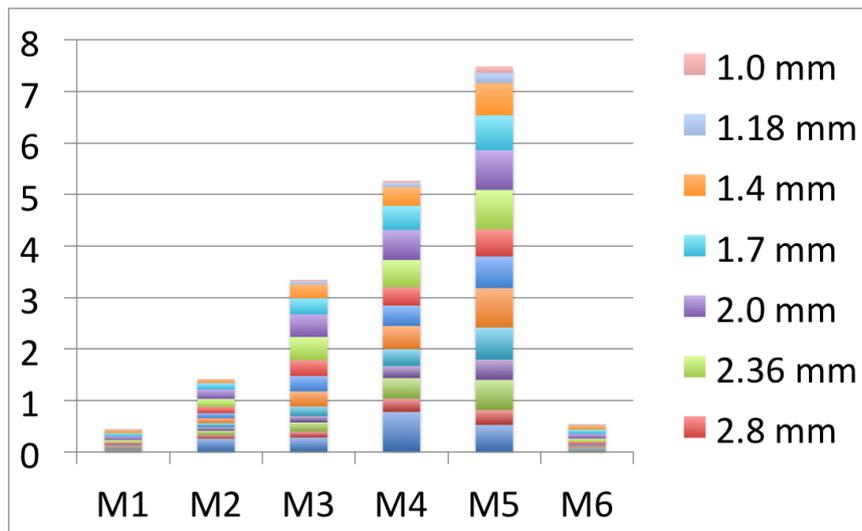


FIGURE 34 – Répartition des hétérogénéités d'échantillons de sédiments prélevés lors de la campagne Trex13. Pour chaque point de mesure (M1 à M6), le pourcentage d'hétérogénéités d'une échelle donnée est représenté.

3.6.7 Perspectives

Les mesures réalisées avec ce prototype sont parfaitement adaptées aux recherches expérimentales entreprises. Le prototype, facile d'utilisation et tout terrain, permet de révéler des mécanismes dominants insoupçonnés. Par exemple, quantifier un ou plusieurs paramètres d'hétérogénéités permettra de constituer des relations géoacoustiques enrichies.

Nous avons constaté qu'il était nécessaire d'effectuer les mesures sur plusieurs trajets distincts pour obtenir une valeur représentative de la vitesse du son. C'est une particularité des sables marins. Par ailleurs, une vitesse donnée est représentative d'une granulométrie donnée mais aussi d'un ou plusieurs paramètres d'hétérogénéité.

Il est maintenant nécessaire d'utiliser ces outils pour constituer des bases de données dans tous les types de sables [Demoulin et al., 2015]. Pour cela, on peut faciliter encore la mesure en procédant à une mesure multi-trajet en un seul enfouissement.

D'autre part, enrichir le prototype de capteurs complémentaires, cisaillement, gradient, permettrait de renforcer encore son intérêt pour les besoins scientifiques.

CONCLUSION

Ces années de recherche expérimentale dans le domaine de la géoacoustique marine m'ont permis d'aborder :

- l'inversion géoacoustique en domaine marin. Basée sur un formalisme théorique qui est bien établi, les problèmes portent plutôt sur les difficultés qu'il y a à le mettre en œuvre de façon opérationnelle, à vérifier la véracité des résultats. On constate alors à quel point nos connaissances réelles des sous-sols marins sont encore minces
- la mesure acoustique dans les sédiments marins et son interprétation. Ce second sujet révèle encore plus la complexité du problème : comment des modèles physiques si différents peuvent-ils continuer à coexister pour décrire la propagation du son dans les sédiments marins ? comment se fait-il qu'ils soient encore testés sur des matériaux idéaux, homogènes, loin de toute réalité terrain ?

J'ai présenté ici quelques réalisations, résolument guidées par l'expérimentation de terrain et j'ai montré quelques résultats apportés par cette approche.

Nous avons décrit les modèles directs et inverses utilisés dans SCAMPI, dispositif breveté de sismique réflexion quantitative. Les techniques utilisées, réflexion multi-trace, traitement large bande de signaux chirpés, problème inverse géoacoustique traité par recuit simulé ..., étaient déjà connues. Mais en tirant parti de notre connaissance des mécanismes d'interactions des ondes acoustiques avec les fonds et de notre expérience de terrain, nous avons apporté des solutions originales et nouvelles pour imaginer, développer et appliquer un tel système.

Notamment, le découplage du problème géométrique et du problème géoacoustique permet de maximiser la sensibilité de l'inversion aux paramètres géoacoustiques, ce qui est un avantage par rapport aux techniques classiques de *matched field processing*. La quantification de la vitesse du son de la première couche via la mesure du coefficient de réflexion est un procédé qui permet de s'affranchir d'une calibration des chaînes d'émission et de réception, ce qui contribue à rendre le système applicable à moindre coût.

Son utilisation a démontré une capacité à voir des détails du sous-sol qui nous échappaient jusqu'à présent et a notamment montré une stratification marquée des sédiments sableux, connue des gens de terrains mais rarement mise en évidence par d'autres systèmes existants. On a aussi montré la grande variabilité spatiale de cette stratification, démontrant que le carottage, aussi précieux soit-il, n'a qu'une valeur très limitée spatialement.

Dans la version mise en œuvre, les profondeurs d'investigation du sous-sol sont typiquement de 5 m, avec des couches de sable de 50 cm à 3 m déterminées à 10 cm près

et des vitesses calculées à 10 m/s près, tous les trois mètres sous la trace du navire.

Le traitement SCAMPI est assez coûteux en temps de calculs, 30 secondes par tir typiquement (dans sa version codée sous Matlab avec un PC de bureau Intel Core i7) et nécessite encore une forte expertise dans son traitement, notamment pour établir le paramétrage du recuit optimisé pour un jeu de donnée.

SCAMPI reste encore à améliorer :

- en présence de roche. En effet, les calculs sont basées sur la comparaison entre des signaux simulés et des signaux mesurés et il n'est pas à ce jour envisageable d'établir un signal déterministe conforme à un signal de fond rocheux. Dans ce cas, soit on dispose d'un critère permettant de juger qu'il s'agit de roche et on impose alors de stopper le calcul à partir de cette profondeur, soit il faut disposer d'un plus grand nombre de tirs pour effectuer un traitement statistique plus adapté aux traitements de signaux diffractés.
- dans des configurations de fonds complexes : pendages, variabilité spatiale métrique ... Dans ce cas, soit on doit mettre en place une stratégie d'inversion plus ambitieuse pour reconstruire les détails du sous-sol (voir par exemple certains éléments de ce problème dans l'annexe B), soit, une fois de plus, on recourt à des traitements statistiques à partir d'un plus grande nombre de tirs pour restituer les grandes tendances.

Dans un cas comme dans l'autre, les difficultés évoquées montrent des limites des techniques de compression d'impulsion : en recourant à ces techniques, on peut voir quelques détails supplémentaires du sous-sol ; mais on est confronté à d'autres problèmes et on s'aperçoit qu'il y a encore plus de détails à découvrir pour révéler le sous-sol dans toute son exactitude. Il serait vraisemblablement intéressant de porter les efforts sur des grandeurs statistiques accessibles par les techniques telles quelles sont aujourd'hui. Quoiqu'il en soit, les perspectives d'évolution sont riches puisqu'on peut bien entendu appliquer des traitements SCAMPI en utilisant des signaux différents, plus bas en fréquence, plus large bande, pour les optimiser vis à vis du but poursuivi.

De telles techniques d'inversion en géophysique marine apportent au mieux une vérité terrain quantifiée par des paramètres acoustiques qu'il convient de relier à des paramètres caractérisant les matériaux composant les fonds.

Les relations géoacoustiques sont une des clefs pour améliorer les connaissances des fonds marins et la constitution de nouvelles bases de données est un pré-requis pour cela.

Grâce au développement du prototype INSEA, il est devenu possible de mesurer des courbes de dispersion de vitesses et d'atténuations dans tous les types de sédiment. On lève là un premier verrou car nous ne disposons d'aucune mesure directe jusqu'à présent dans les sables grossiers.

Les mesures de vitesses des ondes de compression sont déterminées à 8 m/s près entre 100 kHz et 350 kHz typiquement. Les mesures des atténuations des ondes de com-

pression sont déterminées à $0.14dB/\lambda$ près. Les mesures sont faites à 10 cm typiquement sous la surface sur des distances d'une quinzaine de cm, pour des sables allant jusqu'à plus de 2 mm de diamètre.

Grâce aux mesures in-situ acquises avec ce système, on a mis en évidence l'importance de la grande dispersion spatiale des résultats. La vision d'un sédiment homogène est erronée. Il devient nécessaire et possible de quantifier cette dispersion, de la modéliser et de fournir des barres d'erreur (écart-type typiques de $50m/s$ en vitesse et de $0.2dB/\lambda$ en atténuation). L'hétérogénéité du sédiment impacte lourdement la mesure, sélectivement en fréquence. On a mesuré des différences de vitesses de plus de 100 m/s, d'atténuation de plus de $0.4dB/\lambda$ pour des proportions d'inclusion aussi faibles que 5% en masse. Il est nécessaire de prendre cela en compte, y compris dans la description des sédiments, de modéliser cet effet pour une prédiction adaptée à chaque fréquence.

Ce prototype est un instrument simple d'utilisation qui permet de connaître ce que sont les phénomènes dominant les interactions entre des sédiments réels et les ondes acoustiques, ce qui devrait en faire un outil très utile pour la modélisation en acoustique sédimentaire.

Fiabiliser la mesure par un calcul plus précis du rayonnement du piquet, faciliter la mesure en ayant recours à un ensemble de trajets d'émission-réception, développer une capacité de mesure des ondes de cisaillement sont autant de pistes pour faire progresser le prototype développé.

Finalement, on voit bien qu'il existe des moyens diversifiés d'acquérir des mesures acoustiques dans les sédiments marins : SCAMPI et INSEA en sont deux exemples. Les modèles théoriques existants sont loin de pouvoir expliquer efficacement les observations faites à partir de ces mesures. Les observations faites révèlent avant tout une diversité qui est en désaccord avec une description simpliste du sédiment, caractérisé par une simple composition granulométrique. On voit déjà bien le caractère multi-échelle des hétérogénéités des sables marins et il y a une étape à franchir : pour la caractériser à l'aide de moyens acoustiques, pour la quantifier par des moyens naturalistes ; mais aussi pour en tirer parti vis à vis des applications visées : recherche de minerais, de granulats propres, dynamique sédimentaire...

Il n'y a pas aujourd'hui de technique d'investigation universelle capable d'imager les sous-sols sédimentaires : détection de mines, de boulders, d'épaves ou de tout autre chose que nous n'avons pas encore exprimé ou imaginé. Ce seront vraisemblablement des moyens intrusifs et pas seulement acoustiques qui permettront cela. L'utilisation de dispositifs tels que SCAMPI ou INSEA contribuera probablement à faire mûrir de tels systèmes dans le futur, qui seront bien mis en place un jour sur terre ou ailleurs.

BIBLIOGRAPHIE

- R.T. Bachman. "estimating velocity ratio in marine sediment.". *J. Acoust. Soc. Am.*, 86 : 2029–2032, 1989.
- D.C. Beard and P.K. Weyl. "influence of texture on porosity and permeability of unconsolidated sand.". *Am. Assoc. Petrol. Geologists*, 57 :349–369, 1973.
- M.A. Biot. "theory of propagation of elastic waves in a fluid saturated porous solid i : low-frequency range". *J.Acoust.Soc.Am.*, 28 :168–178, 1956a.
- M.A. Biot. "theory of propagation of elastic waves in a fluid saturated porous solid ii : higher-frequency range". *J.Acoust.Soc.Am.*, 28 :179–191, 1956b.
- T. Bourbie. "*Acoustique des milieux poreux*". Ed. Technip, 1990.
- L.M. Brekhovskikh and Yu.P. Lysanov. "*Fundamentals of Ocean Acoustics*". Ed. Springer-Verlag, 1990.
- M. Buckingham. "wave propagation, stress relaxation, and grain-to-grain shearing in saturated, unconsolidated marine sediments". *J.Acoust.Soc.Am.*, 108 :2796–2815, 2000.
- M. Buckingham. "compressional and shear wave properties of marine sediments : comparison between theory and data". *J.Acoust.Soc.Am.*, 117 :137–152, 2005.
- M. Buckingham. "on pore-fluid viscosity and the wave properties of saturated granular materials including marine sediments". *J.Acoust.Soc.Am.*, 122 :1486–1501, 2007.
- M. Buckingham and M. D. Richardson. "on tone-burst measurements of sound speed and attenuation in sandy marine sediments". *IEEE J. Ocean. Eng.*, 27 :429–453, 2002.
- S. Cardimona. "electrical resistivity techniques for subsurface investigation". *Conf. on the application of Geophysical and NDT Methodologies, Los Angeles*, pages 15–19, 2002.
- W.M. Carey, A.D. Pierce, R.E. Evans, and J.D. Holmes. "on the exponent in the power law for the attenuation at low frequencies in sandy sediments". *J.Acoust.Soc.Am.*, 124 : EL271, 2008.
- C.S. Clay and H. Medwin. "*Acoustical Oceanography : Principles and applications*". Ed. Wiley-Interscience, 1977a.
- C.S. Clay and Herman Medwin. "*Acoustical Oceanography : Principles and applications*". Ed. Wiley-Interscience, 1977b.
- I. Cojan and M. Renard. "*Sedimentologie*". Ed. Dunod, 2000.
- M.D. Collins. "higher-order parabolic approximations for accurate and stable elastic parabolic equations with applications to interface wave propagation". *J.Acoust.Soc.Am.*, 89 :1050–1057, 1991.

- F. Cottet. "*Traitement des signaux et acquisition des donnees*". Dunod, 2002.
- C.T.Chen and F.J.Millero. "speed of sound in water at high-pressures". *J.Acoust.Soc.Am.*, 62 :1129–1135, 1977.
- X. Demoulin, L. Pelissero, and Y. Stephan. "faisabilite operationnelle de l'inversion geoacoustique par milieux equivalents : principe et application aux donnees intime'96". *Rapport d'etude SHOM n°003/00*, 2000.
- X. Demoulin, L. Richier, and O. Savanier. "ultra high resolution mapping of sub-seabed sediment device : results and comparison with vibrocoring analysis in a very shallow water area". *Ocean'05, Brest*, 2005.
- X. Demoulin, T. Garlan, L. Guillon, and P. Guyomard. "in-situ acoustic measurement of water saturated beach sands". *Proceedings of the Institute of Acoustics*, Vol.37, 2015.
- O. Diaschok and all. "*Full field inversion methods in Ocean and Seismo-Acoustics*". Kluwer Academic publishers, 1995.
- J. Dubois and M. Diament. "*Geophysique*". Dunod, 2001.
- R. Dupain. "*Granulats : sols, ciments et betons*". Casteilla, 2009.
- A. Ehrhold. "*Dynamique de comblement d'un bassin sÃ©dimentaire soumis Ã un rÃ©gime megatidal : Exemple de la baie du Mont Saint-Michel*". PhD thesis, Caen, 1999.
- P.C. Etter. "*Underwater acoustic modelling and simulation ; Third edition*". Spon press, 2008.
- R Folk and W Ward. "brazos river bar : a study of the significance of grain-size parameters". *J.Sediment.Petrol.*, 27 :3–26, 1957.
- R.E. Francois and G.R. Garrison. "sound absorption based on ocean measurements : Part i : Pure water and magneisum sulfate contributions". *J.Acoust.Soc.Am.*, 72 :896–907, Sept. 1982.
- S.S. Fu, C Tao, M Prasad, R.H. Wilkens, and L.N. Frazer. "acoustic properties of coral sands, waikiki, hawaii". *J.Acoust.Soc.Am.*, 115 :2013–2020, 2004.
- T Garlan and X. Demoulin. "sedimentological acoustics : an attempt to reduce the gap between acoustical modeling and sedimentological survey". *Saclantcen Conference Proceedings, Series CP45* :163–170, 1997.
- J.A. Goff and T. H. Jordan. "stochastic modelling of seafloor morphology : inversion of sea beam data for second order statistics". *J.Geophys.Res.*, 93 :13589–13608, 1988.
- P. Guillaume. "vitesse du son dans les sediments marins durant les premiers stades du tassement". *Rev. Franc. Geotech.*, 57 :49–57, 1991.
- E. Guyon and J-P. Troadec. "*Du sac de billes au tas de sable*". Odile Jacob, 1994.
- E.L. Hamilton. "acoustic and other physical properties of shallow-water sediments off san diego". *J.Acoust.Soc.Am.*, 28 :1–15, 1956.
- E.L. Hamilton. "vp/vs and poisson's ratios in marine sediments and rocks". *J.Acoust.Soc.Am.*, 66 :1093–1101, 1979.
- E.L. Hamilton. "geoacoustic modeling of the sea floor". *J.Acoust.Soc.Am.*, 68 :1313–1336, 1980.

- E.L. Hamilton. "sound velocity and related properties of marine sediments". *J.Acoust.Soc.Am.*, 76 :1891–1903, 1982.
- L. Hawkins. "the reciprocal method of routine shallow seismic refraction investigations.". *Geophysics*, 26 :806–819, 1961.
- P. He. "determination of ultrasonic parameters based on attenuation and dispersion measurements". *Ultrasonic Imaging*, 20 :275–287, 1998.
- P. He. "direct measurement of ultrasonic dispersion using a broadband transmission technique". *Ultrasonics*, 37 :67–70, 1999.
- B.T. Hefner and all. "mid-to-high-frequency acoustic penetration and propagation measurements in a sandy sediment". *IEEE J. Ocean. Eng.*, 34 :372–387, 2009.
- B.T. Hefner and K.L. Williams. "sound speed and attenuation measurements in unconsolidated glass-bead sediments saturated with viscous pore fluids". *J.Acoust.Soc.Am.*, 120 :2538–2549, 2006.
- P.C. Hines, J.C. Osler, G.E. Scrutton, and L. Halloran. "time-of-flight measurements of acoustic wave speed in a sandy sediment at 0.6-20 khz". *IEEE J. Ocean. Eng.*, 35 : 502–515, 2010.
- J.M. Hovem and A. Cristensen. "reflection loss at a bottom with a fluid sediment layer over a hard solid half-space". *J.Acoust.Soc.Am.*, 92 :335–340, 1990.
- J.M. Hovem, M.D. Richardson, and R.D. Stoll. "*Shear waves in marine sediments*". Kluwer Academic Publishers, 1991.
- S.J. Hughes, D.M.F. Chapman, and N.R. Chapman. "the effect of shear wave attenuation on acoustic bottom loss resonance in marine sediments". *Shear Waves in Marine Sediments*, 1991.
- A.L. Ingber. "simulated annealing : Practice versus theory". *J.Math.Comput.Modelling*, 18 :29–57, 1993.
- A.N. Ivakin J-P Sessarego and D. Ferrand. "frequency dependence of phase speed, group speed, and attenuation in water-saturated sand : laboratory experiments". *IEEE J. Ocean. Eng.*, 33 :359–366, 2008.
- D.R. Jackson and M. Richardson. "*High-frequency seafloor acoustics*". Springer, 2007.
- D.R. Jackson, D.P. Winebrenner, and A. Ishimaru. "application of the composite roughness model to high frequency bottom scattering". *J.Acoust.Soc.Am.*, 79 :1410–1422, 1986.
- F.B. Jensen, W.A. Kuperman, M.B. Porter, and H Schmidt. "*Computational Ocean Acoustics*". Springer Science+Business Media, 2011.
- Y. Kerboua, A. Lakis, M. Thomas, and L. Marcouiller. "vibration analysis of rectangular plates coupled with fluid". *Applied.Am.model.*, 32 :2570–2586, 2007.
- N. Kiesewetter. "impedance and resonances of a plate before an enclosed air volumel". *Acta. Acustica*, 61 :213–217, 1986.
- W.A. Kuperman and F. Ingenito. "attenuation of the coherent component of sound propagating in shallow water with rough boundaries". *J.Acoust.Soc.Am.*, 61 :1178–1187, 1977.

- J.C. Le Gac, M. Asch, and M.C. Pelissier. "synthese bibliographique sur les methodes d'inversion geoacoustique". Technical report, *SHOM*, 2001.
- Y. Le Gonidec and D. Gibert. "multiscale analysis of waves reflected by granular media : Acoustic experiments on glass beads and effective medium theories.". *J.Geophys.Res.*, 112 :B05103, 2007.
- D. Lee and A.D. Pierce. "parabolic equation development in recent decade.". *J. Comput. Acoust.*, 3 :95–173, 1995.
- K. Lee. "frequency dependencies of phase velocity and attenuation coefficient in a water-saturated sandy sediment from 0.3mhz to 1.mhz". *J.Acoust.Soc.Am.*, 121 :2553–2558, 2007.
- M. Leibig. "a model for the propagation of sound in granular materials.". *Physical Review*, 1993.
- L.Schwartz and T.J.Plona. "ultrasonic propagation in close-packed disordered suspensions". *J. Appl. Phys.*, 55 :3971–3977, 1984.
- J.P. Marage and Y. Mori. "*Sonars et acoustique sous-marine*". Ed. Hermès-Lavoisier, 2009.
- C.S. Maroni and A. Quinquis. "picking of sediment layers using multiresolution analysis". *International Conference on Electronic Engineering in Oceanography, Southampton, England*, pages 93–99, 1997.
- V.A. Martin. "*Acoustique des sediments : developpement d'un systeme de mesures en laboratoire et analyse des reponses d'un sol argileux de tres forte teneur en eau*". PhD thesis, Nantes, 2008.
- J Max. "*Methodes et techniques de traitement du signal et applications aux mesures physiques*". Ed. Masson, 1987.
- D. Menier. "*Morphologie et remplissage des vallees fossiles sud-armoricaines : apport de la stratigraphie sismique*". PhD thesis, Universite de Bretagne Sud, 2004.
- Jens M.Hovem, Mikael D.Richardson, and Robert D.Stoll. "*Wave propagation and scattering in random media*". Academic Press, NY, 1978.
- A.H. Nayfeh. "*Introduction to Perturbation Techniques*". John Wiley Sons, 1981.
- J.C. Novarini, R.S. Kieffer, and G.V. Norton. "a model for variations in the range and depth dependance of the sound speed and attenuation induced by bubble clouds under wind-driven sea surfaces". *IEEE J.Oceanic Eng.*, 23(4) :423–438, 1998.
- J.A. Ogilvy. "*Theory of wave scattering from random rough surfaces*". Institute of Physics Publishing, 1991.
- C.B. Park, R.D. Miller, and J. Xia. "multi-channel analysis of surface waves". *Geophysics*, 64 :800–808, 1999.
- A. D. Pierce. "*Acoustics : An introduction to its Physical Principles and applications*". Ed. Acoustical Society of America, 1991.
- M. Prasad. "*Experimental and theoretical considerations of attenuation and velocity interactions with physical parameters in sands*". PhD thesis, Kiel, 1988.

- S. Rakotonarivo. "*Caracterisation quantitative des fonds marins a l'aide des sondeurs de sediment (1 khz-10 khz) : modelisation directe pour l'inversion sur donnees reelles*". PhD thesis, IUEM Brest, 2009.
- S. Regnault. "etude de la porosite des sediments marins". Technical report, ENSIETA, 2008.
- M. Richardson, K Briggs, and D Bibee. "overview of sax99 : Environmental considerations". *IEEE J. Ocean. Eng.*, 26 :26-53, 2001.
- G.B.N. Robb, A.I. Best, and all. "measurement of the in-situ compressional wave properties of marine sediments". *IEEE J. Ocean. Eng.*, 32 :484-496, 2007.
- G Shumway. "a resonant chamber method for sound velocity and attenuation measurements in sediments". *Geophysics*, 21 :305-319, 1956.
- S. Twomey. "*Introduction to the mathematics of inversion in remote sensing and indirect measurements*". Dover Publications, 1977.
- C.E. Wallace. "radiation resistance of a rectangular panel". *J.Acoust.Soc.Am.*, 51(3) : 946-952, 1972.
- P.C.I Wille. "*Sound Images of the Ocean*". Springer, 2005.
- P.S. Wilson and all. "evidence of dispersion in an artificial water-saturated sand sediment". *J.Acoust.Soc.Am.*, 121 :824-832, 2007.
- J. Wunderlich and S. Muller. "high resolution sub-bottom profiling using parametric acoustics". *International Ocean Systems*, July 2003.
- M.A. Zimmer, L.D. Bibee, and M.D. Richardson. "measurement of the frequency dependence of the sound speed and attenuation of seafloor sands from 1 to 400khz". *IEEE J. Ocean. Eng.*, 35 :538-557, 2010.
- L.J. Ziomek. "*Fundamentals of acoustic field theory and space-time signal processing*". CRC Press, Inc, 1995.

Appendices

PRISE EN COMPTE DES INTERFACES ET PROPAGATION ACOUSTIQUE

Il s'agit ici d'un complément au chapitre d'introduction à la géoacoustique. Les interfaces marines sont étudiées à l'aide de moyens acoustiques distants (sondeurs ...) ou bien pour des applications acoustiques (sonars ...). La question de la plus ou moins bonne prise en compte des réflexions aux interfaces par les modèles de propagation est donc importante et abordée ici.

La propagation du son dans l'eau est gouvernée par les équations de la dynamique des fluides incompressibles. Elle repose sur la résolution de l'équation d'onde :

$$\Delta P - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} = 0 \quad (1)$$

où $P(x, y, z, t)$ représente en un point donné et à un instant donné l'écart entre la pression acoustique et la pression hydrostatique de référence, où $c(x, y, z, T)$ représente le champ de célérité (on néglige la dépendance par rapport au temps, considérant que le milieu ne varie pas durant le temps de la propagation). Aux fréquences pures, on parle de l'équation de Helmholtz :

$$\Delta P + \frac{\omega^2}{c^2} \cdot P = 0 \quad (2)$$

où ω désigne la pulsation. Il existe différentes approximations pour résoudre numériquement l'équation de Helmholtz (voir de plus amples détails dans [Jensen et al., 2011] ou [Etter, 2008] par exemple). Elles possèdent chacune leur compte d'hypothèses, chacune d'elles ayant un domaine fini de validité. On va les reprendre, en s'intéressant plus particulièrement à la question de la prise en compte des interfaces.

Théorie des rayons

On part de l'équation et on cherche une solution du type :

$$P(r) = A(r) \exp i\phi(r) \quad (3)$$

Ce qui nous conduit à :

$$\begin{cases} \Delta A - A \cdot |\nabla \phi|^2 + k^2 \cdot A = 0 \\ 2 \cdot \nabla A \cdot \nabla \phi + A \cdot \Delta \phi = 0 \end{cases} \quad (4)$$

ce qui, sous l'hypothèse de l'approximation géométrique (hypothèse *haute fréquence* telle que $\Delta A / A \ll k^2$) conduit à l'équation *iconale* :

$$|\nabla \phi|^2 = k^2 \quad (5)$$

On cherche à établir la trajectoire des rayons, de direction orthogonales aux surfaces d'ondes (définies par $\phi = Cte$). Ses cosinus directeurs sont, s étant l'abscisse curviligne. On montre alors qu'on a :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d}{ds} \left(k \cdot \frac{dx}{ds} \right) = \frac{\partial k}{\partial x} \\ \frac{d}{ds} \left(k \cdot \frac{dy}{ds} \right) = \frac{\partial k}{\partial y} \\ \frac{d}{ds} \left(k \cdot \frac{dz}{ds} \right) = \frac{\partial k}{\partial z} \end{array} \right. \quad (6)$$

En milieu stratifié, $k(x, y, z) = k(z)$, et en se plaçant en deux dimensions (dans le plan xz), on a :

$$ds = \frac{dz}{\sin \theta} \quad (7)$$

qui nous conduit, en décomposant la bathycélérimétrie comme un ensemble de segments de profils à gradient constants, à l'expression bien connue :

$$\frac{\cos \theta(z)}{C(z)} = Cte \quad (8)$$

De sorte que les trajectoires des rayons sont des portions d'arcs de cercles.

Prise en compte du fond

On montre que l'expression de l'amplitude le long du rayon sont la somme des pertes par divergences géométriques, par atténuation dans le milieu, par réflexions aux interfaces, selon :

$$A_i(f) = \frac{e^{-\alpha(f)D_i}}{D_i} \cdot R_s^{nS_i} \cdot R_b^{nB_i} \cdot e^{-i2\tau_i} \quad (9)$$

α étant l'atténuation volumique du son déterminée par la formule de [Francois and Garrison, 1982], R_s et R_b les coefficients de réflexion de surface et du fond, nS_i et nB_i les nombres de réflexions aux interfaces pour le rayon i . Il est donc possible d'attribuer un coefficient de réflexion du fond pour chacune des distances où a lieu la réflexion et pour chaque rayon. Il en résulte que les rayons sont particulièrement performants quant à leur capacité à prendre en compte les effets des fonds, aussi compliqués soient-ils.

Prise en compte de la surface

Pour les mêmes raisons, les codes de rayons peuvent facilement prendre en compte les effets de l'agitation de la mer.

Modes normaux

Partant de l'équation de Helmholtz à densité constante, exprimée en coordonnées cylindriques (r, z) et cherchant la solution $p(r, z)$ en régime harmonique défini par :

$$p(r, z, t) = p(r, z) \cdot e^{-i\omega t} \quad (10)$$

On a :

$$\frac{\partial^2 p}{\partial r^2} + \left(\frac{1}{r} \right) \cdot \frac{\partial p}{\partial r} + \rho(z) \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\rho(z)} \frac{\partial p}{\partial z} \right) + \frac{\omega^2}{c(z)^2} p = \frac{\partial^2 p}{\partial r^2} + \left(\frac{1}{r} \right) \cdot \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} + \frac{\omega^2}{c^2} p = 0 \quad (11)$$

si on suppose la densité constante selon z . On recherche une solution découplée en r et en z :

$$p(r, z) = R(r) \cdot Z(z) \quad (12)$$

qui nous conduit en une séparation en deux équations :

$$\frac{\partial^2 R_m}{\partial r^2} + \left(\frac{1}{r}\right) \cdot \frac{\partial R_m}{\partial r} + k r_m^2 R_m = 0 \quad (13)$$

et

$$\frac{\partial^2 Z_m}{\partial z^2} + k z_m^2 Z_m = 0 \quad (14)$$

Z_m et R_m sont les solutions respectives des équations précédentes pour k_{rm} donné. On reconnaît l'équation de Bessel pour R_m . Z_m et $k z_m$ sont respectivement les fonctions propres et les valeurs propres définissant une base orthogonale et normée de modes propres. On démontre alors que la solution complète des modes propres est :

$$p(r, z) = \frac{i}{4\rho(z_s)} \cdot \sum_{m=1}^{\infty} Z_m(z_s) \cdot Z_m(z) \cdot H_0^{(1)}(k_m r) \cong \frac{i}{\rho(z_s)\sqrt{8\pi r}} \cdot e^{-i\pi/4} \cdot \sum_{m=1}^{\infty} Z_m(z_s) \cdot Z_m(z) \cdot \frac{e^{ik_m r}}{\sqrt{k_m}} \quad (15)$$

Numériquement, on résout l'équation 14 en Z_m en différenciant l'opérateur de dérivée seconde. Ceci nous conduit à la résolution d'un système matriciel aux valeurs propres.

$$[A] \cdot Z_m = k z_m \cdot Z_m \quad (16)$$

$k z_m$ sont les valeurs propres (nombres d'ondes) et Z_m sont les vecteurs propres. $[A]$, matrice tridiagonale de dimension $(N * N)$, composée d'éléments a_{ij} .

Prise en compte du fond

Le fond intervient au travers de l'élément a_{NN} . En effet, ce dernier élément contient la différence discrète $\frac{\partial^2 Z_m}{\partial z^2}$, établie à l'aide des valeurs de $\frac{\partial Z_m}{\partial z}$ et Z_m au fond. Ainsi, un fond rigide ($\frac{\partial Z_m}{\partial z} = 0$, condition de *Neumann*) se différenciera d'un fond libre ($Z_m = 0$, condition de *Dirichlet*) par les valeurs que ces relations imposent à a_{NN} , donc à la résolution numérique du système aux valeurs propres et par conséquent aux modes de propagation. Un fond plus réaliste est décrit par un coefficient de réflexion R (condition dite de *Robin*). On montre alors que a_{NN} s'écrit en fonction de R . La difficulté vient de ce que R dépend de l'angle d'incidence et donc de k_m . On a alors à résoudre un système du type :

$$[A(k_m)] \cdot Z_m = k_m \cdot Z_m \quad (17)$$

Dans ce cas, la résolution du système nécessite d'utiliser des fonctions qui recherchent les minima du déterminant dans le plan complexe, fonctions qui peuvent échouer dans certaines configurations de fond. Les subtilités de la prise en compte des fonds par la théorie des modes normaux relèvent donc de problèmes avancés d'algèbre. Dans la pratique, il s'avère difficile de faire converger ces algorithmes dans des configurations de fonds stratifiés, surtout pour des traitements de signaux larges bandes.

Prise en compte de la surface L'état de surface est élégamment traité par la théorie des perturbations sur les modes [Kuperman and Ingenito, 1977]. On recherche ainsi une solution de la forme :

$$\begin{aligned} Z(z) &= Z_0(z) + \epsilon \cdot Z_1(z) \\ k^2 &= k_0^2(z) + \epsilon \cdot k_1^2(z) \end{aligned} \quad (18)$$

les indices $_0$ correspondant à la solution non perturbée et les indices $_1$ à la perturbation. La prise en compte de la surface se manifeste alors finalement par un coefficient

d'atténuation supplémentaire ajouté au nombre d'onde du mode, proportionnel à la moyenne quadratique de hauteur des irrégularités de surface et à la valeur des fonctions propres à l'interface. Autrement dit, ce sont les effets moyens d'une agitation déterminée statistiquement qui sont pris en compte.

L'équation parabolique

La résolution de l'équation parabolique est une des approximations clef de l'équation elliptique de Helmholtz. Prenant intrinsèquement en compte la variabilité en distance, elle est très courante en acoustique sous-marine. Sans solution analytique simple, l'interprétation des résultats est *ipso facto* plus complexe.

Partant de l'équation de Helmholtz,

$$\frac{\partial^2 p}{\partial r^2} + \left(\frac{1}{r}\right) \cdot \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} + k_0^2 n^2 \cdot p = 0 \quad (19)$$

avec $p(r,z)$ la pression, $k_0 = \omega/C_0$ et $n(r,z) = \frac{C_0}{C(r,z)}$ l'indice de réfraction.

Définissant les opérateurs

$$Q = \sqrt{n^2 + \frac{1}{k_0^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial z^2}} \quad (20)$$

et $P = \frac{\partial}{\partial r}$ on obtient :

$$[P^2 + 2ik_0 P + k_0^2(Q^2 - 1)] \psi = 0 \quad (21)$$

L'essentiel de la discussion numérique de l'équation parabolique se situe autour de la nécessaire approximation de Q . On peut par exemple utiliser l'approximation de pade :

$$\sqrt{1+q} \approx 1 + \sum_{j=1}^m \frac{a_{j,m} q}{(1+b_{j,m})} \quad (22)$$

et on peut par conséquent effectuer un simple traitement aux différences finies.

Prise en compte du fond

Classiquement, on ajoute les conditions aux limites en z_b (entre l'eau indice 0 et le fond indice 1) données par :

$$\left| \begin{array}{l} \psi_0(r, z_b) = \psi_1(r, z_b) \\ \frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial \psi_0}{\partial z} \Big|_{z=z_b} = \frac{1}{\rho_1} \cdot \frac{\partial \psi_1}{\partial z} \Big|_{z=z_b} \end{array} \right. \quad (23)$$

En règle générale, la stratification du fond est gérée par ces conditions de passage entre milieux fluides. Même s'il existe des codes prototypes prenant en compte le cisaillement [Collins, 1991], ils sont très peu utilisés car une des principales limites des équations paraboliques est le temps de calcul proportionnel au maillage, et plus spécifiquement à la discrétisation en z . A cela s'ajoute la nécessité d'introduire une interface fictive absorbante pour neutraliser les réflexions numériques aux limites. Par contre, l'avantage de ce type de code est de pouvoir gérer les milieux variables avec la distance.

Prise en compte de la surface

La surface agitée ne peut pas être gérée de quelque façon que ce soit par les équations paraboliques, sauf dans certains codes prototypes [Lee and Pierce, 1995].

Les codes spectraux

Le principe est très proche des techniques spectrales de Fourier classiques. Cette fois, on effectue une *transformée de Hankel* (solutions des *équations de Bessel*) c'est à dire qu'on décompose la pression en ondes cylindriques. Pour chacune d'elle, on résout le système d'équations différentielles associé aux conditions aux limites qui fait désormais apparaître les *fonctions de Green*.

Partant de l'équation de Helmholtz à densité constante,

$$\frac{\partial^2 p}{\partial r^2} + \left(\frac{1}{r}\right) \cdot \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} + \frac{\omega^2}{c^2} p = 0 \quad (24)$$

On peut écrire la transformation de Hankel :

$$p(k_r, z) = \int_0^\infty p(r, z) \cdot r \cdot J_0(k_r r) \cdot dr \quad (25)$$

avec J_0 , fonction de Bessel de première espèce d'ordre zéro. L'équation se réduit à :

$$\frac{d^2 p(k_r, z)}{dz^2} + (k^2 - k_r^2) \cdot p(k_r, z) = -\frac{\delta(z - z_s) \cdot S_w}{2\pi} \quad (26)$$

dans une couche homogène supportant une source S_w . Une telle équation a pour solution particulière la fonction de Green :

$$G_w(k_r, z, z_s) = -\frac{1}{4\pi i k_z} \cdot e^{i k_z |z - z_s|} \quad (27)$$

où $k_z^2 = k^2 - k_r^2$

et pour solution générale sans second membre :

$$p_n(k_r, z) = A_n^1(k_r) \cdot e^{i \cdot k_z z} + A_n^2(k_r) \cdot e^{-i \cdot k_z z} \quad (28)$$

Prise en compte du fond

Les coefficients A_i sont déterminés par les conditions de passage entre les différents milieux. On peut introduire autant de strates que l'on désire, avec ou sans cisaillement. Il s'agit donc d'un procédé de calcul tout à fait adapté à une bonne prise en compte des interfaces. En pratique, on détermine le champ spatial en calculant numériquement l'intégrale de la transformée inverse. La limitation numérique apparaît donc lorsque le spectre calculé est très chahuté (configuration complexe du fond), ce qui peut entraîner des problèmes de convergence dans le calcul numérique de l'intégrale.

Prise en compte de la surface

Les phénomènes de diffraction associés à l'agitation de la surface sont pris en compte de la même façon que pour les modes normaux, au travers de l'application d'atténuations supplémentaires attribuées aux nombres d'ondes via la méthode des perturbations.

PERSPECTIVES POUR L'AMÉLIORATION DE SCAMPI. MILIEUX NON STRATIFIÉS

Les résultats obtenus avec SCAMPI sont bons excepté dans certaines configurations, mises en évidence lors de la validation aux points de croisement (situation avec roche sub-affleurante en particulier). Pour pallier à ces lacunes, diverses améliorations ont été testées comme la prise en compte des ondes de cisaillement, de la rugosité aux interfaces, des pentes. Cependant, ces améliorations en sont encore au stade de prototype. On ne présente ici que quelques étapes du problème des fonds non stratifiés, c'est à dire le problème incluant une variabilité spatiale à l'intérieur de la zone insonifiée.

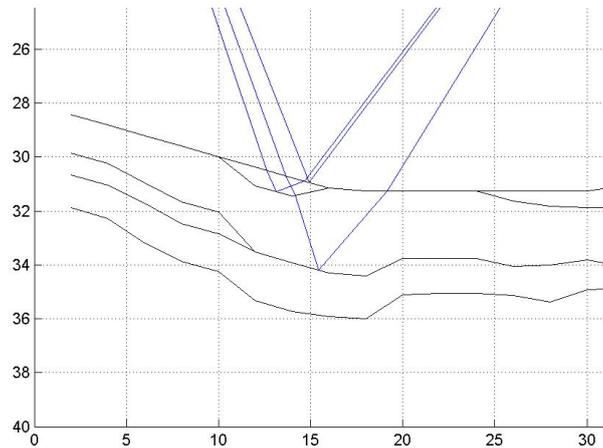


FIGURE 1 – Calcul des rayons propres pour un fond non stratifié (distances en abscisses et profondeur en ordonnées). Certaines couches pouvant apparaître ou disparaître, les méthodes dichotomiques ne peuvent plus être utilisées pour calculer les rayons propres.

Le problème des calcul des rayons propres étant réglé (bien que plus long), la difficulté est de faire des choix judicieux sur la façon de construire (et donc plus tard d'inverser) des fonds variables.

Génération d'un milieu variable - Approche 1

Dans ce premier cas, il s'agit simplement de discrétiser les distances x . Au départ, une génération aléatoire de couches (épaisseur, vitesse) est faite. Puis, de proche en proche, on autorise une insertion (ou une suppression) de couche selon un critère défini (par exemple, si son épaisseur est petite, alors dans 20% des cas, on la supprime). Au sein d'une même couche, les épaisseurs (donc les pentes) sont variables (dans une limite définie). Par contre, les vitesses ne changent pas.

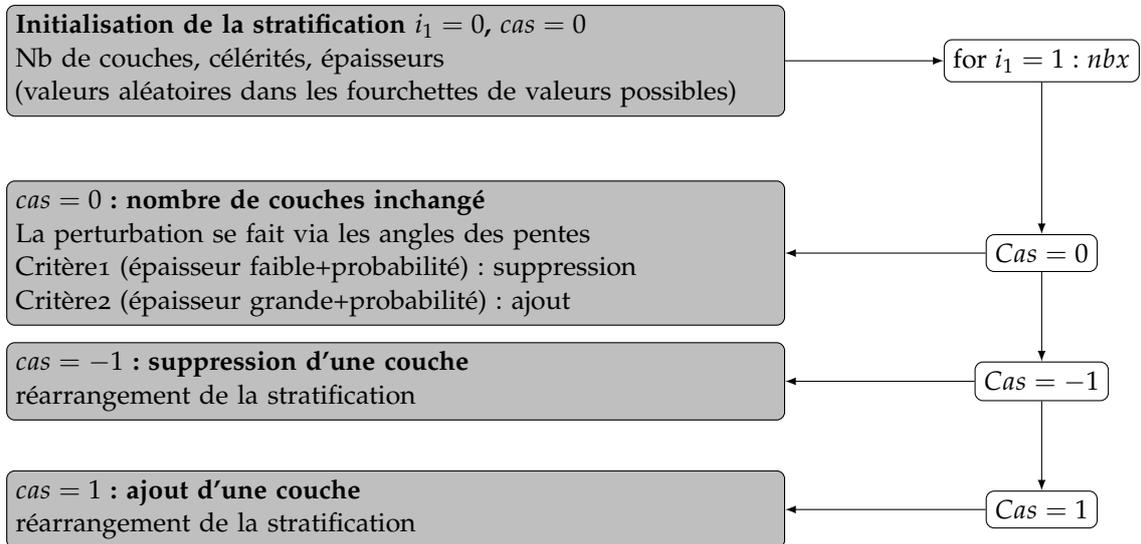


FIGURE 2 – Illustration du principe de génération d'un milieu variable

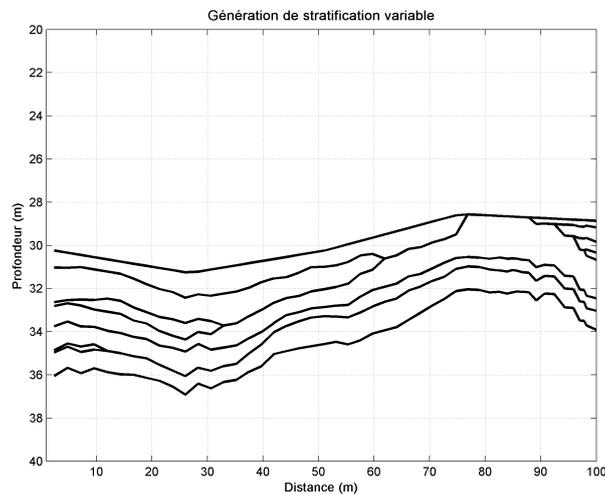


FIGURE 3 – Stratification générée par ce procédé.

Génération d'un milieu variable - Approche 2

Une alternative plus adaptée à notre problème est proposée. La bathymétrie est généralement connue. La structure sédimentaire repose sur un socle rocheux. Les modes de dépôts sont tels qu'une stratification en éléments de pentes orientées est la plus courante. Une ou plusieurs selon l'histoire du dépôt. L'idée est donc de construire une structure sédimentaire composée de :

- Une interface coupante en z , définie par $y_0 = a_0 \cdot x + b_0$ (séparant les cycles de dépôt)
- Entre la surface (la bathymétrie) et l'interface coupante, on construit nbS segments de droite inclinés (pentes 5 à 25 deg) de façon progradante (GD) ou rétrogradantes (DG) définis par $y_{si} = a_{si} \cdot x + b_{si}$
- Entre le fond (le toit rocheux) et l'interface coupante, on construit nbI segments de droite inclinés (pentes 5 à 25 deg) de façon progradante (GD) ou rétrogradantes (DG) définis par $y_{li} = a_{li} \cdot x + b_{li}$

L'intérêt de cette démarche est de guider (et donc de faciliter) la reconstruction de la stratification en se basant sur des éléments signifiants géologiquement et simplificateurs d'un point de vue mathématique, puisqu'on manipule des droites affines.

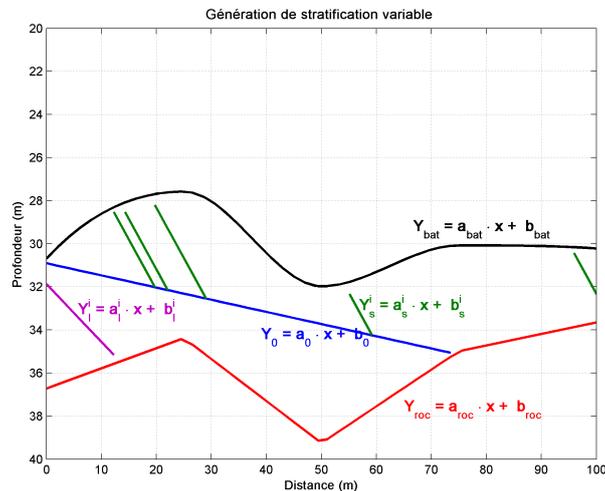


FIGURE 4 – Stratification générée par ce procédé.

Une fois ce nouveau problème direct posé, interfaces non stratifiées et calcul de rayons propres modifié, la stratégie d'inversion devient par contre nettement plus complexe. D'abord, on doit prendre en compte un nombre différent de tirs pour chacun des hydrophones puisque la surface insonifiée n'est pas la même. Ensuite, il faut tirer le fil (pente, nombre de couches) à partir d'un premier scénario inversé.

EXTINCTION DU SIGNAL PAR LA DIFFUSION DE BULLES D'AIR

Il s'agit ici de mettre en place les constituants physiques permettant de comprendre comment les bulles d'air emprisonnés dans le sable peuvent faire disparaître le signal acoustique propagé entre les piquets du prototype INSEA.

On montre que la *Backscattering cross section* σ_s (en m^2) pour une bulle individuelle vaut [Clay and Medwin, 1977a] :

$$\sigma_s(f) = \frac{4\pi \cdot a^2}{\left(\frac{f_0^2}{f^2} - 1\right)^2 + \delta^2} \quad (1)$$

avec a , rayon de la bulle, f_0 sa fréquence de résonance de Minaert et δ , le coefficient d'amortissement.

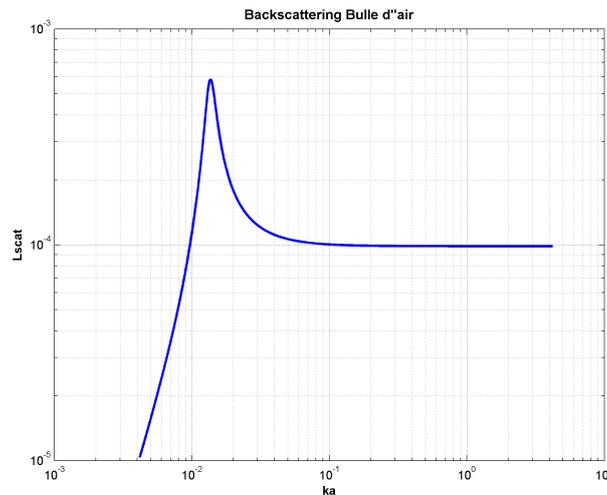


FIGURE 1 – Longueur de diffusion (en m) d'une bulle d'air de $100\mu m$ en fonction de ka . On note la résonance à $ka = 0.0136$. Pour les ka élevés, on retrouve son diamètre. Les caractéristiques de la résonance (intensité du maximum, élargissement du pic) dépendent du damping (facteur d'amortissement).

Diffusion par un nuage de bulles

Pour un nuage de bulles de densité de bulles $N(a)$, on définit la *Backscattering cross-section* M_v (en m^{-1} et par unité de volume) [Novarini et al., 1998] :

$$M_v = 1/4\pi \cdot \int_0^\infty N(a) \cdot \sigma_s(a) da \quad (2)$$

A défaut d'information plus précise, on a assimilé la population des bulles d'air emprisonnées dans le sable à un nuage de bulles typique de ce qu'on peut trouver dans

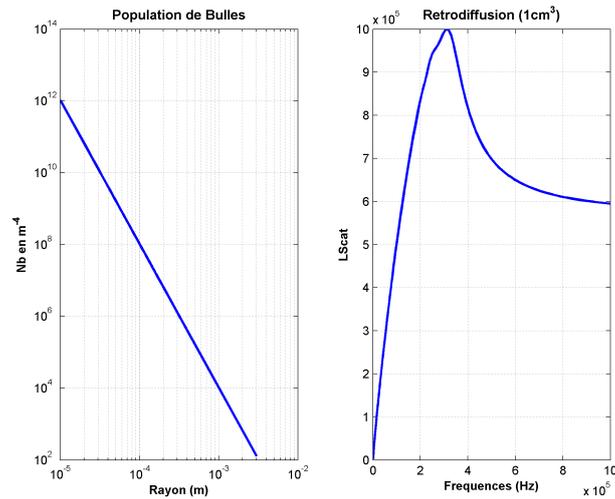


FIGURE 2 – A gauche, modèle simpliste de densité de population de bulles en m^{-4} . Elle décroît en une puissance 4. A droite, rétrodiffusion du nuage de bulles en fonction de la fréquence de l'onde acoustique.

un déferlement : plus petites tailles de $10\mu m$, void ratio de $\beta = 10^{-4}$. Comme on peut le constater sur la figure 2, la rétrodiffusion est effectivement intense entre $200kHz$ et $400kHz$ environ, domaine des résonances des bulles ; Au delà des résonances, la rétrodiffusion décroît.

Au passage, on note que ces tailles de bulles, environ $1/20^{ime}$ de la taille des grains, sont plus vraisemblablement liées à de la porosité intra-grain qu'à de la porosité inter-grain.

Il y a donc donc par ce biais une justification partielle de nos observations (voir figure 9) : En hautes fréquences, on observe bien un signal rétrodiffusé. Aux basses fréquences (inférieures à $150kHz$), la rétrodiffusion n'est pas apparente et c'est à priori le phénomène de diffusion par les bulles d'air qui est responsable d'une très forte atténuation (masquage) du signal. Pour être complet, il faudrait toutefois mettre ceci en parallèle aux mêmes contributions liées à la rétrodiffusion par les grains (observable à partir de $k \cdot a \approx 0.5$).

RAYONNEMENT DU PIQUET ET SES EFFETS SUR L'ESTIMATION DES DISTANCES

La prédiction du champ rayonné par le piquet dans un fluide est nécessaire pour contrôler son effet sur les calculs de distances. Celles-ci sont affectées par les déphasages qui évoluent selon la fréquence et l'impédance du milieu en contact.

D'après notre analyse, on distingue plusieurs phénomènes possibles :

- les modes propres de vibration de la céramique (voir [Ziomek, 1995] pour l'aspect mathématique ou [Marage and Mori, 2009] pour l'aspect électro-mécanique)
- les éléments liés au confinement de la céramique dans le piquet (contrainte par la résine et placée dans le cylindre) et qui font notamment intervenir des multi-trajets susceptibles de générer des modifications de phases [Pierce, 1991]
- le rayonnement d'une plaque rectangulaire [Wallace, 1972] et l'efficacité de ses modes propres selon la fréquence mais aussi selon l'impédance du fluide [Kiesewetter, 1986]. Le phénomène de modification des propriétés de rayonnement d'une plaque rectangulaire selon l'impédance du fluide qui l'entoure est en fait très complexe et fait l'objet d'études détaillées [Kerboua et al., 2007]
- la diffraction par l'ouverture pratiquée dans le piquet

En ce qui concerne le prototype, la céramique est un hydrophone, donc une petite sphère creuse déjà résinée et dont la fréquence de résonance est connue et situé à 300kHz. Nous allons évaluer les effets de deux phénomènes ; la diffraction par l'ouverture et le confinement de la céramique dans le cylindre.

Diffraction par l'ouverture

On part de l'équation de *Helmholtz-Kirchhoff* exprimant le champ en un point P du volume à partir de l'intégrale des sources secondaires placées sur une surface donnée S :

$$E(P) = \frac{1}{4\pi} \cdot \iint_S \left(E \frac{\partial}{\partial n} \frac{e^{ikr}}{r} - \frac{e^{ikr}}{r} \frac{\partial E}{\partial n} \right) dS \quad (1)$$

Dans le cas d'une ouverture de longueur L_x selon x et L_y selon y, on a :

$$D(\theta, \varphi) = |D_1(\theta)| \cdot |D_2(\varphi)| = \frac{\sin [(\pi L_x / \lambda) \cdot \sin \theta]}{[(\pi L_x / \lambda) \cdot \sin \theta]} \cdot \frac{\sin [(\pi L_y / \lambda) \cdot \cos \varphi]}{[(\pi L_y / \lambda) \cdot \cos \varphi]} \quad (2)$$

F	50kHz	200kHz
$L_x = 1cm$	160 deg	40 deg
$L_y = 2cm$	80 deg	20 deg

TABLE 1 – Effet de la diffraction par une fenêtre rectangulaire à deux fréquences (Ouverture à 3dB).

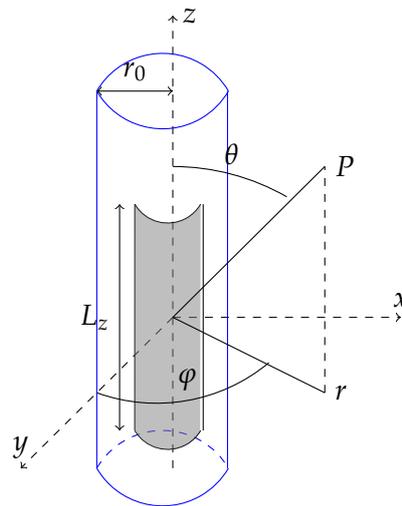


FIGURE 1 – Notations utilisées pour le calcul de la diffraction d'une onde plane par une fente rectangulaire pratiquée dans un piquet cylindrique.

Rayonnement d'une source vibratoire placée dans une enceinte

On peut trouver des éléments utiles à la compréhension de ceci dans Pierce [1991]. On s'intéresse au rayonnement d'une source ponctuelle placée dans un enceinte carrée. On peut considérer les contributions des réflexions multiples comme des sources secondaires (théorie des images), comme indiqué sur la figure ci-dessous. Dans un premier temps, on se place dans le cas du champ lointain, c'est à dire qu'on somme des ondes planes

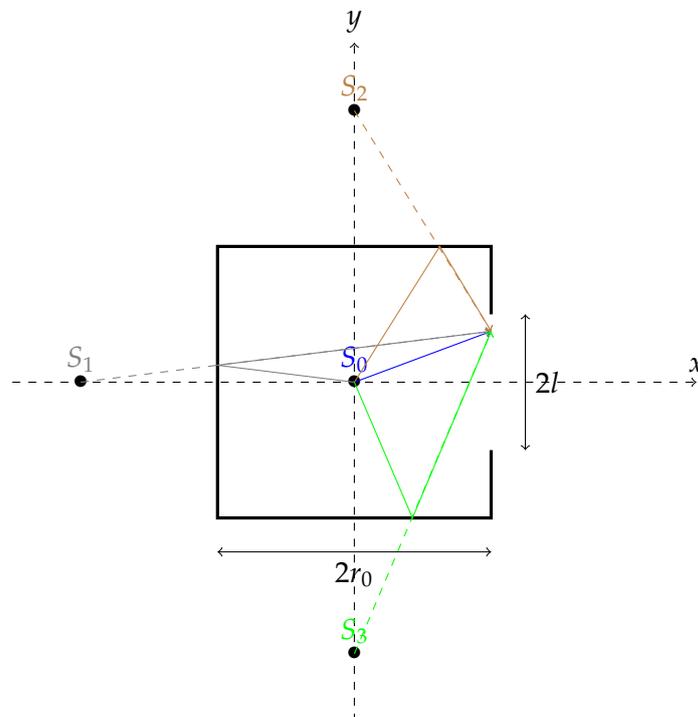


FIGURE 2 – Schéma de principe 2D d'application de la théorie des images à un cas de source placée au centre d'une enceinte carrée de côté $2r_0$ et munie d'une ouverture de longueur $2l$.

Dans le cas particulier d'une sommation d'ondes planes, on peut sommer ces contributions de la façon suivante :

$$p_{tot} = p(x_0, y) + p(2 \cdot x_0 - y, y) + p(2 \cdot x_0 + y, y) + p(3 \cdot x_0, y) \quad (3)$$

avec :

$$p(x_0, y) = e^{i\omega t} \cdot \frac{e^{-ik(x_0^2 + y^2)^{1/2}}}{(x_0^2 + y^2)^{1/2}} \quad (4)$$

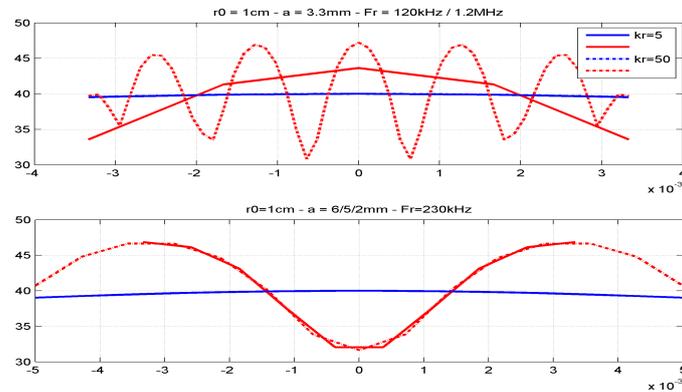


FIGURE 3 – Effet du confinement de la source ponctuelle à l'intérieur d'un piquet de section rectangulaire. Pression sonore selon la fréquence (en haut), selon la section du piquet (en bas) et en fonction de la position sur la face avant.

Selon la fréquence et les dimensions du piquet, on observe (voir figure jointe) que le maximum de pression se déplace et change de phase. Cela a pour conséquence de modifier la distance apparente (distance acoustique) entre les piquets. On constate que les ordres de grandeurs observés, distance variant de 1 cm entre 150 kHz et 300 kHz, peuvent effectivement être expliqués par ce seul phénomène.

PUBLICATION 1 - *SEDIMENTOLOGICAL ACOUSTICS : AN ATTEMPT TO
REDUCE THE GAP BETWEEN ACOUSTICAL MODELING AND
SEDIMENTOLOGICAL SURVEY*

Sedimentological acoustics : an attempt to reduce the gap between acoustical modeling and sedimentological survey

Thierry Garlan, and Xavier Demoulin
EPSHOM 13, rue du Chatellier
292275 Brest Cedex, France
Email: garlan@shom.fr , demoulin@shom.fr

Abstract

A major task in shallow water acoustics is to provide pertinent geoacoustical data. The purpose of the work is to evaluate the state of the art in this field, connecting in situ sedimentological measurement and acoustical modeling aspects. According to sonar systems frequency ranges and to the kind of needs, the measurement in terms of sedimentological data is different. Parametrisation requirements are investigated for both propagation and reverberation models. We propose to translate differently the survey knowledge, of a calibrate zone, versus frequency to provide different parameter bottom sets to the users. We discuss the lack of availability of some of this parameters.

Introduction

We focus in that present work on the sea bed environment aspects and on the sonar acoustics aspects. For numerous maritime activities like fishing, resource development, mine burial and security of navigation, sedimentology is more specifically approached in terms of sea floor mapping; subbottom profiling is used for cables and pipeline laying, marine engineering, security research, So, most of the sedimentary applications have dual utility - military and civilian. Geoacoustical modelling, for ASW operation, takes into account most of the previous input. It also contributes to understand acoustics in sediments to the analysis of geophysical systems and concerns all the sea bed characterisation or classification systems.

Sedimentology and acoustic are closely linked, the acoustical data obtained during surveys is transformed in sedimentological parameters, then the process is inversed to give products suited to the beam angle and frequency of all kinds of sonar. Between all of the geological parameters: scaling of horizontal and vertical variability, heterogeneousness of sediments, sea bed roughness, influence of gas or bioclastes, wide range of rocks, which are the most important for acoustical modelling? What effect do they have on images or seismic systems data? And which roughness of sea bed interfaces is needed?.

First chapter concerns mostly sedimentological survey, measurement technics and storage from large to very small regional scales. Sonar equation involves transmission loss and reverberation level. That terms contents reflection, scattering mechanisms, which are themselves strongly dependent of the bottom characteristics. We will develop that acoustical part in part two. Third part is devoted to an application. A recent calibrated area has been surveyed in Bay of Biscay. We propose to translate differently the survey knowledge versus frequency to provide different parameter bottom sets to the users and investigate their impact on sonar prediction.

Sedimentology

Sedimentological surveys are done with acoustical (imagery and seismic) and graded systems (samples, photographs). Since the sixties shallow water side scan sonar images are used in hydrography for seeking wrecks and dangerous obstructions. For sedimentological purposes, these data enable to differentiate rocky areas, limits of coarse and fine sediment, and sediment features. Many numerical processing were studied, they give nearly good results for textural characterisation (roughness) but not for grain size classification due to its unadapted high frequency (100 kHz or higher). With 10 to 20 kHz frequency, deep water multibeam echo sounder data are well done for sea bed characterisation [1]. In shallow water these multibeam systems have 100 kHz or more frequency, so they probably present the same limits as side scan sonar images with a less precision. All of these systems give morpho-sediments charts, but on the continental shelf, at 100 kHz or higher, side scan sonar received are modified by turbidity layers above the sea bottom, organic activities, bioclastic proportion, sea bed roughness and sorting of sediments of surface. Multispectral satellite images and photogrammetric plotting carried out rapid assessment of clear water coastal field. In French Polynesia, radiometric data show variability

up to 20 meters. On European continental shelf, these remote sensing systems provide sea bed information just from the beach to the slightly immersed zone (3 - 5 meter depth).

For subbottom knowledge, numerous systems could be used from some hertz for intra-crustal studies to some kHz for accurate description of the first tenth of meters. Numerical processing of the 3.5 kHz received signal, obtained with DELPH system on the hydrographic French vessels, could be used to calculate sediment type and geoacoustical parameters. The development of these studies complete the sediment thickness measure usually done with subbottom profiler. Questions on the necessary depth in sediment and accuracy needed are asked, so does the 3.5 kHz subbottom profiler give parameters needed for acoustical modelling?

Accurate topographic representation of sea floor contributes to the understanding of sediment distribution. The echo sounder used for bathymetric surveys could also be a source of data when the backscattering signal is processed. This signal processing, with systems like RoxAnn, characterise the sea bed and give parameters such as hardness and roughness (RoxAnn) or classified the sediment type, These methods offer several advantages : the real time results could be rapidly used for a broad spectrum of needs, the frequency could be chosen in accordance with the application. With a 33 kHz echo-sounder data are not modified by superficial turbidity, but it has the disadvantage of furnishing, in muddy and silty sediments, parameters which are the mean of the first decimetres of sediments.

All of the acoustic, photographic and radiometric data must be calibrated with samples. This bottom truth gives the name of the sediment. The quantification of various fractions, by dry sifting or laser diffraction particle sizing, enables the processing of sedimentological parameters as median, mean grain size, sorting and skewness. Carbonate determination completes these analysis. Spot samplings on cores are necessary to calibrate seismic profiles, the same parameters are obtained to construct a log of subbottom structures. These unequivocally reflect the deposition processes which laid down the sediment.

Density and celerity could be in-situ measured to have sedimentary and physical accurate data. In general, when cores aren't disturbed these parameters are measured in laboratory; in the other cases and for grab samples they are calculated with Hamilton and Bachman formulas. The comparison between these results proved that experiments and comparison must be done to improve the calculation method. The mean grain size don't give the real representation of the collection of particles which compose a sediment. The using of more sedimentological parameters (mean + sorting + skewness) depth and chemical parameters (carbonate and gas contents) would be better to improve density and celerity values. For roughness classification, RoxAnn, side scan sonar or echo sounder data must be calibrated with underwater video or photography.

Some of these sedimentary systems could not be used for every surveys. The aim of video and in-situ acquiring of acoustic parameters is to study the sedimentary-acoustic relationship and to obtain more accurate formulas.

From region to sediment. With the tectonic subsidence (when the sediment causes isostatic depression of the crust) sedimentary basins with some kilometres thick sedimentary sequences were built. The lack of subsidence since the Palaeogene, or earlier in some parts, have transformed the Channel and Bay of Biscay sedimentary basins in platform with soft sediment overlying different kinds of rocks. So, in view of the question set down, these zones are interesting to test acoustical modelling. Various kinds of sediments covered this continental shelf of the west of France, these bioclastic material mostly Holocene in age progressively contaminates ante Holocene lithoclastic relict deposits . The coarse lithoclastic material mainly result from frost shattering and solifluction during the Quaternary regressive stages. The distribution of the material is controlled by tidal currents in the open sea and swell close to the coast. From high energy areas to the minimum energy level - the wave base is from 6 m in the east Channel to 70 m in Celtic sea and in the Bay of Biscay - a sedimentary succession of decreasing grain size are thus observed. So as Larssonneur demonstrated [2] a sedimentary model which describe equilibrium between sediment distribution and hydrodynamic conditions can be mapped on a basin scale.

At sea, observations are different, they show higher precision offered by acoustic systems. Seaweeds, wrecks or local rock outcrops change environmental conditions, sand ribbons and other sand structures could be created downstream. In some muddy zones, sixty meters large pock marks, shown on side scan sonar sonographs, coming from gas. Thickness varying locally with sand structures and palaeo-rivers where 50 m of alluvium formations could be observed. With photographs or video images we see that roughness coming from small sand ridges, boulders and biological activity, is too small for side scan sonar and too large for samplings. The finer accurate data base obtained represent the primary source of information needed to support all of the different applications. The data processing of acoustic and samples are used to realise, with each kind of systems, maps at the scale of the survey (mosaics, isopach map, ...). The third product is a 3D sedimentary representation that we will develop during the next few years.

During the last 30 years, more than 20 000 samples were taken on the west of France continental platform. The whole granulometric range is represented from boulders and shingles to colloidal muddy particles. Well sorted sediments are the less represented. The mixing of ante-Holocene material, redistributed during the last transgression, with organogenic material give all kind of very poorly sorted. The sedimentary model is less

accurate than surveyed data, but it could be sufficient for acoustical modelling, in the other case acquisition and data banking must be increased.

Acoustics

In this chapter, we suggest to split main mechanisms involved in four steps. Each step is a filter including modelisation, our misknowledge, and is designed to be compatible with the others filters.

1. Sedimentological survey. This point has been treated yet in the previous chapter. Sonar involve usually lower frequencies and lower grazing angles than sedimentological survey. So, a good knowledge of the whole problem is actually necessary to deal with seabed characterization and to design new instruments devoted to purely acoustical problems if necessary.
2. Parameters. Which geoacoustical parameters are necessary to describe the bottom and how calculate their values. Special attention is required to estimate thickness and accuracy of geoacoustical parameters given sonar constraints.
3. Local models. These models describe the physical interaction of acoustical waves with the bottom. They are the main part of the transfer function because they fix the parameters needing and limitate the future acoustical impact study.
4. Global models. They are propagation and reverberation models. They are used to predict sonar performances. They have to manage with all kinds of constraints like water speed profile, sea surface state...In that context, shallow water and bottom's effect in shallow water are one of the numerous constraints to handle with and it is therefore usually necessary to simplify that problem. Such a simplification adds limitations to impact studies.

Parametrisation

Geoacoustic parameters depend on the local modelisation that will be used for the global modelisation. Usually we distinguish between reflection and scattering parameters. Reflection mainly depends on impedance. Impedance depends on speed, attenuation, and density of the medium. A reflection medium parametrisation is then oftenly given by 5 parameters : Compressional speed C_p , Shear speed C_s , Compressional attenuation A_{tp} , Shear attenuation A_{ts} and density ρ . Because it is hard to measure these parameters in laboratory (core needed, real in-situ conditions...), they are often calculated by empirical geoacoustical Hamilton relations. Actually, we often miss in situ calibration to be sure of our values. These values depend strongly on the in situ configuration as compaction for shear waves velocity for example. Parameters calculation depend on the frequency as well, dependence which is often discussed. Finally, as we will see later, substratum values are very important to estimate the reflection at low frequency (100Hz) and we seldom get in situ information about this. Reflection parameters usually used are:

	silt	sand	limestone	granite
C_p (m/s)	1550	1750	3000	5200
C_s (m/s)	80	130	1500	2500
A_{tp} (dB/ λ)	1	0.6	0.2	0.1
A_{ts} (dB/ λ)	1.5	2.25	0.4	0.2
ρ (Kg/m ³)	1.7	1.95	2.4	2.6

Scattering parameters depends as well on the local modelisation [3]. They generally split the problem on an interfacial rugosity and subfacial inhomogeneities but neglect the sediment stratification. They need parameters like micro-scale slopes or correlation length of inhomogeneities which are highly variables. They are related with frequency, and grazing angles and so very hard to estimate. In situ lack of data is a problem not only for sonar prediction but to calibrate sedimentological instruments as well. We present below an example of that kind of parameters [4]. To avoid such a complexity, scattering is sometimes described by the Lambert law characterized by one parameter only: $R(\theta, \theta') = \mu \cdot \sin(\theta) \cdot \sin(\theta')$ where θ and θ' are respectively incident and reflected grazing angles and μ the bottom's scattering parameter.

	silt	sand	rock
μ (dB)	37	31	18
δ (degrees)	4	6	11
h_0 (cm)	3	7	50
μ_0 (%)	5	3	<1

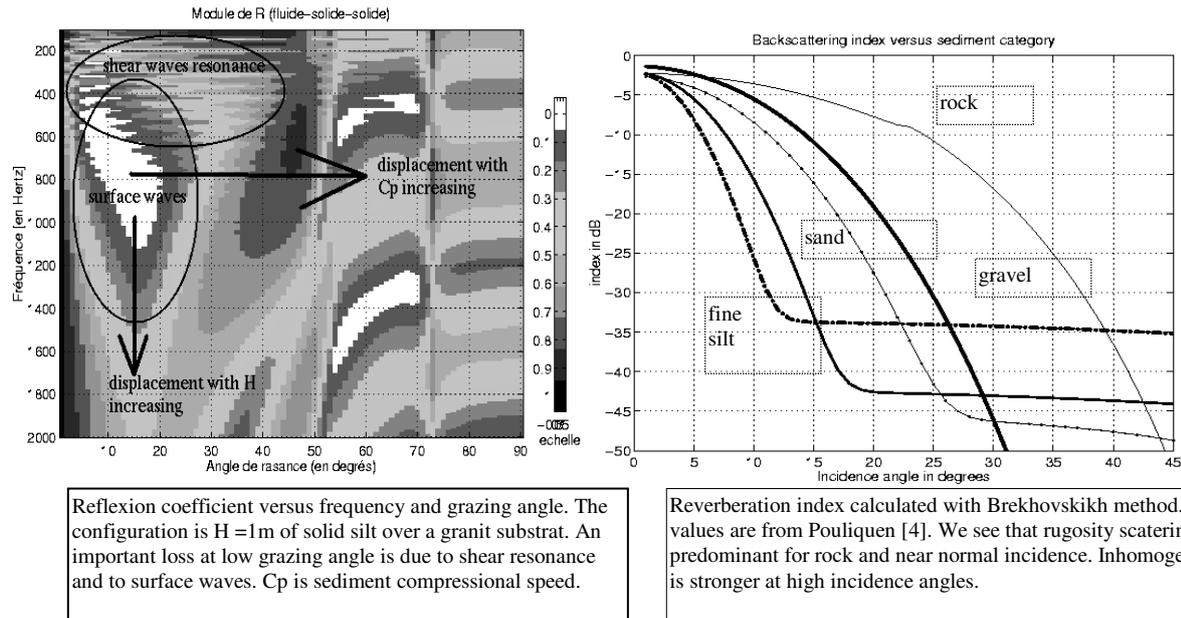
Scattering parameters for 3 sediment classes
 first line concerns Lambert's law
 others come from Pouliquen [4].
 δ is the rms sediment slope. h_0 the rms height of the rugosity and μ_0 the volume inhomogeneities parameter.

Local models

Local models treat of physical mechanisms of interaction between bottom and acoustical wave. Because they imply different mechanisms, it is easier to distinguish between reflection and scattering models.

Reflection coefficient

It is the ratio of the bottom reflected intensity by the incident intensity. Sea bed is modelised by a homogeneously stratified medium. $R(\theta)$ is then calculated applying the boundary conditions between different mediums. When the bottom is an infinite medium, it is characterized by a critical angle proportional to the ratio of the both mediums compressional speed $Cp2/Cp1$ below which $R = 1$. Actually, shear speed and attenuation generate reflection loss even below critical angle. When the modelisation of the stratification is more complicated, new phenomena appear such as frequency dependence, surface waves or shear waves resonance. It is important to notice that we focus on the low grazing angles. Those concern the propagation at long ranges because others are too attenuated. As we can see on the below figures, behavior at low and high grazing angle are very different .



Scattering

The scattering coefficient is defined by $R(\theta, \theta')$ like the reflection coefficient but involving non specular reflections. Various theories are possible to calculate $R(\theta, \theta')$. Because of the high number of parameters needed, they often suffer from a lack of in situ validation and calibration. It is the reason why we won't say a lot about it on the forward application.

Helmoltz Kirchhoff or Raileigh Fourier theories applies for « smooth » rugosity. Both of them are generally used for deterministic or measured interfaces. Unfortunately, it is seldom the case in practice. Some recent developments [5] modify Lambert's law near specular direction. That kind of scattering lobes calculation is used in transmission loss global models. Modelisation mixing interfacial rugosity and inhomogeneities are often found in literature [3]. They are useful for multibeam echosounder measurements for example.

Global models

Transmission problems

Shallow water bottom propagation problem is involved with reflection, scattering and bathymetric aspects. But its main characteristic is that it is a low grazing angles problem. So, local models must be especially accurate at this angles. Most of waves models can handle with reflection phenomena but not with scattering ones. This is mainly due to the complicated boundary condition that scattering generates. An other point to focus on is that few of them can handle with a varying medium. Unfortunately, it is often the ground truth. It is what we will partially answer in the next chapter investigating a varying calibrated zone.

Reverberation problems

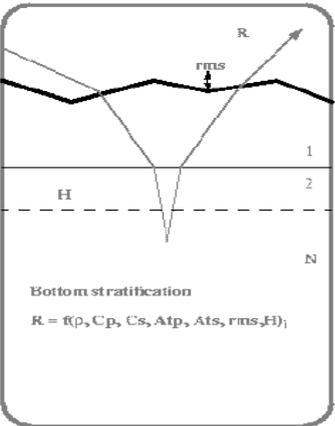
It involves same constraints as for propagation modeling but it is now imperative to add the bistatic scattering effect. To simplify our explanation, we follow a geometrical approach as usually done. We proceed as for a classical ray models and each bottom reflected ray is directly backscattered to the receptor and time ray path

stored. Reverberation level at a given time is the contribution of all simultaneously receptor arriving backscattered rays. The scattering law used in the below figure is a Lambert's law.

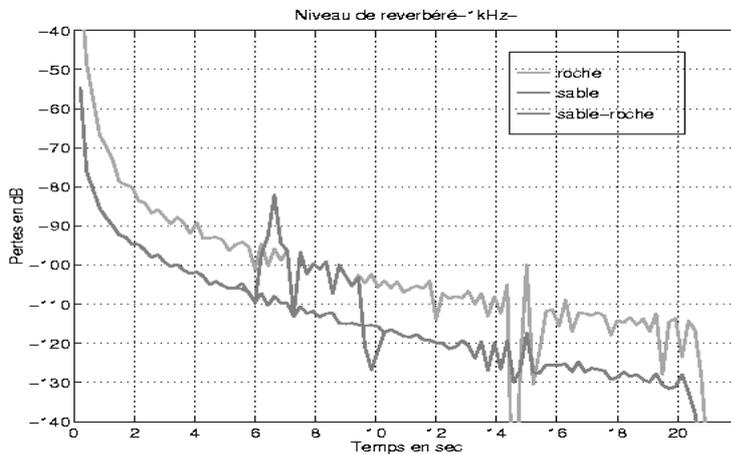
Bottom parameters involved in some propagation models

- modal theory**
Numerical principle: an eigenvalue matricial problem
Advantage: interpretability
Inconvenient: stratified medium
- parabolic equations**
Numerical principle: close to finite difference methods
Advantage: varying medium
Inconvenient: problems with stratified bottom, rugosity
- Spectral theory:**
Numerical principle: numerical calculation of the integral
Advantage: description of the bottom
Inconvenient: stratified medium

Transmission problem



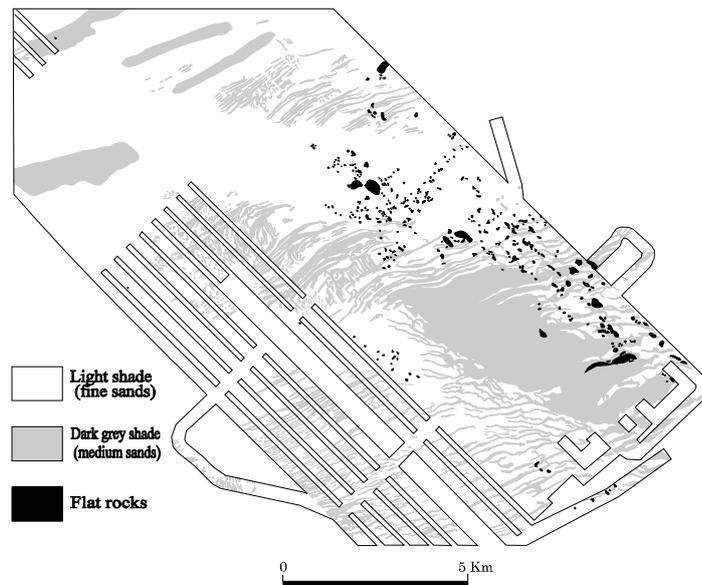
Bottom stratification
 $R = f(\rho, C_p, C_s, Atp, Ats, rms, H)_1$



Reverberation problem
 Reverberation level versus time. Calculated by rays theory with an isovelocity water of 100m. $F = 5\text{kHz}$. $Z_r = Z_s = 50\text{m}$. Lambert values for rock and sand are respectively 18dB and 31dB. Specular reflexion coefficients are respectively those of limestone and sand. We see the strong effect of 2kms of surficial rock on a sandy sea bed radiale.

Application

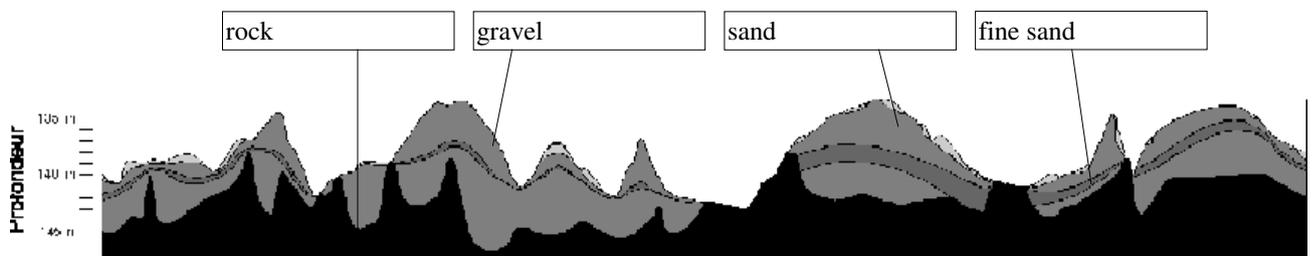
A calibrated zone was determined for testing acoustical modelling on real sedimentological data. So, we chose a deep near homogeneous flat zone on the sedimentological map of the Bay of Biscay. The depth of the 60 km long and 15 km wide area surveyed are from 130 to 144 meters. Sedimentological mapping at scale 1/40 000 was done with all of the systems previously described.



The side scan sonar morpho-sediment map reveal: - flat rock spots of several hectometres, we see on the bottom of one core that it is an eroded shelly limestone, - patchy light shade (fine sediment) covering the bottom horizon, - the main part of the zone is covered by dark grey shade, the cores show that it is bio-lithoclastic medium sands. With the subbottom profiler different strata were define and an isopach map was done. The substratum is undoubtedly rock in the southern part of the zone; but in the north without any bottom truth the deeper reflector could be a coarse sediment or rock.

A synthetic 48 km long cross section was done with all data as shown in the following figure. It reveals a regressive succession - a coastal unit, probably beach bars of shelly gravel, were progressively covered by medium sand when the shoreline moved, with the increasing depth finer sand were deposited. The thin top layer of fine sand patches could be affected by storm waves.

Each point of the radial is described by a complete stratification including thickness of each sediment class. We make an impact study of such a variability on acoustical propagation. We follow the same methodology as in the precedent chapter. We focus on the different approximations to do versus frequency. We chose 3 frequencies 100Hz, 1kHz and 10kHz which scan the whole sonar ranging.



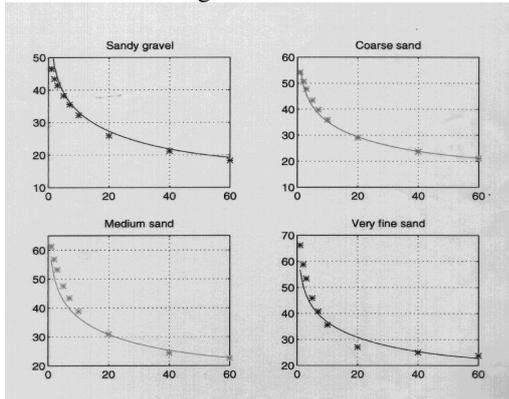
Parameters

The fifteen cores analysed contain different sediments, from bioclastic gravel to silty muddy sands. The following results of mean values are calculate for acoustical application:

	Fine sand	Sand	Gravel+sand	Shelly gravel	limestone
Density	2.01	2.21	2.28	2.37	2.4
Cp(m/s)	1773	1937	2002	2093	3000
Cs(m/s)	0	0	0	0	1500
Atp(dB/λ)	0.7	0.6	0.5	0.4	0.2
Ats(dB/λ)	0	0	0	0	0.4
μ(dB)	21.5	21	20	19	18

Density was measured in laboratory, compressional celerity was estimated with Hamilton formulas which take into account density (measures must be done during the next months with a core logger). Attenuation has been estimated from tab1 and shear sediment waves been ignored because we don't have any information on their actual values and because they are of few interest for that present study. We remark a quite high value of Cp for sediment classes. Because we don't have any measured scattering parameters, we choose to simplify them using a

Lambert law fitting with values found in literature for such sediment at 10kHz only.



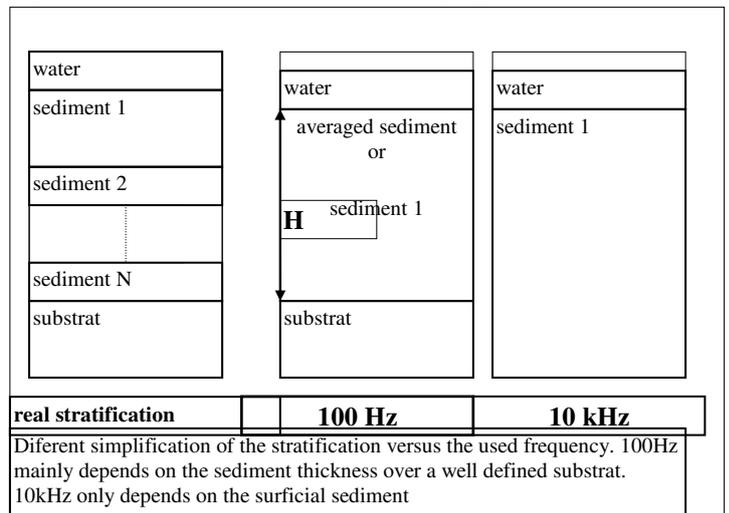
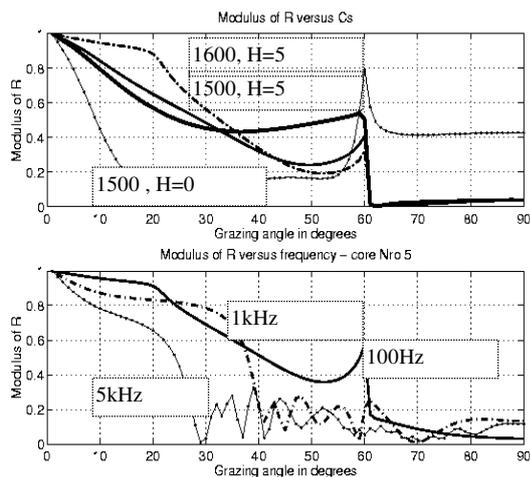
Local modelisation

Reflection

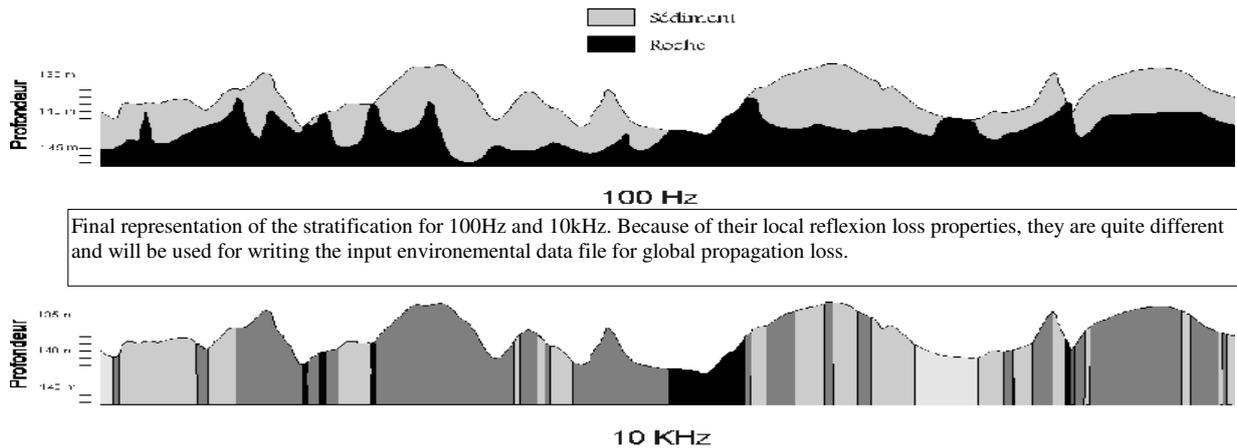
With such a radial, we calculate every reflection coefficient with SAFARI [6]. As expected, we observe a strong rock impact for the 3 frequencies.

- At 100Hz, the variability is quite important. $R(\theta)$ is rather sensible with sediment thickness but few with it C_p value. The main phenomenon is surface waves conditioned by sediment thickness and C_s substratum value. We modelised the stratification at 100Hz as a sand of thickness H over a limestone substratum. Calculations gave exactly the same result as for the complete original stratification. We focus on the lack of information we have about C_s substratum value. It could vary between 1500 and 1700 m/s and even probably more. This is a very important point to check in order to predict transmission loss.
- At 1kHz, variability is less important. $R(\theta)$ is few sensitive to the substratum except when sediment thickness is very little. Then, a similar phenomenon as before, generates a reflection loss. $R(\theta)$ is involved with the whole sediment stratification. Here, it is mainly dealt with the critical angle due to the superficial sediment because of the quite low contrasted sediment stratification. It is better to modelise the stratification by a simple superficial sediment than by a depth-averaged one.

At 100kHz, penetration at such low grazing angles is very few, and it appeared very convenient to modelise stratification by an infinite sediment corresponding to the superficial one as shown in the following figure.



above left :reflexion loss variations with sediment thickness of 0 and 5 meters, C_s shear speed of limestone at 1500 m/s or 1600 m/s. below left:reflexion loss for core Nro5's stratification. 100Hz's one is driven by substrat shear speed (1600m/s). 1kHz's one by sand's critical angle and 10kHz's one by the very thin silt superficial sediment.

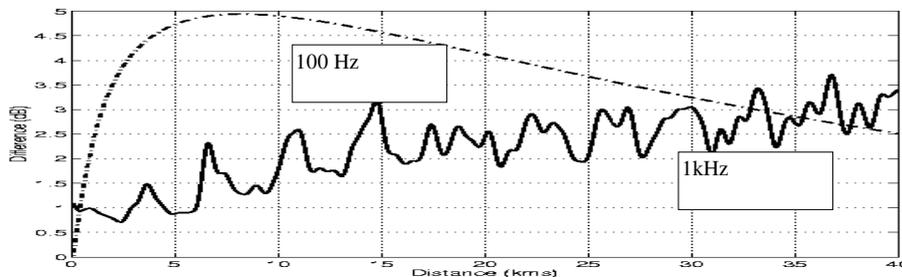


Global impact

It is then possible to give an input environmental data file to deal with propagation models. Few of usual wave propagation models allows us to handle with such a variable stratified bottom. We made simulations at respectively 100Hz and 1kHz.

- At 1kHz, We made simulations with FEPE [7], parabolic equations, with the 10kHz environmental data file, except the subficial rock which is changed by a superficial limestone. It is then possible to avoid stratification problems due to parabolic equation modeling. We made 3 simulations. One with the whole data set, one with the bottom's data set but with a flat bottom, and one with a homogeneously stratified flat bottom. For the last one, geoacoustic parameters are those of an averaged sediment over all the radial.

At 100Hz, we can't deal with parabolic equations because of the stratified bottom's constraint. So, we must reduce the complexity and focus on what is the most important, according to us. As we said before, a very important variation of reflection loss is due to C_s , shear speed of the limestone. So we make two simulations, one with an homogeneous flat bottom with an averaged thickness of sand (3m) overlaying a substratum with $C_s=1500\text{m/s}$, and 1700m/s . We calculated transmission loss with the normal modes code KRAKENC [8].



- At 1kHz, we make coherent loss calculations. We use a low filter to diminish interference effects and show difference in dB between the real and the simplified medium. There is no difference between a flat bottom and the true bathymetry. The difference increases slowly versus distance. Nevertheless, it is quite a low difference considering all our environmental misknowledge.
- At 100Hz, the difference is stronger even at quite small distance. It tends to prove that sediment thickness and substratum shear speed can't be neglected even at small regional scales. It is necessary to map more accurately this parameters in order to improve passive sonar prediction.

Summary

Mixing sedimentological survey and acoustical modelling is a necessity to provide a performant acoustical survey and to predict sonar performances. Working on such a calibrated area is very useful to show the complexity of that problem and to enlight some important points. In all cases, multicriteria approach with imagery, seismic systems, in situ measurement, must be coupled with data bases to characterize the bottom truth and discussed the validity of geoacoustical relations.

Survey major problem is the lack of in-situ measurements to get a ground truth. Rugosity is then a recurrent problem which could be diminished by photography. Parameters quantification is mainly done by Hamilton's

relations. But some of them remain still badly known (shear speed or attenuation) and others totally unknown like substratum shear speed. Some attempts to classify rugosity sediment parameters remain uncertain according to us. Complexity of local scattering modeling add further to the difficulty of calculating scattering lobes. Wave propagation models show their limitations when they have to handle with a complex varying ground truth. Nevertheless, it seems that usual approximations as considering a homogeneous bottom on such a small regional scale and homogeneous medium may be quite enough accurate (at medium frequency). It's not the same at lower frequencies where strong bottom interactions can occurs.

References

- [1] S Dugelay «Caracterisation des fonds marins a partir de donnees sondeur EM12» Thesis U. Orsay, 256 p, 1997.
- [2] C Larssonneur, D Vaslet and JP Auffret «The surficial sediments of the english Channel», BRGM Ed., 1978.
- [3] P.D. Mourad, D.R. Jackson, « High frequency sonar equation models for backscatter and forward loss », Proc. Oceans 89, 1168-1174, 1989.
- [4] E. Pouliquen, « Identification des fonds marins superficiels à l'aide de signaux d'échosondeurs », thèse, 1992.
- [5] J.W. Caruthers, and J.C. Novarini, »Modeling bistatic bottom scattering strength including a forward scatter lobe », IEEE 18 (2), April 1993.
- [6] H. Schmidth, « SAFARI, Users guide », SACLANT report, La Spezia, 1988.
- [7] M.D. Collins, « A split step pade solution for the parabolic equation method », J. Acoust. Soc. Am 93, 1736-1742, 1993.
- [8] M. Porter, « The KRAKEN normal mode program », SACLANT report, La Spezia, 1991.

PUBLICATION 2 - FAISABILITÉ OPÉRATIONNELLE DE L'INVERSION
GÉOACOUSTIQUE PAR MILIEUX ÉQUIVALENTS : PRINCIPE ET
APPLICATION AUX DONNÉES INTIMATE⁹⁶.

Rapport d'étude n° 003/00

Juillet 2000

FAISABILITÉ OPÉRATIONNELLE DE L'INVERSION GÉOACOUSTIQUE PAR MILIEUX ÉQUIVALENTS : PRINCIPE ET APPLICATION AUX DONNÉES INTIMATE96.

par

Xavier Démoulin
Centre Militaire d'Océanographie
EPSHOM, BP 426
29275 Brest Cedex, France

Laurent Pélisséro¹
Ecole Nationale Supérieure des Techniques Avancées
32 Boulevard Victor
75739 Paris cedex 15

Yann Stéphan
Centre Militaire d'Océanographie
EPSHOM, BP 426
29275 Brest Cedex, France

EPSHOM
BP 426
29275 BREST Cédex

Serveur internet : [http : //www.shom.fr](http://www.shom.fr)

1.Laurent Pélisséro est actuellement au Bureau PROG/SM, 83100 Toulon NAVAL.

Résumé : Une méthode simple et rapide pour estimer les paramètres géoacoustiques du milieu est présentée dans ce rapport. Le principe repose sur l'estimation d'un milieu équivalent à partir de mesures acoustiques en large bande à très basse fréquence. Le milieu équivalent est un milieu qui donne les mêmes performances en transmission que le milieu réel. La méthode s'appuie sur le traitement de modulations de fréquences 300-800 Hz sur un seul hydrophone. La réponse impulsionnelle du milieu est obtenue après filtrage adapté. De cette réponse, deux caractéristiques stables de la propagation sont extraites : la durée du signal en sortie de filtrage et les amplitudes des rayons réfléchis. Ces deux caractéristiques sont reliées analytiquement à la vitesse de compression et au coefficient d'atténuation du milieu équivalent. L'inversion pour retrouver ces deux derniers paramètres est aisée et repose sur une expression analytique du problème inverse. La méthode est mise en oeuvre sur les données de la campagne INTIMATE96. Les résultats montrent un excellent accord entre les caractéristiques de la propagation dans le milieu réel et le milieu équivalent.

Abstract: A simple and fast approach to retrieve geoacoustic parameters is presented in this report. The principle of the method is to estimate an equivalent medium from low frequency acoustic data. The equivalent medium gives the same propagation features than the true medium. The method is based upon the processing of 300-800 Hz broadband signals on a single hydrophone. Matched filtering is used to estimate the impulse response of the waveguide. From this impulse response, two stable characteristics of shallow water propagation are estimated: the time dispersion of the received signal and the amplitude of bottom reflections. This two features are analytically linked to the compressional speed and to the attenuation coefficient of the medium. The inversion of the two latter geoacoustic parameters is straightforward since it relies on an analytical expression. The method is tested on INTIMATE96 shallow water data. The results show an excellent agreement between the propagation losses in the equivalent medium and the true medium.

Table des matières

1. Introduction.....	4
2. La campagne INTIMATE96.....	5
2. 1. Stratégie instrumentale.....	5
2. 2. Interprétation des données.....	6
3. Le problème géoacoustique direct.....	8
3. 1. Interprétation du coefficient de réflexion. Notion de milieu équivalent.	8
3. 2. Corrélation avec la réponse impulsionnelle.....	10
3. 3. Formulation analytique du problème direct.....	10
4. Inversion géoacoustique.	13
4. 1. Formulation analytique du problème inverse.	13
4. 2. Inversion des données INTIMATE96.....	14
4. 2. 1. Sélection des données.	14
4. 2. 2. Inversion.....	15
4. 2. 3. Résultats.	15
4. 3. Discussion.....	17
5. Conclusions.....	18
Remerciements.	18
Références.....	19
Annexe A : Effets de l'état de mer.	20
Annexe B : Relation entre R_{sp} et a_b	20
Annexe C : Formulation asymptotique de $R(q)$	21

1. Introduction.

Les propriétés géoacoustiques du fond ont une influence majeure sur les prédictions de portées des sonars, en particulier à très basses fréquences. Pour optimiser les prédictions, il est nécessaire de disposer d'un modèle géoacoustique du fond qui puisse rendre compte efficacement de la propagation et la réverbération dans le milieu réel et qui soit adapté aux contraintes opérationnelles liées aux codes de prédiction et aux temps de calculs. Deux approches complémentaires existent.

La première approche vise à estimer les paramètres géoacoustiques du milieu par des mesures directes. Cette approche, souvent appelée « Vérité Terrain », repose principalement sur les prélèvements par carottier ou par benne. Ces prélèvements sont souvent accompagnés de mesures acoustiques indirectes (sondeur de sédiment, sondeur multi-faisceaux, classificateur de sédiments, sonar latéral) ou vidéo (caméra sous-marine). La mesure de la réalité terrain est adaptée à la caractérisation géophysique des fonds pour la constitution des bases de données d'environnement. Malgré tout, c'est une approche lourde et peu pratique pour les opérations d'évaluation rapide de l'environnement (REA) pour deux raisons principales. D'une part, les mesures par carottage et prélèvement peuvent difficilement être traitées *in situ* et la fusion des informations issues des autres systèmes nécessitent une expertise poussée. D'autre part, certains paramètres sont difficilement mesurables (épaisseur des sédiments, nature du substrat). De plus, les mesures directes ne prennent pas en compte la finalité opérationnelle (notamment en terme de senseurs) et le modèle géoacoustique obtenu n'est pas nécessairement adapté à l'utilisation des sonars.

La seconde approche, qui sera traitée dans ce rapport, consiste en l'évaluation des paramètres géoacoustiques par une mesure de type sonar. L'idée sous-jacente est d'utiliser la réponse impulsionnelle du guide d'onde pour estimer les paramètres géoacoustiques du milieu. Cette approche est généralement appelée « inversion géoacoustique » (voir par exemple, Chapman *et al.*, 1998). Les modèles de fond obtenus par inversion géoacoustique peuvent être de bonnes approximations du milieu réel, en particulier à très basses fréquences. Ces modèles peuvent également être construits comme des « fonds équivalents », ce qui signifie qu'ils ont la même réponse acoustique que le milieu réel dans une application définie (Démoulin et Garlan, 1997). Bien sur, une telle approche ne donne pas la vérité terrain et elle n'est donc pas adaptée à la caractérisation géophysique des fonds marins. Par contre, elle présente l'avantage majeur de fournir un modèle simple dont les caractéristiques en propagation et/ou en réverbération soient les mêmes que celles du milieu réel. Le milieu équivalent est donc le milieu tel qu'il est vu par le sonar. Par opposition à la vérité terrain, cette approche peut être appelée « vérité sonar ».

La plupart des techniques d'inversion pour l'estimation des propriétés acoustiques des fonds reposent sur l'analyse spatiale et temporelle du champ de pression acoustique (Dosso *et al.*, 1993, Gerstoft, 1995, Rajan *et al.*, 1997, Fallat et Dosso, 1999). Ces méthodes font généralement appel à des modèles assez lourds et à des itérations nombreuses, ce qui rend en pratique ces techniques coûteuses sur le plan informatique et difficiles à mettre en oeuvre de façon opérationnelle. De plus, les traitements monochromatiques font appel à des traitements sur des antennes verticales ou horizontales et elles sont souvent instables vis-à-vis des imprécisions sur les positions des capteurs ou sur les paramètres d'environnement (hauteur d'eau, état de mer, etc). Une tendance nouvelle en inversion géoacoustique tient dans l'utilisation de signaux large bande et leur traitement sur un nombre réduit d'hydrophones (Hermand *et al.*, 1998). Les propriétés du fond peuvent être obtenues de manière robuste et précise à partir de l'étalement temporel de la réponse impulsionnelle du guide d'onde et de l'amplitude des rayons sonores réfléchis sur le fond (Hermand, 1999). Cependant, le processus

d'inversion pour rechercher la vérité terrain reste coûteux et fait appel à une modélisation directe relativement complexe.

Dans ce rapport, il est proposé une approche originale qui combine le concept de milieu équivalent pour la propagation et le concept d'inversion large bande. Cette approche repose sur des développements analytiques du coefficient de réflexion pour retrouver les propriétés géoacoustiques du milieu équivalent. Cette méthode permet d'éviter des calculs lourds et coûteux et peut être interprétée comme une approche « vérité sonar » puisque le modèle de fond est par construction adapté au sonar qui a été utilisé. Par contre, le modèle obtenu n'est pas général : il n'est valide que pour une gamme de fréquences et une ouverture en site définies. L'inversion se fait en deux étapes et ne requiert qu'une simulation acoustique d'un modèle standard. Cette approche a été expérimentée sur les données de la campagne INTIMATE96 (Stéphan *et al.*, 1998) sur des signaux large bande entre 300 et 800 Hz.

Ce rapport est organisé comme suit. La seconde partie rappelle le schéma de mesure adopté durant la campagne INTIMATE96 et donne une brève analyse des données acoustiques. La troisième partie présente en détail le problème direct. Une formulation analytique y est décrite. La quatrième partie décrit le problème inverse. L'application de la méthode aux données réelles est présentée. Les conclusions et perspectives sont dégagées en fin de rapport.

2. La campagne INTIMATE96.

2.1. Stratégie instrumentale.

L'objectif principal du projet INTIMATE¹ est l'observation de la marée interne par tomographie acoustique (Demoulin *et al.*, 1997, Stéphan *et al.*, 1998). Cependant, l'exploitation des données, principalement par traitements en large bande, a révélé que la richesse des signaux permettait non seulement d'estimer les principales caractéristiques de la marée interne (Stéphan *et al.*, 2000) mais aussi de faire du suivi de source acoustique (Porter *et al.*, 1998, Jesus *et al.*, 1998) et de l'inversion géoacoustique (Demoulin *et al.*, 2000), objet de ce rapport.

La première campagne en mer, appelée INTIMATE96, s'est déroulée en juin 1996 sur le plateau continental portugais au nord du Canyon de Nazaré (Figure 1). Cette campagne a été

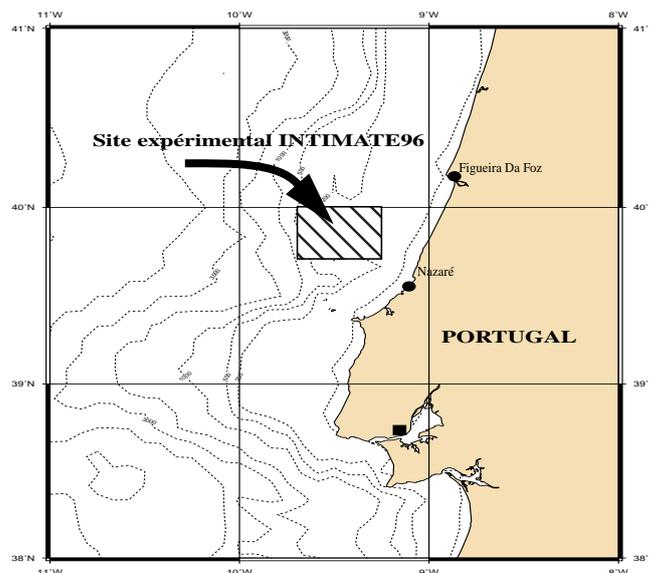


FIGURE 1. Site de la campagne INTIMATE96.

1. Internal Tide Investigation by Means of Acoustic Tomography Experiment

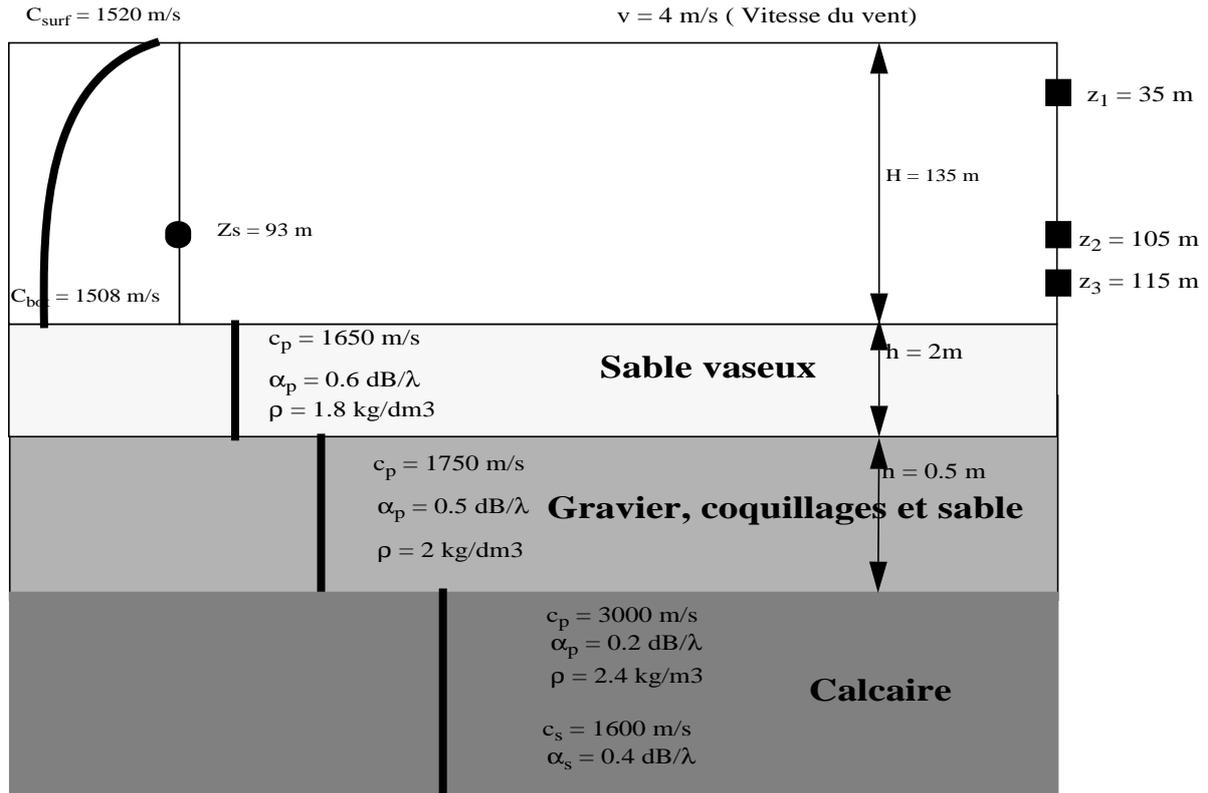


FIGURE 2. Dispositif expérimental et paramètres d'environnement pour la station acoustique en milieu non variable.

menée conjointement par le Service Hydrographique et Océanographique de la Marine (SHOM) et l'Institut Hydrographique du Portugal (IHP), avec la collaboration de l'Université d'Algarve. Une source acoustique large bande, remorquée par le Bâtiment Océanographique D'ENTRECASTEAUX, et une antenne verticale de quatre hydrophones ont été utilisées. Des données acoustiques ont été collectées durant cinq jours comprenant des phases de stations et des phases de remorquage. Les signaux reçus sur les hydrophones étaient transmis et traités à bord du bâtiment portugais NRP ANDROMEDA pour une analyse en temps réel. Il a également été procédé à des mesures intensives d'environnement (XBT, CTD, Doppler mouillé, Doppler de coque, chaînes de thermistance, levés bathymétriques). Trois phases ont été réalisées : une station acoustique à 5,6 kilomètres au nord de l'antenne, une phase durant laquelle la source a été remorquée à différentes immersions, à différentes distances et selon différentes directions par rapport à l'antenne et une station acoustique à 6,8 kilomètres à l'ouest de l'antenne d'hydrophones. Enfin, un levé sismique (système SPARKER) a été réalisé au préalable à la campagne et des carottes ont été prélevées sur zone pour la caractérisation des fonds. Une description de l'environnement le long de la radiale nord-sud correspondant à la première station acoustique est donnée en Figure 2.

2. 2. Interprétation des données.

Le signal émis était une modulation linéaire de fréquence (LFM) entre 300 et 800 Hz. La LFM durait 2 secondes et était répétée toutes les 8 secondes (la date d'émission était contrôlée par GPS). Le signal acoustique subissait une compression d'impulsion à la réception par intercorrélacion avec une réplique du signal émis (filtrage adapté). Toutes les séquences de réception ont été alignées sur la première arrivée énergétique afin de s'affranchir des fluctuations de la position des capteurs. Une séquence d'arrivée typique pour une source à 90 mètres et un

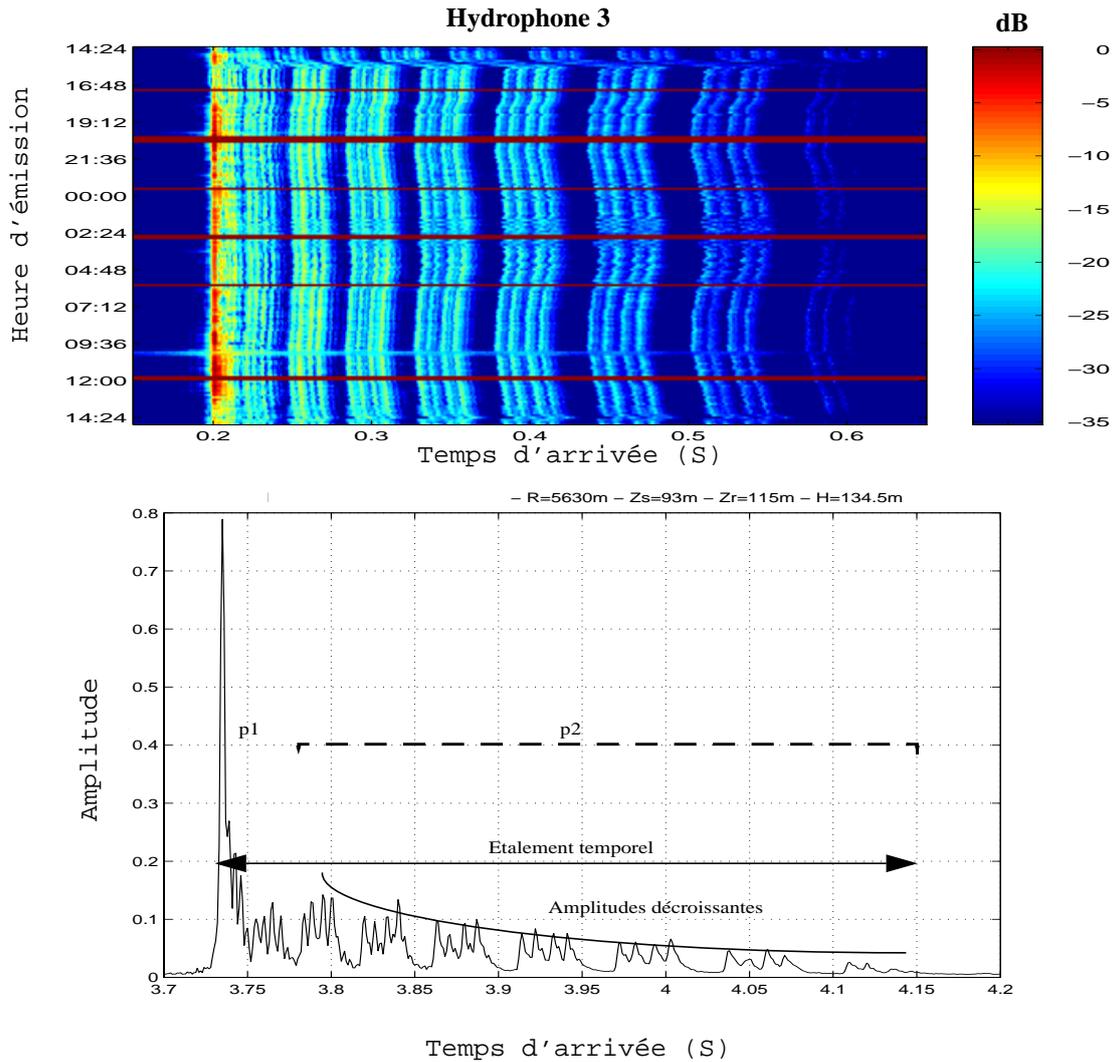


FIGURE 3. Haut : Données acoustiques collectées sur l'hydrophone 3 (115 mètres) pendant la station de 24 heures. Toutes les séquences reçues sont alignées sur la première arrivée. La dernière partie du signal est constituée des trajets aux multiples réflexions sur le fond et la surface.

Bas : Séquence typique reçue (sommation sur 30 minutes de données). Les effets du fond sont visibles sur l'étalement temporel de la séquence et dans la loi de décroissance des amplitudes des rayons réfléchis. La partie stable du signal est matérialisée par la partie p2, la partie fortement fluctuante sous l'effet du profil de célérité par p1.

récepteur à 115 mètres est présentée en Figure 3. Cette séquence est divisée en deux parties. La première est composée d'arrivées directes réfractées dans la thermocline et/ou avec un nombre faible de réflexions en surface ou au fond. La seconde partie montre une séquence d'arrivées résolues qui sont les trajets réfléchis en surface et au fond. Cette partie est remarquablement stable, c'est à dire qu'elle fluctue peu dans le temps. Seuls les temps d'arrivée fluctuent sous les effets de la marée interne, qui induit une modification de la célérité moyenne sur l'ensemble de la colonne d'eau, et de la marée externe, qui entraîne un changement du niveau de la surface de la mer. La stabilité des trajets réfléchis sur le fond suggère que les traitements effectués sur cette partie du signal puissent être extrapolés à de nombreuses configurations petits fonds.

Le fond a deux influences majeures sur la réponse impulsionnelle du milieu. D'une part, si l'on considère un milieu fluide semi-infini, les derniers rayons perceptibles sont ceux émis aux angles voisins de l'angle critique, angle au-delà duquel l'énergie n'est plus réfléchié mais transmise dans le fond. Par conséquent, l'étalement temporel de la réponse impulsionnelle du milieu peut être en première approximation interprété comme une mesure indirecte de l'angle

critique, cet angle étant lui-même fonction de la vitesse de compression du fond. D'autre part, l'amplitude des rayons réfléchis au fond décroît avec le nombre de ces réflexions et de façon équivalente avec leur temps d'arrivée relatif. Par suite, l'amplitude de chaque rayon réfléchi, ainsi que la loi de décroissance de ces amplitudes d'un rayon à l'autre, peut être vu comme une mesure indirecte de la partie « faible rasance » du coefficient de réflexion. C'est donc une mesure indirecte à la fois de la vitesse de compression et du coefficient d'atténuation de compression. Ces deux idées constituent les fondements de l'approche présentée dans ce rapport : à partir de la mesure de l'étalement temporel du signal et de la loi de décroissance des arrivées réfléchies sur le fond, on cherche à estimer la vitesse et l'atténuation de compression du sédiment équivalent, défini par une couche fluide semi-infinie.

3. Le problème géoacoustique direct.

3.1. Interprétation du coefficient de réflexion. Notion de milieu équivalent.

Les modèles géoacoustiques équivalents ont été proposés et étudiés pour différents propos comme par exemple la modélisation par équation parabolique (Bucker, 1983) ou pour l'étude des effets des ondes de cisaillement (Li, 1997). Nous reprenons ici le concept dans un but d'estimation de pertes de propagation.

Les trois couches du modèle géoacoustique du fond rencontré pendant la campagne INTIMATE96 sont décrites en Figure 2. Une telle description est peu adaptée à une estimation rapide des paramètres d'environnement en raison du nombre de paramètres à estimer et de la difficulté de les mesurer *in situ*, que ce soit de manière directe ou indirecte. Il est intéressant de noter que pour la plupart des applications sonars, les prédictions de portées reposent principalement sur la précision de l'évaluation des pertes en transmission pour les angles de rasance faible (puisque qu'aux angles forts, l'énergie est très vite atténuée). En ce sens, le coefficient de réflexion de Rayleigh $R(\theta)$ est un moyen efficace de décrire le fond vu par son impédance acoustique. Ce coefficient, fonction de l'angle de rasance, comporte deux parties séparées par l'angle critique. L'énergie des rayons touchant le fond avec une incidence supérieure à l'angle critique est absorbée par le fond. A l'opposé, les rayons touchant le fond avec des incidences inférieures à l'angle critique sont propagés dans la colonne d'eau, leur énergie étant atténuée proportionnellement à la valeur du coefficient de réflexion pour l'angle considéré. A une fréquence pure donnée, même dans un fond complexe (qui peut notamment comprendre des effets de résonance, d'ondes de surface...), la forme typique du coefficient de réflexion pour des angles inférieurs à l'angle critique (aux angles pré-critiques) peut le plus souvent être paramétrisée par le modèle géoacoustique le plus simple, à savoir un milieu fluide semi-infini. Ce milieu joue le rôle d'un milieu équivalent puisqu'il possède les mêmes propriétés en transmission que le fond réel. Néanmoins, il faut garder à l'esprit que le coefficient de réflexion dépend de la fréquence. Le milieu équivalent n'est valide que pour une certaine gamme de fréquences.

La forme générale du coefficient de réflexion pour l'environnement de la campagne INTIMATE96 est donnée en Figure 4. Afin d'illustrer l'idée exposée précédemment, la comparaison entre les coefficients de Rayleigh dans le milieu réel et le milieu équivalent est donnée. L'adéquation est excellente sur les 30 premiers degrés. Les paramètres du milieu équivalent sont les suivants : $\rho_b = 1,54 \text{ kg/cm}^3$, $C_b = 1711 \text{ m/s}$ et $\alpha_b = 0,87 \text{ dB}/\lambda$. Ces paramètres ont été obtenus par minimisation des écarts entre les coefficients de réflexion sur les 30 premiers degrés. Comme il sera expliqué par la suite, ces valeurs sont très proches de celles obtenues par inversion des données réelles, excepté pour la densité dont on sait de toute façon qu'elle est peu influente, les deux paramètres dimensionnants étant la vitesse et l'atténuation de compression. Afin de montrer l'intérêt opérationnel de l'approche par milieu

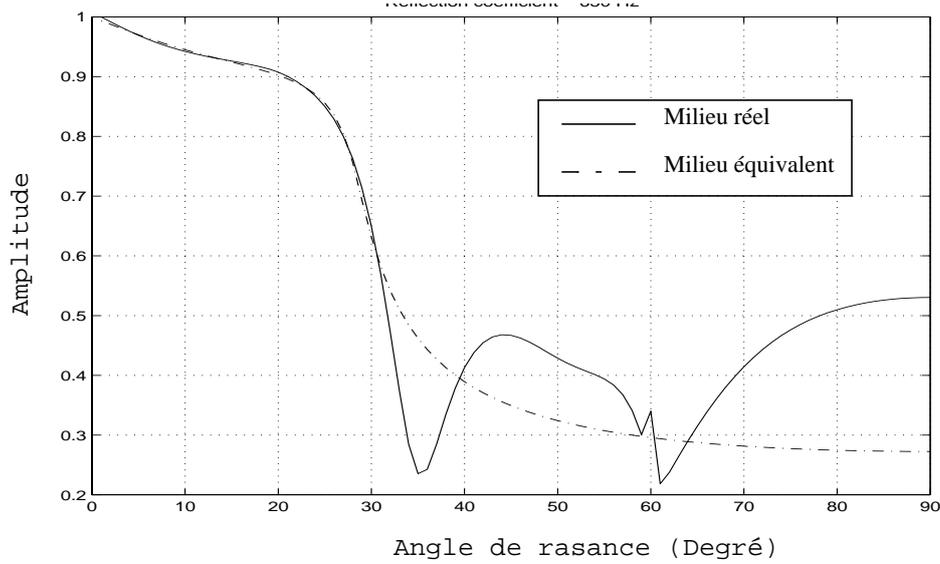


FIGURE 4. Allure générale du coefficient de réflexion à la résonance principale de la source (650 Hz) dans l'environnement INTIMATE96 (courbe pleine). Le coefficient de réflexion du milieu équivalent (fond fluide semi-infini) est donné en courbe tiretée. La correspondance est quasi-parfaite pour les angles pré-critiques (angles inférieurs à 30 degrés).

équivalent, la Figure 5 montre une comparaison dans la configuration d'INTIMATE96 des pertes de propagation sur 20 kilomètres dans le milieu réel et dans le milieu équivalent. Le calcul est mené à la fréquence centrale -650 Hz- de la résonance haute du transducteur utilisé, c'est-à-dire une source Janus-Helmoltz. Les calculs ont été obtenus par le code aux modes normaux KRAKENC (Porter, 1991). L'écart de pertes de propagation est minime et ne dépasse pas 1 dB à 20 km. La représentation par milieu équivalent semble donc parfaitement adaptée à l'évaluation des pertes de propagation dans le contexte instrumental d'INTIMATE96.

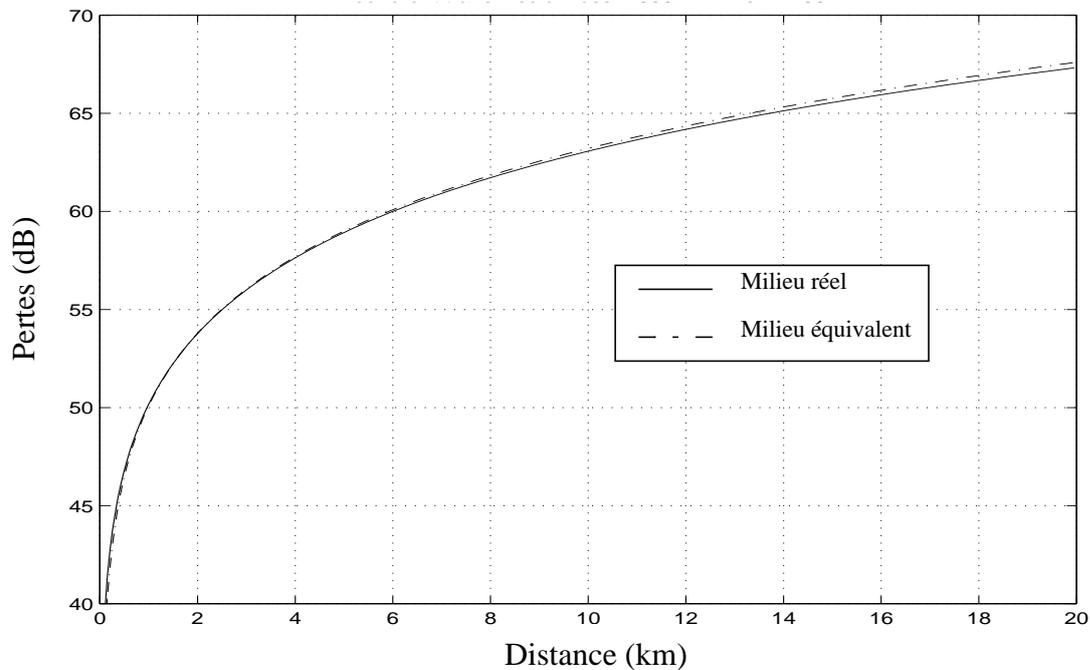


FIGURE 5. Pertes incohérentes de propagation dans le cas du milieu équivalent calculé à 650 Hz (courbe tiretée) et le milieu réel (courbe pleine). L'écart est inférieur à 1 dB à 20 kilomètres.

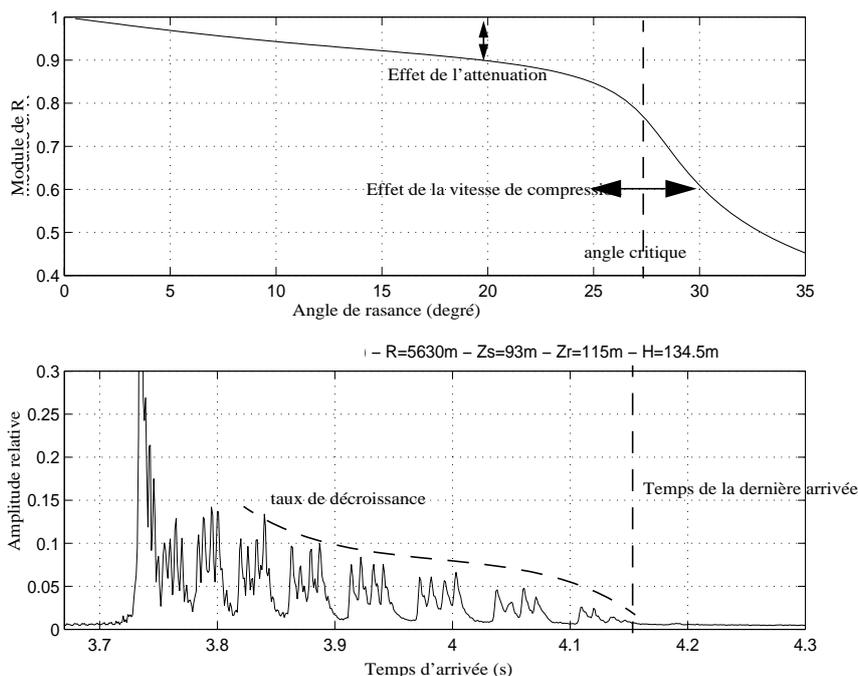


FIGURE 6. Corrélation entre la forme du coefficient de réflexion et la forme de la réponse impulsionnelle du milieu. On note la correspondance entre l'angle critique et la dernière arrivée. De plus, la décroissance des amplitudes des rayons réfléchis correspond à la décroissance du coefficient de réflexion pour les angles pré-critiques.

3. 2. Corrélation avec la réponse impulsionnelle.

Comme il est représenté en Figure 6, il existe une corrélation entre la forme de la réponse impulsionnelle du milieu et la forme du coefficient de réflexion. D'une part, la durée de la réponse impulsionnelle est liée à l'angle critique. D'autre part, la loi de décroissance des amplitudes des rayons est corrélée à la décroissance du module du coefficient de réflexion R pour les angles pré-critiques. Plus précisément, l'amplitude d'un rayon donné s'étant réfléchi n fois sur le fond est fonction du module de R à la puissance n . Bien entendu, cette corrélation concerne les effets du fond et peut être bruitée par les réflexions en surface (voir annexe B). L'analyse de l'amplitude de plusieurs rayons (donc à différents angles d'incidence) permettrait de retrouver la forme générale du coefficient de réflexion. Cette approche nécessite toutefois d'identifier l'ensemble des rayons et de reconstruire numériquement le coefficient aux angles pré-critiques. Une autre approche consiste à n'utiliser qu'un seul rayon, à condition toutefois de posséder un développement analytique du coefficient de réflexion. Dans les deux cas, il semble que, s'il est possible de mesurer expérimentalement la durée de la séquence reçue et les amplitudes des rayons réfléchis (filtrées éventuellement des effets de surface), on pourra déterminer la vitesse et l'atténuation de compression par une approche inverse relativement simple. Comme on l'a déjà mis en avant, cette approche ne sera valide que pour une gamme donnée de fréquences mais l'utilisation de signaux large bande doit permettre d'obtenir des milieux équivalents sur un spectre assez étendu de fréquences.

3. 3. Formulation analytique du problème direct.

L'objectif de cette partie est de formaliser la relation entre le coefficient de réflexion et les paramètres de la réponse impulsionnelle. La première étape est d'exprimer le coefficient de

Rayleigh pour un interface fluide-fluide. Ce coefficient s'écrit :

$$R(\theta) = \frac{Z_b - Z_w}{Z_b + Z_w}, \quad (1)$$

où $Z_i = \rho_i \cdot c_i / \sin \theta$, b et w désignant respectivement le fond (« bottom ») et l'eau (« water »). Rappelons que c_b , formulation complexe de la vitesse dans le fond, est fonction de la vitesse de compression C_b en m/s et de l'atténuation α_b en dB/λ suivant la formule :

$$c_b = \frac{C_b}{1 + \frac{i \cdot \alpha_b}{2 \cdot \pi \cdot 8,686}}, \quad \text{où } \alpha_b \text{ est en dB/}\lambda \text{ et } 8,686 \text{ est le terme d'échelle } 20 \cdot \log(e). \quad (2)$$

La densité du fond n'est pas un paramètre très influent sur la propagation des signaux puisqu'il affecte principalement la valeur du coefficient de réflexion aux fortes rasances (angles post-critiques). Dans ce travail, nous adopterons pour relation entre la densité et la vitesse la relation de Hamilton (1986), valide pour les sédiments des terrasses continentales :

$$C_b = 2330,4 - (1257 \cdot \rho_b) + 487,7 \cdot \rho_b^2 \quad (3)$$

La seconde étape consiste à caractériser la réponse impulsionnelle à partir de deux paramètres : le temps de propagation de la dernière arrivée, notée T_{1a} , et l'amplitude d'un rayon i donné, notée $y(\theta_i)$. En réalité, si le niveau émis par la source ou si les sensibilités des hydrophones ne sont pas connues, on ne peut estimer les niveaux absolus. L'amplitude mesurée est alors proportionnelle à l'amplitude réelle :

$$y^{\text{obs}}(\theta_i) = K \cdot y(\theta_i), \quad (4)$$

où K désigne une constante inconnue. En pratique, il est donc préférable d'utiliser les rapports d'amplitude entre deux rayons i et j :

$$R_{sp}^{i,j} = \frac{y^{\text{obs}}(\theta_i)}{y^{\text{obs}}(\theta_j)}. \quad (5)$$

Le calcul de T_{1a} et $R_{sp}^{i,j}$ sera explicité dans la suite du rapport.

La troisième étape consiste à trouver une relation analytique entre les grandeurs T_{1a} et $R_{sp}^{i,j}$ et les paramètres à estimer C_b et α_b . Dans un premier temps, T_{1a} et C_b peuvent être directement reliés sous deux hypothèses :

- la dernière arrivée visible est celle du rayon réfléchi à l'angle critique. Ceci implique que le rapport signal-à-bruit doit être suffisant pour identifier correctement la dernière arrivée, que l'angle critique doit être discriminant pour générer une disparition nette des rayons et enfin que le nombre d'arrivées composant le multitrajet doit être suffisant pour couvrir un domaine angulaire significatif autour de l'angle critique.
- l'angle critique est suffisamment élevé afin de considérer les trajectoires des rayons réfléchis comme linéaires.

Sous cette deuxième hypothèse, on peut écrire que :

$$\theta_c = \arccos\left(\frac{C_{\text{moy}}}{C_b}\right) = \arccos\left(\frac{D}{D_{1a}}\right), \quad (6)$$

où C_{moy} désigne la célérité moyenne sur la colonne d'eau, D la distance horizontale entre la source et le récepteur et D_{1a} la longueur du trajet du rayon à l'angle critique. En notant que :

$$D_{1a} = T_{1a} \cdot C_{\text{moy}}, \quad (7)$$

on obtient alors une expression simple reliant la vitesse de compression au temps d'arrivée du dernier rayon :

$$C_b = \frac{T_{1a} \times C_{\text{moy}}^2}{D}. \quad (8)$$

Par ailleurs, l'amplitude d'un rayon réfléchi sur le fond peut s'exprimer en fonction du coefficient de réflexion par :

$$y(\theta_i) = \frac{\sqrt{\cos(\theta_i)}}{D_i} \cdot e^{-\alpha D_i} \cdot |R_s|^{p(\theta_i)} \cdot |R_b|^{q(\theta_i)}. \quad (9)$$

Le premier terme est la dispersion géométrique dans l'hypothèse d'une trajectoire linéaire. Le second terme traduit l'atténuation volumique où α , en dB/km/Hz, est le coefficient de Thorp (pour l'Atlantique), et D_i la longueur de la trajectoire du rayon. Les termes R_s et R_b désignent respectivement les modules des coefficients de réflexion en surface et au fond. Enfin, p et q sont respectivement le nombre de réflexions en surface et au fond.

La comparaison de la réponse impulsionnelle avec le tracé des rayons propres permet d'identifier aisément les rayons. Pour un rayon donné, on dispose donc des paramètres θ_i , p , q , D_i . Le terme $|R_s|$ est estimé à partir de l'état de mer à partir d'expressions standards (par exemple Chapman-Harris, voir annexe B). On obtient alors :

$$R_{sp}^{i,j} = \frac{(|R_{b,j}|^2)^{q_j}}{(|R_{b,i}|^2)^{q_i}} \cdot K, \quad (10)$$

où le terme K est une constante ne dépendant pas des coefficients de réflexion sur le fond.

Il est nécessaire d'établir une relation analytique entre le coefficient de réflexion et la valeur du coefficient d'atténuation. Ceci peut se faire par un développement asymptotique du coefficient de réflexion. Un développement limité au voisinage de 0 est donné par (Smith, 1983) :

$$|R_b(\theta)|^2 \approx 1 - b \sin(\theta), \quad (11)$$

où b est une fonction de la densité, de la vitesse et de l'atténuation de compression. Dans notre cas, une telle formule n'est pas valable puisqu'on s'intéresse à tous les angles jusqu'à l'angle

critique. Il est donc nécessaire de faire un développement asymptotique sur tous les angles pré-critiques. Un tel développement est donné en annexe C. Cette formulation s'écrit :

$$|R_b|^2 \sim \frac{1 - v \cdot \alpha_b}{1 + v \cdot \alpha_b}, \text{ avec} \quad (12)$$

$$v = \frac{\rho_b^*}{\pi \cdot 8,686 \cdot (A - 1) \cdot (1 + \rho_b^{*2})}, \text{ avec } A = \left(\cos(\theta_w) \cdot \frac{C_b}{C_w} \right)^2 \text{ et } \rho_b^* = \rho_b \cdot \frac{\cos(\theta_w) \cdot C_b / C_w}{\sqrt{A - 1}}. \quad (13)$$

Excepté pour les milieux trop absorbants, ce qui sera discuté plus tard dans le rapport, cette expression asymptotique donne d'excellentes approximations du coefficient de réflexion pour les angles pré-critiques. On montre en annexe B que :

$$R_{sp} \approx \text{Cte} \cdot \frac{1 + w \cdot \alpha_b}{1 - w \cdot \alpha_b}, \text{ avec } w = q_1 \cdot v_1 - q_2 \cdot v_2. \quad (14)$$

En utilisant Eq. (8) et Eq. (14), le problème direct pour l'inversion de milieux équivalents s'exprime alors simplement sous la forme :

$$\begin{aligned} T_{1a} &= \frac{D \times C_b}{C_{\text{moy}}^2} \\ R_{sp} &= \text{Cte} \cdot \frac{1 + w \cdot \alpha_b}{1 - w \cdot \alpha_b} \end{aligned} \quad (15)$$

4. Inversion géoacoustique.

4.1. Formulation analytique du problème inverse.

Sous des contraintes relativement faibles, on a montré qu'il était possible d'exprimer analytiquement le problème direct. Ceci conduit à une formulation du problème inverse de la forme :

$$\begin{aligned} C_b &= F^{-1}(T_{1a}) \\ \alpha_b &= G^{-1}(R_{sp}) \end{aligned} \quad (16)$$

La première équation du système permet d'estimer la vitesse de compression et la densité. La seconde permet de remonter à l'atténuation de compression. On déduit facilement que :

$$\alpha_b = \frac{R_{sp} - \text{Cte}}{w \cdot (R_{sp} + \text{Cte})}. \quad (17)$$

Là encore, il faut insister sur le fait que l'on cherche un milieu équivalent. Cela simplifie la tâche de l'inversion puisque même si le problème est mal posé en raison de la non-unicité de la solution, n'importe quelle solution pourra être retenue.

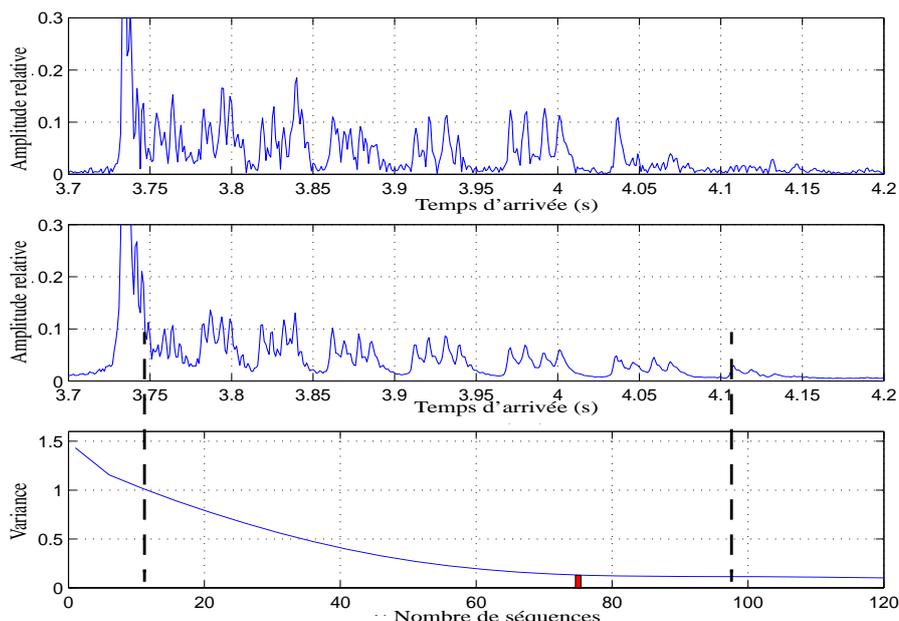


FIGURE 7. Effet de la sommation incohérente sur la variance de l'énergie reçue. Haut : réponse impulsionnelle estimée sur une séquence. Centre : réponse impulsionnelle estimée sur 75 séquences consécutives (10 minutes). Bas : évolution de la variance de l'énergie en fonction du nombre de séquences sommées.

4. 2. Inversion des données INTIMATE96.

1) Sélection des données.

Le jeu de données de la campagne INTIMATE96 est réparti en trois phases. La première phase contient les données recueillies durant un point fixe de 25 heures, sur un fond plat et en milieu non variable puisque se situant dans une direction nord-sud, ligne de phase de la marée interne. Un jeu de 30 minutes de données a été extrait. La réponse impulsionnelle mesurée est la moyenne issue de la sommation après recalage temporel de 75 séquences élémentaires (moyenne sur 10 minutes), ceci afin de s'affranchir des fluctuations hautes fréquences. Ce choix est basé sur le calcul de la variance de l'énergie reçue sur l'ensemble des arrivées réfléchies au fond. En effet, il existe un nombre minimal de séquences à considérer afin de minimiser cette variance (Figure 7).

Le tracé de rayons propres dans les conditions moyennes de bathycélérimétrie durant la campagne permet une très bonne identification des rayons réfléchis sur le fond (Figure 8). La déduction du paramètre T_{la} est aisée. Par contre, il reste à choisir quels rayons vont être pris pour réaliser l'inversion de R_{sp} . En effet, deux rayons *a priori* suffisent. Or, on dispose de multiples quadruplets de rayons. Afin de tester la robustesse de la méthode, il a été procédé à des inversions sur plusieurs couples possibles de rayons. La première partie du signal étant composée d'arrivées directes, le premier quadruplet exploitable est le quadruplet repéré *qu1* sur la Figure 8. Le dernier quadruplet, qui se situe au voisinage de l'angle critique, n'est pas utilisé. Enfin, on ne considère pas les cas de 2 rayons au sein du même quadruplet. Partant du principe que l'on veut réaliser l'inversion sur un rayon de faible rasance et un rayon de forte rasance, il existe trois familles de choix possibles :

- le premier rayon est pris dans le quadruplet *qu1*, le second pouvant être pris au choix dans *qu3*, *qu4*, *qu5* ou *qu6* (soit 64 possibilités) ;

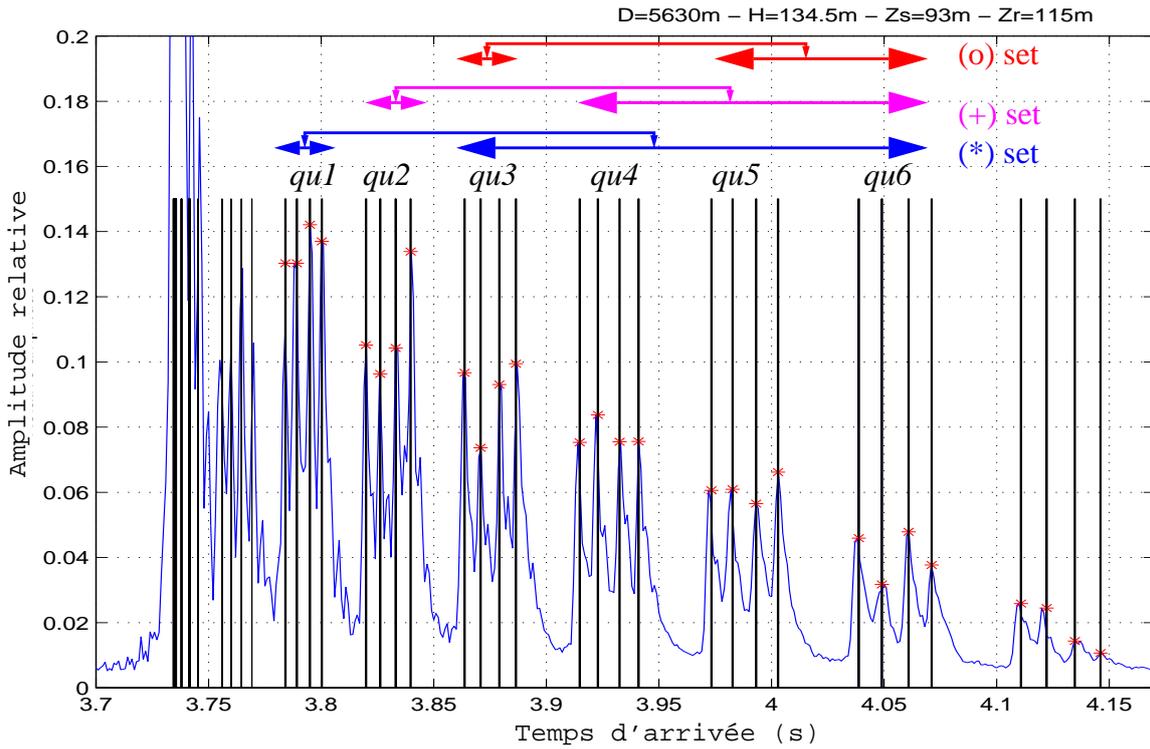


FIGURE 8. Comparaison entre la réponse du milieu et le tracé de rayons propres. On observe une correspondance parfaite entre les rayons prédits et les trajets réfléchis. De nombreuses combinaisons existent pour choisir deux rayons parmi l'ensemble des arrivées. Trois familles de solutions ont été testées : choix d'un rayon en *qu3* et un en *qu5* ou *qu6* (en rouge), choix d'un rayon en *qu2* et un en *qu4*, *qu5* ou *qu6* (en rose), choix d'un rayon en *qu1* et un en *qu3*, *qu4*, *qu5* ou *qu6* (en bleu).

- le premier rayon est pris dans le quadruplet *qu2*, le second pouvant être pris au choix dans *qu4*, *qu5* ou *qu6* (soit 48 possibilités) ;
- le premier rayon est pris dans le quadruplet *qu3*, le second pouvant être pris au choix dans *qu5* ou *qu6* (soit 32 possibilités).

Cette procédure permet de disposer d'un échantillon représentatif de 124 doublets pour tester la robustesse de l'inversion vis-à-vis du bruit sur les amplitudes et de l'influence de l'angle d'incidence.

2) Inversion.

La première étape de l'inversion consiste à estimer la vitesse de compression. Cette partie est immédiate à partir de la mesure du temps d'arrivée du dernier rayon selon Eq. (8). On en déduit la densité à partir de Eq. (3).

La seconde étape de l'inversion consiste à estimer les amplitudes des rayons pour l'ensemble des doublets retenus. Cette estimation est faite par détection de maximum dans une fenêtre temporelle centrée autour du temps d'arrivée moyen du rayon considéré. A ce stade, l'amplitude R_{sp} est pondérée pour tenir compte de l'état de mer, comme expliqué en annexe A, et de la dispersion géométrique. L'atténuation de compression α_b est alors estimée par résolution de Eq. (17).

3) Résultats.

Un exemple de résultat d'inversion pour un exemple de doublet de rayons est présenté dans le Tableau 1. L'ensemble des résultats est présenté dans le Tableau 2 (résultats moyens) et sur la Figure 9. Dans un jeu de données, la dispersion autour de la valeur de l'atténuation de

Configuration	D = 5630m	H = 134.5m	Zs = 93m	Zr = 115m	$C_{moy}=1511.5ms^{-1}$	
Etape 1	$T_{1a} = 4.15 s$					
Inversion Etape 1	$C_b = 1685 ms^{-1}$			$\rho = 1.87 kg/dm^3$		
Etape 2	$y_1=0.1303$ $y_2=0.0967$	$t_1=3.784s$ $t_2 = 3.8637s$	$\theta_1=11.5deg$ $\theta_2=16deg$	$p(\theta_1) = 3$ $p(\theta_2) = 5$	$q_1 = 2$ $q_2 = 3$	$D_1=5721.5$ $D_2=5840.7$
Inversion Etape 2	$\alpha_b = 0.7634 dB/\lambda$					

Tableau 1. Paramètres et résultats d'inversion pour un doublet de rayons (premier rayon de $qu1$, dernier rayon de $qu3$).

Etape 1	Etape 2	
$C_b = 1685 ms^{-1}$	Jeu 1 (64 couples)	$\alpha_b = 0.98 dB/\lambda$
	Jeu 2 (48 couples)	$\alpha_b = 0.77 dB/\lambda$
$\rho = 1.87 kg/dm^3$	Jeu 3 (32 couples)	$\alpha_b = 0.67 dB/\lambda$
	Moyenne	$\alpha_b = 0.81 dB/\lambda$

Tableau 2. Résultats moyens de l'inversion sur l'ensemble des données (124 doublets de rayons).

compression est principalement due aux données abérantes (amplitudes erronées). De telles anomalies sont possibles sous l'effet du bruit et de la bathymétrie, qui peut par un phénomène local au voisinage de la zone de réflexion du rayon - présence d'une roche affleurante, d'algues, ... - affecter son énergie. Par contre, les valeurs moyennes sont fiables. Il semble que la moyenne ne soit pas tout à fait la même pour les angles faibles que pour les angles forts. Ceci peut être dû aux effets de réflexion à la surface ou à un écart dans la modélisation expérimentale du modèle de réflexion fluide de Rayleigh. L'effet du cisaillement, par exemple, peut augmenter l'atténuation des rayons aux faibles incidences et la diminuer pour les fortes incidences. Les résultats que nous retiendrons pour cette étude sont ceux donnés par la valeur moyenne, i.e. $\alpha_b=0.81 dB/\lambda$.

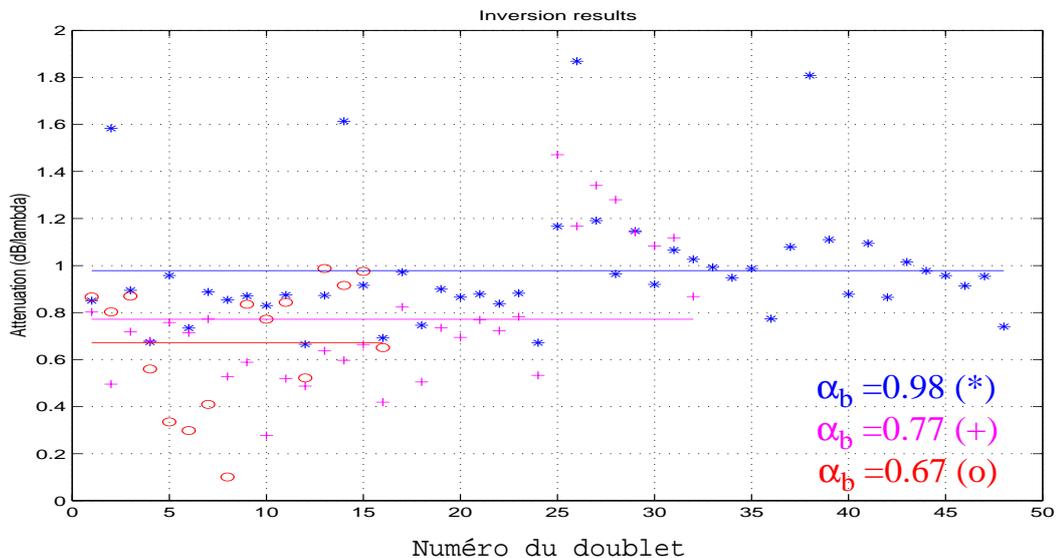


FIGURE 9. Résultats d'inversion pour l'atténuation de compression pour l'ensemble des trois jeux de données. La valeur moyenne est donnée par les traits pleins.

En conclusion, la méthode a permis de retrouver les paramètres géoacoustiques du fond équivalent au milieu réel rencontré dans la configuration nord-sud de la campagne INTIMATE96. Ces paramètres sont :

$$C_b = 1685 \text{ m/s}, \alpha_b = 0,81 \text{ dB}/\lambda, \rho_b = 1,87 \text{ kg/dm}^3. \quad (18)$$

La comparaison des coefficients de réflexion dans le milieu équivalent et dans le milieu réel est excellente pour les angles pré-critiques, comme le montre la Figure 10.

4. 3. Discussion.

Le but recherché par la méthode proposée dans ce rapport est d'estimer les paramètres géoacoustiques d'un milieu équivalent au milieu réel. Les résultats de la campagne INTIMATE96 montrent que cette méthode est très simple à mettre en oeuvre, qu'elle est rapide, précise et robuste. Du point de vue de la propagation, les pertes acoustiques calculées dans le milieu réel et dans le milieu équivalent sont les mêmes à quelques dixièmes de dB près sur des portées de 10 km. Un des atouts de la méthode est qu'elle repose sur une analyse de la réponse impulsionnelle (qui ne nécessite qu'un seul hydrophone de réception) et sur la propagation des rayons réfléchis au fond et en surface si bien qu'elle est peu sensible aux conditions de célérité dans la colonne d'eau. La stratégie instrumentable est très légère puisqu'elle ne nécessite qu'une source large bande non calibrée et un hydrophone. Le positionnement précis des capteurs n'est pas nécessaire et de plus, la méthode est peu sensible aux déplacements de la source ou du récepteur. Elle est également stable vis-à-vis de la hauteur d'eau.

Les principales limitations de la méthode résident dans les faits suivants :

- elle ne s'applique pour l'instant qu'aux milieux ne variant pas avec la distance. Ceci vient du fait que les développements du coefficient de réflexion n'ont été menés que dans ce cadre. Néanmoins, les premiers résultats (non disponibles ici) montrent que le cas de milieux variables en nature de fond semble pouvoir être traité de manière simple par un fond équivalent non seulement sur la verticale (couches sédimentaires) mais aussi sur l'horizontale (zones de rupture).
- Les effets de la surface peuvent se révéler perturbants puisqu'ils peuvent « noyer » le dernier rayon dans le bruit ambiant, notamment quand l'état de mer est supérieur à 4 (voir annexe A). Au-dessous de cette limite, il est possible de filtrer les effets de réflexion en sur-

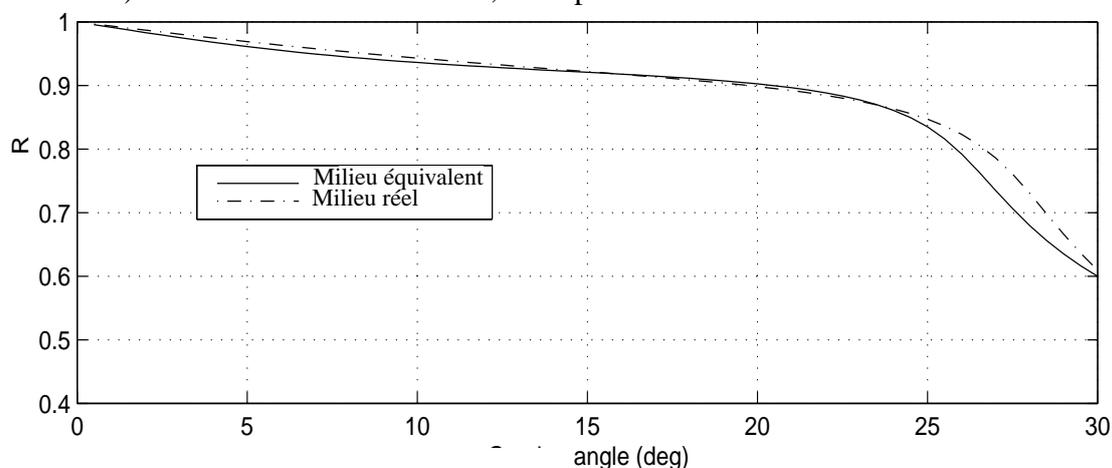


FIGURE 10. Comparaison des coefficients de réflexion du milieu équivalent et du milieu réel.

face en utilisant les lois standards.

- La méthode requiert un rapport signal-à-bruit suffisant, ce qui la rend plus délicate à mettre en oeuvre sur des distances longues. D'un autre côté, sur de courtes distances, le nombre de rayons réfléchis peut ne pas être suffisant pour bien déterminer la zone pré-critique du coefficient de réflexion. Il existe donc un intervalle de distance optimal pour la mise en oeuvre de la méthode, cet intervalle dépendant de la fréquence et de la hauteur d'eau. Néanmoins, cet intervalle est suffisamment large pour assurer la stabilité de la méthode et l'utilisation de sources de type sonar, dont les niveaux d'émission assez élevés assurent un rapport signal-à-bruit intéressant.
- La méthode ne s'applique pas aux milieux fortement absorbants, pour lesquels la partie stable du signal est très faible. Néanmoins cela signifie que la partie « utile » du signal sera celle au voisinage des angles de faible rasance (typiquement moins de 10 degrés). Notons que dans ce cas, il n'est pas utile de connaître précisément les paramètres géoacoustiques du fond puisque celui-ci ne participera quasiment pas à la détection. La méthode permettra néanmoins de déterminer que le fond est très absorbant et donnera donc une information opérationnellement pertinente.

5. Conclusions.

Une approche simple et rapide pour l'inversion géoacoustique a été présentée dans ce rapport. Le principe de la méthode est d'estimer un milieu équivalent qui possède les mêmes propriétés acoustiques en propagation que le milieu réel. Le principe repose sur le traitement de signaux large bande sur un unique hydrophone. La méthode a été appliquée avec succès aux données de la campagne INTIMATE96. Les limitations sont bien cernées et aucune d'elles ne semble insurmontable en vue de la réalisation d'un système opérationnel.

La suite à donner à ce travail est de deux ordres : d'une part, il sera intéressant d'étudier la possibilité d'étendre le concept d'inversion par milieux équivalents à des environnements plus défavorables, notamment des milieux variables par leur bathymétrie et par leur nature de fond. Le jeu de données nécessaire à ces études a été recueilli durant la campagne INTIMATE98 sur le plateau continental armoricain (Stéphan *et al.*, 2000). D'autre part, il paraît intéressant d'étudier la faisabilité opérationnelle d'une telle approche dans le cadre des opérations d'évaluation rapide de l'environnement. En particulier, peut-on, par cette approche, utiliser directement les systèmes sonar existants et disposer ainsi d'un moyen de mesure rapide, robuste et précis des pertes acoustiques par réflexion de fond dans un environnement mal connu? Une telle approche, si elle est réalisable, permettrait notamment une amélioration significative de la connaissance de l'environnement pour l'amélioration des prédictions de portées en ATBF. Enfin, cette méthode est aussi potentiellement intéressante pour les applications de sonar adaptatif, où l'estimation de paramètres de fonds équivalents permet d'optimiser les algorithmes de détection et de suivi de sources et de cibles.

Remerciements.

Les auteurs remercient les équipages du NRP ANDROMEDA et du BO D'ENTRECASTEAUX, ainsi que les équipes de la Mission Océanographique de l'Atlantique et de la section Campagne à la Mer du Centre Militaire d'Océanographie. Nous remercions également le SACLANT Center pour le prêt de l'antenne de réception et R. Chiarabini pour sa participation. Merci à T. Folégot et G. Bonnaillie pour leurs contributions à ce travail.

Références.

N.R. Chapman, A. Tolstoy et G.H. Brooke, « Workshop97: Benchmark for geoacoustic inversion in shallow water », *Journal of Computational Acoustics*, **6**, 1-28, 1998.

X. Demoulin et T. Garlan, « Sedimentological acoustics: an attempt to fill the gap between acoustical models and sedimentological surveys », *High Frequency Acoustics in Shallow Water, Saclantcen conference proceedings series CP-45*, 163-170, 1997.

X. Demoulin, Y. Stéphan, S. Jesus, E. Coelho et M. Porter, « INTIMATE96: A shallow water experiment devoted to the study of internal tides », *Shallow Water Acoustics*, Zhang & Zhou eds., China Ocean Press, 485-490, 1997.

X. Demoulin, L. Pellisero, Y. Stéphan, S. Jesus, M. Porter et E. Coelho, « Estimating equivalent bottom geoacoustical parameters from broadband inversion », *Proceedings of the 5th European Conference on Underwater Acoustics*, **1**, 191-196, 2000.

S.E Dosso, M.L. Jeremy, J.M. Ozard et N.R. Chapman, « Estimation of ocean bottom properties by matched field inversion of acoustic field data », *IEEE Journal of Ocean Engineering*, **18**, 232-239, 1993.

M.R. Fallat et S.E. Dosso, « Geoacoustic inversion via local, global and hybrid algorithms », *Journal of the Acoustical Society of America*, **105**, 3219-3230, 1999.

P. Gerstoft, « Inversion of acoustic data using a combination of genetic algorithms and the Gauss-Newton approach », *Journal of the Acoustical Society of America*, **97**, 2181-2190, 1995

S.M. Jesus, M.B. Porter, Y.A. Stéphan, E.Coelho et X. Demoulin, « Broadband source localization with a single hydrophone », *IEEE Journal of Ocean Engineering*, **25**, 3, 337-346.

E.L.Hamilton et R.T.Bachman, « Sound velocity and related properties of marine sediments », *Journal of the Acoustical Society of America*, **72**, 1891-1904, 1982.

J.-P. Hermand, E. Michelosi, P. Gurerrini et A. Barbagelata, « Advanced drifting acoustic buoy field for rapid assessment of bottom properties in shallow water: EnVerse97 experiments », *Proceedings of the 4th European conference on Underwater Acoustics*, A. Phillipi & G.B Canneli Eds., Roma, 319-326.

J.-P. Hermand, « Broadband geoacoustic inversion in shallow water from waveguide impulse response measurements on a single hydrophone: Theory and experimental results », *IEEE Journal of Ocean Engineering*, **24**, n° 1, 41-66, 1999.

M. B. Porter, *The KRAKEN normal mode program*, SACLANT Undersea Research Centre Memorandum (SM-245) / Naval Research Laboratory Mem. Rep. 6920, 1991.

M.B. Porter, S.M. Jesus, Y.A. Stéphan, E. Coelho et X. Démoulin, « Single phone source tracking in a variable environment », *Actes de la 4^e « European conference on Underwater Acoustics »*, A. Phillipi & G.B Canneli Eds., Roma, 575-580, 1998.

S.D. Rajan, J.F. Lynch et G.V. Frisk, « Perturbative inversion methods for obtaining bottom geoacoustic parameters in shallow water », *Journal of the Acoustical Society of America*, **82**, 998-1017, 1987.

P.W.Smith, « Low-frequency rolloff in the reponse of shallow-water channels », *Journal of the Acoustical Society of America*, **79**, 71-75, 1986.

Y.A. Stéphan, X. Demoulin, T. Folégot, S. M. Jesus, M.B. Porter et E. Coelho, « Influence de l'environnement sur la propagation acoustique par petits fonds: la campagne de tomographie acoustique INTIMATE96 », *fiche technique n° 18/EP SHOM/CMO/OCA/NP*, 1998.

Y.A. Stéphan, X. Demoulin, T. Folégot, S. M. Jesus, M.B. Porter et E. Coelho, « Acoustical effects of internal tides on shallow water propagation : An overview of the INTIMATE96 experiment », à paraître dans *Experimental Acoustic Inversion Methods for Exploration of the Shallow Water Environment*, Hermand/Porter/Jesus/Caiti Eds, 2000.

Y.A. Stéphan, T. Folégot, X. Démoulin, J.M. Léculier et J. Small, « The INTIMATE98 experiment », *Proceedings of the 5th European Conference on Underwater Acoustics*, **2**, 1329-1334, 2000.

Annexe A : Effets de l'état de mer.

Les réflexions surface-fond comprennent bien entendu non seulement la signature des fonds mais également celle de la surface de la mer. Sous l'hypothèse d'une réflexion spéculaire en surface, l'état de mer peut être pris en compte par des lois standards, comme le coefficient de Eckart :

$$R(\theta) = V \exp(-2k^2 \sigma^2 \sin^2 \theta), \quad (19)$$

avec $\sigma = 5,33 \cdot 10^{-3} v^2$. V , V étant le coefficient de Rayleigh ($V = -1$ pour la surface), v est la vitesse du vent en m/s et $k = 2\pi/\lambda$. Cette expression est valide sous la condition $2k\sigma \sin\theta < 1$. Dans le cas d'INTIMATE96, la fréquence centrale est de 650 Hz et la valeur maximale de l'angle d'émission est de 26,2 degrés, obtenu par la relation $\arccos(1511,5/1685)$. On obtient donc $\sigma < 0.42$ ce qui conduit à une valeur de vitesse de vent de 9m/s, ce qui est supérieur à la vitesse observée pendant la campagne ($v_{\text{obs}} = 4\text{m/s}$).

En utilisant à nouveau le coefficient d'Eckart appliqué à l'exemple numérique du Tableau 1, l'effet de la surface conduit à une pondération de $R_s^3(\theta_1)/R_s^5(\theta_2) = 1.0288$ sur la valeur mesurée du rapport signal-à-bruit. Bien que très proche de 1 sur cet exemple, cette pondération peut être non négligeable pour les forts angles d'émission.

Si la vitesse du vent est plus forte, la réflexion non spéculaire tend à détériorer la propagation multitrajet ; l'interprétation de l'amplitude des pics est plus douteuse et l'estimation de la vitesse et du coefficient de compression est plus problématique. De plus, le rapport signal-à-bruit est moins fort et l'identification de la dernière arrivée est plus difficile.

Annexe B : Relation entre R_{sp} et α_b

Par comparaison de la réponse impulsionnelle du milieu et un tracé de rayon, on peut aisément relier chaque arrivée observée dans le signal avec le rayon correspondant et, par suite, ses paramètres caractéristiques : θ_i , p , q , D_i . On obtient donc pour R_{sp} :

$$R_{\text{sp}} = \frac{K_y(\theta_2)}{K_y(\theta_1)} = \sqrt{\frac{\cos(\theta_2)}{\cos(\theta_1)}} \cdot \frac{D_1}{D_2} \cdot \frac{e^{-\alpha D_2} \cdot R_s^{p(\theta_2)}(\theta_2) \cdot R_b^{q(\theta_2)}(\theta_2)}{e^{-\alpha D_1} \cdot R_s^{p(\theta_1)}(\theta_1) \cdot R_b^{q(\theta_1)}(\theta_1)} = \text{Cte} \cdot \frac{R_b^{q(\theta_2)}(\theta_2)}{R_b^{q(\theta_1)}(\theta_1)}. \quad (20)$$

R_{sp} et Cte peuvent être calculés facilement et on obtient :

$$T = \frac{(|R_{b_2}|^2)^{q_2}}{(|R_{b_1}|^2)^{q_1}} = \frac{R_{\text{sp}}}{\text{Cte}}, \quad (21)$$

en utilisant la notation discrète R_{b_i} pour $R_b(\theta_i)$ et q_i pour $2 \cdot q(\theta_i)$.

En utilisant l'expression asymptotique de R_b développée en annexe C:

$$|R_b|^2 \approx \frac{1-v \cdot \alpha_2}{1+v \cdot \alpha_2}, \quad (22)$$

et en approximant $(|R_b|^2)^q$ par son développement limité au premier ordre -ce qui est licite en raison de la faible valeur de v -:

$$(1+v \cdot \alpha_b)^q \approx 1+v \cdot q \cdot \alpha_b, \quad (23)$$

on obtient :

$$T \approx \frac{(1-\alpha_b \cdot q_2 \cdot v_2)}{(1+\alpha_b \cdot q_2 \cdot v_2)} \cdot \frac{(1+\alpha_b \cdot q_1 \cdot v_1)}{(1-\alpha_b \cdot q_1 \cdot v_1)} \approx \frac{1+\alpha_b \cdot w}{1-\alpha_b \cdot w} \quad \text{avec } w = q_1 \cdot v_1 - q_2 \cdot v_2 \quad (24)$$

et conduit à la relation :

$$R_{sp} = \frac{Ky(\theta_2)}{Ky(\theta_1)} = \text{Cte} \cdot T \approx \text{Cte} \cdot \frac{1+w \cdot \alpha_b}{1-w \cdot \alpha_b}, \quad (25)$$

équation de laquelle on déduit :

$$\alpha_b = \frac{R_{sp} - \text{Cte}}{w \cdot (R_{sp} + \text{Cte})}. \quad (26)$$

Annexe C : Formulation asymptotique de $R(\theta)$

Dans cette annexe, on recherche une formulation asymptotique de $R(\theta)$ qui mette en avant la dépendance analytique vis-à-vis de l'atténuation α_b . Cette expression doit être valide pour des angles sub-critiques $0 < \theta < \theta_c$ pour lesquels, étant donnés les paramètres ρ_b et C_b , le coefficient de Rayleigh présente une décroissance proportionnelle à α_b . Cette formulation, qui se révèle être précieuse dans le cadre de la méthode présentée ici, peut également se révéler très intéressante pour estimer rapidement les effets de l'atténuation sur les pertes en transmission par petits fonds.

On rappelle que le coefficient de Rayleigh pour une interface fluide-fluide s'écrit :

$$R(\theta) = \frac{Z_b - Z_w}{Z_b + Z_w} = \frac{\frac{\rho_b \cdot c_b}{\sin(\theta_b)} - \frac{\rho_w \cdot c_w}{\sin(\theta_w)}}{\frac{\rho_b \cdot c_b}{\sin(\theta_b)} + \frac{\rho_w \cdot c_w}{\sin(\theta_w)}}, \quad \text{avec :}$$

$$c_b = \frac{C_b}{1 + \frac{i \cdot \alpha_b}{2 \cdot \pi \cdot 8,686}} = \frac{C_b}{1 + i \cdot \varepsilon} \sim \frac{C_b \cdot (1 - i \cdot \varepsilon)}{1 + \varepsilon^2} \sim C_b \cdot e^{-i \cdot \varepsilon}. \quad (27)$$

Ces expressions sont valides pour $\varepsilon \ll 1$, i.e pour $\alpha_b \ll 2 \cdot \pi \cdot 8,686$.

En utilisant l'équation Eq. (27) pour évaluer $\sin(\theta_b)^2$, on obtient :

$$Z = \sin(\theta_b)^2 = z^2 = 1 - (\cos(\theta_w)^2 \cdot c_b^2/c_w^2) = 1 - (\cos(\theta_w)^2 \cdot C_b^2/c_w^2 \cdot (1 - 2 \cdot i \cdot \varepsilon)), \quad (28)$$

qui peut être écrit dans sa forme complexe $|Z| \cdot e^{i \cdot \arg(Z)}$:

$$\begin{aligned} Z &= |Z| e^{i \cdot \arg(Z)} \\ (|Z| = \sqrt{(1-A)^2 + 4\varepsilon^2 A^2} \sim \sqrt{(1-A)^2} \sim (A-1)) , \\ \arg(Z) &= \frac{2\varepsilon A}{1-A} + \pi \end{aligned} \quad (29)$$

où $A = (\cos(\theta_w) \cdot C_b/C_w)^2$. Le terme π dans Eq. (29) provient de l'hypothèse $\theta < \theta_c$, qui entraîne $A > 1$. On déduit donc que z , racine carrée de Z , vaut :

$$z = \sin(\theta_b) = |Z|^{\frac{1}{2}} \cdot e^{\frac{i \cdot \arg(Z)}{2}} \sim \sqrt{(A-1)} \cdot e^{\frac{i \cdot \varepsilon A}{1-A}} \cdot e^{\frac{i \cdot \pi}{2}} \quad (30)$$

et que :

$$\frac{Z_b}{Z_w} = \rho_b / \sqrt{(A-1)} \cdot C_b / C_w \cdot \sin(\theta_w) \cdot e^{i \cdot \left(-\frac{\varepsilon}{1-A} - \frac{\pi}{2}\right)} = X \cdot e^{i \cdot \left(-u - \frac{\pi}{2}\right)} \sim X \cdot (u - i), \quad (31)$$

avec $u = \varepsilon/(1-A) \ll 1$ et $X = \rho_b / (\sqrt{(A-1)}) \cdot C_b / C_w \cdot \sin(\theta_w)$.

Le développement limité peut s'écrire de la manière suivante :

$$\left| \frac{Z_b}{Z_w} \mp 1 \right|^2 = (Xu \mp 1)^2 + X^2 \sim \mp 2uX + 1 + X^2, \quad (32)$$

ce qui conduit à l'expression finale :

$$|R_b|^2 \approx \frac{1 + (2uX)/(1 + X^2)}{1 - (2uX)/(1 + X^2)} \sim \frac{1 + v \cdot \alpha_2}{1 - v \cdot \alpha_2}, \quad (33)$$

avec :

$$v = \frac{X}{\pi \cdot 8,686 \cdot (A-1)} / (1 + X^2). \quad (34)$$

PUBLICATION 3 - *IN-SITU ACOUSTIC MEASUREMENTS OF WATER SATURATED BEACH SANDS.*

IN-SITU ACOUSTIC MEASUREMENTS OF WATER SATURATED BEACH SANDS

X. Demoulin MAREE, 15 rue Galilée, Parc Technologique de Soye, 56270 Ploemeur, France
T. Garlan SHOM, CS92803, 29228 Brest Cedex 2, France
L. Guillon Institut de recherche de l'Ecole Navale, 29240 Brest Cedex 9, France
P. Guyomard SHOM, CS92803, 29228 Brest Cedex 2, France

1 INTRODUCTION

Underwater acoustic applications are often interested by, or influenced by, sea bottom properties. Many efforts have been done since several decades to better understand physical processes involved in geoacoustics [1]. Nevertheless, acoustic measurements in sands are rather sparse meanwhile a better knowledge in that field would offer interesting improvements for applications such as sand extraction, seafloor mapping, military sonars or mine hunting.

This paper describes experimental research activities concerning in-situ measurements of compressional speed done in the first centimeters of marine sediments by means of a velocimeter prototype.

In a first part, the context of that work is presented. Second part focuses on a first data set obtained on sandy beaches along the French coast. Finally, the first results are presented in a third part along with a discussion.

2 PROJECT OVERVIEW

2.1 Previous work

Between 2010 and 2013, the CARASEDIM project, funded by the DGA and realized by a consortium led by MAREE society and involving the IRENAV from French Naval Academy, SHOM and society RTSYS, has been conducted to initiate studies about acoustic wave interactions with marine sediments, especially for coarse sands for which geoacoustical relations are inexistent [2].

A prototype INSEA (INvestigation of Sediment by Acoustic) has been specifically developed for that purpose. Four buried transducers separated by a variable range from 5 cm to 50 cm are used to measure time-of-flight and amplitude of the signal transmitted between the emitter (150-400 kHz frequency range typically) and the receivers. Time-of-flight, based on the envelop of the intercorrelation between the theoretical emitted signal and the received signal (Fig.1), is measured to get the sound speed. INSEA had been tested both in laboratory and in-situ. The results are displayed through dispersion curves of sound speed and attenuation versus frequency. They show a variability versus grain size and a negative dispersion curve due to grain scattering. They also show the variability of the results due to sand heterogeneities [3].

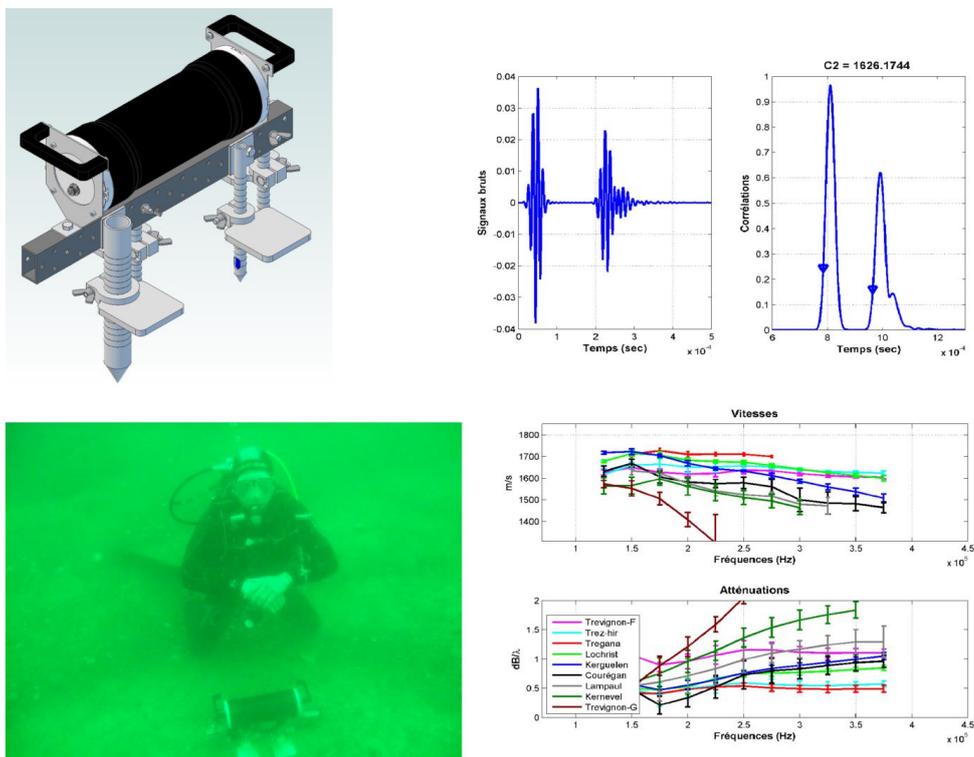


Figure 1: Overview of previous experiment done with the velocimeter prototype. Upper left, drawing of the INSEA prototype. Upper right, plot of a received signal and of the envelop used to measure time of flight. Bottom left, in-situ measurement by divers. Bottom right, dispersion curves (sound speed and attenuation) obtained for different sands.

2.2 A new velocimeter:INSEA2

A new project, named MICAS¹, has been funded to build a database with such an easy-to-use velocimeter. The database will be built by means of beach sand measurements for a part, by means of a specific geotechnical device equipped with the velocimeter and able to go deeper for another part. Based on the database, empirical relations will be proposed. Other sensors will also be added to provide additional information and to help physical interpretation. MICAS project runs between 2014 and 2016 and involves IRENaV, SHOM, RTSYS and MAREE.

An improved prototype, INSEA2, has been developed to build the database (Fig. 2). It is similar to INSEA but every stake emit and receive successively so that 12 different paths are used to establish a statistics (mean value and standard deviation) of measured parameters in a single embedding. Frequencies have been lowered a little bit (50 to 270 kHz) to diminish scattering effects. A CTD has been added to measure directly, temperature, depth and salinity. A Camera GoPro is also used to get a picture of the seafloor in the location of the measurement.

¹ MICAS : Modélisation et Instrumentation pour la Caractérisation Acoustique des Sédiments
 Vol. 37. Pt.1 2015

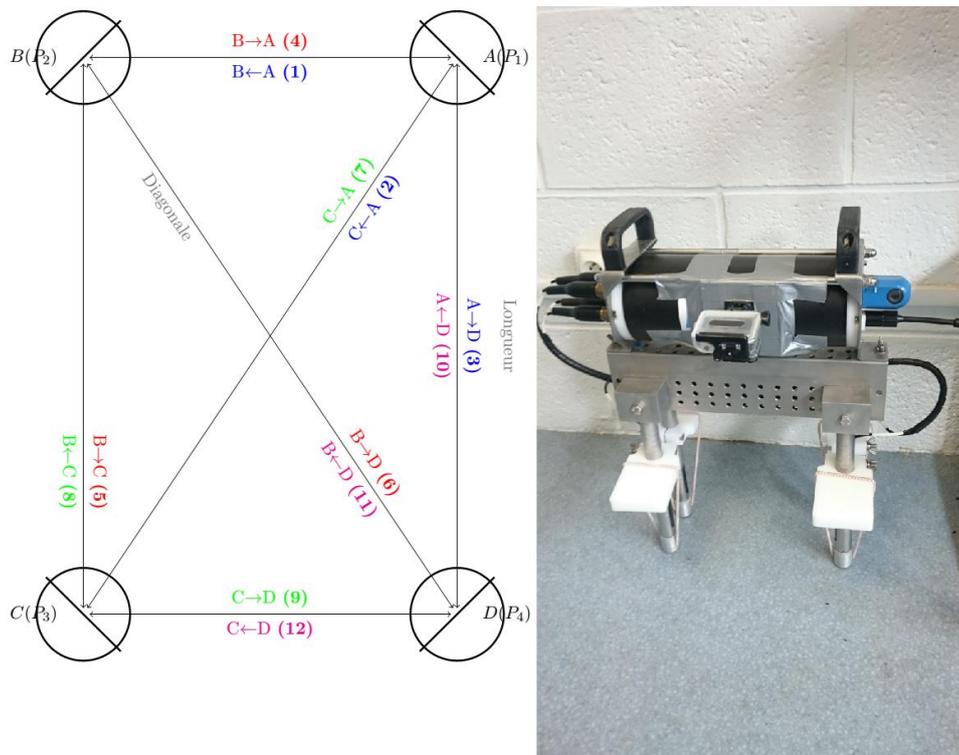


Figure 2: INSEA2 (right) is an improved prototype designed to build the database. As indicated (left), 12 paths are able to do the measure. In fact, transverse paths are corrupted by instrumental distortions and only 8 paths are actually used to get the best estimate of sound speed and attenuation.

This INSEA2 prototype has also been designed to offer new capabilities (which are part of this project but not presented here):

- It is able to handle with shear speed measurements by means of stakes equipped with benders operating at lower frequencies (around 1kHz),
- It is also equipped with two longer stakes designed for gradient measurement
- It is suited to deeper operations (ROV, geotechnical device ...)

3 EXPERIMENTS

This paper focuses on the experiments that have been done in spring 2015 in beaches along the French coast (Fig.3).

3.1 Protocol

A measurement protocol has been designed to be able to build a database. In particular, an Android application has been designed to help the real time reporting. For each beach, we proceeded as follow:

- Arriving on site, preparing and launching the application and taking a picture,
- At a given place, 3 successive embeddings with a measurement (within 1m²), one GoPro picture, one sediment coring, one water reference measurement,
- Displacement to another place, close to the first one (typically, 10m)



Figure 3: Pictures of the experiment. Left, preparing to snorkel at low tide. Upper right, calibration in the sea water. Bottom right, picture of the seafloor with the GoPro.

Data is stored in a practical manner to facilitate its exploitability by a specific server devoted to the database.

3.2 Acquired data

At least, 76 beaches, chosen along the French coast (Fig.4), have been investigated following that protocol. The same device has always been used in the same configuration (depth of 10 cm, longitudinal distances of 29 cm).

Beaches have been chosen as representative of a particular area, or because they have a particular granulometry: coarse, shelly, fine ... Some few locations are concerned by mud and some other come from lake beaches.

Two sediment samples have been collected for each beach and their analysis (density, porosity, grain sorting ...) is under process at SHOM.

It was necessary to wait for the low tide to avoid possible trapped air bubbles in the sediment, reducing the number of measured beaches to four per day typically. For each beach, $2 \times 3 \times 8 = 48$ different paths are available to process speed and attenuation measurements. These measurements give access to different variability scales, from decameters to decimeters.



Figure 4: Location of measured beaches along the French coast. They have been acquired in four campaigns: Mediterranean coast, South-West coast, Brittany coast and North-West coast.

4 RESULTS AND ANALYSIS

Results of these measures are showed in that part and a first analysis is done. For a given embedding and a particular path (among the 8 available), 23 CW signals are recorded. For each CW received signal, sound speed is computed thanks to the time-of-flight, with a calibrated distance between transducers thanks to the water measurement. Attenuation is computed using relative amplitudes of the received signal in sand and in water. Calibration has been done in Glycerol and in glass beads. Processing is automatically done by a Matlab program at the end of the day. For each embedding (8 path) two dispersion curves (mean value and standard deviation) are computed for the sound speed (one for the sediment sound speed in m/s and one for the water to sediment sound speed ratio) and two curves for the attenuation (one in dB/m/kHz and one in dB/m) as a function of frequency.

4.1 Global

Raw results presented here come from the $76 \times 2 \times 3 = 456$ available embedding (Fig. 5 and 6). A rough cleaning has been done so only validated data are showed here. Data are colored depending on their origin (Brittany, South-West coast, Mediterranean and North-west coast).

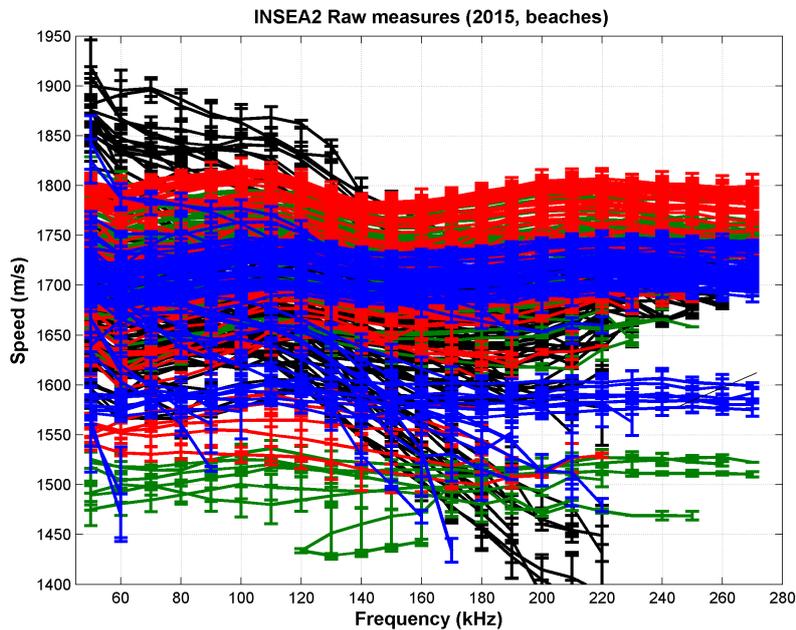


Figure 5: Sound speed dispersion curves from all the beaches (between 50 and 270 kHz). Data are colored depending on their origin (black for Brittany coast, red for South-West coast, green for Mediterranean coast and blue for North-west coast).

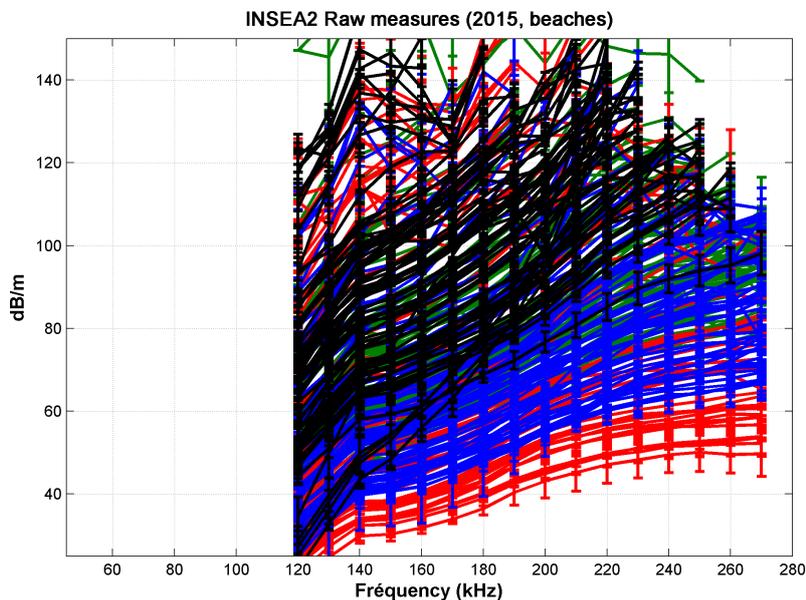


Figure 6: Attenuation curves from all the beaches (between 120 and 270 kHz).

As can be seen (Fig.5), velocities goes from 1400m/s to more than 1900m/s and some differences appears versus the area, as negative dispersion in Brittany or stronger values in South-West. Attenuation curves (Fig.6) are much different from a beach to another, with lower values in South-West and many high values in Brittany (with higher slope as well).

4.2 Features

Some typical features appears on these dispersion curves. Homogeneous sands have flat sound speed dispersion curves (Fig.7) and attenuation dispersion curves are rather packed (similar to each other). On the other side, coarse sands have negative dispersion curves (Fig.8). Many other features are more subtle, as heterogeneous sand which seem to have strong differences attenuation curves versus embedding (to be confirmed).

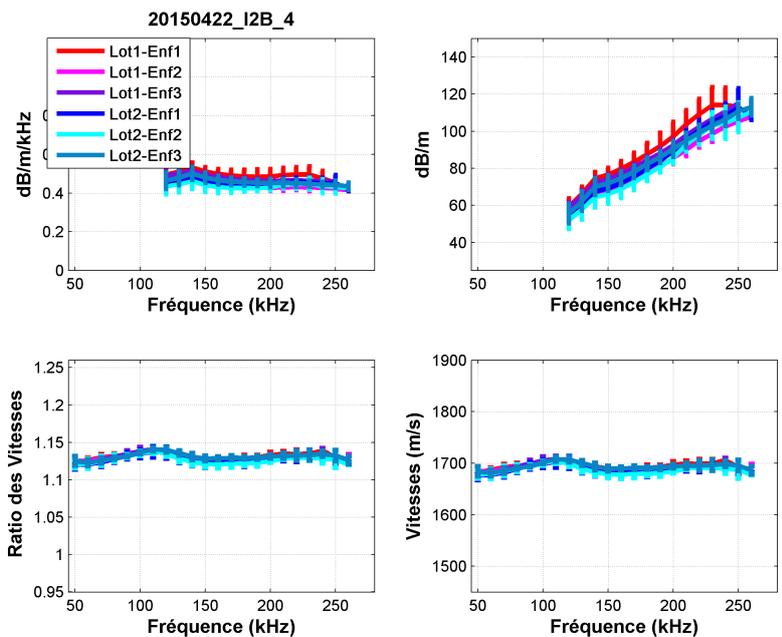


Figure 7: Dispersion curves for “Grève Blanche” beach showing typical features of a homogeneous medium sand.

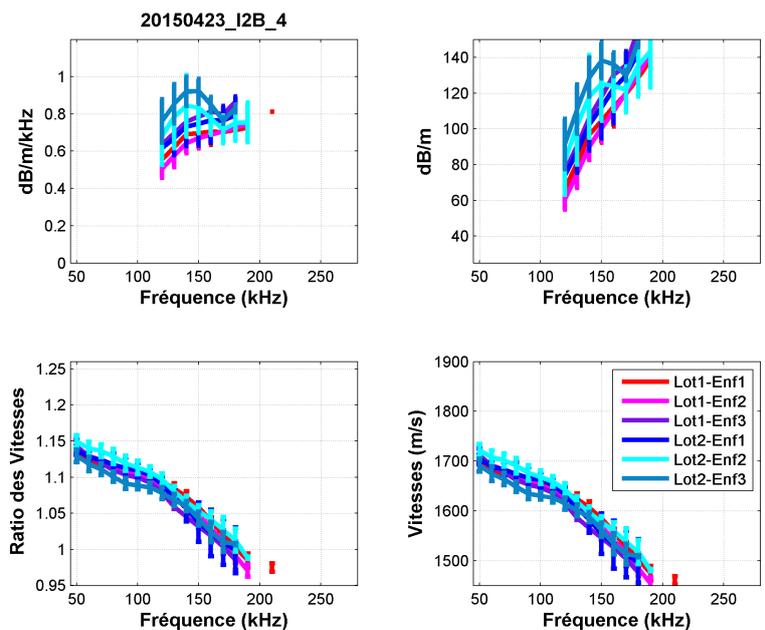


Figure 8: Dispersion curves for “Kerlin” beach showing typical features of a coarse sand.

5 CONCLUSION

The first part of a database devoted to marine sand acoustic studies have just been achieved by means of a velocimeter prototype. Measurements have been done with the same prototype on seventy-six beaches applying the same protocol for each. Some typical features are visible (homogeneous medium sand, coarse sand) but many of them remain to be investigated, heterogeneous sands in particular. Raw results are almost all exploitable so that deeper analysis may begin with (at least) two challenges in mind: do we have enough data to be able to predict sound speed for coarser sands at lower frequencies? Which parameter could be proposed to quantify efficiently the heterogeneity?

6 ACKNOWLEDGMENTS

This work has been done thanks to the DGA Rapid contract N°142906018. Sand samples have been provided to SHOM for analysis.

7 REFERENCES

- 1 D.R. Jackson and M.D. Richardson, High-frequency seafloor acoustics, Springer, 2007.
- 2 L. Guillon, X. Demoulin, B. Hefner and D. Zou, High-frequency sediment sound speed and attenuation measurements during TREX13 (Target and Reverberation Experiment 2013) with a new portable velocimeter, 166th meeting of the Acoustical Society of America, San Francisco, USA, 2013.
2. X. Demoulin, L.Guillon, T.Garlan and P.Guyomard, Sound speed and attenuation measurements in sandy sediments: Comparisons between tank measurements, in-situ measurements and theoretical predictions. Proc. of UAM 2013 conf., Corfu, Greece, July 2013.