



HAL
open science

Tomographie acoustique haute résolution dans un guide d'onde océanique

Ion Iturbe

► **To cite this version:**

Ion Iturbe. Tomographie acoustique haute résolution dans un guide d'onde océanique. Traitement du signal et de l'image [eess.SP]. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 2010. Français. NNT: . tel-00521540

HAL Id: tel-00521540

<https://theses.hal.science/tel-00521540v1>

Submitted on 27 Sep 2010

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.

INSTITUT POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

N° attribué par la bibliothèque

THÈSE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR de l'Institut polytechnique de Grenoble

préparée au laboratoire Grenoble Image Parole Signal Automatique

dans le cadre de l'**École Doctorale TUE**
«**Terre - Univers - Environnement**»

présentée et soutenue publiquement

par

Ion ITURBE

le 12 Janvier 2010

Titre :

**TOMOGRAPHIE ACOUSTIQUE HAUTE RÉOLUTION DANS UN
GUIDE D'ONDE OCÉANIQUE**

Directeurs de thèse : J. I. MARS, P. ROUX et B. NICOLAS

JURY

Monsieur	M. Fink	Président
Monsieur	J.P. Sessarego	Rapporteur
Madame	S. Marcos	Rapporteur
Monsieur	S.M. Jesus	Examineur
Monsieur	J. Virieux	Examineur
Monsieur	J.I. Mars	Directeur de thèse
Madame	B. Nicolas	Co-directeur de thèse
Monsieur	P. Roux	Co-directeur de thèse

Remerciements

Je dirige mes premiers remerciements à mes trois directeurs de thèse, pour leur patience et contribution :

- M. Jérôme I. Mars, pour m’avoir donné l’option de réaliser cette thèse et pour savoir me mettre des petits coup de pression quand il le fallait. Sans ces petits coups, je serais peut-être encore au chapitre I...
- M. Philippe Roux, pour ses intéressants discussion, sa passion pour la physique, et ses conseils de papa, qui m’ont été nécessaires pendant les derniers mois.
- Mme. Barbara Nicolas, pour la suivi continue qu’elle a réalisée sur mon travail, et pour les heures dépensées à réaliser une infinité de corrections de français. Sans ces corrections, le manuscrit complet aurait le même niveau de français que ces remerciements.

Je remercie également les membres du jury, M. M. Fink, M. J.P. Sessarego, Mme S. Marcos, M. S.M. Jesus, et M J. Virieux, pour leur effort pendant l’évaluation de ce travail, un peu à cheval entre le traitement de signal et physique.

Enfin, j’aimerais remercier toutes ces personnes qui ont fait que je garde un très bon souvenir de mon sejours au sein du laboratoire.

Tous les membres du super équipe de foot du GIPSA-lab, avec qui je me suis bien amusée, malgré nos petites différences sur la philosophie du jeu...

Steeve, pour son agréable compagnie et les courses à pied qu’on a partagées.

Mes co-bureaux, Jordi et Pepa, pour leur amitié et tous les discussions et repas partagés.

Nicolas, Julien, pour... le Roy Nock, bien sur, et pour montrer chaque jour, à chaque moment, le coté le plus tordue et drôle de leur personnalité.

Salem, pour les matches de foot encore une fois, pour les intéressantes discussions politico-historiques, et pour ne jamais avoir arrêté de nous étonner.

François, pour l’aide sur les aspects informatiques, pour les cafés, et parce que tu es, tout simplement, bon. On se reverra sans doute un jour, et entre temps, surtout, ne change pas...

Enfin, un grand merci à ma famille, parce que malgré les 1000 km distancent Grenoble de Antzuola, ils ont également eu à supporter certaines coups de stress pendant les derniers mois de travail.

Eskerrikasko guztioi eta ikusi arte

Table des matières

Liste de Notations	9
Introduction	1
1 Extraction d’observables : Double Formation de Voies	9
1.1 Introduction	11
1.2 Etat de l’art : Traitement de Signal en Tomographie Acoustique Océanique par temps de propagation	12
1.2.1 Méthodes Haute Résolution pour l’estimations de temps et angles de propagation	13
1.2.2 Méthodes de séparation	14
1.2.3 Organisation du chapitre	14
1.3 Méthode proposée : Double Formation de Voies	15
1.3.1 Formation de Voies Classique	15
1.3.1.1 Exemple sur données synthétiques	17
1.3.2 Double Formation de Voies	20
1.3.2.1 Contexte expérimental	20
1.3.2.2 Présentation de l’algorithme de Double Formation de Voies	21
1.3.2.3 Exemple sur données synthétiques	23
1.3.3 Résolution angulaire et taille des antennes	23
1.3.3.1 Modélisation du problème et diagramme de directivité	25
1.3.3.2 Preuve du premier choix : Taille de la sous-antenne	27
1.3.3.3 Preuve du deuxième choix : centre de la sous-antenne	28
1.4 Intérêts de la D-FV	28
1.4.1 Pouvoir de séparation	29
1.4.2 Aide à l’identification	30
1.4.3 Gain en Rapport Signal sur Bruit	31
1.5 Application sur données réelles de la campagne FAF03	33
1.5.1 Description de l’expérience	33
1.5.2 Exemples	33
1.6 Conclusions	36
1.6.1 Lignes futures	38

2	Noyaux de Sensibilité (NS) et Problème Direct	39
2.1	Introduction	41
2.2	État de l'art	42
2.3	Modélisations classiques des Perturbations du Temps de Propagation (PTP)	43
2.3.1	Modélisation des PTP par la théorie des rayons	43
2.3.2	Modélisation par Noyaux de Sensibilité en point à point (NSTP) . .	44
2.3.2.1	La fonction de Green	45
2.3.2.2	L'approximation de Born	45
2.3.2.3	Modélisation des perturbations de temps de propagation .	46
2.3.2.4	Noyaux de Sensibilité du Temps de Propagation en point-à-point	47
2.3.2.5	Exemples de NSTP point-à-point	48
2.4	Noyaux de sensibilité avec DFV	49
2.4.1	Calcul des noyaux de sensibilité pour la Formation de Voies	50
2.4.1.1	L'approximation de Born avec Formation de Voies	50
2.4.1.2	Modélisation des PTP avec Formation de Voies	51
2.4.1.3	Noyaux de Sensibilité du Temps de Propagation, avec Formation de Voies	51
2.4.2	Exemples et discussion	52
2.5	Diffraction et Noyaux de Sensibilité du Temps de Propagation	58
2.5.1	Nouvelle mesure de temps de propagation et noyaux de sensibilité .	58
2.5.2	Comparaison Diffraction-NSTP en point-à-point	60
2.5.2.1	NSTP	60
2.5.2.2	Gradient du diagramme de diffraction	60
2.5.2.3	Exemples et Discussion	63
2.5.3	Avec Double Formation de Voies	64
2.5.3.1	NSTP	64
2.5.3.2	Diffraction	65
2.5.3.3	Exemples et Discussion	65
2.6	Problème Direct : rayons <i>versus</i> NSTP	67
2.6.1	Rayons <i>versus</i> NSTP sur quelques exemples	69
2.6.2	Rayons <i>versus</i> NSTP : Analyse statistique sur un ensemble de rayons	70
2.6.3	Rayons <i>versus</i> NSTP sur différents jeux de rayons	72
2.6.4	Rayons <i>versus</i> NSTP en D-FV et en Point-à-Point	73
2.7	Conclusions	74
3	Tomographie : application à des données petites échelles.	77
3.1	Introduction et méthode de tomographie proposée	79
3.2	Méthode d'inversion utilisée, Maximum à Posteriori (MAP)	81
3.2.1	Modélisation stochastique du problème	82
3.2.2	Estimateur de Maximum A Posteriori (MAP)	84
3.2.3	Interprétation physique des paramètres d'estimation	85
3.2.4	Choix des paramètres d'estimation	86
3.3	Tomographie sur données simulées	88
3.3.1	Comparaison Rayons/NSTP	88

3.3.2	Ambiguïté aux bords	91
3.3.3	Conclusions sur données synthétiques	92
3.4	Tomographie sur des expériences petites échelles	93
3.4.1	Présentation des expériences petites échelles	93
3.4.1.1	Principe des expériences petites échelles	93
3.4.1.2	Description des expériences réalisées	95
3.4.1.3	Données enregistrées	96
3.4.2	Résultats de tomographie	98
3.4.2.1	Résultat général	99
3.4.2.2	NSTP-2D et NSTP-3D	103
3.4.2.3	Discussion des modèles et méthodes d'inversion	107
3.4.3	Autres phénomènes physiques observés	110
3.4.3.1	Mesures de PTP de certains trajets acoustiques.	111
3.4.3.2	Composante basse fréquence et convection	114
3.4.3.3	Oscillations hautes fréquences dues aux vagues de surface	115
3.4.3.4	Autres oscillations produites par la convection	120
3.5	Conclusion	122
Conclusion et perspectives		125
Annexes		133
A L'approximation de Born		133
A.1	La fonction de Green	133
A.2	Born au premier ordre	134
B Gradient de R		137
Bibliographie		146

Liste de Notations

t	Temps
z	Profondeur
z_r	Profondeur en réception, c.a.d. au niveau de l'antenne de récepteurs
z_e	Profondeur en émission, c.a.d. au niveau de l'antenne d'émetteurs
z_{r0}	Profondeur de référence en réception
z_{e0}	Profondeur de référence en émission
z_{r0k}	k ième profondeur de référence en réception
z_{e0l}	l ième profondeur de référence en émission
θ_r	Angle de réception
θ_e	Angle d'émission
$c(z)$	Célérité en fonction de la profondeur
c_0	Célérité de référence
c	Célérité uniforme dans le milieu
λ	Longueur d'onde
$p(t, z_r)$	Pression acoustique enregistrée sur une antenne verticale de récepteurs, en fonction du temps t et de la profondeur de réception z_r
$p(t, z_r, z_e)$	Pression acoustique émis d'une antenne verticale d'émetteurs et enregistrée sur une antenne verticale de récepteurs, en fonction du temps t , de la profondeur de réception z_r ; et de la profondeur d'émission z_e
$p(t, \theta_r)$	Pression acoustique en fonction du temps t et de l'angle de réception θ_r
$p(t, \theta_r, \theta_e)$	Pression acoustique en fonction du temps t , de l'angle de réception θ_r , et de l'angle d'émission θ_e
$T_r(\theta_r, z_{r0}, z_{ri})$	Retard à appliquer au récepteur i , placé à la profondeur z_{ri} , pour réaliser une Formation de Voies sur la direction θ_r , par rapport à la profondeur de référence z_{r0}

$T_e(\theta_r, z_{e0}, z_{ej})$	Retard à appliquer à l'émetteur j , placé à la profondeur z_{ej} , pour réaliser une Formation de Voies sur la direction θ_e , par rapport à la profondeur de référence z_{e0}
α_i	Coefficient d'apodisation du récepteur i
β_j	Coefficient d'apodisation de l'émetteur j
N_t	Nombre d'échantillons en temps
N_r	Nombre de récepteurs
N_e	Nombre d'émetteurs
d_r	Distance de récepteur à récepteur dans l'antenne de réception
d_e	Distance d'émetteur à émetteur dans l'antenne d'émission
θ_{rR}	Angle d'arrivée réel de l'onde, sur l'antenne de réception
θ_{eR}	Angle d'émission réel de l'onde, de l'antenne d'émission
θ_{rObs}	Angle de réception observé ou ciblé par la Double Formation de Voies
θ_{eObs}	Angle d'émission observé ou ciblé par la Double Formation de Voies
$s(t)$	Signature temporelle d'une onde plane
ν	Fréquence temporelle
L_r	Largeur totale de l'antenne de récepteurs
L_e	Largeur totale de l'antenne d'émetteurs
$\Delta\theta_r$	Résolution angulaire de la formation de voies en réception
$\Delta\theta_e$	Résolution angulaire de la formation de voies en émission
τ_{rE}	Décalage temporelle induit en réception par la formation de voies
a_r	$\sin \theta_r$
a_e	$\sin \theta_e$
Δt	Durée du signal émis
RSB	Rapport Signal sur Bruit
RSB_G	Gain en Rapport Signal sur Bruit
RSB_{G-FV}	Gain en RSB de la Formation de Voies
RSB_{G-D-FV}	Gain en RSB de la Double Formation de Voies
τ_i	Temps de propagation du trajet indicé i
Γ_i	Trajets du rayon i
$c(\mathbf{r})$	Célérité dans le milieu
$c_0(\mathbf{r})$	Célérité dans le milieu de référence
$\Delta c(\mathbf{r})$	Variation de célérité
K_i	Noyau de Sensibilité du Temps de Propagation du "rayon" i
ω	$\omega = 2\pi f$, pulsation
$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1, \omega)$	Fonction de green entre les points \mathbf{r} et \mathbf{r}_1 , à la pulsation ω
δ	distribution de Dirac

NSTP	Noyaux de Sensibilité du Temps de Propagation
PTP	Perturbation du Temps de Propagation
∇^2	Opérateur Laplacien
$P_e(\omega)$	Spectre de la source
$p(\mathbf{r}, t)$	Présion acoustique au point \mathbf{r} et au temps t
G_0	Fonction de Green au milieu de référence
a	Amplitude de la présion acoustique $a= p $
p_{re}	Présion acoustique entre la source e et le récepteur r
v	Partie réelle du champ acoustique $v = \Re[p]$
w	Partie imaginaire du champ acoustique $v = \Im[p]$
p_{FV}	présion acoustique obtenu par Formation de Voies
$K_{FV-\tau_i}$	NSTP avec Formation de Voies
D	Diagramme de diffraction
∇_y	Dérivé sur la direction y
$\Delta\tau_{Mes}$	PTP mesurée
$\Delta\tau_{RAY}$	PTP simulées par la théorie des rayons
$\Delta\tau_{NSTP}$	PTP simulées par NSTP
\mathbf{d}	Vecteur des observables
\mathbf{m}	Vecteur des paramètres à estimer
G	Matrice reliant observables et paramètres
\mathbf{b}	Vecteur du bruit
P	Nombre de paramètres
N	Nombre d'observables
C_m	Matrice de covariance de paramètres
C_d	Matrice de covariance des observables
λ_r	Longueur de corrélation sur la distance horizontale
λ_e	Longueur de corrélation en profondeur
EQM	Erreur Quadratique Moyen
EQMN	Erreur Quadratique Moyen Normalisé
t_{acq}	Temps d'acquisition

Introduction

Bien que les montagnes les plus abruptes, les terres les plus éloignées, les airs, et même l'espace aient été très largement explorés, les mers et les océans, couvrant pourtant plus de deux tiers de la surface de la terre, restent à nos jours des territoires relativement méconnus. La cause de cette méconnaissance n'est ni la peur du grand bleu ni le manque d'intérêt des hommes, mais plutôt les énormes difficultés techniques liées à son exploration. Si les avancées technologiques permettent aujourd'hui de réaliser des vols spatiaux, l'exploration des milieux sous-marins se heurte encore à des verrous technologiques. En effet, les conditions de pression extrême, l'absence de lumière et les propriétés corrosives de l'eau réduisent considérablement l'utilisation d'instruments classiques et font que les milieux sous-marins restent des milieux relativement hostiles à la présence de l'homme.

Malgré ces difficultés, l'étude scientifique des océans et des mers, ou océanographie, a fait ses premiers pas au milieu du XIX^{ème} siècle. Les premières études ont consisté à réaliser de nombreux prélèvements et à établir les premières cartes de profondeur, pour connaître les grandes caractéristiques du milieu marin. Ces études ont également permis d'observer le caractère dynamique des océans, dont les propriétés physiques telles que la température, la salinité ou les densités du fond marin, varient avec le temps. Ce caractère dynamique est lié à des nombreux phénomènes physiques complexes ayant lieu dans les masses d'eau océaniques : marées, courants, échanges thermiques avec l'atmosphère et à l'intérieur des masses d'eau, etc.

Ces propriétés physiques changeantes des masses d'eau océaniques s'illustrent par des difficultés de navigation et d'exploitation des ressources halieutiques. Mais outre ces enjeux économiques, l'impact des océans sur les phénomènes météorologiques est maintenant reconnu. Ainsi, en ces jours où le réchauffement climatique est un enjeu sociétal majeur, la connaissance fine des océans devient ou redevient un sujet d'importance.

Pour l'analyse des évolutions des propriétés physiques de l'océan, l'océanographie dispose essentiellement de deux types de techniques. D'une part, des moyens de mesure directe des propriétés physiques telles que la conductivité, la température ou la densité des couches sédimentaires sont disponibles. Ces instruments permettent d'avoir des informations pertinentes sur les milieux, mais ils présentent des coûts d'utilisation importants et confèrent un échantillonnage spatial très limité vis à vis des tailles des phénomènes physiques à étudier.

D'autre part, des techniques d'investigation moins ponctuelles existent. Elles consistent à faire propager une onde dans le milieu océanique, pour en estimer les propriétés physiques à partir de l'interaction entre le milieu et l'onde qui s'y est propagée. Ces techniques permettent d'avoir un meilleur échantillonnage spatial, mais leur fiabilité est souvent plus sujette à caution que celle des mesures directes

Pour étudier les surfaces océaniques (l'état de la mer, les vagues de surface,...), de nombreuses méthodes utilisant les ondes électromagnétiques ont été développées. Malheureusement, pour analyser des structures internes (hors de la surface), ces ondes ne peuvent pas être utilisées en raison de leur forte atténuation dans l'eau. Dans ce cas, les ondes acoustiques, beaucoup moins atténuées, sont le seul vecteur qui permet d'imager la partie immergée des océans.

L'utilisation des ondes acoustiques pour imager la structure interne de l'océan est appelée Tomographie Acoustique Océanique (TAO). Elle a été introduite par Munk et Wunsch [Munk-1979] dans les années 80. Le terme Tomographie a été emprunté au domaine médical, où la tomographie consiste à imager, à partir de mesures externes d'ondes propagées, des coupes du corps humain. Linguistiquement, le terme vient du grec, où *tomo-* signifie coupe et *-graphie* signifie image. Dans le cas de l'océan, le principe consiste à profiter du caractère multi-trajets de la propagation sous-marine, pour estimer la carte de célérité dans la tranche verticale d'océan entre la source et le récepteur. Pour cela, un signal large bande est propagé entre une source et un récepteur, afin que les arrivées des différents trajets acoustiques soient séparés dans le temps sur le signal enregistré. Les temps de propagation étant liés à la célérité dans le milieu, il est possible, en associant les temps observés à des trajets théoriques prédits par la théorie des rayons, d'estimer la célérité. Cette technique est appelée traitement par temps de propagation adaptés, *Matched Delay Processing* (MDP), en raison de l'utilisation des temps de propagation (Delay) comme observables pour l'inversion.

Après les travaux précurseurs de Munk et Wunsch, plusieurs expériences de TAO ont été réalisées durant les années 80 dans le but de valider le concept et d'en tester les limitations [Tomo Group-1982]. Des premières analyses concernant le pouvoir de résolution en profondeur de la tomographie acoustique ont été réalisées [Munk-1982] (le profil de célérité était considéré alors comme indépendant de la distance horizontale, *range independent*). Plus tard, les enjeux des estimations des variations de la célérité dépendantes de la distance horizontale (*range dependent*) ont également été discutés [Howe-1987; Cornuelle-1987].

Parallèlement à l'avènement de nouveaux transducteurs permettant un meilleur contrôle et un grand choix du signal émis, les travaux de recherche se sont fortement focalisés sur des techniques de traitement de signal. L'objectif de ces techniques était d'obtenir une meilleure séparation des différents trajets acoustiques, critique pour l'obtention d'observables fiables pour l'inversion [Bruckstein-1985; Pallas-1984; Pallas-1987]. Très tôt également, de petites antennes de récepteurs ont été utilisées, permettant d'obtenir la direction d'arrivée des différents trajets par Formation de Voies (information précieuse pour l'iden-

tification des temps observés avec les trajets théoriques [Worcester-1981a; Bozinoski-1996; Gounon-1995; Cornuelle-1993]).

Avec ces développements, la tomographie a été validée comme outil efficace pour imager les océans profonds. Entre autres travaux, deux des premières validations de l'approche tomographique pour l'estimation des variations de célérité ont été présentées par Spiesberger et Metzger [Spiesberger-1991] et par Cornuelle *et al.* [Cornuelle-1993]. Un excellent résumé de ces enjeux, avancées et validations de la tomographie est donné dans l'annexe A de [Munk-1995].

Après ces expériences réussies en grand fond, les applications des méthodes de tomographie se sont tournées vers le domaine des milieux dits petits fonds. Dans ceux-ci, l'influence des limites du milieu (fond et surface) est considérable sur le champ acoustique. Ainsi, des paramètres tels que la densité et la vitesse du fond de mer (souvent multi-couches) peuvent également être estimés *via* la propagation d'ondes acoustiques. Quand des paramètres géoacoustiques sont estimés, la TAO prend le nom de "inversion géoacoustique".

Au delà des motivations purement scientifiques suscitées par la connaissance des milieux petits fonds, ces nouvelles applications ont été principalement motivées dans un premier temps par des intérêts militaires, visant à l'amélioration des méthodes SONAR et des communications sous-marines. Ainsi, des méthodes de Traitement de Signal adaptées ont été développées, aussi bien pour l'estimation de paramètres géoacoustiques que pour la localisation de sources présentes dans le milieu.

Par rapport aux expériences de tomographie réalisées en grand fond, ces nouvelles expériences petits fonds présentent de nombreux enjeux et défis particuliers, liés principalement à l'interaction de l'onde acoustique avec le fond sédimentaire et la surface de la mer. Ainsi, le milieu considéré est un guide d'ondes et l'application de la méthode MDP s'avère très limitée. Cette limitation vient d'une part d'une augmentation du nombre de paramètres physiques à estimer (avec l'introduction des paramètres liés aux propriétés du fond). D'autre part, la forte réverbération dans les guides d'ondes, rend impossible la séparation d'une grande partie des trajets acoustiques, diminuant drastiquement le nombre d'observables utilisables en inversion [Munk-1983; Rodriguez-2000].

Pour dépasser ces limitations, la méthode Matched Field Processing (MFP) ou traitement par champ d'ondes adapté a été proposé [Baggeroer-1993]. Elle consiste à propager une onde monochromatique dans le milieu, et à comparer ensuite par corrélation la Transformée de Fourier (TF) du champ enregistré avec la Transformée de Fourier de champs simulés pour différentes valeurs des paramètres à estimer. Plusieurs configurations expérimentales permettent de réaliser le MFP, avec différents emplacements de sources et de récepteurs. Ainsi, certaines expériences ont été réalisées avec des antennes linéaires verticales (Vertical Linear Array, VLA) [Chapman-1996; Siderius-1999], puis, dans le but de simplifier la lourde utilisation des VLA, des expériences ont été menées avec des antennes linéaires horizontales (Horizontal Linear Array, HLA) [Caiti-1996; Jesus-1996; Siderius-2002; Fallat-2009; Battle-2003].

Pour éviter l'utilisation d'un grand nombre de transducteurs, techniquement coûteuse dans tous les cas (que ce soit VLA ou HLA), la méthode "traitement par réponse impulsionnelle adaptée" ou Matched Impulse Response (MIR) a été ensuite proposée [Hermand-1996; Hermand-1999; Felisberto-2003; Pignot-1997]. Cette méthode compense le manque de diversité spatiale par la diversité fréquentielle. Pour cela, un signal large bande est propagé entre une ou plusieurs sources et un ou plusieurs récepteurs. L'estimation des paramètres est obtenue par comparaison du signal temporel enregistré avec les signaux simulés pour différentes valeurs des paramètres.

L'avantage principal des méthodes MFP et MIR par rapport à la méthode MDP est leur meilleure précision pour l'estimation de tous les paramètres [Rendas-1995]. Cette meilleure résolution est liée à l'utilisation du champ acoustique complet, alors qu'avec la méthode MDP seul les temps de propagation des trajets sont utilisés.

Pour finir avec cet état de l'art très succinct sur la TAO, les méthodes de TAO Passives, qui ont pris une grande ampleur durant la dernière décennie, doivent être citées. Ces méthodes permettent de réaliser l'estimation des paramètres géoacoustiques sans réaliser d'émission d'ondes acoustiques dans le milieu. Pour cela, les sources acoustiques classiquement utilisées en TAO, sont remplacées par des sources d'opportunité telles que les vagues de surface [Carbone-1998], les sons des mammifères marins [Gervaise-2007; Vallez-2009] ou les bruits des navires [Jesus-2006]. Au delà d'une estimation de certains paramètres du milieu, la fonction de Green entre des transducteurs placés dans le milieu peut être estimée en utilisant différents sources [Roux-1904]. Les motivations du développement de telles méthodes sont diverses : d'une part, au niveau expérimental, le maintien de sources acoustiques immergées dévient très coûteux à long terme; d'autre part, dans les applications militaires, la quête de discrétion impose l'utilisation de telles méthodes; enfin, au niveau environnemental, l'impact des ondes acoustiques de fortes puissances, souvent utilisées dans les expériences de tomographie active, ont des influences nocives sur les mammifères marins [NMFS-2005].

Malgré le développement de la TAO Passive, les recherches et les activités dans le domaine actif continuent également dans le but d'améliorer le pouvoir de résolution spatio-temporel de ces méthodes ou d'en accroître l'efficacité. Ainsi, des méthodes utilisant des mesures de natures différentes (mesures par satellite, par CTD,...) conjointement avec les mesures acoustiques ont été récemment proposées [Meyer-2008; Carriere-2009]. Ces méthodes profitent de l'information apportée par les mesures non acoustiques (plus fiables que les mesures acoustiques) pour contraindre le résultat de l'inversion acoustique. La convergence de la solution est ainsi nettement améliorée. Des filtres de Kalman ont été utilisés [Carriere-2009; Carriere-2008] par les mêmes auteurs, permettant, *via* une modélisation stochastique des évolutions de la célérité, d'améliorer également le conditionnement du problème inverse.

Nos travaux se placent entre la simplicité expérimentale de la TAO passive, et ces dernières expériences TAO active, utilisant des mesures de plusieurs natures. Le but est d'obtenir des estimations des variations temporelles de la célérité, à partir d'une acquisition acoustique avec une antenne d'émetteurs et une antenne de récepteurs, sans l'utilisation de mesures autres que les mesures acoustiques, et avec une connaissance approximative du milieu de propagation. Cette connaissance approximative peut être obtenue par les méthodes d'inversion géoacoustique précédemment présentées.

Dans de telles circonstances, étant donné le manque d'informations *a priori*, seule une **tomographie différentielle**, permettant d'utiliser des modèles linéaires reliant les observables aux variations de célérité, peut être envisagée. Par 'tomographie différentielle', nous signifions que les observables mesurées à chaque acquisition acoustique ne sont pas comparées à des observables simulées, mais aux observables mesurées sur des données enregistrées à un instant de référence choisi. Seule la dynamique des phénomènes physiques ayant lieu dans le milieu est donc analysée, et non pas l'état d'origine. Cette approche différentielle, permet également de minimiser l'influence des erreurs de modélisation telles que les propriétés du fond, les positions des transducteurs, etc. [Spiesberger-1991].

Quant à l'observable à utiliser, les **Perturbations du Temps de Propagation (PTP)** sont choisies, pour leur forte sensibilité aux variations de célérité. Nous nous plaçons donc dans le cadre du MDP. En effet, nous illustrerons dans nos expériences petites échelles, que les variations de célérité produisent des PTP importantes, tandis qu'elles ne produisent que des très faibles perturbations de l'amplitude du champ acoustique. Ainsi, les PTP sont des observables pertinentes pour l'estimation des variations de célérité.

En ce qui concerne la modélisation des PTP en fonction des variations de célérité, pour les signaux et les dimensions de nos expériences (environ 1 kHz de fréquence pour des milieux d'environ 1 km de longueur et 100 m de profondeur), nous nous plaçons dans le cadre de la tomographie haute fréquence. En effet, les fronts d'ondes sont visibles sur les données enregistrées, et une modélisation basée sur la théorie des rayons est réaliste. Un **modèle basé sur la théorie des rayons** [Munk-1995] a donc été utilisé dans un premier temps dans nos travaux. Cependant, un modèle basé sur l'approximation de Born, permettant de prendre en compte le contenu fréquentiel du signal et la zone de Fresnel associée au trajet acoustique, existe également. Il a été utilisé par Athanassoulis *et al.* [Athanassoulis-1995; Skarsoulis-1996] en acoustique sous-marine. Cette modélisation aboutit au **concept de Noyau de Sensibilité du Temps de Propagation (NSTP)**, reliant les PTP aux variations de célérité par une intégrale volumique dans le milieu de propagation [Skarsoulis-2004]. Cette modélisation est adaptée ici pour son utilisation en petits fonds au chapitre 2, et est également utilisée pour la tomographie sur des expériences petites échelles au chapitre 3.

Par ailleurs, comme indiqué précédemment, dans nos travaux, nous nous intéressons à des configurations expérimentales utilisant **une antenne verticale d'émetteurs et une antenne verticale de récepteurs, en milieux petits fonds**. De telles expériences ont

été réalisées récemment, dans le cadre du retournement temporel [Fink-1997; Roux-2004]. Comme nous l’expliquerons au chapitre 1, ce type de configuration permet, *via* un traitement de signal adapté, de séparer et d’identifier la plupart des trajets acoustiques. Rappelons en effet qu’un des problèmes principaux rencontré en petits fonds est le manque d’observables. Ce problème est ici surmonté avec l’utilisation de réseaux d’émetteurs et de récepteurs, et par les traitements développés dans le chapitre 1. Ainsi, grâce à la forte réverbération des ondes dans le guide, ressentie dans un premier temps comme un handicap à la tomographie, un grand nombre d’observables peut être obtenu. La présence de plusieurs trajets acoustiques, avec des directions de propagation très différents, permet alors d’envisager une bonne résolution spatiale pour l’inversion des variations de célérité.

Pour résumer, le travail présenté dans ce manuscrit concerne **l’estimation de cartes de variations de la célérité dépendantes de la profondeur et de la distance horizontale, *via* les Perturbations du Temps de Propagation (PTP), en milieux petits fonds, avec des antennes verticales d’émetteurs et de récepteurs**. Ceci sera réalisé, sans aucune information *a priori* sur les variations de célérité à estimer, et par **deux modèles physiques** reliant les PTP et les variations de célérité : **la théorie des rayons et les Noyaux de Sensibilité du Temps de Propagation (NSTP)**.

Les différents étapes nécessaires pour arriver aux estimations des cartes de célérité sont présentées à la figure 1. D’une part, dans la partie ”Extraction d’observables”, des techniques de traitement de signal sont développées et appliquées sur les données enregistrées, pour obtenir des mesures fiables des PTP. D’autre part, une modélisation liant les PTP aux variations de célérité est établie, dans la partie ”Modélisation physique”. Les deux branches convergent dans la tâche finale ”Inversion”, où les paramètres sont estimés à partir des mesures des observables (PTP) et du modèle physique les reliant aux paramètres à estimer (variations de célérité). C’est ainsi que les trois chapitres de ce manuscrit sont consacrés aux trois tâches : Extraction d’observables, Modélisation physique et Inversion/Estimation.

Dans le chapitre 1, la tâche d’extraction d’observables est traitée. L’intérêt des expériences comportant une antenne verticale d’émetteurs et une antenne verticale de récepteurs est mis en évidence, avec le développement d’un outil de traitement de signal adapté à cette configuration : la Double Formation de Voies (D-FV). Basée sur le principe de réciprocité spatiale de la propagation, la D-FV permet de séparer et d’identifier tous les trajets acoustiques, par leurs temps de propagation, leurs directions d’arrivée sur l’antenne de récepteurs et leurs directions d’émission de l’antenne d’émetteurs. Les avantages de la D-FV par rapport à l’utilisation d’une Simple Formation de Voies (S-FV) ou d’une approche point-à-point (traitement pour un émetteur et un récepteur) sont analysés en détail.

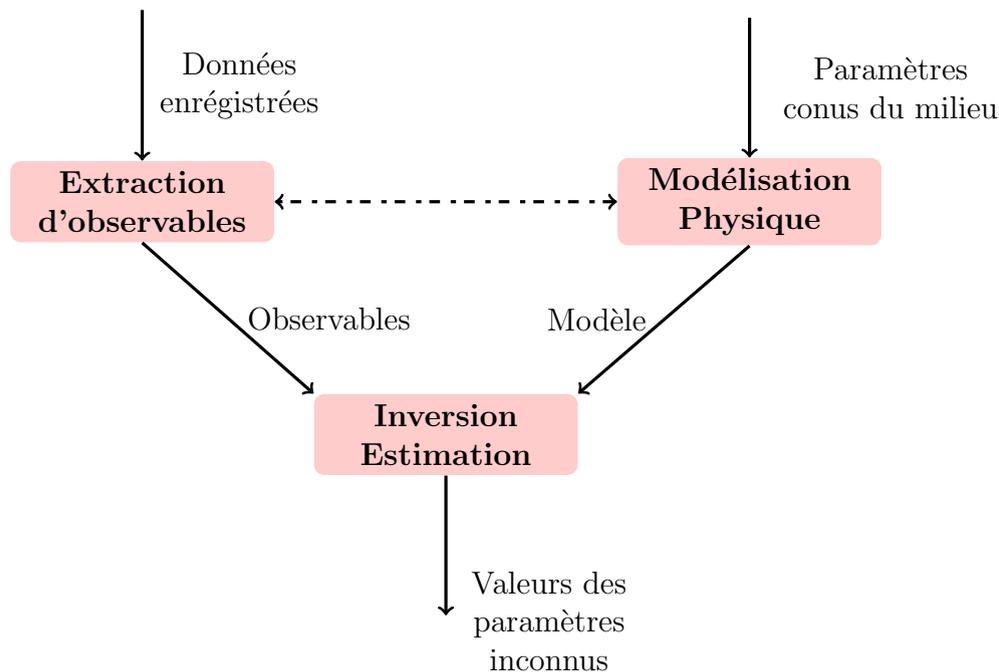


FIG. 1 – Schéma sur les étapes de la tomographie.

Le chapitre 2 concerne la tâche de modélisation physique. Il s'agit ici d'analyser les modèles physiques linéaires reliant les PTP aux variations de célérité. La modélisation par théorie de rayons et la modélisation par Noyaux de Sensibilité du Temps de Propagation [Skarsoulis-2004], y seront présentées. Puis, une des originalités de ce travail est présentée : la modélisation par NSTP est adaptée aux temps de propagations mesurés grâce à l'utilisation de la D-FV. Une formulation des NSTP mieux adaptée aux milieux petits fonds est ainsi obtenue. Les deux modélisations sont comparées sur un jeu de données synthétiques. Par ailleurs, un lien entre les diagrammes de diffraction des antennes et les Noyaux de Sensibilité du Temps de Propagation est établi.

Dans le chapitre 3, après une brève présentation de l'estimateur bayésien du Maximum à Posteriori, la tomographie est réalisée sur des données synthétiques et sur des données issues d'expériences petites échelles. Les expériences petites échelles, en utilisant les invariances d'échelle, permettent de reproduire en milieu contrôlé, à l'intérieur du laboratoire, certains des phénomènes physiques ayant lieu dans le milieu océanique. Ainsi, un phénomène de convection naturelle, produit par un chauffage placé au fond du guide ultrasonore, sera analysé pendant nos expériences. D'une part, les outils proposés dans les chapitres 1 et 2 sont appliqués pour l'estimation des variations de célérité produites par convection naturelle. D'autre part, grâce au caractère dynamique des acquisitions, plusieurs phénomènes physiques ayant lieu dans le milieu, dont la convection naturelle et les vagues de surface, sont mises en évidence et caractérisées.

Chapitre 1

Extraction d'observables : Double Formation de Voies

Sommaire

1.1	Introduction	11
1.2	Etat de l'art : Traitement de Signal en Tomographie Acoustique Océanique par temps de propagation	12
1.2.1	Méthodes Haute Résolution pour l'estimations de temps et angles de propagation	13
1.2.2	Méthodes de séparation	14
1.2.3	Organisation du chapitre	14
1.3	Méthode proposée : Double Formation de Voies	15
1.3.1	Formation de Voies Classique	15
1.3.1.1	Exemple sur données synthétiques	17
1.3.2	Double Formation de Voies	20
1.3.2.1	Contexte expérimental	20
1.3.2.2	Présentation de l'algorithme de Double Formation de Voies	21
1.3.2.3	Exemple sur données synthétiques	23
1.3.3	Résolution angulaire et taille des antennes	23
1.3.3.1	Modélisation du problème et diagramme de directivité	25
1.3.3.2	Preuve du premier choix : Taille de la sous-antenne	27
1.3.3.3	Preuve du deuxième choix : centre de la sous-antenne	28
1.4	Intérêts de la D-FV	28
1.4.1	Pouvoir de séparation	29
1.4.2	Aide à l'identification	30
1.4.3	Gain en Rapport Signal sur Bruit	31
1.5	Application sur données réelles de la campagne FAF03	33
1.5.1	Description de l'expérience	33
1.5.2	Exemples	33
1.6	Conclusions	36

1.6.1 Lignes futures 38

Le but de ce chapitre est d'introduire la Double Formation de Voies, outil qui sera utilisé pendant la suite du travail. Pour cela, un état de l'art sur les techniques de traitement de signal en tomographie acoustique océanique est réalisé, pour placer le travail actuel dans son contexte. Puis, la formation de voies classique est présentée pour ensuite introduire la Double Formation de Voies et ses avantages. Enfin, les intérêts de la double formation de voies sont analysés et illustrés sur des données réelles.

1.1 Introduction

Les algorithmes d'inversion pour réaliser la tomographie par Perturbation de Temps de Propagation (PTP) nécessitent des mesures de temps de propagation associées à un modèle théorique du milieu de propagation [Munk-1995]. Ainsi, l'extraction d'observables (des temps de propagation, dans notre cas) est divisée en deux tâches : (1) la tâche de **détection/estimation** (divisée en deux sous-tâches) consiste à détecter les arrivées d'ondes, puis à estimer leurs temps de propagation ; (2) la tâche d'**identification**, consiste à associer les estimations de temps obtenues au modèle théorique du milieu de propagation. Lorsqu'on a une observable donnée pour laquelle les deux tâches ont été résolues, on parle d'**observable résolu**. Ces observables peuvent donc être utilisées dans l'algorithme d'inversion. Par contre si l'une des tâches n'a pas été réalisée correctement, on parle d'**observable non résolu**. Cette observable ne pourra pas être utilisée dans l'inversion. La qualité de la tomographie dépend fortement du nombre d'observables résolues.

Les guides d'ondes auxquels on s'intéresse durant ce travail produisent des propagations à trajets multiples, dues à la réfraction et aux réflexions du champ acoustique sur le fond et la surface de la mer. Ainsi, les différents trajets apportent des informations différentes, qui peuvent servir à améliorer la qualité de l'inversion. La propagation à trajets multiples est ainsi une source d'information importante, permettant d'améliorer la tomographie.

Malheureusement, cette propagation produit aussi un effet non désiré : les champs interférants. En effet, les trajets ayant des temps de propagation similaires produisent des échos non séparés sur le champ enregistré. Celui-ci correspond ainsi à l'interférence de plusieurs ondes. Ce champ très sensible aux variations du milieu est très difficilement interprétable, et donc très difficilement exploitable pour la tomographie. C'est dans ce contexte que le traitement de signal trouve sa place en tomographie : il doit proposer des méthodes pour extraire des données enregistrées, le plus grand nombre d'observables résolues, et ceci avec la meilleure qualité possible.

Les configurations expérimentales jouent un rôle primordial dans cette résolution d'observables. Les premières expériences de tomographie ont été réalisées à partir de systèmes d'acquisition très simples : un seul émetteur et un seul récepteur [Worcester-1981b; Spindel-1981] (on appellera cette configuration "cas point-à-point" par la suite). Puis, des

configurations utilisant des antennes de récepteurs ont aussi été mises en place [Worcester-1981a; Worcester-1985] ("cas point-réseau"). L'inconvénient de ces configurations point-réseau est lié au coût de réalisation. De plus, des problèmes liés à la mise en place de ces dispositifs (mouvement des récepteurs par exemple) sont aussi présents. En contrepartie, ces configurations point-réseau apportent de la diversité spatiale aux données enregistrées permettant l'obtention de meilleures estimations, ainsi qu'une identification plus robuste [Worcester-1981a]. Finalement, ces dernières années, des expériences d'acoustique sous-marine ont été réalisées avec deux antennes, dans le cadre du retournement temporel [Roux-2004]. Une antenne d'émetteurs et une antenne de récepteurs ont été utilisées ("cas réseau-réseau"). Ces configurations ont certes des coûts de mise en place encore plus importants, mais elles permettent d'obtenir une diversité spatiale encore plus grande, garantissant la résolution de plus d'observables, avec une meilleure qualité.

Même si la tendance de ces dernières années va dans le sens de la diminution des coûts et de la simplification des configurations, notamment pour des raisons de discrétion des applications militaires, des nombreux cas existent pour lesquels les configurations réseau-réseau sont envisagées. C'est le cas des barrières acoustiques pour la protection de ports, par exemple, où l'utilisation de configurations réseau-réseau va permettre de nouvelles avancées. C'est donc à ce type de configurations réseau-réseau que nous nous intéressons dans ce travail, pour proposer une méthode de traitement de signal efficace et adaptée.

En ce qui concerne le traitement des signaux, un grand nombre de techniques ont été proposées pour la tomographie acoustique océanique par temps de propagation, pour les configurations point-à-point et point-réseau. Dans cette thèse nous développerons le côté traitement de signal des configurations "réseau-réseau". Dans la suite de cette introduction, un bref résumé de ces techniques est présenté, pour placer dans son contexte le travail présenté dans la suite du chapitre.

1.2 Etat de l'art : Traitement de Signal en Tomographie Acoustique Océanique par temps de propagation

Concernant les techniques classiques de traitement de signal pour la tomographie par temps de propagation, la tâche d'identification n'a été que très rarement présentée du point de vue théorique, alors que pour la tâche de détection/estimation, beaucoup de travaux ont été réalisés.

En raison de l'importance des erreurs d'inversion que produisent des erreurs d'identification, cette tâche d'identification a souvent été traitée d'une manière 'simpliste', dans laquelle les ondes ambiguës étaient tout simplement rejetées. Seules les ondes qui étaient facilement et sûrement identifiables étaient utilisées pour l'inversion. Mauuary

[Mauuary-1992] fut le premier à étudier du point de vue théorique la tâche d'identification comme une tâche de décision, via une approche statistique. Il a proposé et testé une approche bayésienne, utilisant deux critères différents : le Maximum A Posteriori et les Moindres Carrés. Cette approche bayésienne permet, par exemple, de gérer les cas où les observations sont moins nombreuses que les trajets prédits par le modèle théorique. Il obtient de plus une estimation de l'erreur d'identification, nécessaire pour l'inversion. Cette technique s'avère ainsi être un outil puissant pour des cas où les trajets observés sont instables.

En ce qui concerne la tâche de détection/estimation, les traitements présentés ici sont classés en deux grands groupes, afin d'éclaircir leur présentation. Les deux groupes sont : (1) les méthodes qui réalisent la détection et l'estimation directement sur le champ enregistré ; et (2) celles qui essaient de séparer les contributions des différents trajets. Ces dernières permettent d'obtenir un champ non interférant, sur lequel la détection et l'estimation sont réalisées pour chaque onde séparément.

1.2.1 Méthodes Haute Résolution pour l'estimations de temps et angles de propagation

Les traitements du premier groupe sont souvent appelés traitements Haute Résolution (HR), car leur pouvoir de résolution n'est pas limité par les conditions expérimentales (telles que la largeur de bande du signal, la taille des antennes,...). Ils sont basés sur un modèle du champ interférant, dont certains paramètres sont estimés via la maximisation ou la minimisation d'une fonctionnelle [Marcos-1998]. Il s'agit de techniques d'estimation qui ont été appliquées dans différents domaines. Ainsi, les premières travaux ont été réalisés en analyse spectrale et en estimation de direction d'arrivée (en traitement d'antennes) [Marcos-1998]. Plus tard, ces méthodes ont été adaptées pour l'estimation de temps de propagation [Bruckstein-1985; Pallas-1984; Pallas-1987]. Finalement, pour s'adapter aux besoins de la tomographie acoustique océanique et aux expériences point-réseau, des estimations conjointes du temps de propagation et de la direction d'arrivée ont été proposées [Bozinoski-1996; Gounon-1995]. Toutes ces techniques Haute Résolution suivent les mêmes principes de fonctionnement, quelque soit leur domaine d'application. C'est ainsi que beaucoup de travaux sur les performances ont été menés, sous différents aspects : la qualité des estimations [Bozinoski-1996], les problématiques de corrélation des sources et du bruit [Marcos-1998], les influences des erreurs de modèle [Friedlander-1990b; Friedlander-1990a; Swindlehurst-1992],... Des versions 'robustes' aux erreurs de modélisation ont aussi été proposées [Marcos-1998]. Ainsi, le champ des méthodes HR a été très largement étudié, et la bibliographie dans le domaine est très riche.

Les avantages et inconvénients des méthodes HR peuvent être résumés de la manière suivante : elles obtiennent des résultats très performants (pouvoir de résolution infini, parfois) mais elles sont sensibles à des erreurs de modélisation, et demandent l'estimation

de statistiques, ce qui n'est pas toujours possible par manque de réalisations (même si des solutions ont été proposées [Marcos-1998]).

1.2.2 Méthodes de séparation

Les traitements du deuxième groupe seront appelés par la suite méthodes *de séparation* d'ondes. Par rapport aux méthodes HR, les méthodes de séparation d'ondes sont plus robustes aux erreurs, et n'ont pas besoin d'estimation de statistiques. Leur handicap majeur est leur pouvoir de résolution limité.

La littérature est également très vaste sur ces traitements. Les premières travaux ont consisté à appliquer le filtrage adapté comme méthode optimale pour la détection et l'estimation des amplitudes et des temps d'arrivées dans un signal bruité [Turin-1960]. Pour surmonter les problèmes de puissance de la source acoustique, les signaux modulés en fréquence et les séquences binaires ont été introduits [Steinberg-1966; Spindel-1979; Birdsall-1994]. Ils permettent d'atteindre la meilleure séparation des ondes, dans le cas point-à-point. Les avantages ainsi que les limitations de ces traitements sont résumés par Munk *et al.* [Munk-1995]. La limite la plus importante de ces techniques est que la résolution temporelle maximale que l'on peut atteindre est limitée par la largeur de bande de la source acoustique.

Avec l'introduction des configurations point-réseau, des algorithmes de formation de voies ont été utilisés, conjointement avec le filtrage adapté [Bozinoski-1996]. Ils permettent de séparer les contributions d'ondes planes arrivant sur l'antenne avec des angles différentes, et d'améliorer le Rapport Signal sur Bruit (RSB). La résolution angulaire de la formation de voies est limitée par la taille de l'antenne, de la même manière que la résolution temporelle du filtrage adapté est limitée par la largeur de bande du signal. Ainsi, des ondes arrivant avec des temps de propagation et angles très proches ne peuvent pas être séparées, et par conséquent, ne peuvent pas être utilisées durant l'inversion.

1.2.3 Organisation du chapitre

Tous les traitements proposés à ce jour se sont limités aux cas de configurations point-à-point et point-réseau. La configuration réseau-réseau étant récente, peu de travaux concernant spécifiquement cette configuration ont été proposés. Ainsi, ce chapitre présente les premiers travaux dans cette direction. Nous nous plaçons dans le contexte de méthodes de séparation, car nous cherchons à proposer des algorithmes simples et robustes vis à vis des applications en milieux complexes. Ainsi, dans ce chapitre, la formation de voies classiquement utilisée en point-réseau (Simple Formation de Voies, S-FV) est étendue au cas réseau-réseau. Cette extension, appelée Double Formation de Voies (D-FV), s'avère un outil important aussi bien pour la séparation d'ondes (permettant une bonne détection des ondes et une bonne estimation des temps de propagation), que par l'aide qu'elle apporte à la tâche d'identification.

Le chapitre est organisé de la manière suivante. Tout d'abord la formation de voies est introduite comme outil de séparation d'ondes (section 1.3.1). L'acquisition point-réseau ainsi que le traitement sont présentés et illustrés par un exemple sur données synthétiques. Puis, l'extension au cas réseau-réseau (la Double Formation de Voies) est décrite dans la section 1.3.2. Elle est illustrée sur un exemple synthétique. Une analyse de l'utilisation de la D-FV en tomographie par temps de propagation est ensuite réalisée (section 1.3.3). Deux critères portant sur la résolution angulaire et sur les erreurs de mesure des temps de propagation sont établis, et deux postulats pour le choix de sous-antennes en sont déduits. Ensuite, les performances théoriques de la méthode pour la séparation et l'identification d'ondes sont discutées (section 1.4). Enfin, ces performances sont illustrées sur des données réelles provenant de la campagne FAF03 (section 1.5). Les travaux présentés dans ce chapitre ont donné lieu à plusieurs publications [Iturbe-2009b; Nicolas-2008; Nicolas-2007; Iturbe-2007; Iturbe-2008].

1.3 Méthode proposée : Double Formation de Voies

1.3.1 Formation de Voies Classique

La formation de voies (souvent appelée formation de voies linéaire dans la littérature) a été introduite en acoustique sous-marine dans les années 50. La théorie, le calcul des diagrammes de directivité, pour des signaux à bande étroite et pour différents types d'antennes (linéaires, circulaires,...), sont présentés largement dans la littérature [Lo-1993; Collin-1969]. Des travaux sur son optimalité, toujours pour des signaux bande étroite, ont été proposés par [Pritchard-1953; Davids-1952; Smolko-1998],.... Avec l'apparition des appareils numériques, de nombreux travaux sur l'implémentation des algorithmes ont été réalisés ([Anderson-1959], [Maranda-1989],...). Finalement, pendant les années 80, quelques études des performances de la formation de voies vis-à-vis des erreurs de position des récepteurs [Ramsdale-1979], des erreurs sur le calcul de la loi de retard [Godara-1985], de la cohérence des sources [Reddy-1987] ont été réalisés. A l'heure actuelle, les problèmes algorithmiques et de mise en place sont dépassés pour les nouveaux instruments, et la formation de voies dans sa version linéaire ne constitue plus un champ de recherche important. Dans cette section, nous allons seulement présenter la formation de voies linéaire, dans le domaine temporel, pour pouvoir ensuite présenter son extension au cas de deux antennes, qui nous intéressera par la suite.

Pour illustrer cette formation de voies 'classique' (qui sera appelée Simple Formation de Voies, S-FV, par la suite), nous nous plaçons dans le cas où le champ acoustique émis par une source est enregistré sur une antenne verticale de récepteurs (figure 1.1). Les données ainsi enregistrées sur l'antenne seront notés $p(t, z_r)$, pour indiquer le champ de pression acoustique p , en fonction du temps t et de la profondeur de réception z_r . Sur ce type de données, la formation de voies est un outil de séparation d'ondes planes : elle permet de

séparer les ondes planes arrivant sur l'antenne avec des angles différents. Ainsi, après la séparation, on obtient un champ sans interférence, sur lequel il est plus facile de réaliser une détection de l'arrivée de l'onde, l'estimation du temps de propagation, et également l'identification [Munk-1995].



FIG. 1.1 – Schéma d'une expérience point-réseau

À partir des données enregistrées, on veut analyser les ondes se propageant entre la source et une profondeur de réception donnée z_{r0} . Cette profondeur z_{r0} donnée, pour laquelle la propagation est analysée, est appelée profondeur du récepteur *de référence*. La formation de voies consiste alors à réaliser, sur les données $p(t, z_r)$, l'opération mathématique suivante (pour tous les θ_r) :

$$p(t, \theta_r) = \sum_{i=1}^{N_r} \alpha_i p(t + T_r(\theta_r, z_{r0}, z_{ri}), z_{ri}) \quad (1.1)$$

où N_r est le nombre de récepteurs dans l'antenne ; z_{ri} est la profondeur du i -ème récepteur ; α_i est le coefficient de pondération du récepteur i (utilisation d'une fenêtre de pondération spatiale) ; et $T_r(\theta_r, z_{r0}, z_{ri})$ est le retard, entre le récepteur i et le récepteur de référence, d'une onde plane arrivant sur l'antenne avec un angle de réception θ_r .

Si le profil de célérité sur l'antenne de récepteurs est uniforme, l'expression de T_r est donnée par :

$$T_r(\theta_r, z_{r0}, z_{ri}) = \frac{(z_{ri} - z_{r0}) \sin \theta_r}{c} \quad (1.2)$$

où c est la célérité sur l'antenne de réception. Dans le cas plus général où la célérité varie avec la profondeur, l'expression est donnée par Dzieciuch *et al.* [Dzieciuch-2001] :

$$T_r(\theta_r, z_{r0}, z_{ri}) = \int_{z_{r0}}^{z_{ri}} \sqrt{\frac{1}{c^2(z)} - \frac{\cos^2(\theta_r)}{c_0^2}} dz \quad (1.3)$$

où $c(z)$ est la célérité en fonction de la profondeur au niveau de l'antenne de réception et c_0 est la célérité minimale sur l'antenne de récepteurs.

De manière intuitive, la Formation de Voies consiste à décaler, temporellement (suivant la loi T_r), les signaux des différents récepteurs, puis à en faire la somme. Le décalage est réalisé suivant la loi T_r théorique d'arrivée d'une onde plane avec un angle θ_{r1} donné, sur chaque récepteur i . Ainsi, si une onde arrivant avec θ_{r1} est vraiment présente sur les signaux enregistrés, le décalage la mettra en phase sur tous les récepteurs, et elle sera sommée de façon cohérente. Ceci est illustré par la figure 1.2. La figure 1.2-b, illustre les données enregistrées : une onde plane arrivant sur l'antenne avec un angle θ_{r1} . La figure 1.2-a montre le profil décalé avec une loi de retards qui ne correspond pas à l'angle réel d'arrivée de l'onde. On observe donc sur la figure 1.2-c que le résultat de la somme ne donne une valeur faible. Par contre, la figure 1.2-d montre le profil lorsqu'il est décalé suivant l'angle réel d'arrivée de l'onde. Tous les signaux sont alignés, et la sommation donne la signature de l'arrivée de l'onde sur le récepteur de référence (figure 1.2-e).

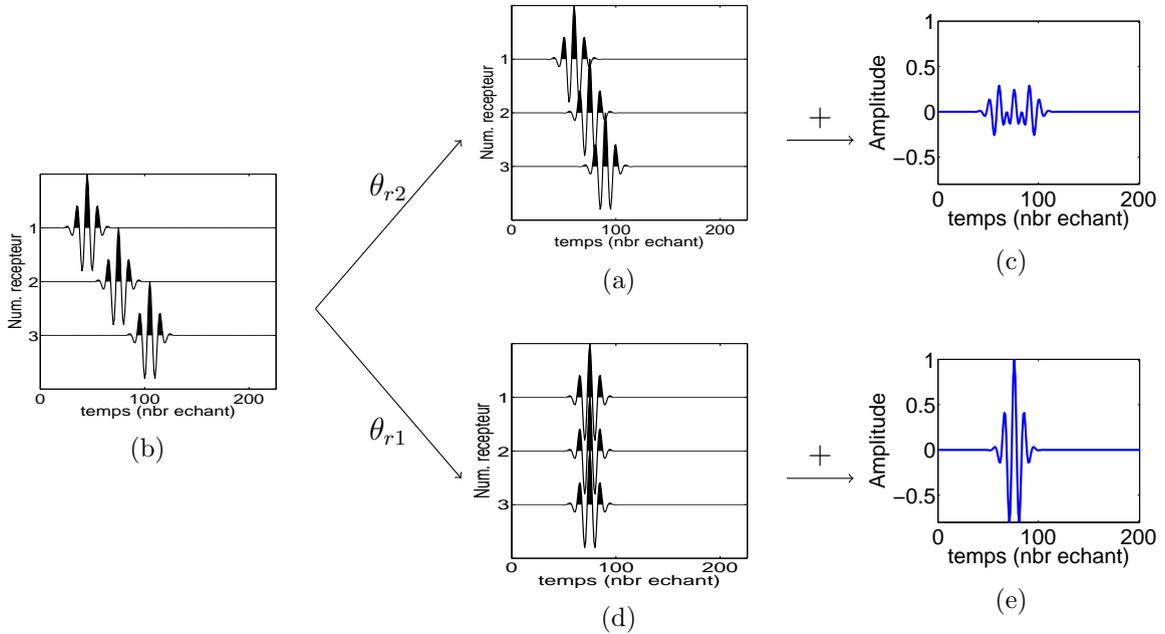


FIG. 1.2 – Schéma illustratif du fonctionnement de la S-FV : (b) les données enregistrées ; (a) et (d), les profils décalés respectivement pour un 'mauvais' angle θ_{r2} , et pour le 'bon' angle θ_{r1} . (c) et (e), le resultat de la S-FV pour les deux cas précédents.

Pour conclure, notons que la formation de voies (équation 1.1) transforme les données du domaine temps-profondeur (t, z_r) au domaine temps-angle (t, θ_r) . Cette transformation est ici illustrée sur des données synthétiques.

1.3.1.1 Exemple sur données synthétiques

Un guide d'ondes sous-marin quasi-idéal (avec un fond très réfléchissant) et à célérité uniforme (1500 m/s) a été simulé par un algorithme aux Équations Paraboliques [Collins-1991]. La fréquence centrale de la source est de 2.5 kHz, ce qui donne une longueur d'onde de 0.6 m. La largeur de bande est de 1,25 kHz à -3 dB. La longueur du guide d'ondes est de 1.5 km, et la profondeur de 50 m. Une source, placée sur le bord gauche du guide à une profondeur de 24 m, produit un champ acoustique. Ce champ est enregistré sur une antenne linéaire verticale de 32 récepteurs (distance inter-éléments de 1.5 m), couvrant toute la hauteur du guide.

L'enveloppe du champ acoustique, en fonction du temps et de la profondeur de réception est présentée sur la figure 1.3-a. Chacune des droites identifiables sur la figure correspond à une onde plane. Chaque onde plane occupe toute la profondeur entre surface et fond. Par conséquence, des croisements sont observés, lorsque deux ou plusieurs ondes planes interfèrent entre elles. Les interférences sont plus importantes sur les premières arrivées ($t < 1.005$ s) qui sont quasi simultanées, tandis qu'elles deviennent moins fréquentes pour les arrivées tardives, mieux séparées en temps.

La figure 1.3-b, montre le champ enregistré sur le récepteur placé à la profondeur de 10.5 m, indiqué par ligne noire sur la figure 1.3-a. Les croix noires indiquent les temps de propagation théoriques des rayons se propageant dans le guide (obtenus par une simulation en rayons). Sur ce récepteur, les premières ondes ($t < 1.005$ s) interfèrent entre elles, et un seul maximum est présent sur le signal, englobant plusieurs croix. En revanche, pour des temps tardifs ($t > 1.005$ s) les ondes sont plus souvent séparées temporellement et les croix des temps de propagation théoriques correspondent alors aux maximums des enveloppes. Ainsi, les ondes présentes aux temps $t > 1.005$ s sont directement utilisables pour la tomographie, tandis que celles à $t < 1.005$ s ne le sont pas. La figure 1.3-c, illustre un cas plus pénalisant. Elle montre le champ (ainsi que son enveloppe) enregistré sur le récepteur placé à une profondeur de 30m, indiqué par la ligne rouge sur la figure 1.3-a. Dans ce cas, quasiment tous les maxima du champ englobent plusieurs croix. On est donc face à un champ complètement interférant. Les interférences produisent entre autres des variations d'amplitude des pics observées. A cause de ces interférences, il sera impossible de tirer des informations pour la tomographie par temps de propagation de ce champ, sans l'utilisation de méthodes adaptées.

La Simple Formation de Voies peut, dans certains cas, nous affranchir de ce problème, comme le montre la figure 1.3-d. Sur cette figure, dans le domaine (t, θ_r) , l'arrivée de chaque onde est localisée autour de son angle de réception θ_r . Chacune des taches rouges correspond à l'arrivée d'une onde plane sur le récepteur de référence (placé à 30 m). Ainsi, les ondes qui interfèrent dans le domaine (t, z_r) , n'interfèrent plus dans le domaine (t, θ_r) , si leurs angles de réception sont suffisamment éloignés. Par contre, il est encore possible qu'il y ait des interférences entre des ondes ayant des temps de propagation et des angles de réception proches. Tel est le cas de la tache rouge de la figure 1.3-d, qui est entouré par

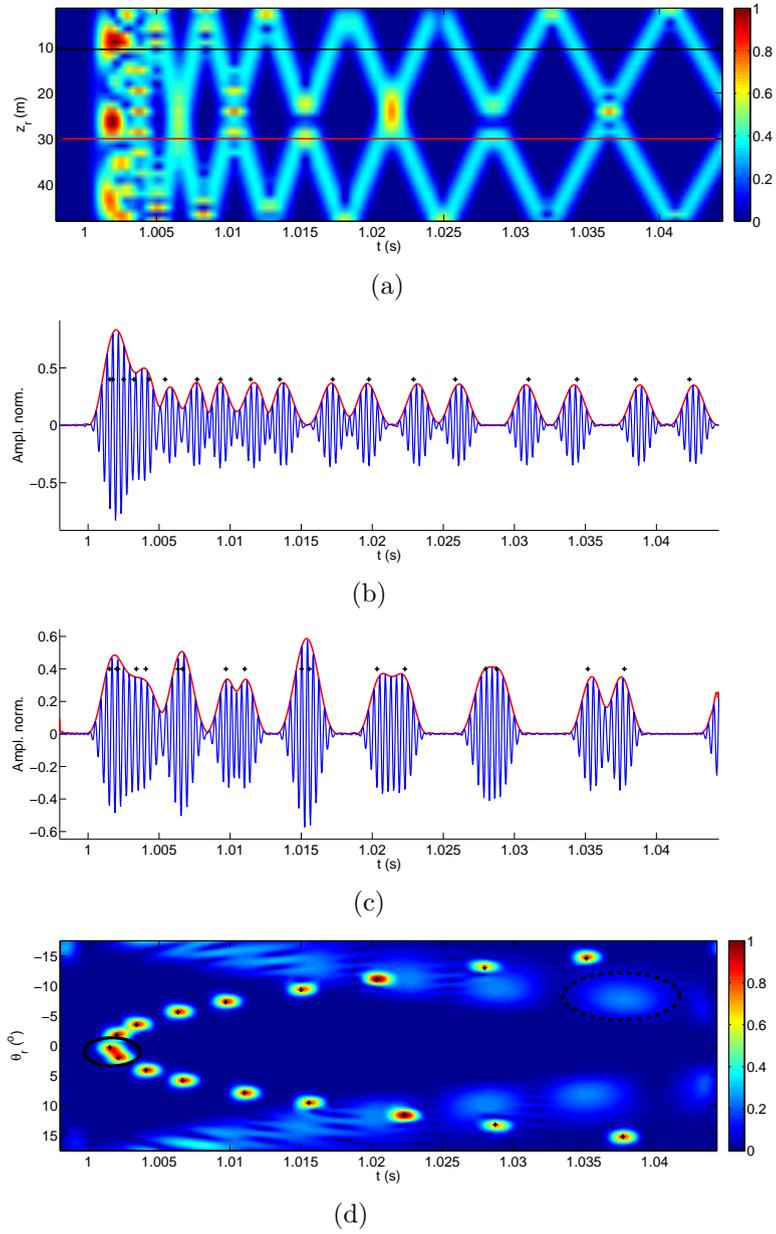


FIG. 1.3 – Exemple de la S-FV. (a) Représentation (t, z_r) de l’enveloppe du champ acoustique sur données simulées, pour une source placée à la profondeur 24 m. (b) Amplitude du champ enregistré sur le récepteur à la profondeur de 10.5 m. Les croix indiquent les positions des temps de propagation théoriques, obtenus par une simulation par rayons. (c) Amplitude du champs enregistré sur le récepteur à la profondeur de 30 m (d) Résultat de la Simple Formation de Voies. Les croix indiquent les temps de propagation et angles théoriques, obtenus par une simulation par rayons.

le rond en ligne continue, placée au temps $t \approx 1.002$ s et $\theta_r \approx 2^\circ$, qui englobe deux croix. Ceci indique que les deux ondes n'ont pas pu être complètement séparées.

Par ailleurs, on peut noter la présence de taches d'amplitudes beaucoup plus faibles qui apparaissent en bleu clair sur la figure 1.3-d (rond en pointillés). Elles correspondent aux lobes de réseau dues au sous-échantillonnage spatial du champ acoustique.

Les intérêts et limitations de la S-FV seront analysées dans la section 1.4, aussi bien pour la séparation d'ondes (pratique pour la détection/estimation) que pour la tâche d'identification. De manière qualitative, nous arrivons ici à la conclusion suivante : si deux ondes ont des temps de propagation proches et des angles de réception proches, la transformation S-FV n'arrivera pas à séparer ces deux ondes.

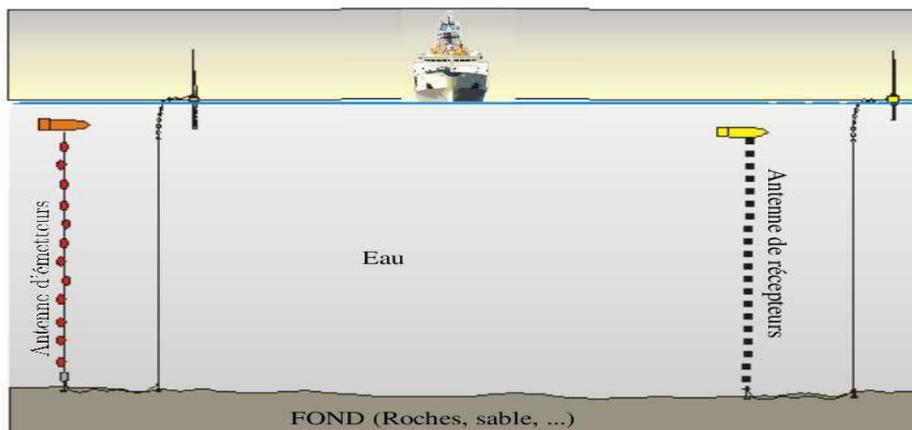
1.3.2 Double Formation de Voies

Quand on dispose de données enregistrées avec deux antennes (une d'émetteurs et une de récepteurs), la Simple Formation de Voies peut-être étendue. Cette extension est appelée Double Formation de Voies (D-FV). Comme on le verra dans la section 1.4, cette extension permet la séparation de certaines ondes non séparables par S-FV, et une identification moins ambiguë. Dans cette section, le contexte expérimental est d'abord présenté, puis l'algorithme de la D-FV sera décrit.

1.3.2.1 Contexte expérimental

Une antenne de N_e émetteurs et une antenne de N_r récepteurs sont placées verticalement, face à face, dans un guide d'ondes océanique (figure 1.4). L'acquisition est réalisée de manière séquentielle pour chacune des sources. Ainsi, un tir est réalisé par un émetteur, et le champ créé est enregistré sur l'antenne de récepteurs. Puis, le tir est réalisé par l'émetteur suivant, et ainsi de suite jusqu'au dernier émetteur. L'ensemble de cette séquence (du tir 1 au tir N_e) est appelé **expérience**. Si cette séquence est réalisée dans un intervalle de temps inférieur aux échelles temporelles liées à la variation du milieu marin, une expérience peut être vue comme une photo acoustique instantanée du milieu de propagation (le milieu est alors considéré stationnaire pendant l'expérience).

Ainsi, une expérience consiste à enregistrer le champ de pression acoustique entre plusieurs positions d'émission z_e (sources) et plusieurs positions de réception z_r (capteurs). On obtient donc un cube de données $p(t, z_r, z_e)$, de dimensions $N_t \times N_r \times N_e$, avec N_t le nombre d'échantillons enregistrés, N_r le nombre de récepteurs et N_e le nombre d'émetteurs. Dans ce cube, chaque signal temporel $p(t, z_{ri}, z_{ej})$ est le signal temporel enregistré entre la source j placée à la profondeur z_{ej} et le récepteur i placé à la profondeur z_{ri} . L'ensemble du cube $p(t, z_r, z_e)$, est vu comme l'ensemble des fonctions de transferts entre tous les émetteurs et tous les récepteurs, au moment de l'expérience. Quand l'évolution du milieu de propagation est à analyser, plusieurs expériences sont réalisées successivement (à des intervalles de temps suffisamment grands pour voir l'évolution du milieu). Considérant



(a)

FIG. 1.4 – Schéma d'une expérience réseau-réseau

chacune des expériences comme une photo instantanée du milieu, on obtient donc une vidéo, permettant de suivre les variations du milieu entre les différentes expériences.

1.3.2.2 Présentation de l'algorithme de Double Formation de Voies

Considérons les données $p(t, z_r, z_e)$ d'une expérience. La Double Formation de Voies consiste à réaliser la formation de voies en réception et en émission. Elle sera réalisée en deux étapes :

1. Une Formation de Voies est réalisée pour les données correspondantes à chacun des émetteurs (figure 1.5-a). Ainsi chacun des plans $p(t, z_r, z_{ej})$ à z_{ej} donnée, est transformé en $p(t, \theta_r, z_{ej})$. Par réalisation sur tous les émetteurs, on transforme ainsi les données du domaine (t, z_r, z_e) au domaine (t, θ_r, z_e) .
2. La deuxième étape est basée sur la réciprocité spatiale de la propagation [Morse-1953; Morse-1986]. Le principe de réciprocité indique que le champ enregistré en un point B pour une émission du point A, est le même que si on avait émis le signal du point B et enregistré au point A. L'hypothèse de réciprocité est validée en l'absence de courants, mais en pratique les courants sont suffisamment faibles pour pouvoir invoquer la réciprocité spatiale de la propagation. Sous l'hypothèse de réciprocité, chacun des plans $p(t, \theta_{rk}, z_e)$ à θ_{rk} donné (figure 1.5-b, gauche), peut être vu comme l'enregistrement sur l'antenne d'émetteurs d'une onde partie avec l'angle θ_{rk} du récepteur de référence. On voit alors ces données comme l'enregistrement d'un champ sur une antenne, et on applique de manière naturelle une formation de voies sur ce plan. Chaque plan $p(t, \theta_{rk}, z_e)$ est transformé en $p(t, \theta_{rk}, \theta_e)$ (figure 1.5-b, droite). On transforme ainsi les données du domaine (t, θ_r, z_e) au domaine (t, θ_r, θ_e) .

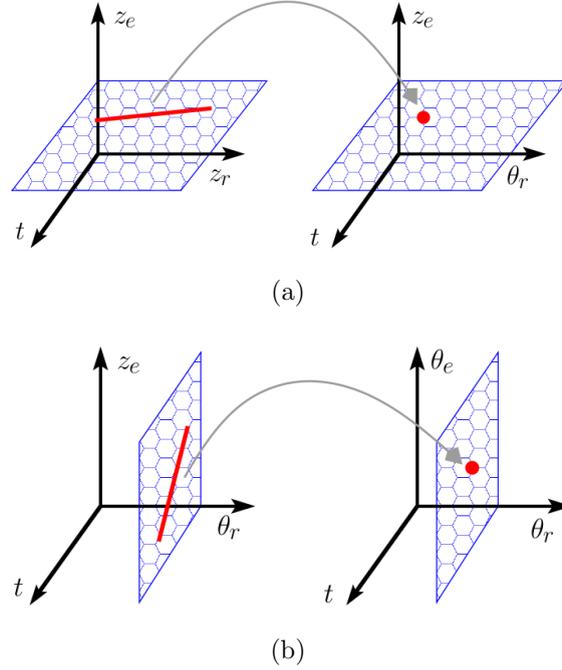


FIG. 1.5 – Schéma synoptique de la Double Formation de Voies (D-FV). (a) Étape 1 : formation de voies en réception, transformation de $p(t, z_r, z_e)$ en $p(t, \theta_r, z_e)$ (b) Étape 2 : formation de voies en émission : transformation de $p(t, \theta_r, z_e)$ en $p(t, \theta_r, \theta_e)$

Une fois ces deux étapes réalisées, un nouveau cube de données $p(t, \theta_r, \theta_e)$ est ainsi obtenu. Le champ exprimé de cette manière, représente le champ émis de l'émetteur de référence (en z_{e0}) avec un angle θ_e , et reçu sur le récepteur de référence (en z_{r0}) avec un angle de réception θ_r .

L'expression mathématique unifiée des deux étapes présentées précédemment est donnée par :

$$p(t, \theta_r, \theta_e) = \sum_{i=1}^{N_r} \sum_{j=1}^{N_e} \alpha_i \beta_j p(t + T_r(\theta_r, z_{r0}, z_{ri}) + T_e(\theta_e, z_{e0}, z_{ej}), z_{ri}, z_{ej}) \quad (1.4)$$

où N_r et N_e sont respectivement le nombre de récepteurs/émetteurs choisis pour réaliser la formation de voies, z_{ri} et z_{ej} , les profondeurs du i -ième récepteur et du j -ième émetteur, $\alpha_i \beta_j$ la pondération du signal émis par la source j et reçu sur le récepteur i . T_r (resp. T_e) est le retard, entre le récepteur i (resp. l'émetteur j) et le récepteur (resp. l'émetteur) de référence, d'une onde plane arrivant sur l'antenne avec un angle de réception θ_r (resp. d'émission θ_e).

Notons que l'expression de la D-FV donnée par l'équation 1.4 est la même que celle de la formation de voies pour des réseaux d'antennes bidimensionnelles [Mohamed-1987; Hussain-1988; Mohamed-1988]. Ces antennes bidimensionnelles sont utilisées pour estimer

les directions d'arrivées des ondes se propageant dans un milieu 3-D. Pour définir la direction d'arrivée d'une onde en 3-D, il faut estimer deux angles, qui seraient les équivalents des angles θ_r et θ_e en D-FV. Bien évidemment, la signification des angles n'est pas la même dans les deux cas (D-FV, et FV sur antenne bidimensionnelle), car dans le cas de la D-FV, un des angles est l'angle d'émission et l'autre l'angle de réception, alors que dans le cas des antennes bidimensionnelles les deux angles définissent la direction d'arrivée de l'onde sur l'antenne (en 3-D). Il est cependant intéressant de noter que, partant de deux configurations expérimentales très différentes (deux antennes ou une antenne bidimensionnelle), les traitements utilisés sont les mêmes.

Ainsi, des travaux sur ce traitement ont déjà été réalisés dans le cadre des antennes bidimensionnelles. Mailloux [Mailloux-1982] a réalisé une analyse de performances pour des signaux monochromatiques. Des analyses pour certains signaux large bande ont également été menées [Harmuth-1981; Mohamed-1987]. Ces études ont montré que la résolution angulaire dépend, non seulement de la largeur de l'antenne, mais aussi de la durée de corrélation du signal propagé. Plus la corrélation est étroite (largeur de bande plus grande), meilleure est la résolution angulaire.

1.3.2.3 Exemple sur données synthétiques

Le résultat de la D-FV appliquée à l'exemple synthétique décrit en section 1.3.1.1, est présenté sur la figure 1.6. L'émetteur de référence est à $z_{e0} = 24$ m, et le récepteur de référence à $z_{r0} = 30$ m. La figure 1.6-a illustre le résultat en trois dimensions, *via* des coupes temporelles superposées du domaine (t, θ_r, θ_e) : des taches correspondantes aux ondes sont visibles sur ces coupes. Les figures 1.6 (c)-(k), illustrent certaines coupes temporelles du cube, sur lesquelles on observe aussi les taches correspondantes aux arrivées de différentes ondes.

La figure 1.6-b illustre de son côté la forme de la première onde ($t \approx 1$ s) dans le domaine (t, θ_r, θ_e) : il s'agit d'un volume elliptique, autour du centre ($t=1$ s, $\theta_r=0^\circ$, $\theta_e=0^\circ$). Ainsi, si deux ondes ont des centres suffisamment éloignés, elles n'interfèrent pas dans cet espace. Notons par exemple que la première arrivée montrée sur la figure 1.6-b, n'interfère plus avec aucune arrivée (alors que cette première arrivée interférerait avec d'autres arrivées sur la figure 1.3-d, rond en ligne continue). La tache jaune-vert qu'on voit à côté de la tache principale, au bord (sur la figure 1.6-b), correspond à la deuxième arrivée, qui interférerait avec la première dans le domaine (t, θ_r) (figure 1.3-d, la tache qui englobe deux croix, autour de $\theta_r = 2^\circ$, entouré par rond en ligne continue). Ainsi, cette fois-ci, les deux arrivées sont séparées grâce à la D-FV. Les avantages et limitations du pouvoir de séparation de la D-FV seront analysés en détail dans la section 1.4.

1.3.3 Résolution angulaire et taille des antennes

Nous avons vu que la Double Formation de Voies permet d'isoler des ondes se propageant entre un émetteur de référence et un récepteur de référence. Quand l'objectif est de réaliser

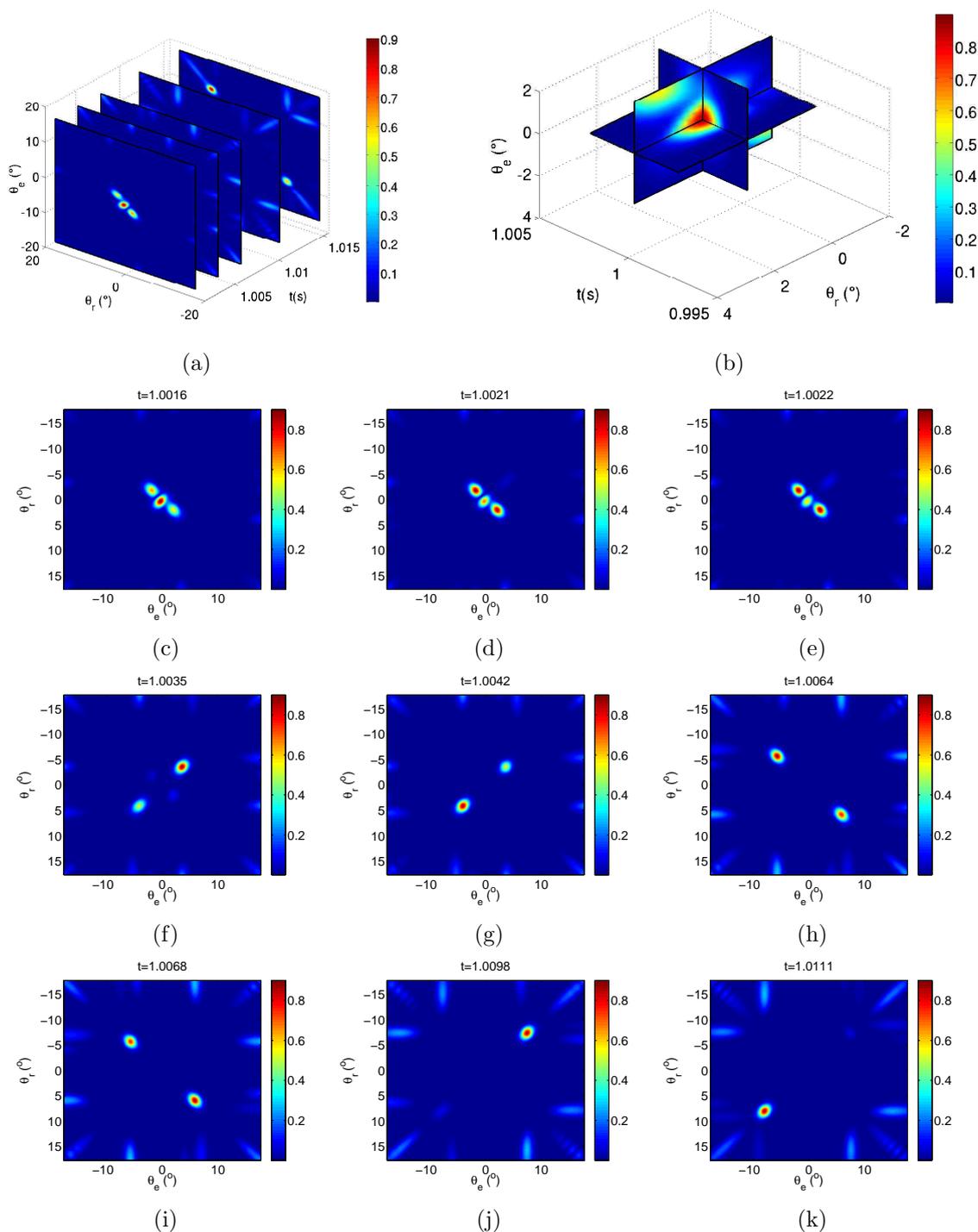


FIG. 1.6 – Exemple de la D-FV sur données synthétiques. (a) Vue 3-D. (b) Forme d'une onde en (t, θ_r, θ_e) . (c)-(k) Coupes temporelles du cube $p(t, \theta_r, \theta_e)$. Elles correspondent aux arrivées des différents ondes.

une tomographie, le plus grand nombre possible d'observables doit être obtenu. Pour cela, au lieu de choisir un seul *couple de référence*, plusieurs émetteurs de référence z_{e0k} et plusieurs récepteurs de référence z_{r0l} sont définis. Les ondes se propageant entre toutes les paires (k, l) sont extraites par D-FV, ce qui multiplie le nombre d'observables utilisés pendant l'inversion.

Afin de réaliser l'ensemble de ces traitements, nous devons au préalable répondre à la question suivante : pour chaque émetteur/récepteur de référence, quelle est la sous-antenne sur laquelle on doit appliquer la D-FV ? Doit-on utiliser tous les éléments de l'antenne à disposition ? Peut-on choisir de façon aléatoire ? Il n'existe pas de réponse unique à ces questions, mais une réponse possible est donnée maintenant.

Nous sommes motivés par les deux objectifs suivants : (1) Atteindre la meilleure résolution angulaire possible ; et (2) Avoir une mesure de temps de propagation non biaisée. On verra que ces deux critères nous amènent respectivement aux deux conclusions suivantes : (1) on doit choisir **la sous-antenne la plus grande possible** ; et (2) la sous-antenne doit être **centrée sur le couple émetteur/récepteur de référence**.

Ce choix est illustré par la figure 1.7, et le lien entre les objectifs et le choix réalisé est donné dans la suite.

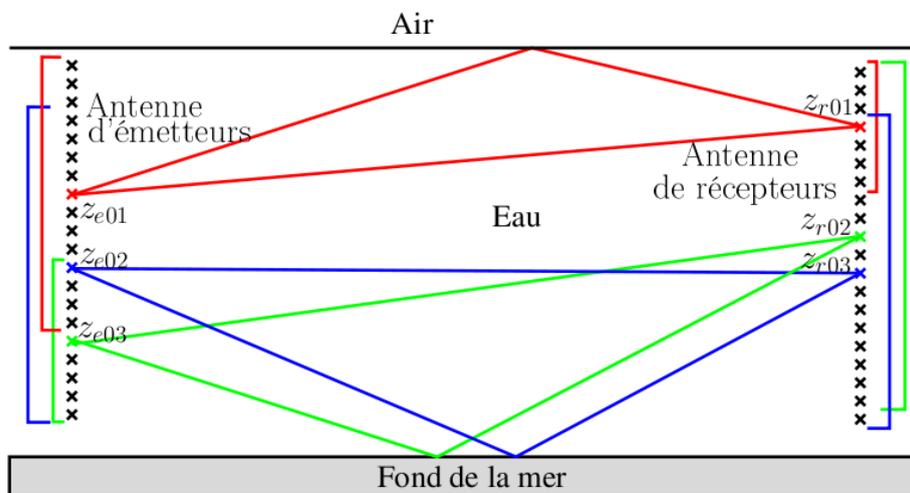


FIG. 1.7 – La D-FV est réalisée pour différents émetteurs et récepteurs de référence, pour augmenter le nombre d'observables utilisées dans l'inversion. Les sous-antennes sont choisies, les plus grandes possibles tout en étant centrées autour des couples de référence $[z_{s0k}, z_{r0l}]$

Pour cela, le diagramme de directivité des antennes est d'abord introduit. Ce calcul est réalisé pour le cas d'antennes linéaires avec N_e émetteurs et N_r récepteurs régulièrement espacés (distances inter-éléments d_e et d_r), et une célérité du milieu uniforme c . Dans le

domaine fréquentiel, ces conditions permettent d'obtenir une expression analytique simple du résultat de la D-FV.

1.3.3.1 Modélisation du problème et diagramme de directivité

Une onde plane propagée entre une antenne d'émetteurs et une antenne de récepteurs, se caractérise par des versions décalées de la signature de l'onde, sur les différents couples émetteur/récepteur. Dans le cas d'une célérité uniforme c , les décalages sont donnés par l'équation 1.2. Ainsi, si on appelle $s(t)$ la signature de l'onde plane sur le *couple de référence* (couple émetteur de référence-récepteur de référence), le champ acoustique enregistré s'exprime par :

$$p(t, z_r, z_e) = s \left(t - \frac{(z_r - z_{r0}) \sin \theta_{rR}}{c} - \frac{(z_e - z_{e0}) \sin \theta_{eR}}{c} \right) \quad (1.5)$$

où θ_{eR} et θ_{rR} sont respectivement l'angle d'émission 'réel' et l'angle de réception 'réel' de l'onde plane.

La réalisation d'une D-FV (équation 1.4) sur ce champ, nous permet d'exprimer la pression comme :

$$p(t, \theta_{rObs}, \theta_{eObs}) = \sum_{i=1}^{N_r} \sum_{j=1}^{N_e} \alpha_i \beta_j s \left(t - \frac{(z_{ri} - z_{r0})(\sin \theta_{rR} - \sin \theta_{rObs})}{c} - \frac{(z_{ej} - z_{e0})(\sin \theta_{eR} - \sin \theta_{eObs})}{c} \right) \quad (1.6)$$

où θ_{eObs} et θ_{rObs} sont les angles d'émission et de réception 'ciblés' *via* la D-FV.

Dans le cas d'antennes linéaires, et sans apodisation spatiale ($\alpha_i = \beta_j = 1, \forall i, j$), l'expression analytique du résultat de la D-FV dans le domaine fréquentiel s'exprime par :

$$P(\nu, \theta_{eObs}, \theta_{eR}, \theta_{rObs}, \theta_{rR}) = S(\nu) H_e H_r e^{i[\phi_{eE} + \phi_{rE}]} \quad (1.7)$$

où

$$H_e(\nu, \theta_{eObs}, \theta_{eR}) = \frac{\sin \left(\frac{\pi N_e d_e \nu}{c} (\sin \theta_{eObs} - \sin \theta_{eR}) \right)}{\sin \left(\frac{\pi d_e \nu}{c} (\sin \theta_{eObs} - \sin \theta_{eR}) \right)}$$

$$H_r(\nu, \theta_{rObs}, \theta_{rR}) = \frac{\sin \left(\frac{\pi N_r d_r \nu}{c} (\sin \theta_{rObs} - \sin \theta_{rR}) \right)}{\sin \left(\frac{\pi d_r \nu}{c} (\sin \theta_{rObs} - \sin \theta_{rR}) \right)}$$

$$\phi_{eE}(\nu, \theta_{eObs}, \theta_{eR}, z_{e0}) = 2\pi\nu \frac{1}{c} (\sin \theta_{eR} - \sin \theta_{eObs}) \left(d_e \frac{N_e - 1}{2} + z_{e1} - z_{e0} \right)$$

$$\phi_{rE}(\nu, \theta_{rObs}, \theta_{rR}, z_{r0}) = 2\pi\nu \frac{1}{c} (\sin \theta_{rR} - \sin \theta_{rObs}) \left(d_r \frac{N_r - 1}{2} + z_{r1} - z_{r0} \right)$$

avec z_{e1} la profondeur du premier émetteur, placé au bord de l'antenne, z_{r1} la profondeur du premier récepteur, et $S(\nu)$ le spectre du signal (i représente ici le nombre complexe

imaginaire pur). Notons que ce calcul classique est présenté pour la S-FV dans [Lo-1993; Balanis-2005; Stutzman-1998].

Si on voit la D-FV comme une opération linéaire de filtrage spatial, H_e et H_r correspondent au module du filtre, tandis que ϕ_{eE} et ϕ_{rE} correspondent à sa phase (l'indice E signifie *erreur*, car nous montrerons que ce déphasage entraîne une erreur de mesure de temps de propagation). Un exemple de diagramme de directivité ($H_e H_r$) de la D-FV est donné en figure 1.8. Ce diagramme sera utilisé par la suite pour définir les critères de choix des antennes.

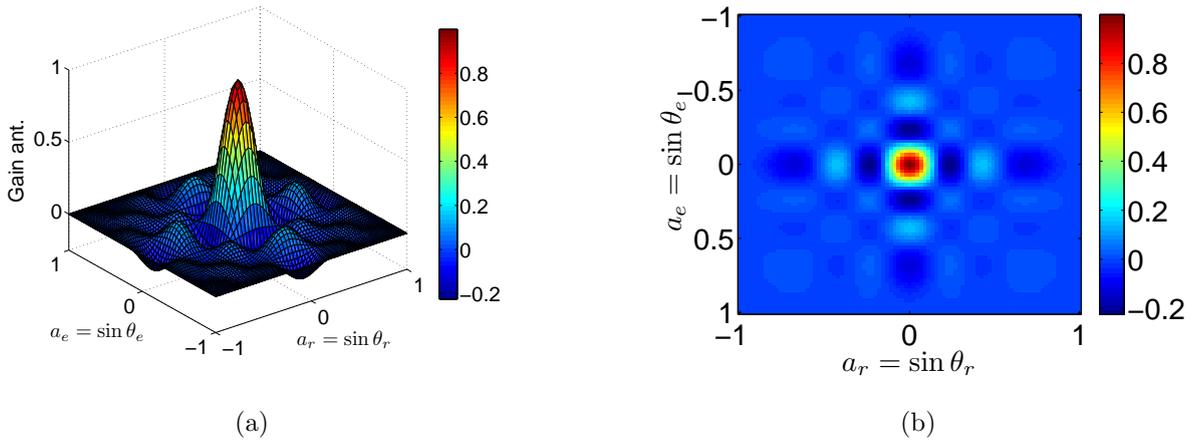


FIG. 1.8 – Exemple de diagramme de directivité : (a) en trois dimensions et (b) projeté sur (a_r, a_e) . $N_e=8$, $N_r=8$, $d_e=0.3$ m, $d_r=0.3$ m, $f_c=2.5$ kHz, $c=1500$ m/s ($\lambda=0.6$ m), $\theta_{rR}=0^\circ$, $\theta_{rE}=0^\circ$

H_e et ϕ_{eE} ne dépendent que de l'émission, alors que H_r et ϕ_{rE} ne dépendent que de la réception. Ceci est une conséquence de la séparabilité de la Double Formation de Voies en deux simples formations de voies. Ainsi, comme les parties 'émission' et 'réception' sont équivalentes, la suite de l'analyse sera réalisée seulement pour la réception, afin d'alléger la présentation. Le résultat est immédiatement applicable en émission.

1.3.3.2 Preuve du premier choix : Taille de la sous-antenne

La résolution angulaire de la D-FV est donnée par la largeur du lobe principal du module du filtre (figure 1.8). L'analyse de ce module sur l'axe a_r va permettre de choisir la taille de la sous-antenne de réception appropriée. A partir du diagramme de directivité de la figure 1.8, la résolution angulaire (définie comme la largeur du lobe principal à -3 dB) de la S-FV est donnée par :

$$\Delta\theta_r \approx \frac{\lambda}{L_r} \quad (1.8)$$

avec $\lambda = c/\nu$, la longueur d'onde et $L_r = N_r d_r$ la hauteur de l'antenne de réception.

Cette résolution obtenue dans le domaine fréquentiel, reste une 'bonne' approximation pour le cas de signaux large bande, si elle est calculé à la fréquence centrale. On déduit ainsi facilement de l'équation 1.8 que le pouvoir de résolution de la formation de voies est d'autant plus grand que l'antenne est grande. Ceci implique le choix suivant : **il faut choisir la sous-antenne la plus grande possible.**

Notons que dans des milieux océaniques avec une célérité dépendant de la profondeur, la réfraction peut entraîner une incohérence de l'onde sur certaines parties de l'antenne. Ainsi, la taille de la sous-antenne utilisée devra tenir compte de cette limitation. Cependant, dans tous les cas, on veillera à choisir la sous-antenne la plus grande possible, afin d'optimiser la résolution angulaire de la formation de voies.

1.3.3.3 Preuve du deuxième choix : centre de la sous-antenne

On se focalise maintenant sur le terme de phase ϕ_{rE} (1.7). Il s'agit d'un déphasage linéaire en fréquence, qui se traduit par un décalage en temps :

$$\tau_{rE} = \frac{\phi_{rE}}{2\pi\nu} = \frac{1}{c}(\sin \theta_{rR} - \sin \theta_{rObs}) \left(d_r \frac{N_r - 1}{2} + z_{r1} - z_{r0} \right) \quad (1.9)$$

Ce décalage est un décalage introduit par le filtre. Il s'agit donc d'une source d'erreur pour la mesure des temps de propagation.

Deux conditions suffisantes existent pour que l'erreur soit nulle :

- que l'angle estimé θ_{rObs} soit égal à l'angle réel θ_{rR} . Ainsi, le premier terme de l'équation 1.9 s'annule, et τ_{rE} vaut 0.
- que l'antenne soit centrée sur le point de référence. C'est à dire : $z_{r0} = d_r \frac{N_r - 1}{2} + z_{r1}$. Dans ce cas, c'est la deuxième partie de l'équation qui est nulle, entraînant également l'annulation de τ_{rE} .

La première condition est une condition sur une variable estimée. Cette estimation d'angle est réalisée par choix de la position du maximum de la double formation de voies. Ainsi, des erreurs d'estimation sont toujours présentes, et il est impossible d'assurer que cette condition sera respectée.

En effet, on ne peut pas être sûr d'avoir calculé la D-FV pour le véritable angle θ_{rR} , ni d'avoir le maximum à cet endroit si du bruit est présent. Il est donc impossible de garantir que la première condition soit respectée.

En revanche la deuxième condition est une condition qui ne dépend que de la configuration expérimentale. Il suffit de choisir des antennes centrées pour la respecter, et annuler ainsi le biais temporel. Le deuxième choix est donc le suivant : **les sous-antennes doivent être centrées sur le couple de référence.**

1.4 Intérêts de la D-FV

Les avantages de la D-FV par rapport à la S-FV et à l'approche point-à-point sont analysées dans cette section. Pour cela, les propriétés des ondes planes dans les trois domaines respectifs $((t, \theta_r, \theta_e), (t, \theta_r, z_e)$ et $(t, z_r, z_e))$ sont comparées. On montre que l'analyse dans le domaine (t, θ_r, θ_e) possède trois avantages par rapport aux approches S-FV et point-à-point : (1) une meilleure séparation des ondes ; (2) une meilleur identification de ces ondes avec les rayons théoriques ; et (3) un plus grand Rapport Signal sur Bruit (RSB).

1.4.1 Pouvoir de séparation

Pour l'analyse du pouvoir de séparation d'ondes de la Double Formation de Voies, le domaine (t, a_r, a_e) est choisi, avec $a_r = \sin \theta_r$ et $a_e = \sin \theta_e$. Dans ce domaine tridimensionnel, chaque onde plane occupe un espace elliptique (figure. 1.6), défini par ses trois diamètres Δt , Δa_r et Δa_e , qui sont respectivement : le pouvoir de résolution temporelle du signal transmis (lié à la largeur de bande) ; le pouvoir de résolution de l'antenne de réception ($\Delta a_r = \lambda/(N_r d_r)$) ; et le pouvoir de résolution de l'antenne d'émission ($\Delta a_e = \lambda/(N_e d_e)$).

A partir d'une analyse géométrique simple, on déduit que les ellipses correspondant à deux ondes planes définies par leurs centres (t_1, a_{r1}, a_{e1}) et (t_2, a_{r2}, a_{e2}) ne se superposent pas, si la condition suivante est respectée :

$$\left(\frac{t_2 - t_1}{\Delta t}\right)^2 + \left(\frac{a_{r2} - a_{r1}}{\Delta a_r}\right)^2 + \left(\frac{a_{e2} - a_{e1}}{\Delta a_e}\right)^2 > 1 \quad (1.10)$$

Pour la S-FV, la condition équivalente est :

$$\left(\frac{t_2 - t_1}{\Delta t}\right)^2 + \left(\frac{a_{r2} - a_{r1}}{\Delta a_r}\right)^2 > 1 \quad (1.11)$$

et pour le cas du point-à-point :

$$\left(\frac{t_2 - t_1}{\Delta t}\right)^2 > 1 \quad (1.12)$$

Si on observe successivement les équations 1.12, 1.11 et 1.10, on observe qu'à chaque pas un nouveau terme positif est ajouté du coté gauche de l'équation. Ceci facilite donc le respect de l'inégalité. Ainsi, ces trois équations montrent clairement que le pouvoir de séparation de la D-FV est plus grand que celui de la S-FV ou de l'approche point-à-point.

De manière plus intuitive, ce pouvoir de séparation vient de l'ajout de nouveaux paramètres discriminants, obtenus par la D-FV. En point-à-point, dans le domaine (t, z_r, z_e) , chaque onde occupe tout l'espace en z_r et z_e , ce qui fait que ces deux paramètres ne permettent pas de séparer les ondes. Ce ne sont donc pas des paramètres discriminants, et le

seul paramètre discriminant est le temps de propagation. Ainsi, deux ondes ne peuvent être séparées que si leurs temps de propagation sont 'très' différents (et respectent l'équation 1.12).

Avec la réalisation d'une S-FV, dans le domaine (t, θ_r, z_e) , les ondes sont localisées également en angle de réception. Ainsi, elles interfèrent entre elles seulement si elles sont proches en temps de propagation et en angle de réception. Un nouveau paramètre discriminant est apparu : l'angle de réception.

Finalement, la D-FV ajoute l'angle d'émission comme paramètre discriminant, et deux ondes interfèrent entre elles seulement si elles sont proches en temps de propagation, en angle de réception et en angle d'émission.

Ceci est illustré avec les deux rayons de la figure 1.9. Il s'agit d'un cas difficile pour la S-FV en réception, car les temps de propagation et les angles d'arrivée sur l'antenne de réception des deux rayons sont très proches.

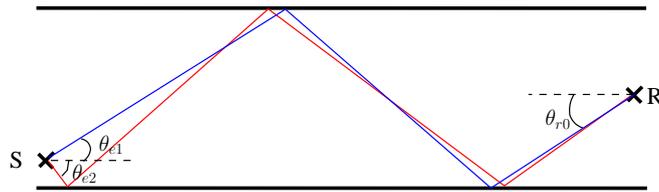


FIG. 1.9 – Trajets des deux rayons considérés. Ces deux rayons ne peuvent pas être séparés par la S-FV, mais peuvent être séparés par la D-FV.

On schématise sur la figure 1.10 les résultats de S-FV (gauche) et D-FV (droite). Dans le plan (t, θ_r) obtenu par S-FV, les deux arrivées sont très proches et se superposent, à cause du pouvoir de résolution angulaire limité de la formation de voies. Par contre, la D-FV arrive à les séparer, car les deux ondes ont des angles d'émission très différents (ici, opposés). Les taches caractérisant les ondes sont très espacées dans l'espace (t, θ_r, θ_e) , et leur séparabilité est ainsi largement améliorée par la D-FV.

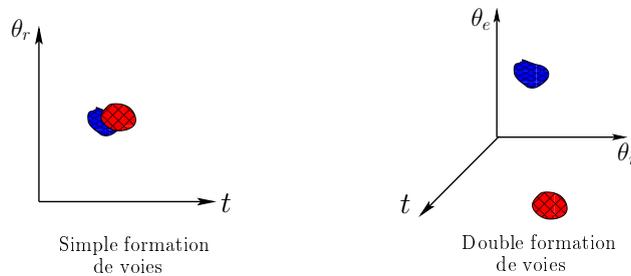


FIG. 1.10 – Images des deux rayons (ayant des angles de réception proches mais des angles d'émission différentes) après S-FV (gauche) et D-FV (droite).

Grâce à l'utilisation d'un paramètre discriminant supplémentaire (l'angle d'émission), la D-FV permet la séparation d'un plus grand nombre d'ondes.

1.4.2 Aide à l'identification

L'identification consiste à associer, à chacune des ondes observées sur les données réelles, une onde obtenue par simulation du milieu de propagation approximativement connu. La tâche d'identification indispensable en tomographie est d'une importance primordiale, car les erreurs d'identification produisent des erreurs de tomographie très importantes. Ainsi, pour éviter des telles erreurs, les ondes qui ne sont pas clairement identifiées (ou identifiées avec une ambiguïté forte), ne sont pas utilisées dans les algorithmes d'inversion. On verra ici comment la D-FV peut être d'une grande aide pour cette tâche. Ceci est à nouveau illustré par l'exemple des deux rayons de la figure 1.9.

Nous partons de la supposition que les deux rayons ont cette fois-ci pu être séparés par la S-FV (figure 1.11-gauche), par exemple via l'utilisation d'une antenne plus large. Les croix indiquent les positions théoriques des arrivées, obtenues par simulation. Ainsi, on doit associer chacune des taches obtenues (bleue et rouge à une des croix. Dans le domaine (t, θ_r) , les deux taches et les deux croix étant proches, l'ambiguïté pour l'association est grande. Pour cette raison, les deux rayons de la figure 1.9 ne seraient pas utilisés pendant l'inversion.

Par contre, dans le domaine (t, θ_r, θ_e) après D-FV (figure 1.11-droite), les deux taches sont éloignées en angle d'émission, et il est facile d'associer les couples tache/croix. Ainsi, la D-FV a permis une identification sans ambiguïté, et les deux rayons pourront être utilisés pour la tomographie.

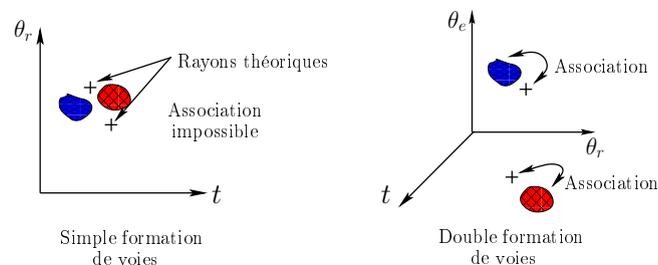


FIG. 1.11 – Association des rayons réels avec ceux proposés par le modèle après S-FV (gauche) et D-FV (droite).

Nous avons montré ici un cas où les taches sont fixes, mais lorsque la tomographie est réalisée pour suivre la dynamique de l'océan, les taches "bougent" au cours du temps [Roux-2008]. Ceci complique alors la tâche d'identification. L'importance d'une identification avec très peu d'ambiguïté est alors capitale. Ainsi, la D-FV permettra de réaliser une identification nettement plus robuste vis-à-vis de ces variations, qu'une approche point-à-point ou par S-FV.

1.4.3 Gain en Rapport Signal sur Bruit

Le troisième avantage de la D-FV par rapport à la S-FV ou de l'acquisition point-à-point est le gain en Rapport Signal sur Bruit qu'elle apporte. Le gain en RSB en échelle logarithmique (RSB_G) est défini comme la différence entre le RSB en sortie du traitement (RSB_{final}) et le RSB avant traitement (RSB_{ini}).

Dans le cas d'un bruit additif, spatialement blanc, le gain de la S-FV est donné par [Benesty-2008] :

$$RSB_{G-FV} = 10 \log_{10} \frac{\left(\sum_{i=1}^{N_r} \alpha_i \right)^2}{\sum_{i=1}^{N_r} \alpha_i^2} \quad (1.13)$$

et pour la D-FV :

$$RSB_{G-D-FV} = 10 \log_{10} \frac{\left(\sum_{i=1}^{N_r} \alpha_i \right)^2 \left(\sum_{j=1}^{N_e} \beta_j \right)^2}{\sum_{i=1}^{N_r} \alpha_i^2 \sum_{j=1}^{N_e} \beta_j^2} \quad (1.14)$$

où les coefficients α et β représentent l'apodisation spatiale le long de l'antenne (en réception et en émission, respectivement). Dans le cas particulier de fenêtres d'apodisation uniformes ($\alpha_i = 1 \forall i$ et $\beta_j = 1 \forall j$), la S-FV permet un gain en RSB de $10 \log_{10} N_r$ dB ; et la D-FV, un gain de $10 \log_{10} N_r N_e$ dB.

Cette différence peut être importante en contexte fortement bruité. Cela est illustré par Nicolas *et al.* [Nicolas-2008] sur données synthétiques, dans l'exemple montré sur la figure 1.12, que nous empruntons ici. Des signaux synthétiques sont créés, dans un guide d'ondes, pour une antenne de 29 émetteurs et une antenne de 45 récepteurs. Ensuite, un bruit blanc gaussien additif est introduit, à un niveau de RSB = -10 dB. Les données sont ainsi complètement noyées dans le bruit.

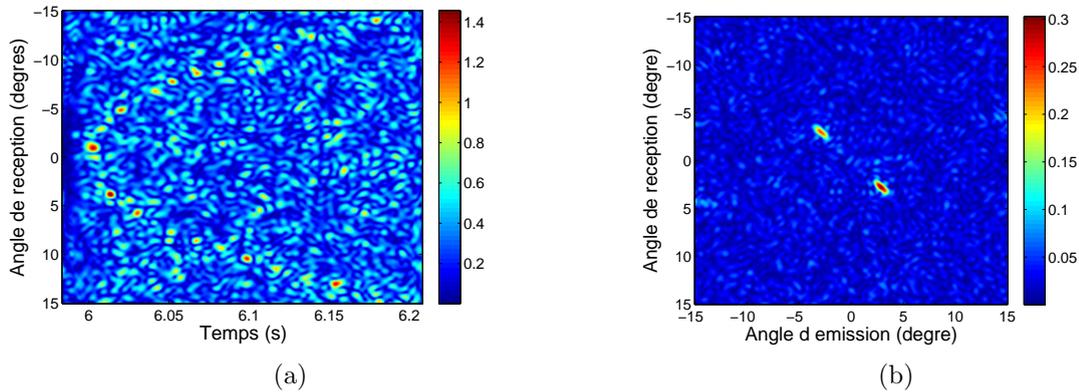


FIG. 1.12 – (a) Simple Formation de Voies (b) Double Formation de Voies : coupe du cube $p(t, \theta_r, \theta_e)$ à $t = 6.008$ s, RSB = -10 dB

Une S-FV (figure 1.12-a), ainsi qu'une D-FV (figure 1.12-b) sont ensuite réalisées sur les signaux bruités. La S-FV permet légèrement de localiser les arrivées des différents rayons,

mais le bruit de fond reste important et peut induire des erreurs. Quand au résultat de la D-FV, le bruit est très réduit, et les arrivées des ondes sont proprement distinguées.

Les mesures de temps de propagation nécessaires à la tomographie sont ainsi réalisées sur des signaux d'une meilleure qualité (en terme de RSB) quand la D-FV est utilisée.

1.5 Application sur données réelles de la campagne FAF03

Dans cette section, l'intérêt de la Double Formation de Voies est illustré sur des données enregistrées pendant la campagne FAF03 (Focused Acoustic Fields 2003). Cette campagne a été menée par des chercheurs de SACLANT Undersea Research Centre et du Marine Physical Laboratory, Scripps Institution of Oceanography. Elle a été réalisée au large de l'île d'Elbe [Roux-2004], dans le but de tester de nouvelles approches en retournement temporel.

1.5.1 Description de l'expérience

La configuration expérimentale est composée de deux antennes verticales (une antenne d'émetteurs, et une de récepteurs) distantes de 8.6 km. La profondeur du milieu est d'environ 115 m. L'antenne d'émetteurs est composée de 29 émetteurs équidistants ($d_e = 2.78$ m) couvrant une profondeur de 78 m (de 17.7 m à 95.7 m). L'antenne de récepteurs est composée de 32 récepteurs équidistants ($d_r = 2$ m) couvrant une profondeur de 62 m (de 27.3 m à 89.3 m). La fréquence centrale des signaux enregistrés est de 3,4 kHz, avec une largeur de bande de 1kHz.

1.5.2 Exemples

Afin d'illustrer les avantages de la D-FV pour la séparation et l'identification d'ondes (section 1.4), trois cas, présentés par le tableau 1.1, seront traités : un cas où la S-FV permet la séparation et l'identification de l'onde ; un deuxième où la S-FV ne parvient pas à séparer les ondes, alors que la D-FV y parvient ; et un troisième cas où la S-FV permet la séparation d'ondes mais reste très ambiguë au niveau de l'identification. La tâche d'identification est alors résolue par la D-FV.

1. Le premier cas est illustré par la figure 1.13. La figure 1.13-a, montre les rayons théoriques obtenus par un tracé de rayons simulé dans le milieu de propagation. La figure 1.13-b, montre les données enregistrées sur l'antenne de réception, pour l'émission de la source placée à 56,7 m de profondeur. Une première arrivée d'ondes est visible autour de $t \approx 5.715$ s, de forte amplitude. Il s'agit des quatre rayons réfractés qui interfèrent entre eux. Puis, l'amplitude des autres rayons ($t > 5.72$ s)

	S-FV	D-FV
Cas 1	Séparation ✓ identification ✓	Séparation ✓ identification ✓
Cas 2	Séparation X identification X	Séparation ✓ identification ✓
Cas 3	Séparation ✓ identification X	Séparation ✓ identification ✓

TAB. 1.1 – Table illustrative des études de cas proposées

décroit, notamment à cause des différents réflexions subies. Pour l'ensemble de ces arrivées, une séparation sur les signaux initiaux n'est pas possible.

Une S-FV, dont le résultat est présenté sur la figure 1.13-c, a été réalisée sur ce champ. Une normalisation de l'amplitude pour réhausser l'amplitudes des ondes les plus tardives a été appliquée. Même si le bruit est également amplifié par cette opération, ceci permet une meilleure visualisation de ces ondes. Les croix noires indiquent les positions dans le plan (t, θ_r) des rayons théoriques (issus de la figure 1.13-a). Les taches correspondantes aux arrivées des rayons correspondent bien aux croix obtenues par simulation. Ainsi, excepté pour les quatre rayons les plus rapides ($t < 5.72$ s), chaque arrivée est séparée des autres et est facilement associable à un rayon théorique. Les problèmes de séparation et d'identification sont donc résolus par la S-FV pour $t > 5.72$ s, c'est à dire pour la grande majorité des arrivées enregistrées. Notons que les premières arrivées sont toujours difficiles à séparer/identifier quelque soit la méthode utilisée (même si la D-FV présente généralement des résultats sensiblement meilleurs pour ces arrivées).

2. Nous nous plaçons ici dans un cas où la S-FV ne suffit pas pour la séparation des arrivées. Les trajets des rayons illustrant ce cas sont proposés sur la figure 1.14-a. Ces deux rayons ont des temps de propagation et des angles de réception très proches, et constituent ainsi un cas difficile pour la S-FV.

Le résultat de la S-FV est présenté sur la figure 1.14-b. Les croix indiquent les positions des deux rayons théoriques de la figure 1.14-a. A coté de ces deux croix, on observe une seule et unique tache. Il s'agit d'une interférence des deux rayons, qui n'ont pas pu être séparés par la S-FV. Ainsi, ces deux rayons ne peuvent pas être utilisés pour faire la tomographie.

La D-FV a donc été réalisée (figure 1.14-c pour une vue 3D, et figures 1.14 d et e, pour une vue par coupes). Comme les angles d'émission des deux rayons sont très différents, les deux taches et les deux croix sont très distantes dans le domaine (t, θ_r, θ_e) . Ainsi, les ondes sont séparées et chacune d'elles est facilement identifiable à un trajet théorique (c'est à dire à la croix correspondante). Les deux ondes peuvent

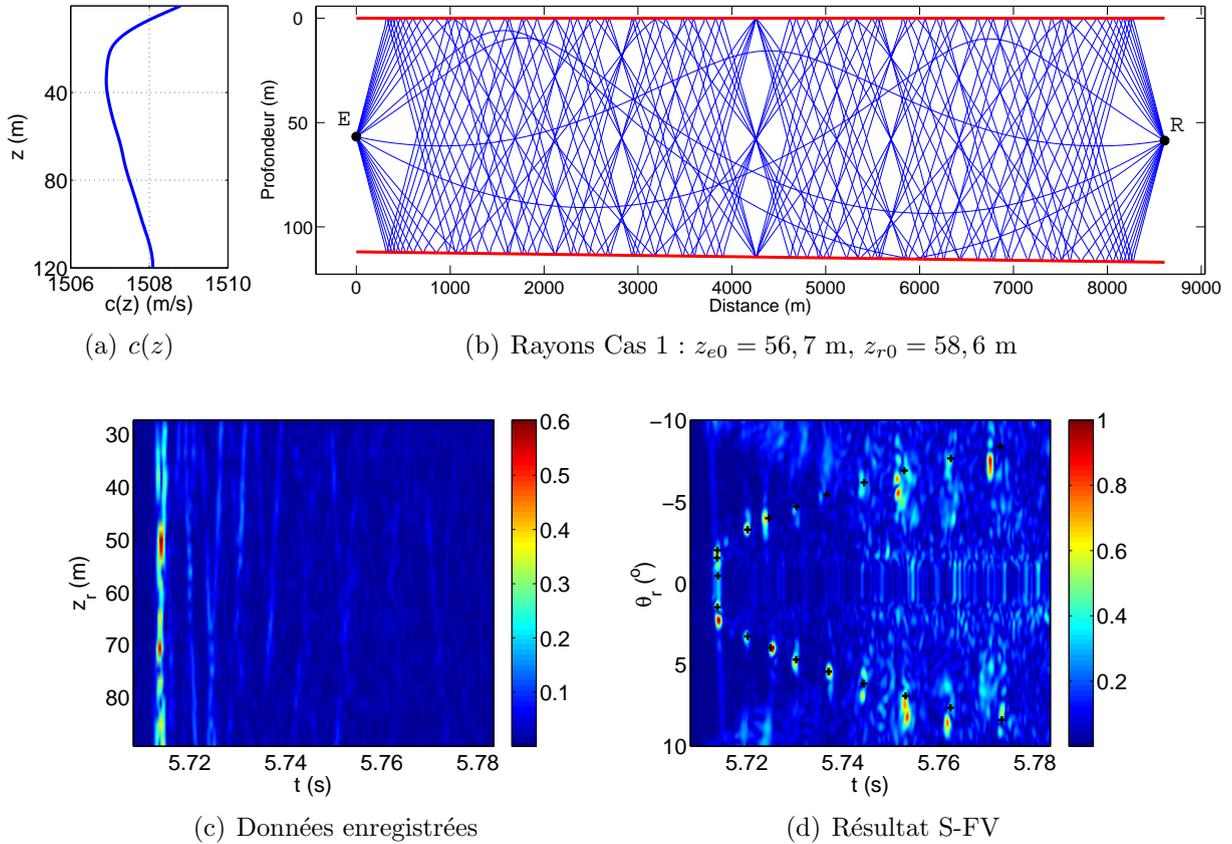


FIG. 1.13 – Cas 1 : Profil de célérité mesuré dans le milieu (a). Tracés théoriques des rayons (b), Enveloppe de la pression acoustique enregistrée sur l’antenne de réception (c), Résultat de la S-FV (d)

donc être utilisées pour effectuer une tomographie, grâce à l’utilisation de la D-FV.

- Le troisième cas a pour but d’illustrer l’apport de la D-FV pour l’identification. Pour cela nous nous plaçons dans la même configuration que le cas 1, mais supposons que la connaissance du milieu est beaucoup plus approximative. Le modèle théorique avec lequel nous calculons les rayons théoriques est par conséquent moins proche de la réalité. Un seul trajet théorique est considéré, auquel nous voulons associer une arrivée observée dans les signaux enregistrés. A cause de la mauvaise connaissance du milieu, le rayon théorique obtenu par simulation se trouve à mi-chemin entre deux taches obtenues par S-FV (figure 1.15-b, le cercle noir à $t \approx 5.725$ s). L’identification de ce trajet à l’une des deux taches serait donc très difficile à réaliser, et pourrait introduire des erreurs d’identification entraînant de très fortes erreurs dans le résultat de la tomographie.

Par contre, sur le résultat de la D-FV (figures 1.15-c, d, et e), l’identification est immédiate. Les figures 1.15 d et e montrent que la première des deux taches a un

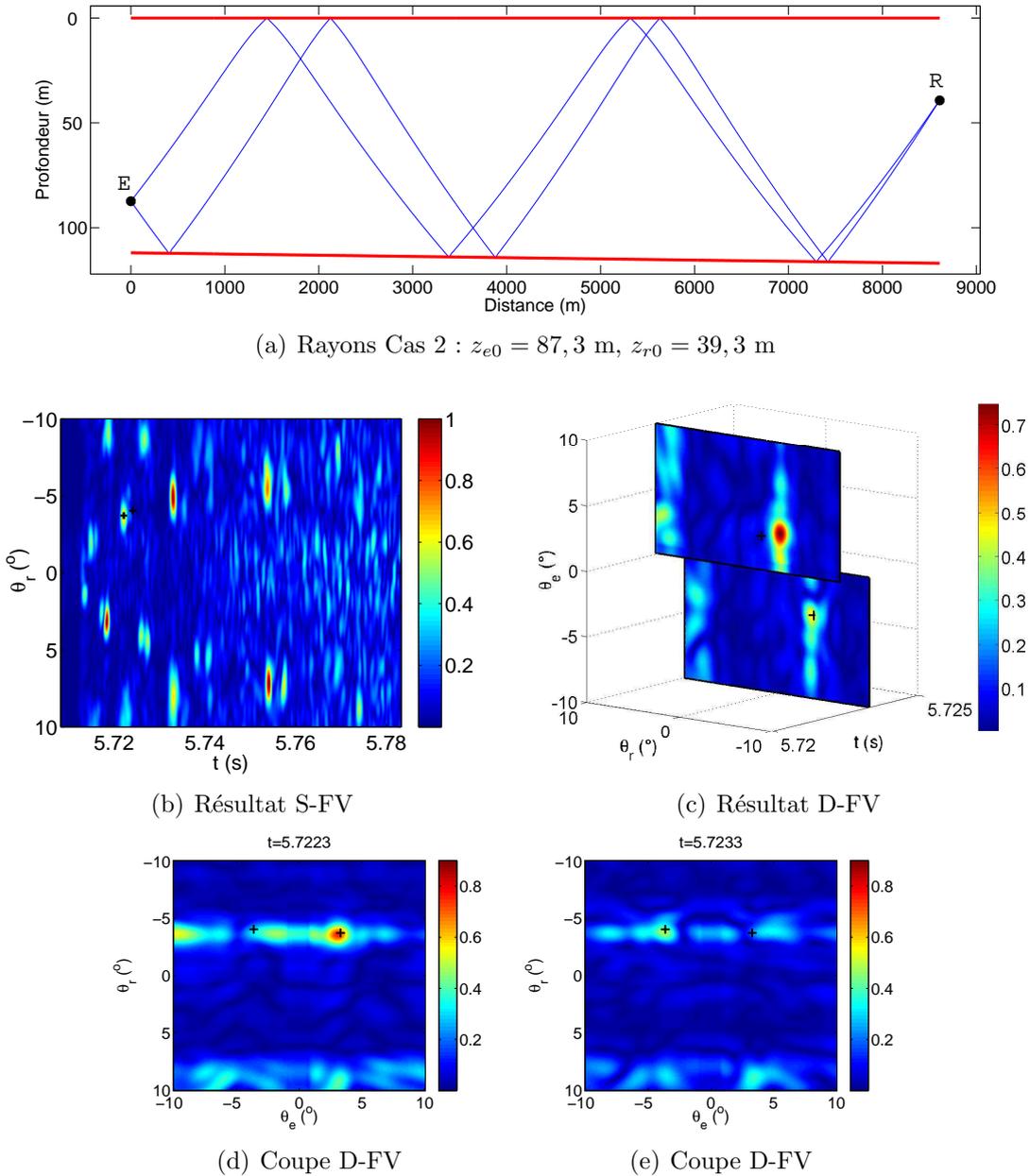
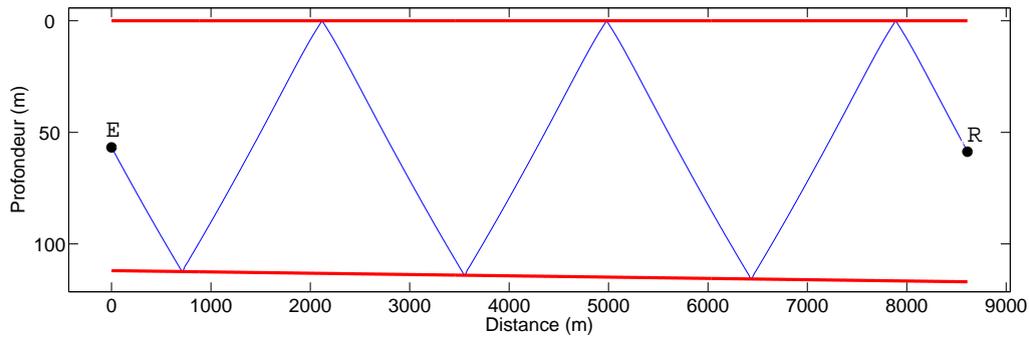


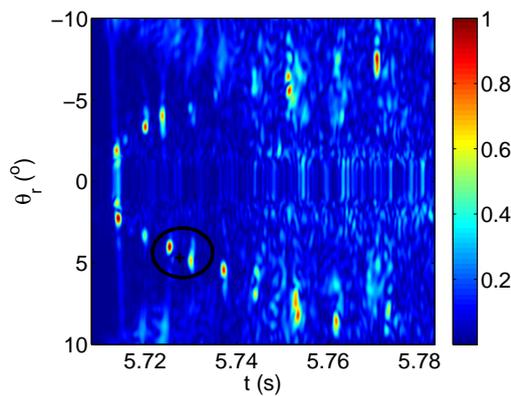
FIG. 1.14 – Cas 2 : Tracés théoriques des rayons (a), résultat de la S-FV (b) et de la D-FV (c). Les croix indiquent les positions théoriques des rayons obtenus en simulation. (d) montre l'arrivée de la première onde et (e) l'arrivée de la deuxième onde. En (d) et (e), les croix indiquent les projections des positions théoriques des arrivées des rayons, sur le plan considéré.

angle d'émission opposé à celui donné par le modèle théorique (tache et croix sur la figure 1.15-d), tandis que la deuxième tache est très proche de la croix (figure 1.15-e). Alors que le temps de propagation et l'angle de réception ne permettaient pas une identification sans ambiguïté, l'ajout du critère "angle d'émission" devient dans

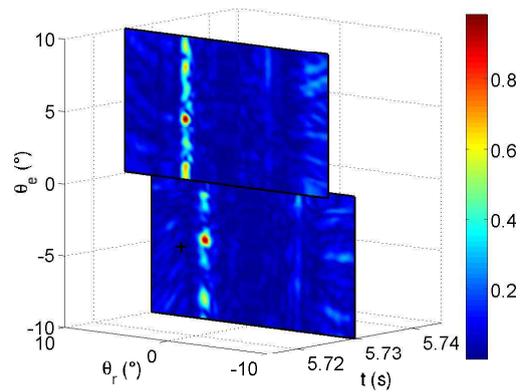
ce cas important pour l'identification. Cette arrivée peut ainsi être utilisée pour la tomographie.



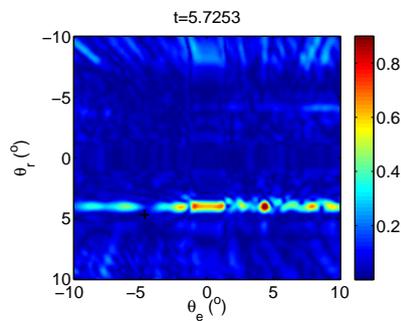
(a) Rayons Cas 3 : $z_{e0} = 56,7$ m, $z_{r0} = 58,6$ m



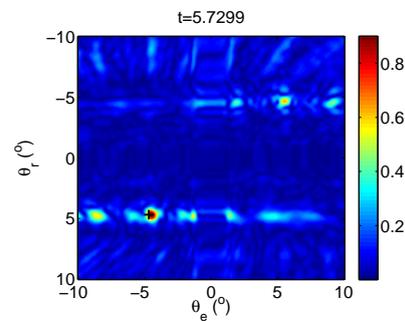
(b) Résultat S-FV



(c) Résultat D-FV



(d) Coupe D-FV



(e) Coupe D-FV

FIG. 1.15 – Cas 3 : Tracé théorique du rayon (a), résultat de la S-FV (b) et de la D-FV (c). La croix indique la position du rayon théorique obtenue par simulation. (d) montre l'arrivée de la première onde et (e) l'arrivée de la deuxième onde. En (d) et (e), la croix indique la projection de la position théorique de l'arrivée du rayon, sur le plan considéré.

1.6 Conclusions

Afin de prendre en compte les avancées technologiques utilisées dans des expériences récentes en acoustique sous-marine (antennes d'émetteurs et de récepteurs), nous avons proposé et étudié l'extension de la formation de voies au cas de deux antennes : la Double Formation de Voies. La D-FV est basée sur la réciprocité spatiale du milieu de propagation, et son objectif est d'optimiser l'utilisation des données enregistrées sur des configurations réseau/réseau, pour extraire le plus grand nombre d'observables possibles utilisables pour la tomographie acoustique océanique.

Des conditions d'utilisation de la D-FV pour mesurer des temps de trajets ont été établies. Les conclusions sont les suivantes : il faut choisir des sous-antennes les plus grandes possibles et centrées autour du récepteur/émetteur de référence.

D'autre part, nous avons montré que la Double Formation de Voies est un outil puissant pour la séparation d'ondes, ainsi que pour la tâche d'identification. Via l'introduction d'un nouveau paramètre discriminant, elle permet une meilleure séparation d'ondes et une identification plus robuste, ce qui est essentiel pour la tomographie. Ces propriétés ont été discutées théoriquement, puis elles ont été illustrées sur des données synthétiques et sur des données réelles de la campagne FAF03.

Cet outil simple, efficace et robuste pour le traitement de données de guides d'ondes sous-marines a ainsi été présenté et analysé dans ce chapitre. Dans la suite de ce manuscrit, la D-FV est utilisée comme instrument de base : au chapitre 2, pour adapter les noyaux de sensibilité à l'utilisation de la D-FV ; et au chapitre 3, comme instrument de mesure des perturbations de temps de propagation et d'identification.

1.6.1 Lignes futures

Comme précédemment indiqué dans l'introduction, les limitations principales de la D-FV concernent la résolution temporelle et angulaire, dues à la largeur de bande limitée des signaux et à la longueur limitée des antennes. Pour dépasser ces limitations, des extensions des méthodes HR point-réseau au cas de deux antennes sont à envisager. Cette extension, qui s'avère théoriquement immédiate, permettrait une plus grande résolution et une meilleure qualité des estimations des temps de propagation.

En ce qui concerne la tâche d'identification, l'outil statistique proposé par Mauuary [Mauuary-1992], seulement appliqué en point-à-point, pourrait également être étendu et testé dans cette nouvelle configuration expérimentale.

Chapitre 2

Noyaux de Sensibilité (NS) et Problème Direct

Sommaire

2.1	Introduction	41
2.2	État de l'art	42
2.3	Modélisations classiques des Perturbations du Temps de Propagation (PTP)	43
2.3.1	Modélisation des PTP par la théorie des rayons	43
2.3.2	Modélisation par Noyaux de Sensibilité en point à point (NSTP)	44
2.3.2.1	La fonction de Green	45
2.3.2.2	L'approximation de Born	45
2.3.2.3	Modélisation des perturbations de temps de propagation	46
2.3.2.4	Noyaux de Sensibilité du Temps de Propagation en point-à-point	47
2.3.2.5	Exemples de NSTP point-à-point	48
2.4	Noyaux de sensibilité avec DFV	49
2.4.1	Calcul des noyaux de sensibilité pour la Formation de Voies	50
2.4.1.1	L'approximation de Born avec Formation de Voies	50
2.4.1.2	Modélisation des PTP avec Formation de Voies	51
2.4.1.3	Noyaux de Sensibilité du Temps de Propagation, avec Formation de Voies	51
2.4.2	Exemples et discussion	52
2.5	Diffraction et Noyaux de Sensibilité du Temps de Propagation	58
2.5.1	Nouvelle mesure de temps de propagation et noyaux de sensibilité	58
2.5.2	Comparaison Diffraction-NSTP en point-à-point	60
2.5.2.1	NSTP	60
2.5.2.2	Gradient du diagramme de diffraction	60
2.5.2.3	Exemples et Discussion	63
2.5.3	Avec Double Formation de Voies	64
2.5.3.1	NSTP	64

2.5.3.2	Diffraction	65
2.5.3.3	Exemples et Discussion	65
2.6	Problème Direct : rayons <i>versus</i> NSTP	67
2.6.1	Rayons <i>versus</i> NSTP sur quelques exemples	69
2.6.2	Rayons <i>versus</i> NSTP : Analyse statistique sur un ensemble de rayons	70
2.6.3	Rayons <i>versus</i> NSTP sur différents jeux de rayons	72
2.6.4	Rayons <i>versus</i> NSTP en D-FV et en Point-à-Point	73
2.7	Conclusions	74

Le but de ce chapitre est de présenter deux modèles linéaires reliant les Perturbations du Temps de Propagation (PTP) aux variations de célérité : un modèle basé sur la théorie des rayons, approximation fréquence infinie ; et un deuxième modèle basé sur l'approximation de Born, prenant compte du contenu fréquentiel du signal propagé. Ce deuxième modèle aboutit à des Noyaux de Sensibilité du Temps de Propagation (NSTP), reliant les PTP aux variations de célérité par un intégrale volumique dans le milieu.

Dans ce chapitre, une formulation mieux adaptée des NSTP pour les milieux petits fonds est proposée, prenant compte de l'utilisation de la Double Formation de Voies. Ensuite, les deux modèles sont comparés sur des données simulées.

Dans un cadre séparé, un lien entre les NSTP et les taches de diffraction est également établi.

2.1 Introduction

Nous rappelons que le travail présenté dans cette thèse concerne la tomographie acoustique océanique par temps de propagation, c'est à dire, l'estimation de cartes de célérité *via* les temps de propagation des ondes acoustiques. Cette tomographie par temps de propagation requiert un modèle physique reliant les temps de propagation aux variations de célérité (étape "Modélisation physique" du schéma 1 de l'introduction, en page 7). La qualité du modèle choisi influence ensuite très fortement la qualité des résultats de tomographie. L'établissement de ces modèles physiques est couramment appelé "problème direct" et est l'objet de ce chapitre.

Le lien entre la célérité et le temps de propagation est très complexe, fortement non linéaire dans sa formulation exacte, et ne peut pas être exprimé de manière explicite. Cependant, lorsque nous nous intéressons à des petites variations de célérité autour d'un état de référence, le problème peut être alors linéarisé, et des modèles plus simples et explicites peuvent être proposés. Ces modèles sont ensuite facilement utilisables pour la résolution du problème inverse. Dans ce chapitre, nous travaillons avec deux de ces modèles : la modélisation par la théorie des rayons (approximation haute fréquence), et la modélisation par Noyaux de Sensibilité du Temps de Propagation (NSTP), basées sur l'approximation de Born, et prenant en compte le contenu fréquentiel du signal propagé.

Le chapitre est organisé de la manière suivante. Dans la section 2.3, deux modélisations déjà classiques des Perturbations de Temps de Propagation (PTP) sont présentées : la modélisation en théorie des rayons, et la modélisation par Noyaux de Sensibilité du Temps de Propagation en point-à-point. Une fois cette introduction réalisée, un des apports de ce travail est présenté en 2.4 : les Noyaux de Sensibilité du Temps de Propagation sont étendus au cas des configurations réseaux sources/récepteurs, avec l'utilisation de la

Formation de Voies (S-FV et D-FV). Le calcul est d'abord expliqué, puis une discussion est menée sur les propriétés de ces nouveaux NSTP. Ensuite, dans la section 2.5, un lien entre les NSTP et la diffraction est établie, aussi bien pour le cas point-à-point que pour la D-FV. Enfin, en 2.6, les modélisations des PTP par rayons et par NSTP sont comparées. Pour cela, des mesures des PTP sont réalisées sur des données simulées, puis comparées aux PTP obtenues par les modèles directs par rayons et par NSTP.

La plupart des travaux présentés dans ce chapitre ont été publiés par Iturbe *et al.* [Iturbe-2009d; Iturbe-2009a; Iturbe-2009c].

2.2 État de l'art

En acoustique sous-marine, le premier lien entre les Perturbations de Temps de Propagation (PTP) et les variations de célérité fut établi utilisant la théorie des rayons [Munk-1995]. On sait que cette théorie des rayons est une approximation haute fréquence, qui ne tient pas compte de la diffraction, et dans laquelle le temps de propagation est indépendant de la fréquence. Cette modélisation consiste en effet, à dire que la Perturbation du Temps de Propagation totale est égale à la somme des perturbations de temps produites par les variations de célérité sur la trajectoire du rayon (section 2.3.1). La trajectoire du rayon est par ailleurs, théoriquement, infiniment fine. Ainsi, les deux propriétés principales définissant la modélisation par rayons, sont : (1) que les PTP sont indépendantes de la fréquence ; et (2) que les PTP ne dépendent que des variations de célérité ayant lieu sur la trajectoire du rayon, infiniment fine.

Malgré la validité de la modélisation par rayons dans un certain nombre de cas, il est intuitif de penser que la fréquence des signaux propagés va fortement influencer cette validité, et par conséquent la résolution spatiale atteignable en tomographie acoustique. Ainsi, pour modéliser ces influences fréquentielles, quelques techniques *ad-hoc* basées sur ces intuitions ont été proposées avec l'introduction de faisceaux de rayons [Husen-2001]. Cette technique consiste à imposer une épaisseur dépendant de la fréquence au rayon, qui sera d'autant plus large que la fréquence du signal décroît.

En dehors de la théorie des rayons, une approche théorique permettant de prendre en compte le contenu fréquentiel des signaux a été introduite en sismique par [Woodward-1992]. Il s'agit d'une approximation initialement utilisée en optique [Born-1980]. Elle permet de prendre en compte les phénomènes de diffraction d'ondes. Cette approche aboutit à la notion de Noyaux de Sensibilité du Temps de Propagation (NSTP), qui relie linéairement les perturbations du temps de propagation aux variations de célérité du milieu. Les NSTP montrent la façon dont une variation de célérité, localisée à un endroit de l'espace, influence le temps de propagation des ondes propagées. Ils montrent par exemple que plus la largeur de bande du signal est grande, moins l'onde est sensible aux perturbations ayant lieu loin de la trajectoire du rayon. Il s'agit donc d'une modélisation plus générale

que les rayons, mais plus coûteuse en temps de calcul. Elle permet de traiter la propagation d'onde 'basse fréquence' ce qui correspond généralement aux cadres expérimentaux rencontrés en sismique.

En acoustique sous-marine, cette nouvelle modélisation a été introduite par Athanassoulis *et al.* [Athanassoulis-1995], puis utilisée en tomographie par Skarsoulis *et al.* [Skarsoulis-1996]. Plus tard, Skarsoulis *et al.* [Skarsoulis-2004] ont proposé une analyse fine de cette modélisation. Ils ont observé que les NSTP en acoustique sous-marine ont les mêmes propriétés que les noyaux précédemment utilisés en sismique : notamment, une sensibilité nulle sur la trajectoire du rayon, et la présence de zones de sensibilité positive.

Les NSTP ont ainsi été largement discutés pour des configurations monocapteur source/récepteur (point à point), aussi bien en sismique qu'en acoustique sous-marine. Les domaines de validité de cette modélisation linéaire ont également été analysés dans [Jocker-2006]. Cependant, aucune étude n'a eu lieu pour des configurations expérimentales utilisant des antennes d'émetteurs/récepteurs.

Par exemple, on peut penser qu'une mesure de temps de propagation réalisée après une formation de voies, n'aura pas les mêmes propriétés physiques qu'une mesure point-à-point. L'étude ici présentée a pour but de combler partiellement ce manque. Une étude sur les propriétés physiques des temps de propagation extraits par formation de voies (S-FV ou D-FV) est présentée. Une convergence vers la théorie des rayons apparaît quand la D-FV est utilisé, et une plus grande robustesse face aux erreurs de modélisation est mise en évidence.

Par ailleurs, pendant les dernières années, dans un cadre théorique plus global, des études concernant les liens de la tomographie par noyaux de sensibilité avec le retournement temporel [Tape-2007; Fink-2000] et avec les méthodes adjointes [Tromp-2005] ont été réalisées. Dans ce chapitre, nous établissons un nouvel apport à ce cadre théorique, en établissant le lien entre les NSTP et les diagrammes de diffraction des réseaux sources/récepteurs. On montre ainsi que le NSTP est équivalent au gradient de diffraction des antennes à un facteur spatial près.

2.3 Modélisations classiques des Perturbations du Temps de Propagation (PTP)

Comme préliminaire pour les sections 2.4 et 2.6, où l'impact de la D-FV sur les NSTP est étudié et où les NSTP seront comparés à la théorie des rayons, nous présentons ici deux modélisations des PTP déjà existantes : l'une, dans le cadre de la théorie de rayons, et l'autre dans le cadre de l'approximation de Born, ou approximation du premier diffractant.

2.3.1 Modélisation des PTP par la théorie des rayons

La première modélisation des temps de propagation utilisée en tomographie acoustique océanique est basée sur la théorie des rayons [Munk-1995]. Selon cette approche, le temps de propagation τ_i d'un rayon i , qui réalise un trajet Γ_i dans le milieu, est :

$$\tau_i = \int_{\Gamma_i} \frac{ds}{c(\mathbf{r})} \quad (2.1)$$

où ds indique la longueur curviligne sur le rayon, et $c(\mathbf{r})$ indique la célérité en fonction de la position \mathbf{r} dans le milieu. Ainsi, la perturbation du temps de propagation $\Delta\tau_i$ produite par une perturbation de la célérité $\Delta c(\mathbf{r})$, est donnée par :

$$\Delta\tau_i = \int_{\Gamma_i^p} \frac{ds}{c_0(\mathbf{r}) + \Delta c(\mathbf{r})} - \int_{\Gamma_i} \frac{ds}{c_0(\mathbf{r})} \quad (2.2)$$

où c_0 indique la célérité dans le milieu non perturbé; Γ_i et Γ_i^p sont respectivement le trajet non perturbé (celui du milieu non perturbé) et le trajet perturbé (dans le milieu perturbé).

Cette expression est non linéaire par rapport à Δc , parce que le Δc se trouve au dénominateur, mais également parce que le trajet du rayon dépend de la perturbation (c'est à dire que Γ_i^p dépend de Δc). Quand $\Delta c(\mathbf{r}) \ll c(\mathbf{r})$, l'équation peut-être linéarisée de la manière suivante [Munk-1995] :

$$\Delta\tau_i = - \int_{\Gamma_i} \frac{\Delta c(\mathbf{r})}{c_0^2(\mathbf{r})} ds \quad (2.3)$$

Ainsi, au premier ordre, la perturbation du temps de propagation consiste à l'intégration de la variation de célérité sur la trajectoire du rayon non perturbé. Seules les variations de célérité ayant lieu sur la trajectoire du rayon (infiniment fine) ont une influence sur le temps de propagation. Par conséquent, toute variation de célérité ayant lieu ailleurs que sur la trajectoire du rayon n'influencera pas le temps de propagation.

A cause de cette approximation haute fréquence qui est à la base de la théorie des rayons, le temps de propagation et sa perturbation sont des variables indépendantes de la fréquence. Cette condition "haute fréquence" est cependant souvent non respectée en acoustique sous-marine, avec notamment l'utilisation de sources qui sont loin d'être impulsionnelles. Ainsi, la théorie des rayons n'apparaît pas comme le modèle le plus adapté au type de milieu auquel on s'intéresse dans cette étude. Ceci sera illustré dans la section 2.6.

2.3.2 Modélisation par Noyaux de Sensibilité en point à point (NSTP)

A partir du constat des limitations de la théorie des rayons pour la modélisation des temps de propagation, une nouvelle modélisation a été introduite, basée sur l'approximation de Born. Cette approximation, aussi appelée approximation du premier diffractant, linéarise le lien entre le champ acoustique et la célérité du milieu. Puis, par une linéarisation du temps de propagation par rapport au champ acoustique, une relation linéaire entre le temps de propagation et la célérité du milieu est obtenue.

Le noyau reliant linéairement $\Delta\tau$ à Δc , sous la forme de l'équation 2.4, est appelé Noyaux de Sensibilité du Temps de Propagation (NSTP).

$$\Delta\tau = \int_V K(\mathbf{r})\Delta c(\mathbf{r})dV(\mathbf{r}) \quad (2.4)$$

où \mathbf{r} est la position spatiale, et V indique que l'intégrale est réalisée sur tout le volume de propagation des ondes (que ce soit un espace 3D ou une surface 2D).

Ainsi, les NSTP montrent la façon dont une variation de célérité, localisée à un endroit donné dans le milieu, influence le temps de propagation de l'onde.

Le développement théorique qui amène aux NSTP est expliqué dans la sous-section suivante. La présentation suit la forme de deux articles sur le sujet, réalisés par Skarsoulis *et al.* [Skarsoulis-2004] et Piperakis *et al.* [Piperakis-2006a]. On commence par la définition de la fonction de Green en 2.3.2.1. On introduit ensuite l'approximation de Born au premier ordre, qui donne le lien linéaire entre le champ acoustique et la célérité (section 2.3.2.2). Puis, le lien linéaire entre le temps de propagation et le champ est établi en 2.3.2.3. Et pour finir le calcul, les deux liens linéaires sont unifiés en 2.3.2.4.

2.3.2.1 La fonction de Green

La fonction de Green (G) représente par définition le champ acoustique créé par une source monochromatique ponctuelle. Elle satisfait donc l'équation inhomogène de Helmholtz :

$$\left[\nabla^2 + \frac{\omega^2}{c^2(\mathbf{r})} \right] G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_e, \omega) = -\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_e) \quad (2.5)$$

où \mathbf{r}_e est la position de la source; ω , la pulsation; δ , la distribution de Dirac; et ∇^2 , l'opérateur laplacien. Cette équation est complétée avec les conditions aux limites du guide d'ondes.

Avec cette définition de la fonction de Green, le champ acoustique p dans le milieu, créé par une source ponctuelle placée en \mathbf{r}_e , peut être exprimé, en fonction du spectre de la source $P_e(\omega)$ et de la fonction de Green, de la manière suivante (voir annexe A pour

plus de détails sur cette formulation) :

$$p(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_e, \omega) P_e(\omega) e^{j\omega t} d\omega \quad (2.6)$$

2.3.2.2 L'approximation de Born

Comme la fonction de Green dépend de la distribution spatiale de la célérité $c(\mathbf{r})$, une perturbation de la célérité entraînera une perturbation sur la fonction de Green. Ainsi, considérons un état de référence de célérité c_0 , avec la fonction de Green G_0 correspondante. Cette fonction de Green satisfait alors l'équation :

$$\left[\nabla^2 + \frac{\omega^2}{c_0^2(\mathbf{r})} \right] G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}_e, \omega) = -\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_e) \quad (2.7)$$

et les conditions aux limites.

Une perturbation Δc de la célérité produit une perturbation ΔG de la fonction de Green. Dans l'approximation de Born au premier ordre (annexe A), les deux perturbations sont liées par :

$$\Delta G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_e, \omega) = -2\omega^2 \int \int \int_V G_0(\mathbf{r}', \mathbf{r}_e, \omega) G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \frac{\Delta c(\mathbf{r}')}{c_0^3(\mathbf{r}')} dV(\mathbf{r}') \quad (2.8)$$

Puis, *via* l'équation 2.6, le champ acoustique créé par une source ponctuelle dans le milieu, est perturbé par Δc . La perturbation du champ s'exprime par :

$$\Delta p(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Delta G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_e, \omega) P_e(\omega) e^{j\omega t} d\omega \quad (2.9)$$

2.3.2.3 Modélisation des perturbations de temps de propagation

Prenons un signal issu de l'enregistrement du champ acoustique sur un récepteur r , placé en \mathbf{r}_r , pour une émission du source e , placée en \mathbf{r}_e . La version complexe de ce signal (obtenu par transformé de Hilbert du signal enregistré) sera noté $p_{re}(t)$. On définit maintenant le module du signal $a(t) = ||p_{re}(t)||$. Dans les guides d'ondes, à cause de la propagation à trajets multiples, cette amplitude est une suite de pics. Chaque maximum local peut correspondre à l'arrivée d'une onde (ou un trajet acoustique), ou encore à l'arrivée simultanée de plusieurs ondes interférant entre elles.

Sur ce signal enregistré, le temps de propagation d'une onde est défini comme *la position temporelle* τ_i *d'un maximum local significatif d'amplitude* $a(t)$. Les différents maxima dans a sont indicées par i ($i=1,2,\dots,I$, où I est le nombre de pics), et ils respectent par définition :

$$\dot{a}(\tau_i, c_0) = 0 \quad (2.10)$$

où le point indique une dérivé temporelle (c_0 est introduit pour noter la dépendance du

signal à la célérité, et dire qu'on est dans le milieu de référence, sans perturbation).

Une perturbation de la célérité produit une perturbation du champ enregistrée Δp_{re} , via les équations 2.9 et 2.8. L'allure ainsi que les positions temporelles des maxima d'amplitude sont ainsi modifiées par la variation de célérité. Les variations des temps de propagation ainsi produites sont notées $\Delta\tau_i$, et par définition du temps d'arrivée, sur le champ perturbé on aura :

$$\dot{a}(\tau_i + \Delta\tau_i, c_0 + \Delta c) = 0 \quad (2.11)$$

Si le champ complexe est écrit en fonction de sa partie réelle et de sa partie imaginaire $p_{re}(t, c_0) = v(t, c_0) + jw(t, c_0)$, en utilisant les deux conditions précédentes et par un développement de Taylor au premier ordre, on arrive à l'expression suivante [Skarsoulis-2004] :

$$\Delta\tau_i = -\frac{v_i\Delta\dot{v}_i + \dot{v}_i\Delta v_i + w_i\Delta\dot{w}_i + \dot{w}_i\Delta w_i}{\dot{v}_i^2 + \ddot{v}_i v_i + \dot{w}_i^2 + \ddot{w}_i w_i} \quad (2.12)$$

où v_i et w_i représentent la partie réelle et la partie imaginaire du champ complexe dans le milieu de référence, au maximum indicé par i ($v_i = \Re[p_{re}(\tau_i, c_0)]$ et $w_i = \Im[p_{re}(\tau_i, c_0)]$). \dot{v}_i et \dot{w}_i sont les dérivées temporelles associées, et \ddot{v}_i et \ddot{w}_i les dérivées secondes. De même, $\Delta v_i = \Re[\Delta p_{re}(\tau_i)]$ et $\Delta w_i = \Im[\Delta p_{re}(\tau_i)]$ sont les parties réelle et imaginaire de la perturbation du champ produite par la variation de célérité. Enfin, $\Delta\dot{v}_i$ et $\Delta\dot{w}_i$ sont ses dérivées temporelles.

2.3.2.4 Noyaux de Sensibilité du Temps de Propagation en point-à-point

Les équations 2.9 et 2.8 relient linéairement les perturbations du champ complexe aux variations de célérité. Ainsi, par unification des deux équations, pour le signal enregistré sur le récepteur r et émis par la source e , on peut écrire :

$$\Delta p_{re}(t) = \int_V K_{re-FO}(\mathbf{r}, t) \Delta c(\mathbf{r}) dV(\mathbf{r}) \quad (2.13)$$

avec :

$$K_{re-FO}(\mathbf{r}, t) = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} Q_{re}(\mathbf{r}, \omega) e^{j\omega t} d\omega \quad (2.14)$$

et

$$Q_{re}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{2\omega^2}{c_0^3(\mathbf{r})} P_e(\omega) G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}_e, \omega) G_0(\mathbf{r}_r, \mathbf{r}, \omega) \quad (2.15)$$

où le sous-indice re indique qu'il s'agit du Q pour une source placée en \mathbf{r}_e et un récepteur en \mathbf{r}_r .

K_{re-FO} est le *noyau de sensibilité du champ de pression complexe* ou de la *Forme d'Onde (FO)*. Il représente la manière dont une variation de célérité ayant lieu à un endroit \mathbf{r} donné de l'espace influencera le champ enregistré sur le récepteur placé en \mathbf{r}_r .

Par remplacement de ces équations dans l'équation 2.12, et après ordonnancement des

termes, on arrive à l'expression des NSTP. On peut alors écrire :

$$\Delta\tau_i = \int_V K_i(\mathbf{r})\Delta c(\mathbf{r})dV(\mathbf{r}) \quad (2.16)$$

où K_i est le NSTP donné par :

$$K_i(\mathbf{r}) = \frac{1}{2\pi b_i} [\Re [(\dot{v}_i + j\omega v_i)Q(\mathbf{r}, \omega)e^{j\omega\tau_i}d\omega] + \Im [(\dot{w}_i + j\omega w_i)Q(\mathbf{r}, \omega)e^{j\omega\tau_i}d\omega]] \quad (2.17)$$

avec $b_i = \dot{v}_i^2 + v_i\ddot{v}_i + \dot{w}_i^2 + w_i\ddot{w}_i$.

Ces NSTP seront aussi appelés NSTP point-à-point, car ils relient la variation de célérité Δc aux variations du temps de propagation $\Delta\tau_i$, pour un signal émis par une source donnée et enregistré par un récepteur donné r .

2.3.2.5 Exemples de NSTP point-à-point

Un exemple de NSTP-3D (où le 3D indique qu'il s'agit d'une propagation tridimensionnelle) est montré sur la figure 2.1, en milieu libre (milieu homogène infini), avec une célérité uniforme de 1500 m/s, entre une source et un récepteur distants de 1.5 km. Le signal propagé a une fréquence centrale de 2.5 kHz, et une largeur de bande de 1.25 kHz (si le contraire n'est pas indiqué, toutes les figures 3-D de ce chapitre sont calculées dans ces conditions). La figure 2.1-a montre une coupe verticale dans le plan contenant la source et le récepteur, la figure 2.1-b une coupe perpendiculaire à l'axe de propagation, et la figure 2.1-c, une coupe horizontale dans le plan contenant la source et le récepteur. La troisième dimension, orthogonale aux axes distance et profondeur, sera appelée par la suite dimension latérale.

De son côté, la figure 2.2 représente un NSTP-2D (issue d'une propagation bidimensionnelle 2-D), du même signal, mais dans un guide d'ondes de 1.5 km de long et 50 m de profondeur. On a choisit pour l'illustration le trajet comportant 3 réflexions à la surface du guide et 2 réflexions au fond, entre une source placée à 25m de profondeur et un récepteur placé à 16.5m de profondeur. Si le contraire n'est pas indiqué, toutes les figures 2-D de ce chapitre sont calculées dans ces conditions.

Tous ces NSTP présentent une zone de sensibilité négative autour du rayon, classiquement appelé *première zone de Fresnel*. Cette sensibilité négative représente le phénomène suivant : une augmentation de célérité ayant lieu à cet endroit produit une diminution du temps de propagation (plus vite l'onde se propage, plus tôt elle arrive au récepteur). En s'éloignant du rayon, des oscillations sont présentes. Elles sont nommées *zones de Fresnel d'ordre supérieur*.

Le NSTP-3D a une sensibilité nulle sur la trajectoire du rayon, d'où l'aspect 'doughnut' de la dénomination 'banana-doughnut' donnée à ces noyaux. En opposition avec la théorie des rayons où le temps de propagation n'est sensible qu'aux variations ayant lieu sur le rayon, ce nouveau noyau indique que les variations ayant lieu sur le rayon n'influencent

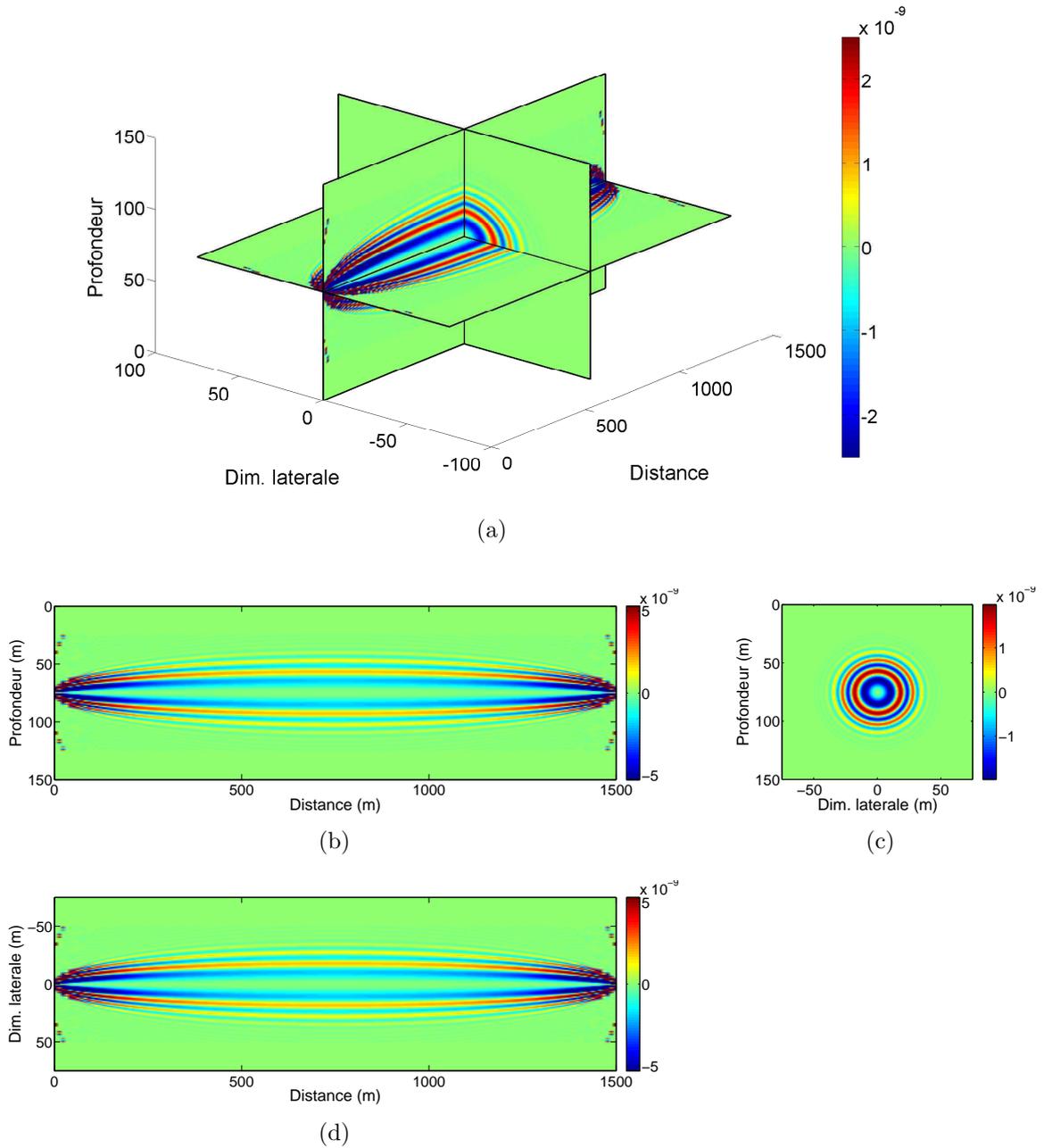


FIG. 2.1 – (a) Représentation en 3D du NSTP-3D (s^2m^{-4}) en point à point (b) Représentation profondeur-distance ; (c) Représentation profondeur-dim. latérale ; et (d) Représentation dim. latérale-distance

pas le temps de propagation. De plus, le NSTP-3D montre des zones de sensibilité positive, dont l'interprétation physique est la suivante : si une variation de célérité positive a lieu à cet endroit (le champ acoustique se propage plus vite à cet endroit), le temps de propagation augmente. Ces deux phénomènes paradoxaux à première vue, sont bien expliqués si on considère le champ perturbé comme étant le champ de l'état de référence

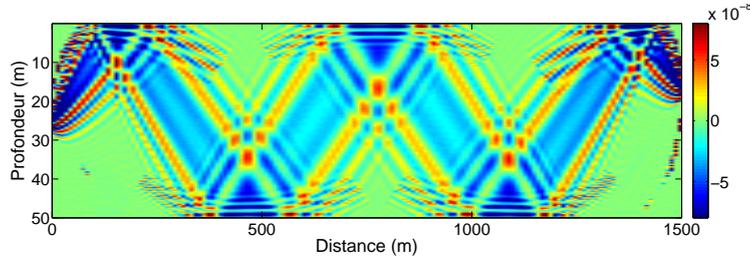


FIG. 2.2 – NSTP-2D (s^2m^{-4}) en point à point

plus le champ diffracté par un diffractant au point donné. Ainsi, Nolet *et al.* [Nolet-2005], par exemple, donnent une interprétation complète de ces noyaux, ainsi que des propriétés indiquées ci-dessus.

2.4 Noyaux de sensibilité avec Double Formation de Voies

Pour le calcul des NSTP point-à-point, le temps de propagation a été défini comme la position temporelle d'un maximum significatif sur le module du champ, enregistré entre un émetteur e et un récepteur r (voir section 2.3.2.3). Cette définition peut facilement être généralisée, en définissant le temps de propagation, comme *la position temporelle d'un maximum significatif sur un signal obtenu par un traitement quelconque des signaux enregistrés.*

On s'intéresse pour cette étude aux acquisitions réalisées en configuration réseaux sources/récepteurs. Dans ce cas, la nouvelle définition du temps de propagation permet de modéliser les temps de propagation mesurés après traitement d'antenne. Le traitement d'antenne auquel on s'intéresse dans ce travail est la Formation de Voies (S-FV ou D-FV, selon le cas). Ainsi, dans ce paragraphe, les NSTP pour ce traitement d'antenne sont calculés en 2.4.1, puis leurs propriétés sont discutées en 2.4.2.

2.4.1 Calcul des noyaux de sensibilité pour la Formation de Voies

Considérons un enregistrement avec deux réseaux sources/récepteurs. Une D-FV (équation 1.4) est réalisée sur les signaux enregistrés $p(t, z_r, z_e)$. Ainsi, pour θ_{e1} et θ_{r1} donnés, un signal temporel $p(t, \theta_{r1}, \theta_{e1})$ est obtenu. Par la suite, les abréviations suivantes seront utilisées : $p_{re}(t) = p(t, z_r, z_e)$ et $p_{FV}(t) = p(t, \theta_{r1}, \theta_{e1})$. Le sous-indice *FV*, indique que le signal a été obtenu par Formation de Voies. Notons qu'il s'agira d'une D-FV si $N_e > 1$ et $N_r > 1$, et qu'il s'agira d'une S-FV dans le cas particulier de $N_e = 1$ ou $N_r = 1$.

Le temps de propagation τ_{FV-i} est maintenant défini comme la position temporelle

d'un maximum significatif sur le signal $p_{FV}(t)$. Ainsi, le calcul de ce nouveau NSTP est réalisé suivant les mêmes étapes que dans le cas point-à-point (section 2.3.2) : (1) linéarisation du champ par rapport à la célérité ; (2) linéarisation du temps par rapport au champ ; et (3) unification des relations.

2.4.1.1 L'approximation de Born avec Formation de Voies

Une variation de célérité $\Delta c(\mathbf{r})$ produit des perturbations sur le champ enregistré entre chaque source et chaque récepteur $\Delta p_{re}(t)$. Ceci se traduit ainsi par une perturbation du signal après formation de voies $\Delta p_{FV}(t)$. Comme la Formation de Voies est une opération linéaire par rapport aux signaux enregistrés, le lien entre $\Delta p_{FV}(t)$ et $\Delta p_{re}(t)$ est immédiat :

$$\Delta p_{FV}(t) = \sum_{i=1}^{N_r} \sum_{j=1}^{N_e} \alpha_i \beta_j \Delta p_{ij}(t - T_r(\theta_r, z_{ri}) - T_e(\theta_e, z_{ej})) \quad (2.18)$$

où Δp_{ij} est la perturbation du signal entre le j -ième émetteur et le i -ième récepteur.

En utilisant les équations 2.9 et 2.8, on obtient alors :

$$\Delta p_{FV}(t) = \int_V K_{F0-FV}(\mathbf{r}, t) \Delta c(\mathbf{r}) dV(\mathbf{r}) \quad (2.19)$$

avec :

$$K_{FV-F0}(\mathbf{r}, t) = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} Q_{FV}(\mathbf{r}, \omega) e^{j\omega t} d\omega \quad (2.20)$$

et

$$Q_{FV}(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^{N_r} \sum_{j=1}^{N_e} \alpha_i \beta_j Q_{ij}(\mathbf{r}, \omega) e^{j\omega [T_r(\theta_r, z_{ri}) + T_e(\theta_e, z_{ej})]} \quad (2.21)$$

Ainsi, on a calculé le noyau de sensibilité K_{FV-F0} pour le champ (ou la forme d'onde) obtenu par formation de voies.

2.4.1.2 Modélisation des PTP avec Formation de Voies

Le calcul du lien entre le temps de propagation et le champ est strictement égal au calcul réalisé dans le cas du point-à-point. Ainsi ce lien est donné par l'équation 2.12 qui dans le cas de la formation de voies s'exprime par :

$$\Delta \tau_{FV-i} = -\frac{v_{FV-i} \Delta \dot{v}_{FV-i} + \dot{v}_{FV-i} \Delta v_{FV-i} + w_{FV-i} \Delta \dot{w}_{FV-i} + \dot{w}_{FV-i} \Delta w_{FV-i}}{\dot{v}_{FV-i}^2 + \ddot{v}_{FV-i} v_{FV-i} + \dot{w}_{FV-i}^2 + \ddot{w}_{FV-i} w_{FV-i}} \quad (2.22)$$

où v_{FV-i} et w_{FV-i} représentent la partie réelle et la partie imaginaire du champ complexe dans le milieu non perturbé après Formation de Voies, au maximum indicé par i ($v_{FV-i} = \Re[p_{FV}(\tau_{FV-i}, c_0)]$ et $w_{FV-i} = \Im[p_{FV}(\tau_{FV-i}, c_0)]$). \dot{v}_{FV-i} et \dot{w}_{FV-i} sont les dérivées temporelles associées, et \ddot{v}_{FV-i} et \ddot{w}_{FV-i} les dérivées secondes. De même, $\Delta v_{FV-i} =$

$\Re[\Delta p_{FV}(\tau_{FV-i})]$ et $\Delta w_{FV-i} = \Im[\Delta p_{FV}(\tau_{FV-i})]$ sont les parties réelles et imaginaires de la perturbation du champ après Formation de Voies, produite par la variation de célérité au maximum indicé par i . Enfin, $\Delta \dot{v}_{FV-i}$ et $\Delta \dot{w}_{FV-i}$ sont les dérivées temporelles associées.

2.4.1.3 Noyaux de Sensibilité du Temps de Propagation, avec Formation de Voies

Comme les équations 2.22 et 2.19 sont identiques aux équations 2.12 et 2.13, le calcul des noyaux de sensibilité est identique au cas point-à-point. On arrive facilement au Noyau de Sensibilité du Temps de Propagation, avec Formation de Voies :

$$\Delta \tau_{FV-i} = \int_V K_{\tau_{FV-i}}(\mathbf{r}) \Delta c(\mathbf{r}) dV(\mathbf{r}) \quad (2.23)$$

avec :

$$K_{FV\tau_i} = \frac{1}{2\pi b_{FV-i}} [\Re[(\dot{v}_{FV-i} + j\omega v_{FV-i})Q_{FV}e^{j\omega\tau_{FV-i}}d\omega] + \Im[(\dot{w}_{FV-i} + j\omega w_{FV-i})Q_{FV}e^{j\omega\tau_{FV-i}}d\omega]] \quad (2.24)$$

où $b_{FV-i} = \dot{v}_{FV-i}^2 + v_{FV-i}\ddot{v}_{FV-i} + \dot{w}_{FV-i}^2 + w_{FV-i}\ddot{w}_{FV-i}$.

2.4.2 Exemples et discussion

Les figures 2.3 et 2.4 montrent un exemple de NSTP avec S-FV. Des différences notables sont présentes en comparaison avec les NSTP point-à-point (respectivement figures 2.1 et 2.2). Puis les figures 2.5 et 2.6 illustrent les NSTP avec D-FV, qui présentent des différences par rapport aux précédents.

Effets de la FV sur les NSTP

La différence la plus visible entre les NSTP avec FV et le cas point à point concerne la disparition des oscillations, due à la formation de voies (S-FV et D-FV). Ce phénomène est visible aussi bien en 2-D (figures 2.4 et 2.6), qu'en 3-D (figures 2.3 et 2.5). Sur les figures avec S-FV, cette disparition a lieu près du réseau de récepteurs (car S-FV en réception), et les oscillations restent présentes près de la source. Avec D-FV, les oscillations verticales disparaissent sur toute la distance entre les sources et les récepteurs. Ainsi, la D-FV a fait disparaître les zones de Fresnel d'ordre supérieur, et la sensibilité se concentre seulement sur la première zone de Fresnel. Cette disparition/diminution des oscillations a été observée par Raghukumar *et al.* [Raghukumar-2007], sur les noyaux de sensibilité en retournement temporel. Elle s'explique par la moyenne de différents noyaux de sensibilité légèrement décalés correspondants aux différents transducteurs (cf équation 2.21).

Notons également que sur les noyaux 3-D, les oscillations sur la dim. latérale ne disparaissent pas (figures. 2.3-b et 2.3-c, et 2.5-b et 2.5-c). Ceci est dû au fait que les antennes couvrent le milieu en profondeur mais sont ponctuelles suivant la dimension latérale. En

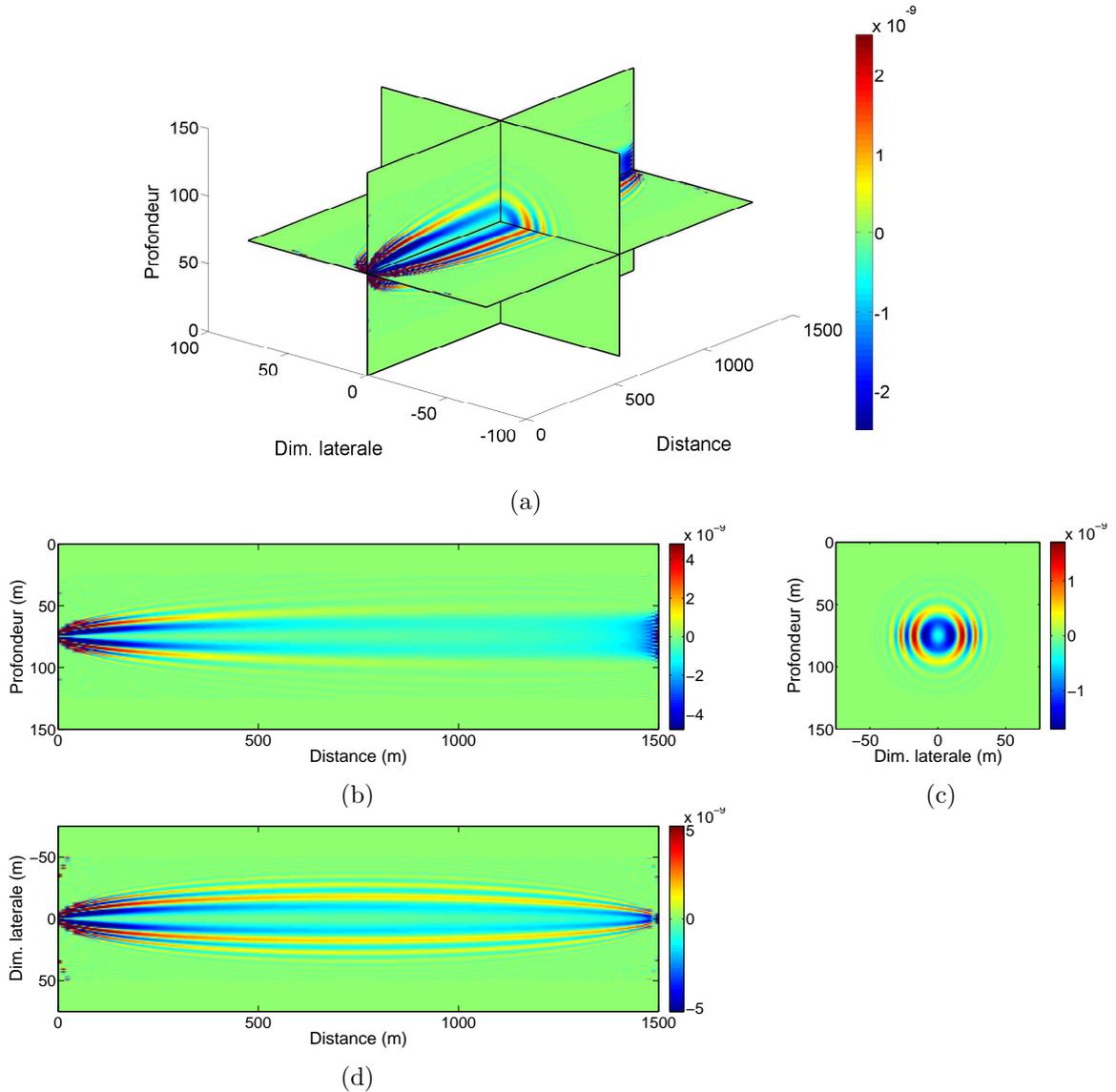


FIG. 2.3 – NSTP-3D (s^2m^{-4}) avec S-FV en réception, sur une antenne de 32 récepteurs espacés de 1.5 m ; (a) Représentation en 3D (b) Représentation profondeur-distance (c) Représentation profondeur-dim. latérale ; et (d) Représentation dim. latérale-distance.

effet, il faudrait des antennes bidimensionnelles pour produire le même phénomène dans cette dimension.

La deuxième différence est que les noyaux 3-D après formation de voies ont une sensibilité non nulle sur la trajectoire du rayon. Ceci est particulièrement vrai pour la D-FV, où la sensibilité devient maximale sur la trajectoire du rayon (figures 2.5-a).

Ainsi, on peut dire que la D-FV nous 'rapproche' de la théorie des rayons, car les noyaux obtenus par D-FV sont plus proches de la théorie des rayons que les NSTP point-

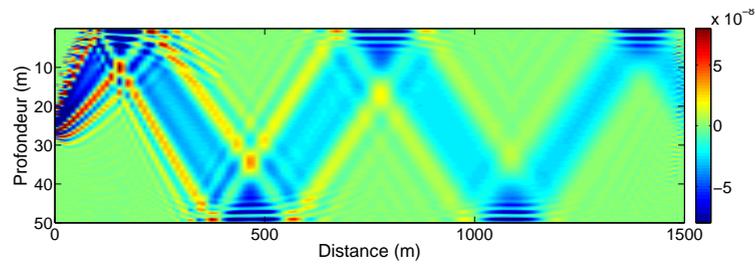


FIG. 2.4 – NSTP-2D (s^2m^{-3}) avec S-FV en réception, sur une antenne de 32 récepteurs espacés de 1.5 m

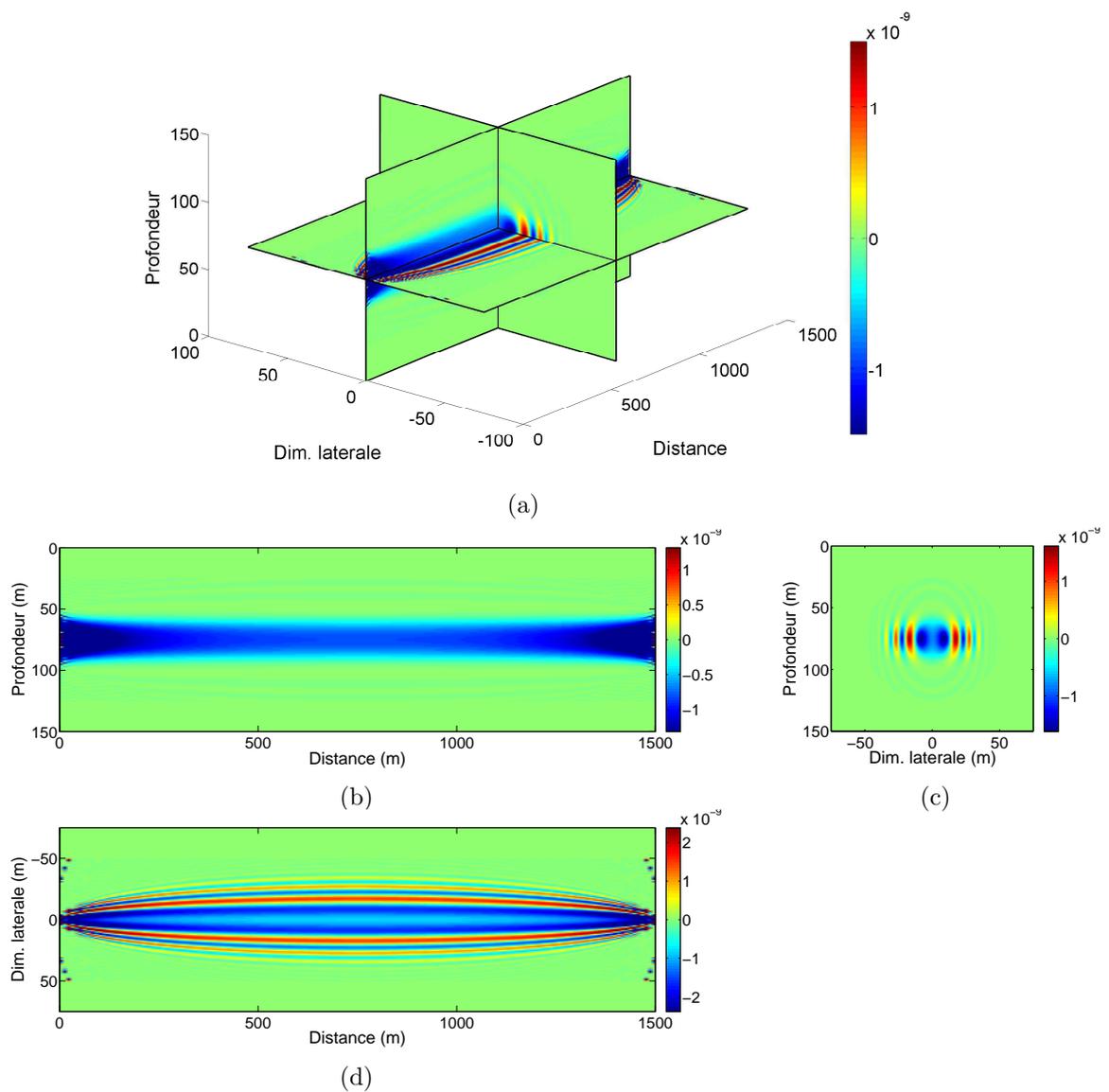


FIG. 2.5 – NSTP-3D (s^2m^{-4}) avec D-FV, sur des antennes de 32 émetteurs/récepteurs espacés de 1.5 m ; (a) Représentation en 3D (b) Représentation profondeur-distance (c) Représentation profondeur-dim. latérale ; et (d) Représentation dim. latérale-distance.

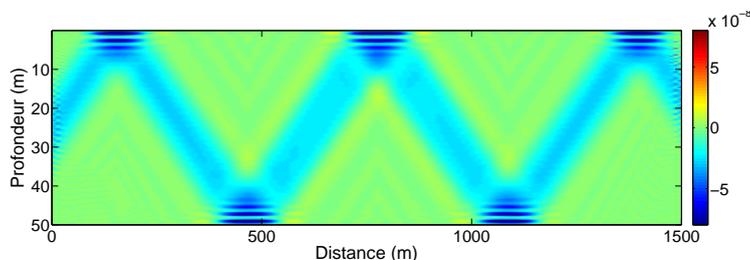


FIG. 2.6 – NSTP-2D (s^2m^{-3}) avec D-FV, sur des antennes de 32 récepteurs espacés de 1.5 m (46.5 m d'ouverture)

à-point. Rappelons que dans la théorie des rayons, la sensibilité est restreinte au rayon (infiniment fin). Cette conclusion est vraie aussi bien en 3D qu'en 2D, car dans les deux cas la D-FV concentre la sensibilité autour du rayon.

Influence de la fréquence du signal

Cependant, les 'gros rayons' que l'on peut observer sur les figures 2.5-a et 2.6 restent encore épais par rapport aux dimensions du milieu. En effet, la finesse de la théorie des rayons n'est atteignable que par des signaux à plus haute fréquence. Ceci est illustré par les figures 2.7 et 2.8. Ces deux figures comparent les noyaux point-à-point et les noyaux avec D-FV, en 3-D et en 2-D respectivement, pour des signaux avec une fréquence centrale de 20 kHz. Du fait de la largeur de bande limitée (10 kHz) du signal, les NSTP point-à-point (aussi bien en 3-D qu'en 2-D) montrent des oscillations relativement éloignées du rayon. Au contraire, la D-FV concentre la sensibilité sur la première zone de Fresnel (figures 2.7-c et 2.8-b), dont la taille n'est liée qu'à la fréquence centrale [Spetzler-2004]. Ces noyaux montrent ainsi une allure plus proche de la théorie des rayons que leurs équivalents point-à-point.

Influence de la taille de l'antenne avec D-FV

Après l'analyse des effets de la S-FV et de la D-FV sur les NSTP, et un analyse sur l'effet de la fréquence, nous nous intéressons maintenant à l'influence de la taille de l'antenne. Pour analyser cette influence, seuls les NSTP-3D seront utilisés, car les NSTP-2D présentent les mêmes propriétés. L'étude est réalisée sur des coupes des NSTP, correspondant à l'intersection des deux plans verticaux de la figure 2.5.

La figure 2.9 montre ces coupes, pour le NSTP-3D avec D-FV, pour 4 tailles d'antennes différentes : la figure 2.9-a correspond au cas point-à-point (un seul émetteur et un seul récepteur), la figure 2.9-b à des antennes de hauteur 30 longueurs d'ondes (λ), la figure 2.9-c à des antennes de 60λ et la figure 2.9-d à 90λ .

Deux phénomènes principaux sont observés. D'une part, comme déjà indiqué, la sensibilité au centre (sur le rayon) devient non nulle lorsque des antennes sont utilisées. Cette sensibilité croît progressivement avec la taille de l'antenne. Par ailleurs, les zones

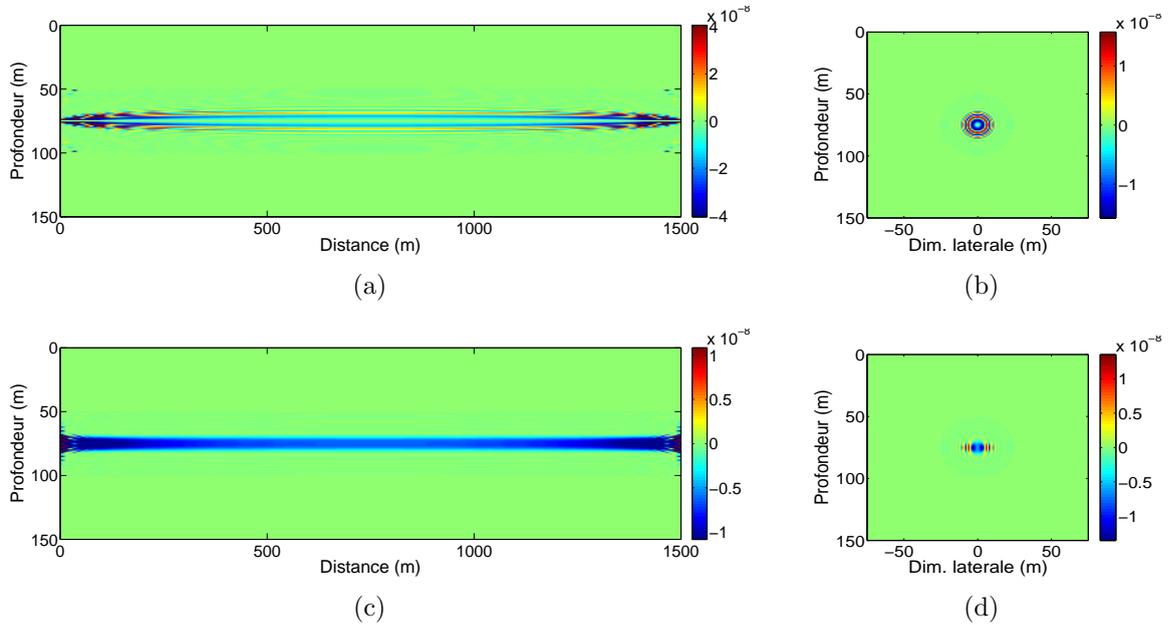


FIG. 2.7 – Représentation NSTP-3Ds (s^2m^{-4}) pour un signal de 20 kHz de fréquence centrale et 10 kHz de largeur de bande. (a) Cas point-à-point, vue profondeur-distance ; (b) Cas point-à-point, vue profondeur-dim. latérale (c) Avec D-FV sur 41 éléments espacés de 0.375 m, vue profondeur-distance ; (d) Avec D-FV sur 41 éléments espacés de 0.375 m, vue profondeur-dim. latérale

de Fresnel d'ordre supérieur disparaissent, donnant une structure très lisse, avec toute la sensibilité concentrée au centre. Comme déjà indiqué, cela suggère un rapprochement avec la théorie des rayons.

Conclusion

On peut donc conclure que les temps de propagation extraits avec l'utilisation de la D-FV ont un comportement qui est plus proche du comportement physique de ces temps modélisé par la théorie des rayons.

Notons que ce phénomène s'amplifie lorsque la taille de l'antenne ou la fréquence des signaux utilisés augmentent. Les mesures réalisées par D-FV peuvent donc éventuellement être utilisées dans des méthodes de tomographie par rayons. Cette propriété des observables obtenues avec l'utilisation de la D-FV, est cependant à utiliser avec précaution, car l'épaisseur des rayons doit être prise en compte. Elle peut malgré tout être intéressante dans certaines applications, car elle permet l'utilisation d'algorithmes très efficaces basés sur la théorie des rayons.

Par ailleurs, la structure plus lisse, avec moins d'oscillations, des noyaux avec D-FV, suggère une meilleure robustesse face aux erreurs aléatoires de modélisation du milieu, comme les incertitudes sur la vitesse du son dans le milieu, la nature du fond du guide

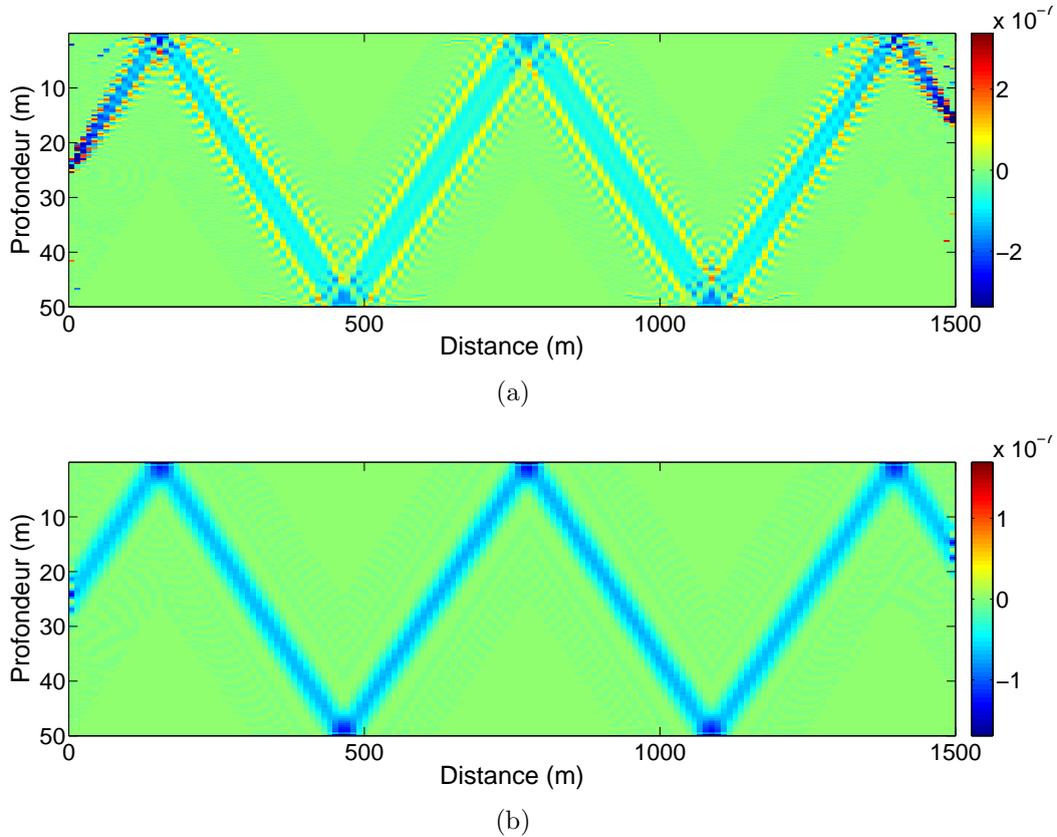


FIG. 2.8 – NSTP-2Ds (s^2m^{-3}) pour un signal de 20 kHz de fréquence centrale et 10 kHz de largeur de bande. (a) Cas point-à-point ; (b) Avec D-FV avec des antennes de 41 éléments espacés de 0.375 m

d'ondes ou les vagues à la surface du guide.

2.5 Diffraction et Noyaux de Sensibilité du Temps de Propagation

Suite aux travaux sur les noyaux de sensibilité, des études théoriques intéressantes ont été réalisées, concernant les liens entre les NSTP et le retournement temporel [Tape-2007; Fink-2000] et les méthodes adjointes [Tromp-2005]. Dans cette section, un nouvel apport à ce cadre théorique est présenté, avec l'établissement du lien entre les NSTP et les diagrammes de diffraction.

La recherche de ce lien part d'un constat : la sensibilité nulle que le NSTP-3D présente sur le rayon pourrait être obtenue par une dérivée spatiale du diagramme de diffraction, qui lui, est toujours maximum sur le rayon. Ainsi, on va montrer dans cette section que les NSTP sont liés au gradient du diagramme de diffraction, *via* un facteur spatial de correction. On verra que cette relation est exacte en point-à-point, et qu'elle devient plus

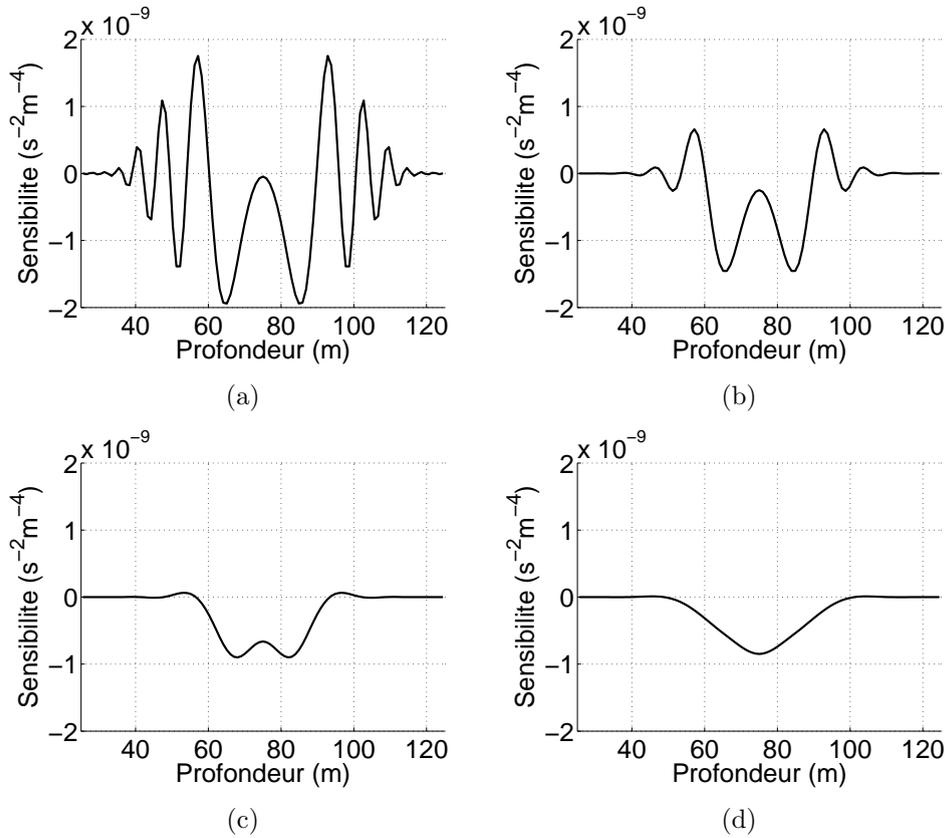


FIG. 2.9 – NSTP-3D avec D-FV, pour un signal de 2.5 kHz de fréquence centrale et 1.25 kHz de largeur de bande. Il s’agit de coupes du NSTP correspondant à l’intersection des deux plans verticaux de la figure 2.5. De (a) à (d), la taille des antennes utilisées change : (a) point-à-point, (b) 30λ de longueur, (c) 60λ de longueur, et (d) 90λ de longueur.

approchée le cas de la D-FV. En effet, l’approximation se dégrade lorsque la taille de l’antenne augmente.

2.5.1 Nouvelle mesure de temps de propagation et noyaux de sensibilité

Pour trouver le lien entre les diagrammes de diffraction et les NSTP, une nouvelle mesure du temps de propagation est définie. La figure 2.10 permet de comprendre les différences entre ces deux mesures. Elle représente l’arrivée d’une onde sur un récepteur : la ligne bleue correspond à la porteuse (ou le signal enregistré), et la ligne rouge à l’enveloppe du signal (ou le signal démodulé). Le rond noir et la croix noire correspondent respectivement à la mesure ”classique” et à la ”nouvelle” mesure du temps de propagation :

- Dans les sections précédentes, le temps de propagation était défini comme *la position temporelle d’un maximum significatif sur l’enveloppe ou module du signal*. Cette mesure correspond au rond noir sur la figure 2.10.

- La nouvelle mesure est définie comme *la position temporelle du pic d'amplitude maximale du signal*, et elle est illustrée par la croix noire.

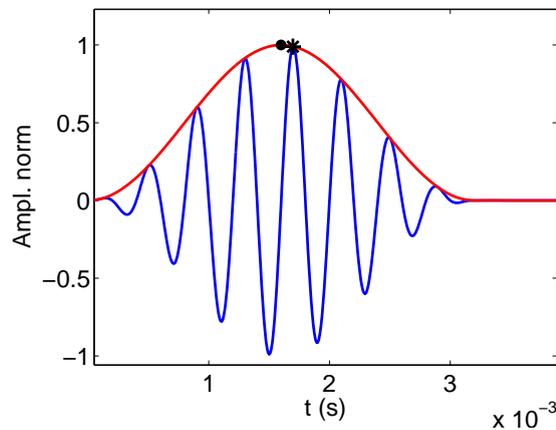


FIG. 2.10 – Schéma explicatif des différentes mesures. La mesure classique du temps de propagation est prise sur le maximum de l’enveloppe (point noir). La nouvelle mesure est réalisée sur le pic d’amplitude maximale du signal (croix noire).

Théoriquement, cette nouvelle mesure a la propriété d’être plus précise, car le pic est plus étroit. Sa largeur n’est influencée que par la fréquence centrale du signal f_c , alors que la largeur du pic de l’enveloppe est influencée par la largeur de bande B_f . Comme typiquement $f_c > B_f$ en acoustique sous-marine, la mesure sur la porteuse est plus précise que celle obtenue sur l’enveloppe. L’inconvénient est qu’elle est moins robuste au bruit.

En terme physique, dans le sens le plus strict, la mesure ”classique” serait liée à la vitesse de groupe des ondes dans le milieu, tandis que la ”nouvelle” mesure serait liée à la vitesse de propagation de la porteuse, c.a.d. à la vitesse de phase.

Notons que ces mesures ne correspondent pas à la vitesse de groupe et la vitesse de phase classiquement définies dans des guides d’ondes, où l’on considère les vitesses de propagation des ondes **sur l’axe de propagation du guide** (dans notre cas, l’axe horizontal). En effet, suivant cette dernière définition, dans un guide d’ondes, on obtiendrait des vitesses de groupe et des vitesses de phase différentes, et nous parlerions de propagation dispersive.

Nos mesures correspondent à des mesures réalisées sur la direction de propagation de chaque rayon (nous séparons les arrivées des différents rayons, puis nous mesurons les temps de propagation). L’eau étant un milieu de propagation non dispersif, la vitesse de phase et la vitesse de groupe **sur la direction du rayon** sont égales. Ainsi, **les deux mesures illustrées sur la figure 2.10, correspondent dans notre contexte à la mesure de la même quantité.**

En pratique, nous ne mesurons pas les temps du maximum du signal mais les variations de ces temps. Nos mesures des Perturbations de Temps de Propagation (PTP) sont réalisées *via* la phase de la Transformée de Fourier (TF) de l'intercorrélation de deux signaux : deux signaux correspondant à un même rayon et à différentes acquisitions du milieu sont intercorrélés, puis la phase de la TF de l'intercorrélation est utilisé pour déduire le décalage temporel entre les deux signaux. Pour l'ordre de grandeur des PTP mesurés dans nos expériences (0.3% de la période caractéristique $1/f_c$), cette mesure est plus précise et plus robuste que les deux mesures présentées précédemment. En effet, pour réaliser différemment les mesures, la fréquence d'échantillonnage constitue une limitation importante. Même si des méthodes d'interpolation performantes existent, aucune ne nous permet en pratique d'obtenir des mesures satisfaisantes des temps de propagation, c'est pourquoi nous mesurons directement les PTP.

Finissons cette introduction par indiquer que, dans notre cas, physiquement cette "nouvelle" mesure est égale à la mesure "classique", et qu'elle est introduite ici seulement parce qu'elle nous permet d'obtenir un lien avec les diagrammes de diffraction.

2.5.2 Comparaison Diffraction-NSTP en point-à-point

2.5.2.1 NSTP

Pour montrer le lien entre le NSTP de cette nouvelle mesure et le diagramme de diffraction, on commence par calculer les NSTP associés à cette mesure. Il faut noter que ce calcul n'est qu'une version simplifiée du calcul réalisé dans la section 2.3.2 : au lieu de considérer un signal complexe, on considère un signal réel, qui correspond à la partie réelle du champ utilisé en section 2.3.2. Dans le cas précédent, p était un champ acoustique dont les parties réelles et imaginaires oscillaient, et dont la valeur absolue donnait l'enveloppe (ligne rouge sur la figure 2.10). Maintenant, p correspondra simplement à la partie réelle du signal précédent (ligne bleue sur la figure 2.10). Les conditions au maximum établies pour le champ complexe sont parfaitement valables pour le champ réel, comme cas particulier du champ complexe, avec partie imaginaire nulle. Ainsi, à partir de la simplification des calculs réalisés, par suppression de la partie imaginaire du champ ($p_{re}(t) = v(t)$), on obtient la version simplifiée de l'équation 2.12 :

$$\Delta\tau_i = -\frac{\Delta\dot{v}_i}{\ddot{v}_i} = -\frac{\Delta\dot{p}_{re-i}}{\ddot{p}_{re-i}} \quad (2.25)$$

De même, le NSTP est obtenu par simplification de l'équation 2.17 :

$$K_i(\mathbf{r}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{j\omega}{\ddot{p}_i} Q_{re}(\mathbf{r}, \omega) e^{j\omega\tau_i} d\omega \quad (2.26)$$

et devient, en remplaçant Q_{re} par sa valeur équation 2.15 :

$$K_i(\mathbf{r}) = \frac{1}{\pi \ddot{p}_i c^3(\mathbf{r})} \int j\omega G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}_e, \omega) G_0(\mathbf{r}_r, \mathbf{r}, \omega) \omega^2 P_e(\omega) e^{j\omega\tau_i} d\omega \quad (2.27)$$

Notons que K_i est réel, même si ce n'est pas explicitement indiqué. Comme le champ p_{re} est réel, les termes G et P_e sont symétriques en fréquence, et la transformée de Fourier inverse donne une valeur réelle.

2.5.2.2 Gradient du diagramme de diffraction

Par ailleurs, suivant le principe de Huygens-Fresnel et le principe de réciprocité spatiale ($G_0(\mathbf{r}_r, \mathbf{r}, \omega) = G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}_r, \omega)$), le diagramme de diffraction mesuré en \mathbf{r} entre une source placée en \mathbf{r}_e et un récepteur placé en \mathbf{r}_r , est donné par :

$$D_{re}(\mathbf{r}, \omega) = G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}_e, \omega) G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}_r, \omega) \quad (2.28)$$

Si on considère la fonction de Green en espace libre et milieu homogène, entre le point \mathbf{r} , et le point 'source' \mathbf{r}_0 :

$$G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0, \omega) = \frac{1}{4\pi d(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)} e^{-j\omega \frac{d(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)}{c}} \quad (2.29)$$

on obtient :

$$\begin{aligned} D_{re}(\mathbf{r}, \omega) &= A_{re}(\mathbf{r}) e^{-j\omega R_{re}(\mathbf{r})} \\ \text{avec } A_{re}(\mathbf{r}) &= \frac{1}{(4\pi)^2 d(\mathbf{r}, \mathbf{r}_e) d(\mathbf{r}, \mathbf{r}_r)} \\ \text{et } R_{re}(\mathbf{r}) &= \frac{d(\mathbf{r}, \mathbf{r}_e) + d(\mathbf{r}, \mathbf{r}_r)}{c} \end{aligned} \quad (2.30)$$

Ainsi, le terme de phase R_{re} de la diffraction est constant sur tous les points sur le rayon, car les distances à la source et au récepteur se compensent. C'est à dire, pour un point placé sur la trajectoire du rayon, la somme des distances par rapport à l'émetteur et le récepteur est toujours égale à la longueur totale du rayon. Concernant A_{re} , loin de la source et du récepteur, sa variation par un déplacement sur le rayon reste petite, car quand une des distances augmente, l'autre décroît.

Par contre, tout changement sur la direction perpendiculaire au rayon va produire des fortes variations de phase, comme cela a déjà été analysé par Romanowicz et Snieder [Romanowicz-1998]. Ainsi, la dérivée directionnelle de la diffraction $\nabla_y D_{re}$ dans la direction perpendiculaire au rayon (notée y) est donnée par :

$$\nabla_y D_{re}(\mathbf{r}, \omega) = \vec{\nabla} D_{re} \cdot \vec{u}_y = \left[\vec{\nabla} A_{re} - j\omega A_{re} \vec{\nabla} R_{re} \right] e^{-j\omega R_{re}} \cdot \vec{u}_y \quad (2.31)$$

où $\vec{\nabla}$ représente le gradient ; et ∇_y la dérivée directionnelle suivant l'axe y ; \vec{u}_y est le vecteur unitaire suivant la direction y indiquée sur la figure 2.11. Loin de la source et du

récepteur, $\vec{\nabla}A_{re}$ peut être négligé ($\vec{\nabla}A_{re} \ll \omega A_{re} \vec{\nabla}R_{re}$), et l'équation 2.31 se simplifie :

$$\nabla_y D_{re}(\mathbf{r}, \omega) = -j\omega A_{re} e^{-j\omega R_{re}} \vec{\nabla}R_{re} \cdot \vec{u}_y \quad (2.32)$$

Elle peut également s'exprimer, en utilisant l'équation 2.30, par :

$$\nabla_y D_{re}(\mathbf{r}, \omega) = -j\omega G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}_e, \omega) G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}_r, \omega) (\vec{\nabla}R_{re} \cdot \vec{u}_y) \quad (2.33)$$

Par rapport à l'équation 2.15, on voit que le gradient du diagramme de diffraction entre la source et le récepteur est proportionnel à la dérivée temporelle de Q_{re} , multipliée par un facteur spatial ($\nabla_y R_{re} = \vec{\nabla}R_{re} \cdot \vec{u}_y$). Ce facteur spatial est analysé dans la suite.

Si on place l'origine de l'espace au centre de la trajectoire du rayon, R_{re} est écrit en coordonnées polaires de la manière suivante (figure 2.11) :

$$R_{re}(\mathbf{r}) = \frac{\sqrt{r^2 + d^2 - 2rd \cos(\pi - \theta)} + \sqrt{r^2 + d^2 - 2rd \cos(\theta)}}{c} \quad (2.34)$$

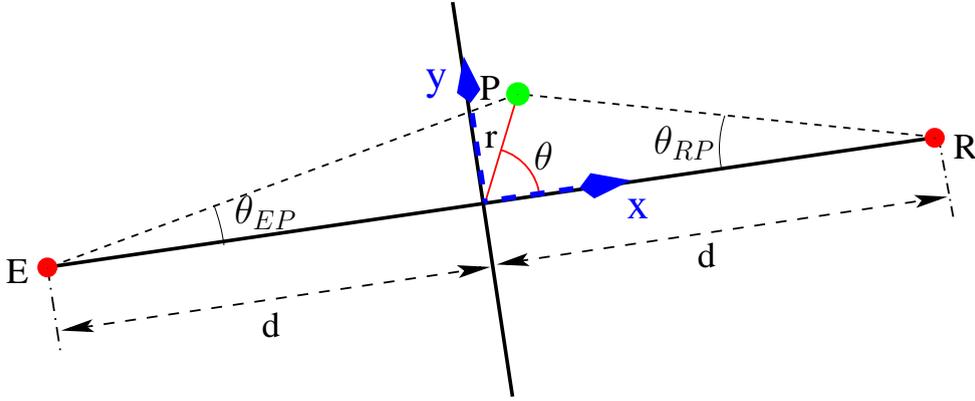


FIG. 2.11 – Schéma de la source (E) et du récepteur (R). L'origine est placée au milieu du trajet qui lie la source et le récepteur. (r, θ) sont les coordonnées polaires du point P.

Comme $\cos(\pi - \theta) = -\cos(\theta)$ et $\sin(\pi - \theta) = \sin(\theta)$, la dérivé directionnelle de R_{re} sur la direction y , nous amène à (voir Annexe B) :

$$\begin{aligned} \nabla_y R_{re} &= \vec{\nabla}R_{re} \cdot \vec{u}_y = \frac{r \sin \theta}{c\sqrt{r^2 + d^2 + 2rd \cos(\theta)}} + \frac{r \sin \theta}{c\sqrt{r^2 + d^2 - 2rd \cos(\theta)}} \\ &= \frac{\sin \theta_{EP} + \sin \theta_{RP}}{c} \end{aligned} \quad (2.35)$$

où θ_{EP} et θ_{RP} sont respectivement les angles entre le point P considéré et le couple source-récepteur (voir figure 2.11). Pour finir, on remplace l'équation 2.35 dans l'équation 2.33, et on réalise la transformée de Fourier inverse, pour obtenir l'expression complète du diagramme de diffraction en temps :

$$\nabla_y D_{re}(\mathbf{r}) = -\frac{1}{2\pi} \frac{\sin \theta_{EP} + \sin \theta_{RP}}{c} \int j\omega G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_e, \omega) G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_r, \omega) P_e(\omega) e^{j\omega\tau_i} d\omega \quad (2.36)$$

où τ_i représente la position temporelle du maximum sur le cycle.

On va maintenant définir le *gradient de la diffraction spatialement corrigé*. Ce terme sera utilisé dans la suite, pour illustrer l'importance du facteur de correction $\sin \theta_{EP} + \sin \theta_{RP}$:

$$K_{Di}(\mathbf{r}) = \nabla_y D_{re}(\mathbf{r}) \frac{1}{\frac{\sin \theta_{EP} + \sin \theta_{RP}}{c}} \quad (2.37)$$

2.5.2.3 Exemples et Discussion

On observe que le gradient directionnel de la diffraction (équation 2.36) et le NSTP (équation 2.27) sont similaires. Ils comportent cependant deux différences. La première concerne le facteur spatial géométrique ($\sin \theta_{EP} + \sin \theta_{RP}$). L'influence de ce facteur est illustré par la figure 2.12-a. Le NSTP (ligne noire continue), le gradient de la diffraction donné par l'équation 2.36 (ligne rouge discontinue), et le gradient corrigé donné par l'équation 2.37 (cercles bleus), sont comparés. On observe que le gradient de la diffraction et le NSTP diffèrent notamment sur l'amplitude des lobes. Par contre, le gradient corrigé colle parfaitement au NSTP.

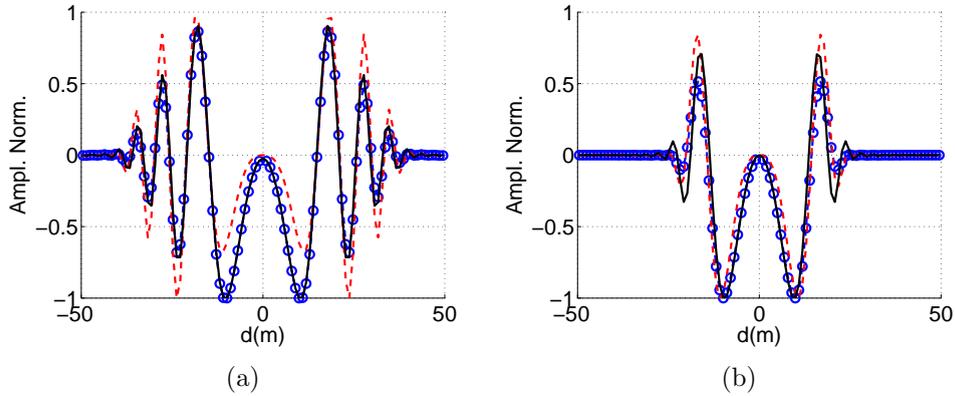


FIG. 2.12 – (a) et (b), NSTP-3D en point-à-point (ligne noire continue) et le gradient de la diffraction (ligne rouge discontinue) et le gradient corrigé par le facteur spatial (cercles bleus). Les trois courbes ont été normalisées par leur maximum. La distance entre la source et le récepteur est de 1.5 km. Les courbes ont été calculées à 750 m de distance (à mi-chemin entre la source et le récepteur) pour un rayon horizontal, pour un signal de 2.5 kHz de fréquence centrale et (a) 1250 Hz de largeur de bande ; et (b) 4000 Hz de largeur de bande.

La deuxième différence concerne le contenu fréquentiel. Le NSTP a une dépendance en ω^2 que le gradient de la diffraction ne présente pas. Cette différence est négligeable quand la largeur de bande est petite (figure 2.12-a). Elle devient par contre plus importante quand la largeur de bande s'agrandit. On peut observer sur la figure 2.12-b que le gradient corrigé ne colle plus parfaitement au NSTP (notamment au niveau des pics éloignés du centre).

La similitude entre les équations 2.36 et 2.27 a été établie dans le cas particulier de la fonction de Green en milieu libre et uniforme, en 3-D. Même si on ne peut pas le montrer pour des cas plus complexes, elle reste valable tant que les contributions de différents rayons sont séparables et qu'on peut exprimer la diffraction sous la forme d'amplitude A et retard R , comme dans l'équation 2.30. Dans le cas de milieux plus complexes, R sera le temps de propagation le long des rayons reliant la source et le récepteur au diffractant.

Considérons un cas où la fonction de Green diffère de celle exprimée dans l'équation 2.29, mais qui peut toujours être exprimée en amplitude et retard. Le cas 2-D est illustré sur la figure 2.13. Dans ce cas, la fonction de Green est donnée par la fonction de Hankel. Malgré la différence des NSTP par rapport au cas tridimensionnelle, on observe exactement les mêmes phénomènes que dans le cas 3-D : l'importance du facteur spatial de correction, et l'influence de la largeur de bande.

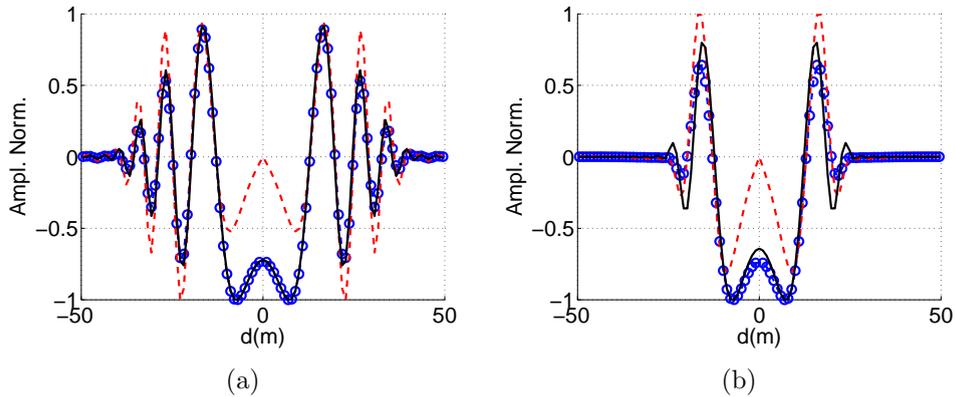


FIG. 2.13 – (a) et (b), NSTP-2D en point-à-point (ligne noire continue) et le gradient de la diffraction (ligne rouge discontinue) et le gradient corrigé par le facteur spatial (cercles bleus). Les trois courbes ont été normalisées par leur maximum. La distance entre la source et le récepteur est de 1.5 km. Les courbes ont été calculées à 750 m de distance (à mi-chemin entre la source et le récepteur) pour un rayon horizontal, pour un signal de 2.5 kHz de fréquence centrale et (a) 1250 Hz de largeur de bande ; et (b) 4000 Hz de largeur de bande.

En conclusion, le NSTP point-à-point associé à la nouvelle mesure n'est rien d'autre que le gradient de la diffraction corrigé par un facteur spatial.

2.5.3 Avec Double Formation de Voies

Le lien entre le diagramme de diffraction et le NSTP étant établie en point-à-point, on fait la même analyse pour le cas de la Formation de Voies. Le diagramme de diffraction prend son vrai sens avec l'utilisation d'antenne. Ainsi, on établit dans ce paragraphe le même lien que dans le paragraphe précédent, mais pour le cas où la D-FV est utilisée.

2.5.3.1 NSTP

De la même manière que pour le cas point à point, la simplification du noyau de sensibilité avec D-FV (à partir de l'équation 2.24), au cas d'un signal réel, s'exprime par :

$$K_{FV-i}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2\pi} \int \frac{j\omega}{\ddot{p}_{FV-i}} Q_{FV}(\mathbf{r}, \omega) e^{j\omega\tau_{FV-i}} d\omega \quad (2.38)$$

2.5.3.2 Diffraction

Le diagramme de diffraction, quand la formation de voies est utilisée, est donné par l'équation suivante :

$$D_{FV}(\mathbf{r}, \omega) = \sum_{r=1}^{N_r} \sum_{e=1}^{N_e} \alpha_r \beta_e D_{re}(\mathbf{r}, \omega) e^{-j\omega(T_r(\theta_r) + T_e(\theta_e))} \quad (2.39)$$

Si on prend pour D_{re} l'expression donnée par l'équation 2.30, et que l'on calcule la dérivée directionnelle de D_{FV} dans la direction y perpendiculaire au rayon, on obtient l'expression suivante en champ lointain :

$$\nabla_y D_{FV}(\mathbf{r}, \omega) = -j\omega \sum_{r=1}^{N_r} \sum_{e=1}^{N_e} \alpha_r \beta_e G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_e, \omega) G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_r, \omega) e^{-j\omega(T_r(\theta_r) + T_e(\theta_e))} \left(\vec{\nabla} R_{re}(\mathbf{r}) \cdot \vec{u}_y \right) \quad (2.40)$$

Le facteur spatial $(\vec{\nabla} R_{re}(\mathbf{r}) \cdot \vec{u}_y)$ ne peut pas être extrait de la somme, car il dépend de la source et du récepteur. Par conséquent, à la différence du cas point-à-point, on ne peut pas obtenir le NSTP à partir du diagramme de diffraction par une simple correction spatiale. Cependant, on peut réaliser une approximation avec un facteur de correction constant pour tous les sources/récepteurs. Ce facteur est calculé pour la source et le récepteur de référence. On constate que ce facteur $\nabla_y R_{r_0e_0}(\mathbf{r}) = \vec{\nabla} R_{r_0e_0}(\mathbf{r}) \cdot \vec{u}_y$, est aussi la moyenne de tous les différents facteurs source/récepteur $(\nabla_y R_{re})$, dans le cas d'antennes linéaires uniformes centrées.

La dérivée directionnelle de la diffraction avec D-FV est donnée en temps par l'expression suivante :

$$\nabla_y D_{FV}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \nabla_y D_{FV}(\mathbf{r}, \omega) e^{j\omega\tau_{FV-i}} d\omega \quad (2.41)$$

De même que dans le cas point à point, on définit le gradient corrigé, comme la dérivée

directionnelle de la diffraction corrigée par le facteur spatial correspondant à la source et au récepteur de référence, $\sin \theta_{E_0P} + \sin \theta_{R_0P}$:

$$K_{D-FV-i}(\mathbf{r}) \approx \frac{c}{\sin \theta_{E_0P}(\mathbf{r}) + \sin \theta_{R_0P}(\mathbf{r})} \int \nabla_y D_{FV}(\mathbf{r}, \omega) P_s(\omega) e^{-j\omega\tau_{FV-i}} d\omega \quad (2.42)$$

2.5.3.3 Exemples et Discussion

Dans le paragraphe 2.5.2, les liens entre le gradient de diffraction et le NSTP ont été analysés en point-à-point. Ici, on procède à la même analyse mais dans le cas de la D-FV. Ainsi, les figures 2.14 et 2.15 illustrent la même comparaison, en 3-D et 2-D respectivement, avec la même convention de couleurs, pour différentes tailles d'antennes : (a) en point-à-point, (b) avec une antenne de 30λ de largeur, (c) avec une antenne de 60λ , et (d) avec une antenne de 90λ . Comme attendu, la similarité entre le gradient corrigé et le NSTP se dégrade un peu avec la taille des antennes. L'approximation reste cependant correcte même pour les antennes les plus grandes utilisées ici.

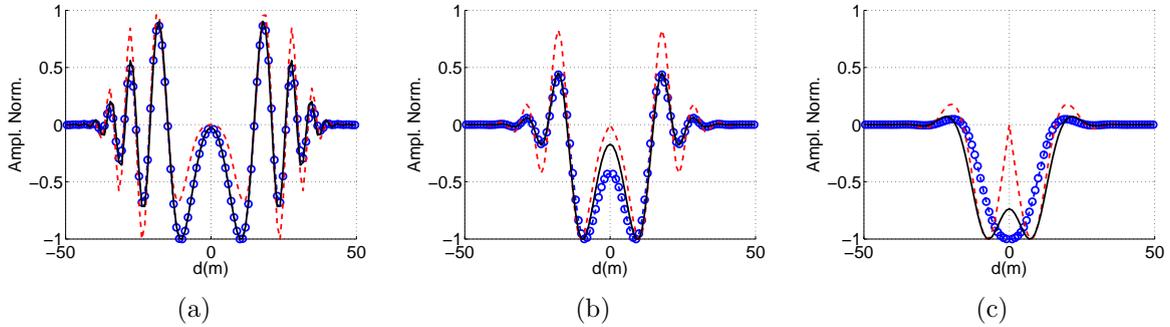


FIG. 2.14 – NSTP-3D (ligne noire continue) et gradient de la diffraction (ligne rouge pointillée) et le gradient corrigé par le facteur spatial (cercles bleus). Les trois courbes ont été normalisées par leur maximum. La distance entre la source et le récepteur est de 1.5 km. Les courbes ont été calculées à 750 m de distance (à mi-chemin entre la source et le récepteur) pour un rayon horizontal, pour un signal de 2.5 kHz de fréquence centrale et 1250 Hz de largeur de bande. De (a) à (d), la taille des antennes utilisées change : (a), point-à-point, (b) 30λ de longueur, (c) 60λ de longueur, et (d) 90λ de longueur.

Notons à nouveau l'importance du facteur spatial de correction, qui cette fois n'est qu'approximatif, au contraire du cas point-à-point. En fait, le gradient de la diffraction vaut toujours zéro sur le rayon (en $d = 0$), aussi bien en 3-D qu'en 2-D. Ainsi, seul le facteur de correction permet d'obtenir des sensibilités non nulles sur le rayon, qu'on voit apparaître dans les NSTP avec D-FV.

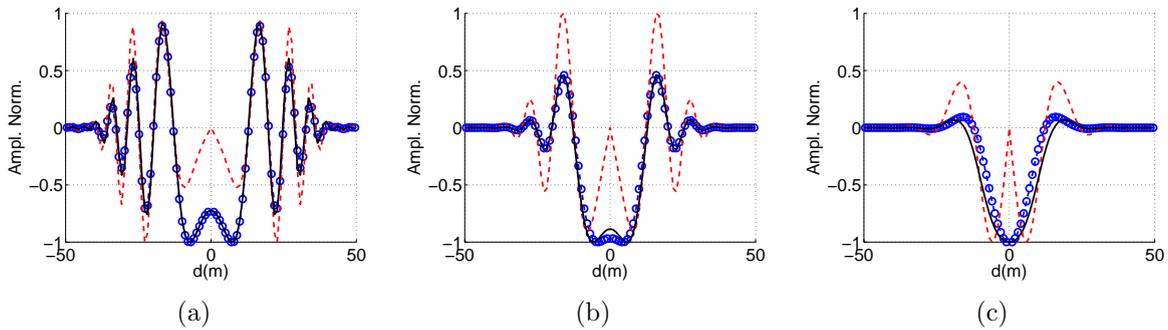


FIG. 2.15 – NSTP-2D (ligne noire continue) et gradient de la diffraction (ligne rouge pointillée) et le gradient corrigé par le facteur spatial (cercles bleus). Les trois courbes ont été normalisées par leur maximum. La distance entre la source et le récepteur est de 1.5 km. Les courbes ont été calculées à 750 m de distance (à mi-chemin entre la source et le récepteur) pour un rayon horizontal, pour un signal de 2.5 kHz de fréquence centrale et 1250 Hz de largeur de bande. De (a) à (d), la taille des antennes utilisées change : (a), point-à-point, (b) 30λ de longueur, (c) 60λ de longueur, et (d) 90λ de longueur.

2.6 Problème Direct : rayons *versus* NSTP

Après la présentation des deux modèles, par rayons et par NSTP, reliant les PTP aux variations de célérité, le but principal de cette section est de comparer les performances de ces deux modèles, dans des guides d'ondes côtiers. Pour cela, des données synthétiques sont créées, puis les mesures des PTP extraites de ces données sont comparées aux PTP obtenues par les modèles directs par rayons et par NSTP. Par ailleurs, encore une fois, l'intérêt de la D-FV pour l'extraction d'observables est mis en évidence.

Pour cela, nous réalisons, par un logiciel aux Équations Paraboliques [Collins-1991], la simulation d'un guide d'ondes de 1.5 km de long et de 50 m de profondeur. Un réseau vertical de 32 émetteurs, espacés de 1.5 m, est placé à une extrémité du guide, face à un réseau de récepteurs de mêmes caractéristiques (à l'autre extrémité). Les antennes couvrent quasiment toute la profondeur du guide, allant de 1.5 m de profondeur (premier émetteur/récepteur) jusqu'à 48 m de profondeur (dernier émetteur/récepteur). Le signal propagé a une fréquence centrale de 2.5 kHz, et une largeur de bande 1.25 kHz. La vitesse des ondes est 1500 m/s, et par conséquent la longueur d'onde est de 0.6 m. Notons donc qu'avec des transducteurs espacés de 1.5 m, le champ acoustique est sous-échantillonné en espace. Des phénomènes de repliement (lobes de réseau) risquent d'apparaître lors de la réalisation de la formation de voies.

Nous commençons par simuler le guide d'ondes dans son état de référence : l'état où la célérité dans l'ensemble du guide est uniforme, égale à 1500 m/s. Puis nous réalisons deux nouvelles simulations, où des variations locales de célérité sont présentes, par rapport à cet état de référence. Les variations introduites sont montrées sur la figure (fig 2.16) : il s'agit de deux variations de célérité négatives (-0.3 m/s au maximum), ayant des étendues

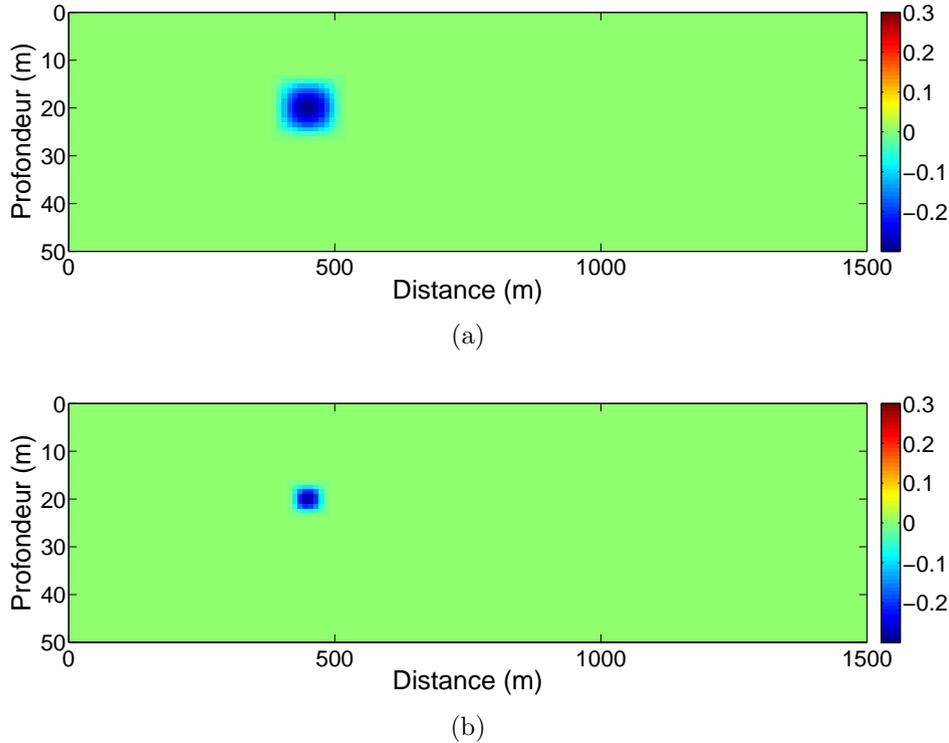


FIG. 2.16 – Perturbations de célérité introduites dans le milieu (en m/s).

différentes.

Une fois les données synthétiques créées, nous mesurons les PTP (par rapport à l'état de référence) produites par ces variations de célérité, pour 2511 trajets acoustiques différents. Ces 2511 trajets acoustiques sont d'abord séparés par la D-FV en utilisant des sous-antennes (cf. chap 1) autour de 9 émetteurs de référence et 9 récepteurs de référence (81 couples d'émetteur/récepteur de référence). Ensuite, leurs PTP sont mesurées. Ces perturbations mesurées sont notées $\Delta\tau_{Mes}$ dans la suite.

Par ailleurs, nous calculons, pour les mêmes 2511 trajets acoustiques, les PTP produits par ces variations de célérité, en utilisant les deux modèles présentés en chapitre 2 : la théorie des rayons linéarisée (équation 2.3), et les NSTP (équation 2.23). Ces PTP calculées pour les deux modèles sont respectivement appelées $\Delta\tau_{RAY}$ et $\Delta\tau_{NSTP}$. Ils sont alors comparés aux mesures $\Delta\tau_{Mes}$, pour analyser la qualité du modèle.

Il est ici nécessaire de remarquer que, par soucis de temps de calcul, nous n'utilisons pas les NSTP exacts, mais une approximation est faite dans le calcul des NSTP.

Comme nous utilisons, aussi bien en simulation qu'en expériences petites échelles, des fonds de guide très réfléchissants, nous considérons des guides d'ondes parfaits pour le calcul des NSTP. Les fonctions de Green sont calculées en milieu libre, puis la fonction de Green en guide est calculée en utilisant le théorème des images [Jensen-2000]. En effet, en

milieu libre, il existe une expression analytique pour la fonction de Green, ce qui permet de diminuer de manière significative le temps de calcul.

Pour donner un ordre de grandeur du gain en temps de calcul, notons que le calcul des NSTP dans ce type de configurations réseau d'émetteurs-réseau de récepteurs demande la résolution du problème direct large bande, $N_e + N_r$ fois. Ainsi, avec l'algorithme aux Équations Paraboliques que nous utilisons, le calcul des NSTP pour les données synthétiques prendrait entre 15 et 16 jours (sur deux processeurs de 3 GHz), et dans le cas des expériences petites échelles (chapitre 3), ce temps de calcul s'élèverait à 1 mois. Avec l'approximation 'guide parfait', et utilisant les mêmes moyens informatiques, tous les noyaux sont calculés respectivement en 1 et 2 jours.

Les NSTP avec l'approximation guide parfait sont proches des NSTP réels. Nous verrons en effet dans cette section, que l'approximation est valable pour les données synthétiques. Elle donne également des résultats satisfaisants dans les expériences petites échelles. Nous verrons cependant que l'utilisation de cette approximation a quelques petites conséquences.

2.6.1 Rayons *versus* NSTP sur quelques exemples

Commençons par observer seulement certains trajets acoustiques : 81 rayons ayant 4 réflexions (figure 2.17), correspondants aux 81 couples émetteur/récepteur de référence. La figure 2.18 montre les PTP mesurées $\Delta\tau_{Mes}$ (en croix rouge), les PTP calculées par les rayons $\Delta\tau_{RAY}$ (croix noire) et les PTP calculées par NSTP après D-FV $\Delta\tau_{NSTP}$ (rond bleu), pour ces 81 trajets.

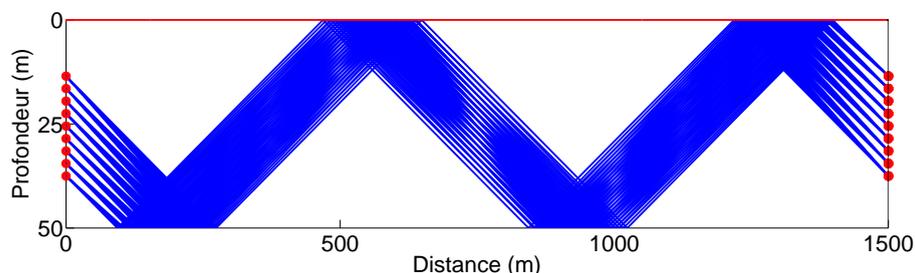


FIG. 2.17 – Les 81 rayons partant des émetteurs vers le fond, et arrivant aux récepteurs après 4 réflexions, 2 au fond du guide et 2 à la surface de l'eau.

Sur la figure 2.18-a, on observe que les PTP obtenues par NSTP collent parfaitement aux PTP mesurées, tandis que les PTP obtenues par les rayons ne reconstruisent pas bien les PTP mesurées. Les NSTP sont donc dans ce cas un bien meilleur modèle que la théorie des rayons.

Un autre exemple est donné sur la figure 2.18-b, qui présente les PTP des 81 rayons ayant 12 réflexions. Les PTP obtenues par NSTP continuent à être plus proches des PTP

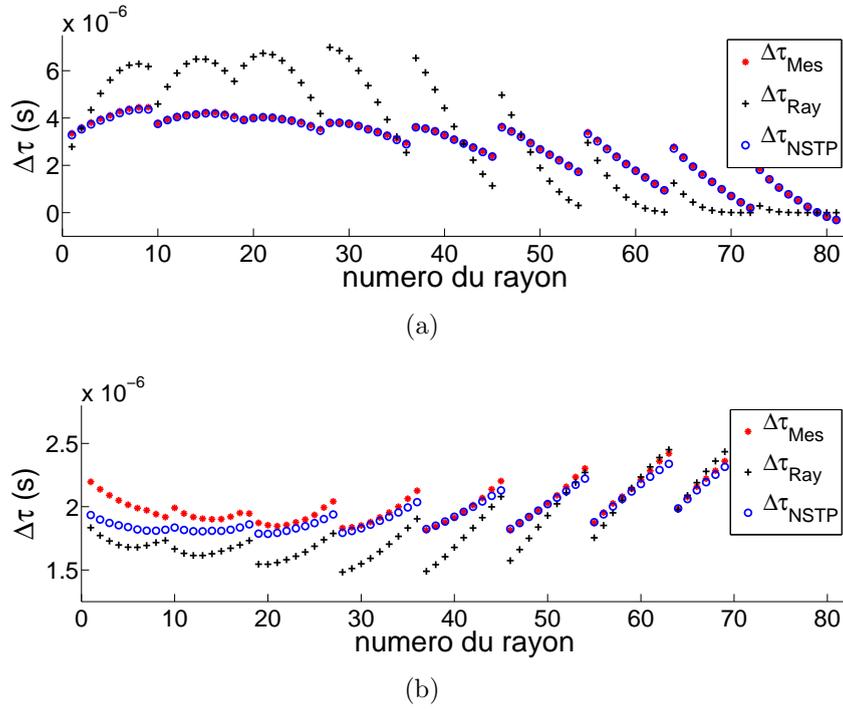


FIG. 2.18 – Comparaison des PTP mesurées et calculées, pour la variation de célérité de la figure 2.16-a (variation étendue). Les croix rouges correspondent aux PTP mesurées, tandis que les ronds bleus sont les PTP calculées par NSTP et les croix noires les PTP calculées par rayons. (a) exemple des trajets contenant 4 réflexions (b) exemple des trajets avec 12 réflexions.

mesurées, que les PTP obtenues par les rayons. Cependant, les PTP avec NSTP ne collent plus aussi bien que dans le cas précédent.

La même analyse est réalisée sur la figure 2.19, pour la variation de célérité de la figure 2.16-b (plus petite spatialement). Les conclusions sont similaires, mais notons que cette fois-ci il y a beaucoup de PTP obtenues par rayons (croix noires) égales à zéro. En effet, lorsque la variation de célérité devient petite, selon la théorie des rayons, seuls les quelques rayons la traversant sont affectés. Tous les rayons ne 'touchant' pas la perturbation ont alors des PTP nuls. La différence de la modélisation par rayons et la modélisation par NSTP devient alors d'autant plus importante que la variation de célérité devient spatialement petite.

Par conséquent, sous les conditions expérimentales que nous nous sommes fixées (dimensions du milieu et de la perturbation, et fréquence des signaux), les NSTP fournissent une meilleure modélisation des PTP que la théorie des rayons. La modélisation par NSTP est parfaite dans certains cas (figure 2.18-a), mais elle contient également des erreurs pour d'autres trajets (figure 2.18-b).

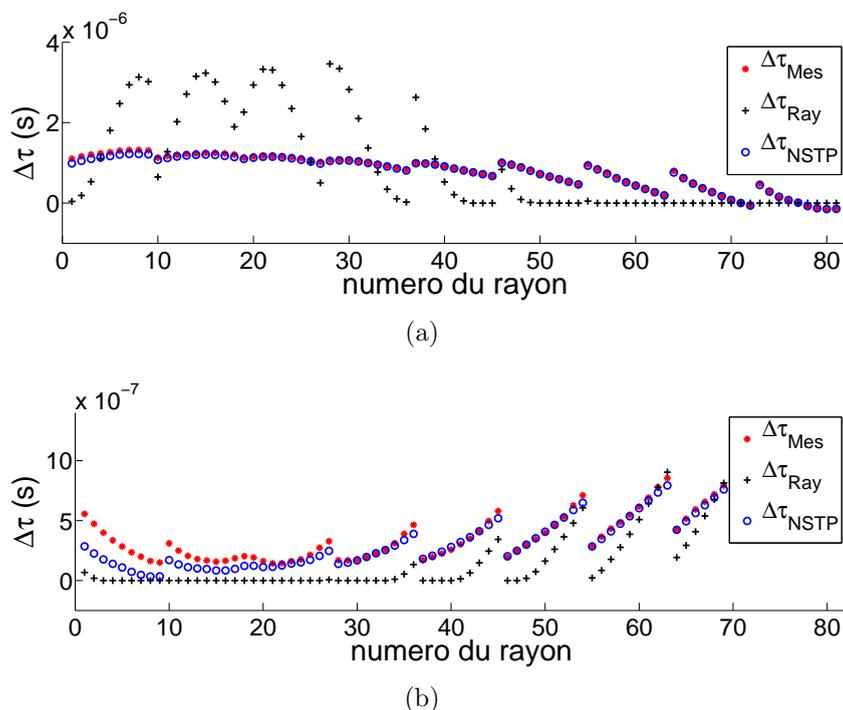


FIG. 2.19 – Comparaison des PTP mesurées et calculées, pour la variation de célérité de la figure 2.16-b. Les croix rouges correspondent aux PTP mesurées, tandis que les ronds bleus sont les PTP calculées par NSTP et les croix noires les PTP calculées par rayons. (a) exemple des trajets contenant 4 réflexions (b) exemple des trajets avec 12 réflexions.

2.6.2 Rayons *versus* NSTP : Analyse statistique sur un ensemble de rayons

Nous allons présenter une analyse statistique de cette étude rayons *versus* NSTP, réalisé sur un ensemble d'environ 2000 rayons.

La figure 2.20 montre les histogrammes des erreurs de modélisation :

- la courbe noire est l'histogramme des erreurs de modélisation des PTP par les rayons (histogramme de $\Delta\tau_{Mes} - \Delta\tau_{RAY}$)
- la courbe bleue, celui des erreurs de modélisation des PTP par les NSTP (histogramme de $\Delta\tau_{Mes} - \Delta\tau_{NSTP}$)
- et la courbe rouge est l'histogramme de $\Delta\tau_{Mes}$, à titre indicatif de l'ordre de grandeur des PTP.

La figure 2.20-a, correspond à la première variation de célérité (figure 2.16-a), et la figure 2.20-b, à la seconde (figure 2.16-b).

Les erreurs de modélisation des PTP par NSTP sont plus concentrées (pic plus haut et plus étroit à la base) autour de zéro. Par conséquent, dans les deux cas, la modélisation par NSTP est meilleure que la modélisation par rayons.

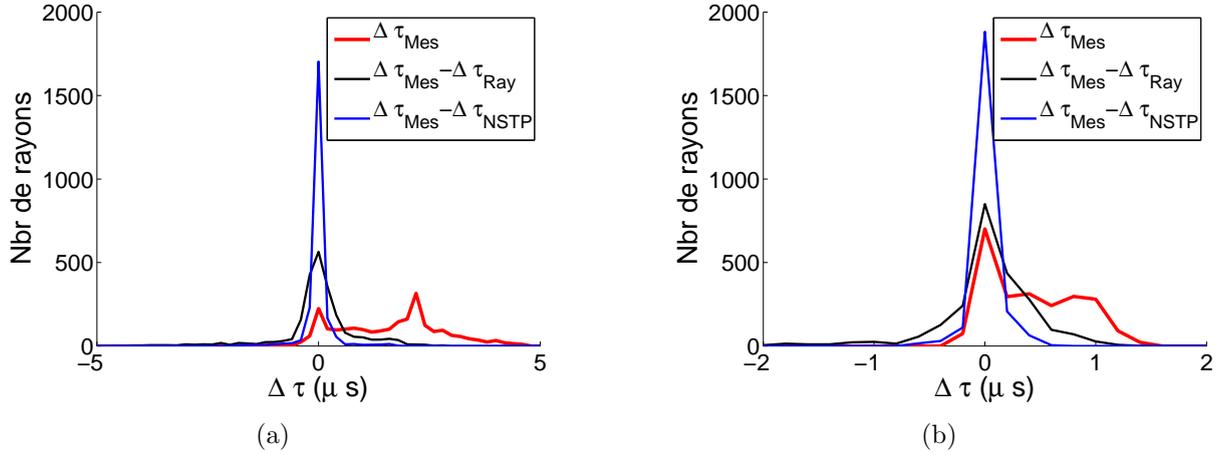


FIG. 2.20 – Histogrammes des erreurs de modélisation des perturbations de temps de propagation, par la théorie des rayons (courbe noire), et par les NSTP (courbe bleue) (a) pour la première variation de célérité, et (b) pour la seconde.

2.6.3 Rayons *versus* NSTP sur différents jeux de rayons

La section précédente a montré que globalement les NSTP donnent un meilleur résultat que les rayons pour la modélisation du problème direct. Nous nous intéressons maintenant aux différents sous-ensembles des rayons. Cette étude est guidée par les résultats des figures 2.18 et 2.19, qui montrent que le modèle NSTP est meilleur pour les rayons ayant 4 réflexions, que pour ceux qui en ont 12.

Ainsi, la figure 2.21 illustre la qualité de la modélisation en fonction du nombre de réflexions des rayons. Le nombre de réflexions du rayon est affiché en abscisse, et l'ordonnée est l'écart type de l'erreur de modélisation, $(\Delta\tau_{Mes} - \Delta\tau_{RAY})$ pour les rayons et $(\Delta\tau_{Mes} - \Delta\tau_{NSTP})$ pour les NSTP, divisé par l'écart type des mesures.

L'erreur de la modélisation par NSTP (courbe en ronds) est toujours en dessous de l'erreur de modélisation par rayons (courbe en croix). Nous certifions ainsi que la modélisation par NSTP est meilleure que la modélisation par rayons, non seulement globalement, mais aussi pour chacun des sous-ensembles que nous avons choisis.

Concernant le modèle des rayons, on remarque qu'il est meilleur pour les rayons ayant beaucoup de réflexions (partie droite des graphes 2.21-a et b) que pour les rayons en ayant peu (partie gauche des graphes 2.21-a et b). En effet, les rayons ayant beaucoup de réflexions se propagent avec des angles d'émission/réception grands. Pour ces rayons, l'échantillonnage spatial réalisé pour le calcul des PTP simulés élargie en pratique le rayon, qui se rapproche ainsi d'un rayon étalé (il est donc plus proche de la modélisation par NSTP).

D'autre part, la performance des NSTP en tant que modélisation reste similaire pour tous les rayons, sauf pour les rayons ayant 6 et 7 réflexions, pour lesquels une erreur

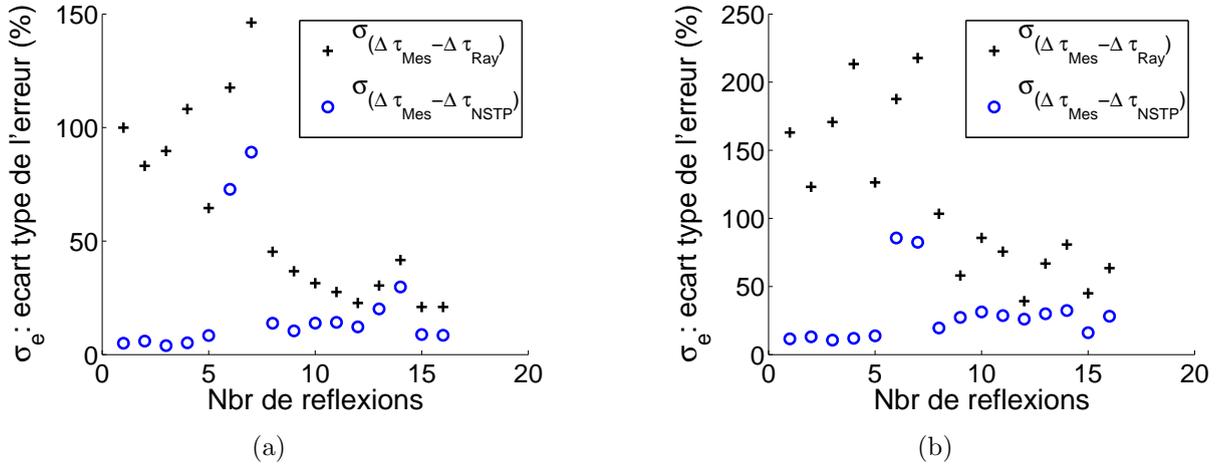


FIG. 2.21 – Écart-type des erreurs de modélisation en fonction du nombre de réflexions des rayons, par la théorie des rayons (croix noire), et par les NSTP (rond bleu). (a) pour la première variation de célérité (figure 2.16-a), et (b) pour la seconde (figure 2.16-b).

importante est présente, et une hausse légère mais progressive pour des rayons ayant plus de réflexions. La légère hausse s'explique par les erreurs de modélisation dues à l'approximation guide parfait utilisée pour le calcul des NSTP. En effet, les rayons avec plus de réflexions sont de moins en moins bien approchés. Quand à la très forte erreur présente dans les rayons avec 6 et 7 réflexions, il s'explique par les lobes de réseaux qui affectent ces rayons. En effet, le sous échantillonnage spatial produit des lobes de réseaux quand la formation de voies est utilisée, et cela se traduit par une erreur sur les PTP mesurées pour ces rayons. Il s'agit donc d'erreurs de mesure plutôt que d'erreurs de modélisation.

2.6.4 Rayons *versus* NSTP en D-FV et en Point-à-Point

Nous avons analysé la qualité des modèles directs par rayons et par NSTP, quand la D-FV est utilisée pour la mesure des Perturbations du Temps de Propagation. Nous allons maintenant voir que les mêmes phénomènes sont présents quand les mesures sont réalisées en point-à-point. La figure 2.22 présente les PTP mesurées et calculées par rayons et par NSTP, pour des PTP obtenues après D-FV ou en point-à-point.

Nous avons déjà vu que lorsque la D-FV est utilisée, la modélisation par NSTP s'approche relativement bien des mesures, tandis que la modélisation des rayons n'arrive pas à reconstruire les PTP. La figure 2.22-a en donne encore un exemple avec D-FV. La figure 2.22-b, montre que en point à point le même conclusion peut être tiré : les NSTP sont meilleurs que les rayons.

On note cependant deux différences entre le cas point-à-point et le cas avec l'utilisation

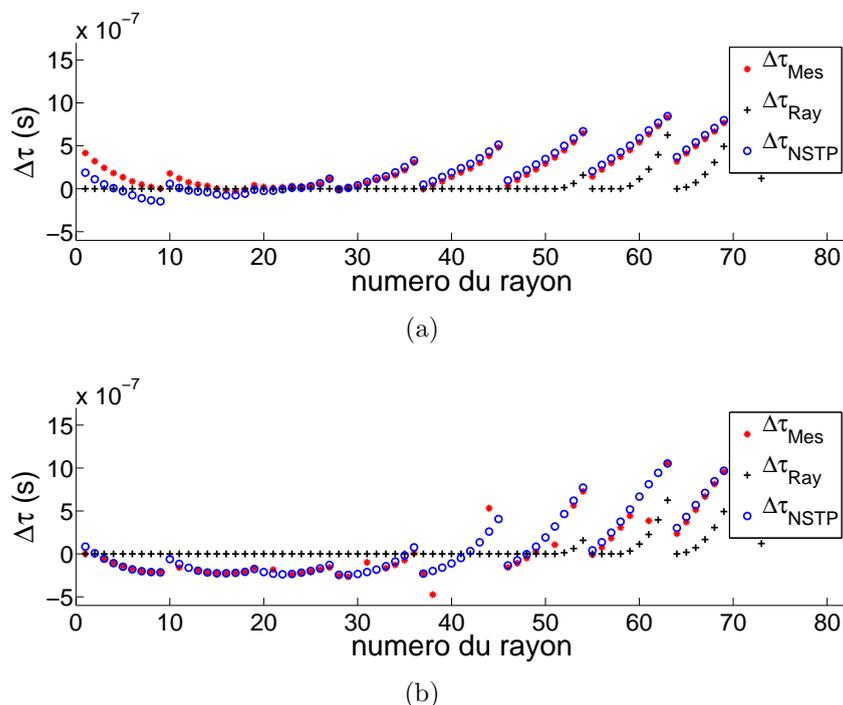


FIG. 2.22 – Comparaison des PTP mesurées et des PTP calculées, pour la variation de célérité de la figure 2.18-b pour les rayons contenant 8 réflexions. Les croix rouges correspondent aux PTP mesurées, tandis que les ronds bleus sont les PTP calculées par NSTP et les croix noires les PTP calculées par rayons. (a) avec D-FV, (b) en point-à-point.

de la D-FV :

- Dans le cas point-à-point (figure 2.22-b) nous possédons beaucoup moins de mesures (points rouges absents), car beaucoup de rayons n'ont pas pu être résolus (rayons indicés entre 39 et 43, par exemple). Ceci est un handicap important pour l'inversion, car le nombre de données est un facteur déterminant sur la résolution qu'on peut obtenir.
- Dans le cas point-à-point certaines mesures sont très décalées (rayons indicés 38 et 43, par exemple). Il s'agit en réalité d'erreurs de mesure. En effet, même si nous n'avons pas introduit de bruit, les arrivées voisines peuvent légèrement influencer les mesures. S'agissant de retards très faibles (moins du 1% de la période caractéristique du signal), certaines mesures contiennent de très fortes erreurs.

D'autre part, une analyse par histogramme sur tous les rayons (figure 2.23), montre que dans les deux cas (D-FV ou point-à-point), les NSTP permettent une meilleure modélisation des PTP que la modélisation par rayons.

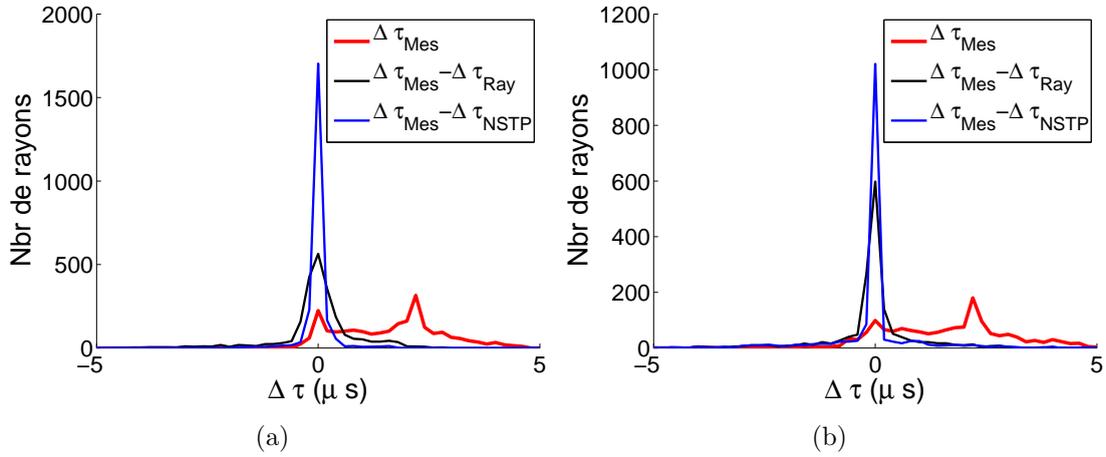


FIG. 2.23 – Histogrammes des erreurs de modélisation des PTP, par la théorie des rayons (courbe noire), et par les NSTP (courbe bleue). (a) avec D-FV, (b) en point-à-point.

2.7 Conclusions

La modélisation physique des Perturbations de Temps de Propagation (PTP) en fonction des variations de célérité, également appelé problème direct, a été étudiée dans ce chapitre.

Ainsi, dans un premier temps, les Noyaux de Sensibilité du Temps de Propagation (NSTP) ont été théoriquement analysés. Une introduction aux NSTP en point-à-point a été faite, puis le calcul des NSTP pour des mesures de temps de propagation réalisées avec la Formation de Voies (S-FV ou D-FV) a été présenté. Des exemples de NSTP avec S-FV et D-FV ont été montrés, en milieu libre et dans un guide d'ondes, pour des propagations en 3D et en 2D.

Durant cette analyse, deux propriétés importantes sont observées sur les NSTP avec Formation de Voies, par rapport aux NSTP point-a-point : d'une part, les oscillations ou zones de Fresnel d'ordre supérieur disparaissent sur les NSTP avec Formation de Voies (seulement proche des récepteurs pour la S-FV, et partout pour la D-FV) ; et d'autre part, la sensibilité au centre, sur la trajectoire du rayon, devient maximale pour des antennes suffisamment grandes. Ces deux propriétés indiquent une convergence vers la théorie des rayons quand la D-FV est utilisée.

Par ailleurs, nous avons établi un lien entre les diagrammes de diffraction et les NSTP, qui se traduit par : le NSTP est similaire au gradient du diagramme de diffraction multiplié par un facteur spatial. Ce lien est exact dans le cas point-à-point, et devient plus approximatif lorsque la Formation de Voies est utilisée.

Dans un deuxième temps, les modélisations par rayons et par NSTP ont été mises en concurrence, sur un jeu de données synthétiques simulant un guide d'ondes côtier pour étudier le problème direct. De ce travail sur des données synthétiques, plusieurs conclusions sont tirées :

- D'une part, concernant l'utilisation de la D-FV (section 2.6.4), nous avons montré que :
 - l'utilisation de la D-FV permet la résolution d'un plus grand nombre de rayons.
 - lorsque les retards à mesurer sont petits, la D-FV permet donc de réaliser des mesures plus précises.
 - les lobes de réseau, dus au sous-échantillonnage spatial du champ acoustique, perturbent significativement les mesures.
- D'autre part, concernant la modélisation des PTP (sections 2.6.1 à 2.6.3) plus précisément, nous observons que les NSTP sont un meilleur modèle que la théorie des rayons, pour les contextes expérimentaux auxquels nous nous intéressons. En effet, les NSTP étant larges par rapport aux dimensions du guide, les rayons (qui mettent toute la sensibilité sur une ligne infiniment fine) ne permettent pas une bonne modélisation.

En particulier, quand la D-FV est utilisée, pour les rayons avec peu de réflexions, la différence entre les deux modèles est importante. Cela est particulièrement intéressant car dans des expériences réelles en mer, nous ne disposerons que de ces arrivées là. En mer, les arrivées avec plus de réflexions sont très fortement atténuées par les réflexions au fond, et très perturbées par les vagues à la surface. Par conséquent, elles ne sont généralement pas utilisables en tomographie. Il est donc primordial de réaliser une bonne modélisation du problème direct pour les rayons ayant peu de réflexions. Les NSTP sont donc la modélisation la plus adaptée du problème direct pour la tomographie acoustique océanique en environnements côtiers.

Chapitre 3

Tomographie : application à des données petites échelles.

Sommaire

3.1	Introduction et méthode de tomographie proposée	79
3.2	Méthode d'inversion utilisée, Maximum à Posteriori (MAP)	81
3.2.1	Modélisation stochastique du problème	82
3.2.2	Estimateur de Maximum A Posteriori (MAP)	84
3.2.3	Interprétation physique des paramètres d'estimation	85
3.2.4	Choix des paramètres d'estimation	86
3.3	Tomographie sur données simulées	88
3.3.1	Comparaison Rayons/NSTP	88
3.3.2	Ambiguïté aux bords	91
3.3.3	Conclusions sur données synthétiques	92
3.4	Tomographie sur des expériences petites échelles	93
3.4.1	Présentation des expériences petites échelles	93
3.4.1.1	Principe des expériences petites échelles	93
3.4.1.2	Description des expériences réalisées	95
3.4.1.3	Données enregistrées	96
3.4.2	Résultats de tomographie	98
3.4.2.1	Résultat général	99
3.4.2.2	NSTP-2D et NSTP-3D	103
3.4.2.3	Discussion des modèles et méthodes d'inversion	107
3.4.3	Autres phénomènes physiques observés	110
3.4.3.1	Mesures de PTP de certains trajets acoustiques.	111
3.4.3.2	Composante basse fréquence et convection	114
3.4.3.3	Oscillations hautes fréquences dues aux vagues de surface	115
3.4.3.4	Autres oscillations produites par la convection	120
3.5	Conclusion	122

Après la présentation dans les chapitres précédents des outils nécessaires pour la tomographie, nous nous intéressons dans ce chapitre aux résultats de tomographie. En particulier, nous estimons des variations de célérité sur des données synthétiques et sur des données réelles issues d'expériences petites échelles. Ainsi, les objectifs de ce chapitre sont multiples :

- définir la méthode d'inversion choisie (section 3.2).
- présenter les résultats de tomographie obtenus en simulation et en expériences petites échelles (section 3.4) : les inversions tomographiques *via* les rayons et les NSTP sont comparées.

Par ailleurs, dans le cadre des expériences petites échelles, plusieurs phénomènes physiques sont étudiés, avec la mise en évidence de vagues à la surface, d'un phénomène turbulent lié à la convection,... Les aspects dynamiques de ces phénomènes sont mis en évidence.

3.1 Introduction et méthode de tomographie proposée

Dans les chapitres précédents, les outils nécessaires pour la tomographie ont été présentés, et notre contribution à l'amélioration de ces outils a été expliquée. Le schéma global de tomographie, déjà présenté dans l'introduction générale, est présenté sur la figure 3.1. Il permet, à partir des données enregistrées et des paramètres du milieu d'estimer la carte bidimensionnelle (en distance et profondeur) des variations de célérité, et il se décompose en trois étapes : Extraction d'observables, Modélisation physique, et Inversion.

La partie "Extraction d'observables", consistant à obtenir des mesures des Perturbations de Temps de Propagation (PTP), a été présentée au chapitre 1. Notre contribution dans cette partie a consisté à étendre la Formation de Voies à la Double Formation de Voies, et à analyser ses avantages. La partie "Modélisation physique" correspondant au modèle physique reliant les PTP aux variations de célérité, a été analysée dans le chapitre 2. L'adaptation des NSTP au cas de la D-FV a également été expliquée, et les modélisations par rayons et par NSTP ont été comparées.

Pour compléter le schéma, il nous reste à réaliser la tâche dite d'"Inversion", également appelée "Estimation". Aucune contribution théorique n'a été réalisée de notre part concernant cette partie. Une méthode d'estimation classique, l'estimateur de Maximum A Posteriori (MAP), a été utilisée pendant nos travaux, car l'informations *a priori* s'avèrent nécessaire dans nos applications. Cet estimateur est souvent utilisé dans les expériences de tomographie en acoustique sous-marine [Munk-1995]. Ainsi, dans la section 3.2, l'estimateur MAP en contexte gaussien et pour des modèles linéaires est présenté. Sa base théorique est expliquée dans les sous-sections 3.2.1 et 3.2.2. Puis, dans les sous-sections 3.2.3 et 3.2.4, le sens physique des paramètres utilisés et les valeurs choisies pour ces paramètres sont expliqués.

Une fois la méthode d'inversion présentée, le schéma de tomographie de la figure 3.1 est tout d'abord appliqué sur des données synthétiques, puis sur des données issues des

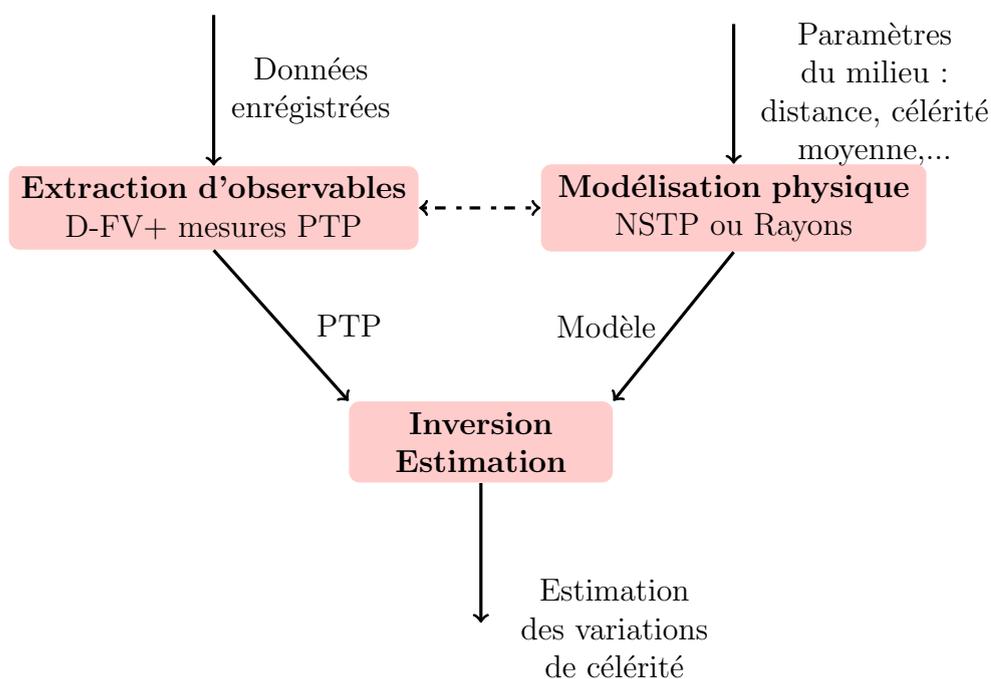


FIG. 3.1 – Schéma sur les étapes de la tomographie.

expériences petites échelles.

Dans le travail sur les données synthétiques (section 3.3), l'accent est mis sur deux aspects principaux. D'une part, les résultats de tomographie avec rayons et avec NSTP sont comparés. Comme prévu par le chapitre 2, les résultats avec NSTP, à fréquence finie, sont toujours meilleurs que les résultats par rayons, mais la différence est faible dans certains cas. D'autre part, après une analyse des inversions sur des espaces réduits, un point faible de nos estimations est mis en évidence : l'estimation des variations de célérité sur des parties proches de la surface et du fond du guide d'ondes, dégrade fortement la qualité de l'inversion.

Les résultats sur les données d'expériences petites échelles sont ensuite présentés dans la section 3.4. La présentation commence par l'explication du principe et des intérêts de telles expériences (sous-section 3.4.1). Une description détaillée des expériences réalisées et des données enregistrées est également donnée.

Puis, nous présentons les résultats de tomographie obtenus (sous-section 3.4.2). Ces résultats sont comparés à des mesures de température, et l'analyse réalisée sur les données synthétiques est reprise sur ces données réelles. Ainsi, les résultats avec rayons et NSTP sont comparés, et les résultats sur des espaces restreints sont également analysés. En allant plus loin qu'en simulation, les résultats avec des signaux de différentes fréquences sont analysés ; une discussion est menée sur les aspects bidimensionnels ou tridimensionnels de la propagation d'ondes.

Enfin, la sous-section 3.4.3 est dédiée à des aspects expérimentaux sur lesquels nous

avons pu travailler grâce aux expériences petites échelles. L'accent est mis sur le côté dynamique des expériences, et sur les phénomènes physiques observés. Ainsi, par exemple, le caractère turbulent de la convection naturelle est observé sur les mesures de température, et également sur les PTP. De plus, malgré nos efforts pour éviter les vagues de surface, leur présence dans une des expériences est mise en évidence. Enfin, les manières de s'affranchir de ces perturbations sont discutées, intégrées dans une réflexion sur la faisabilité de la tomographie en guides d'ondes côtiers. L'intérêt des acquisitions très rapides, comme celles réalisées pendant nos expériences petites échelles, est également mis en évidence.

3.2 Méthode d'inversion utilisée, Maximum à Posteriori (MAP)

Le but de cette section est d'expliquer les fondements théoriques de la méthode d'inversion utilisée pendant nos travaux.

Les problèmes d'inversion consistent, à partir d'une série de mesures (ou observables), à décider la valeur de paramètres recherchés, à l'aide d'un modèle physique reliant les observables et les paramètres.

Dans notre cas, les observables sont les Perturbations de Temps de Propagation (PTP), et les paramètres à estimer sont les valeurs des variations de célérité dans différentes cellules élémentaires du milieu. Plus précisément, nous découpons tout ou partie du milieu en cellules et cherchons la valeur des variations de célérité dans chacune de ces cellules. Le modèle physique reliant les PTP aux variations de célérité sur chacune des cellules est à choisir entre la théorie des rayons (équation 2.3) ou les NSTP (équation 2.23). Il s'agit dans les deux cas d'un modèle linéaire, qui peut être écrit en forme matricielle, en discrétisant les intégrales des équations 2.3 ou 2.23 :

$$\mathbf{d} = G\mathbf{m} \quad (3.1)$$

où \mathbf{d} , est le vecteur des observables de taille $N \times 1$; \mathbf{m} est le vecteur des paramètres à estimer, de taille $P \times 1$; et G est la matrice $N \times P$ reliant observables et paramètres selon le modèle choisi (rayons ou NSTP). Les détails sur la construction de la matrice G sont expliqués dans 3.2.1.

Comme précédemment indiqué, l'inversion consiste à estimer la valeur de \mathbf{m} , en utilisant des mesures de \mathbf{d} . Le problème est de manière générale mal posé, car la matrice G est en général non inversible. Les mesures sont également souvent bruitées.

Plusieurs solutions existent pour la résolution d'un tel problème d'estimation. Certaines de ces méthodes consistent à voir le problème d'estimation comme un simple problème numérique d'inversion d'une matrice non inversible. C'est le cas de la méthode par SVD, où une "inverse" de la matrice G est obtenue en utilisant seulement un certain

nombre de valeurs et vecteurs singuliers de la matrice G . D'autres méthodes consistent à utiliser les outils classiques de la théorie de l'estimation [Melsa-1978]. Parmi celles-ci, l'estimateur du maximum de vraisemblance ou encore les estimateurs bayesiens sont utilisés.

Nous avons testé plusieurs méthodes (SVD, maximum de vraisemblance), mais notre choix s'est finalement porté sur les estimateurs bayesiens qui permettent d'introduire des informations *a priori* [Melsa-1978]. En effet, nous avons remarqué que ces informations *a priori* étaient cruciales pour obtenir des résultats d'une bonne qualité. L'estimateur du Maximum A Posteriori (MAP) a alors été choisi.

Dans la suite de cette section, l'estimateur MAP est présenté, en contexte gaussien, et pour un modèle linéaire. Pour cela, une modélisation stochastique du problème est d'abord établie en 3.2.1, puis l'estimateur est calculé dans la section 3.2.2. Enfin, en 3.2.3 et 3.2.4, une discussion est menée sur les paramètres intervenant pendant l'estimation.

3.2.1 Modélisation stochastique du problème

Le modèle présenté dans l'équation 3.1 est complété par un bruit d'observation additif \mathbf{b} :

$$\mathbf{d} = G\mathbf{m} + \mathbf{b} \quad (3.2)$$

Dans ce modèle :

- \mathbf{b} est le bruit, un vecteur aléatoire gaussien centré ($\mathbb{E}[\mathbf{b}] = 0$), de matrice de covariance $C_d = E[\mathbf{b}\mathbf{b}^T]$ (où T représente l'opérateur transposé).
- \mathbf{m} est le vecteur des paramètres à estimer, gaussien de moyenne $\mu_m = \mathbb{E}[\mathbf{m}]$ et de matrice de covariance $C_m = \mathbb{E}[\mathbf{m}\mathbf{m}^T]$.

Comme précédemment indiqué, G est la matrice $N \times P$ reliant observables et paramètres selon le modèle choisi (rayons ou NSTP). Elle est obtenue de la discrétisation de l'équation 2.3 pour les rayons, et de la discrétisation de l'équation 2.23 pour les NSTP.

Pour écrire les équations 2.3 et 2.23 sous forme matricielle, la distribution spatiale des variations de célérité doit être discrétisée. Il existe plusieurs manières de discrétiser ces variations de célérité, qui consistent à les projeter sur différentes bases. Ainsi, cela peut être réalisé en utilisant des cellules élémentaires, ou par projection sur une base sinusoidale, ou par projection sur une base d'ondelettes, ou encore par des bases obtenues par des informations *a priori* telles que les Experimental Orthogonal Functions (EOF). Quand des mesures de température sont disponibles, ces dernières (EOF) permettent de réduire au maximum le nombre de paramètres à estimer. Nous ne disposons pas de telles mesures dans nos expériences, et nous choisissons donc d'utiliser la base la plus simple conceptuellement : la division de l'espace en P cellules élémentaires.

G dans la théorie des rayons

Sur la base de cellules élémentaires, l'équation 2.3 est discrétisée de la manière suivante :

$$\Delta\tau_i = - \sum_{p=1}^P \frac{\Delta c_p l_{i,p}}{c_{0,p}^2} \quad (3.3)$$

où P représente le nombre de cellules élémentaires ; Δc_p est la variation de célérité moyenne sur la cellule élémentaire p ; $c_{0,p}$ représente la célérité de la cellule p dans l'état de référence ; et $l_{i,p}$ représente la longueur du trajet que le rayon i réalise dans la cellule p .

Cette expression peut alors s'écrire sous forme vectorielle :

$$\Delta\tau_i = \mathbf{g}_i \mathbf{m} \quad (3.4)$$

avec $\mathbf{g}_i = \left[-\frac{l_{i,1}}{c_{0,1}^2} \ \dots \ -\frac{l_{i,p}}{c_{0,p}^2} \ \dots \ -\frac{l_{i,P}}{c_{0,P}^2} \right]$ et $\mathbf{m} = [\Delta c_1 \ \dots \ \Delta c_p \ \dots \ \Delta c_P]^T$.

Et en écrivant cela pour N rayons, la forme matricielle est obtenue :

$$\mathbf{d} = G \mathbf{m} \quad (3.5)$$

avec $\mathbf{d} = [\Delta\tau_1 \ \dots \ \Delta\tau_i \ \dots \ \Delta\tau_N]^T$

$$\text{et } G = \left[\mathbf{g}_1^T \ \dots \ \mathbf{g}_i^T \ \dots \ \mathbf{g}_N^T \right]^T = \begin{bmatrix} -\frac{l_{1,1}}{c_{0,1}^2} & \dots & -\frac{l_{1,p}}{c_{0,p}^2} & \dots & -\frac{l_{1,P}}{c_{0,P}^2} \\ \vdots & & \vdots & & \vdots \\ -\frac{l_{i,1}}{c_{0,1}^2} & \dots & -\frac{l_{i,p}}{c_{0,p}^2} & \dots & -\frac{l_{i,P}}{c_{0,P}^2} \\ \vdots & & \vdots & & \vdots \\ -\frac{l_{N,1}}{c_{0,1}^2} & \dots & -\frac{l_{N,p}}{c_{0,p}^2} & \dots & -\frac{l_{N,P}}{c_{0,P}^2} \end{bmatrix} \quad (3.6)$$

G avec NSTP

Suivant les mêmes pas, la discrétisation de l'équation 2.23 donne :

$$\Delta\tau_{FV-i} = \sum_{p=1}^P K_{i,p} V_p \Delta c_p \quad (3.7)$$

où $K_{\tau_{FV-i,p}}$ est la valeur moyenne du NSTP correspondant au trajet i , dans la cellule élémentaire p ; et v_p est le volume (en 3D) ou la surface (en 2D) de la cellule élémentaire p .

La matrice G s'écrit donc :

$$G = \begin{bmatrix} K_{1,1}V_1 & \cdots & K_{1,p}V_p & \cdots & K_{1,P}V_P \\ \vdots & & \vdots & & \vdots \\ K_{i,1}V_1 & \cdots & K_{i,p}V_p & \cdots & K_{i,P}V_P \\ \vdots & & \vdots & & \vdots \\ K_{N,1}V_1 & \cdots & K_{N,p}V_p & \cdots & K_{N,P}V_P \end{bmatrix} \quad (3.8)$$

3.2.2 Estimateur de Maximum A Posteriori (MAP)

L'estimateur MAP consiste à choisir le vecteur $\widehat{\mathbf{m}}_{MAP}$ qui maximise la densité de probabilité conditionnelle de \mathbf{m} sachant \mathbf{d} , $p(\mathbf{m}|\mathbf{d})$, également appelée densité de probabilité *a posteriori*. D'après la règle de Bayes, cette densité de probabilité s'écrit :

$$p(\mathbf{m}|\mathbf{d}) = \frac{p(\mathbf{d}|\mathbf{m})p(\mathbf{m})}{p(\mathbf{d})} \quad (3.9)$$

$p(\mathbf{d})$ ne dépendant pas de \mathbf{m} , maximiser la probabilité à posteriori (équation 3.9) par rapport à \mathbf{m} revient à maximiser le numérateur de l'équation 3.9.

$$p(\mathbf{d}, \mathbf{m}) = p(\mathbf{d}|\mathbf{m})p(\mathbf{m}) \quad (3.10)$$

Il nous est donc nécessaire d'établir $p(\mathbf{d}|\mathbf{m})$, la probabilité conditionnelle de \mathbf{d} sachant \mathbf{m} , et $p(\mathbf{m})$, la densité de probabilité *a priori*. Le caractère gaussien du bruit permet d'exprimer $p(\mathbf{d}|\mathbf{m})$:

$$p(\mathbf{d}|\mathbf{m}) = \frac{1}{(2\pi)^{N/2}|C_d|^{1/2}} e^{-\frac{1}{2}(\mathbf{d}-G\mathbf{m})^T C_d^{-1}(\mathbf{d}-G\mathbf{m})} \quad (3.11)$$

et l'hypothèse de gaussianité de \mathbf{m} s'écrit :

$$p(\mathbf{m}) = \frac{1}{(2\pi)^{P/2}|C_m|^{1/2}} e^{-\frac{1}{2}(\mathbf{m}-\mu_m)^T C_m^{-1}(\mathbf{m}-\mu_m)} \quad (3.12)$$

En remplaçant les équations 3.11 et 3.12 dans l'équation 3.10, on obtient :

$$p(\mathbf{d}, \mathbf{m}) = p(\mathbf{d}|\mathbf{m})p(\mathbf{m}) = e^{-\frac{1}{2}[(\mathbf{d}-G\mathbf{m})^T C_d^{-1}(\mathbf{d}-G\mathbf{m})+(\mathbf{m}-\mu_m)^T C_m^{-1}(\mathbf{m}-\mu_m)]} \quad (3.13)$$

Ainsi, la maximisation de la densité de probabilité *a posteriori* revient à minimiser l'expression quadratique entre crochets de l'équation 3.13, appelé S par la suite :

$$S = (\mathbf{d} - G\mathbf{m})^T C_d^{-1}(\mathbf{d} - G\mathbf{m}) + (\mathbf{m} - \mu_m)^T C_m^{-1}(\mathbf{m} - \mu_m) \quad (3.14)$$

Le \mathbf{m}_{MAP} qui minimise S est alors cherché en annulant la dérivée de S par rapport à

m. Le résultat de ce calcul s'écrit sous deux formes équivalentes :

$$\widehat{\mathbf{m}}_{MAP} = \mu_m + (G^T C_d^{-1} G + C_m^{-1})^{-1} G^T C_d^{-1} (\mathbf{d} - G\mu_m) \quad (3.15)$$

$$\widehat{\mathbf{m}}_{MAP} = \mu_m + C_m G^T (G C_m G^T + C_d)^{-1} (\mathbf{d} - G\mu_m) \quad (3.16)$$

Le calcul effectif pour obtenir \mathbf{m}_{MAP} sera fait à partir de l'une ou l'autre des expressions suivant que le nombre de paramètres à estimer P est plus petit ou plus grand que le nombre d'observables N [Melsa-1978],[Tarantola-1987],[Kay-1993]. En effet, la première formule implique l'inversion d'une matrice de taille $P \times P$ alors que la seconde implique celle d'une matrice $N \times N$. On cherchera donc à utiliser la forme permettant d'inverser une matrice de la plus petite taille possible.

Concernant la qualité de l'estimation, la matrice de covariance *a posteriori* des paramètres à estimer, est également donnée sous deux formes équivalentes :

$$C'_m = (G^T C_d^{-1} G + C_m^{-1})^{-1} \quad (3.17)$$

$$C'_m = C_m - C_m G^T (G C_m G^T + C_d)^{-1} G C_m \quad (3.18)$$

De la même manière, on utilisera la première formule pour réaliser le calcul si $P < N$ et la seconde dans le cas contraire $P > N$.

Notons qu'en contexte gaussien, cet estimateur MAP est le même que l'estimateur de minimum d'erreur quadratique, et c'est l'estimateur non biaisé de variance minimale.

3.2.3 Interprétation physique des paramètres d'estimation

L'estimateur MAP fait intervenir les paramètres C_d , C_m et μ_m . Ces paramètres jouent un rôle déterminant sur le résultat de l'estimation. Ainsi, une bonne compréhension de chacun d'entre eux, et de leur sens physique, est nécessaire lors de l'utilisation de cet estimateur :

- C_d , souvent appelé matrice de covariance des données, représente la covariance du bruit. Physiquement, ce bruit contient aussi bien les erreurs de modélisation et que les erreurs de mesure des PTP [Tarantola-1987]. Les éléments diagonaux de cette matrice représentent la variance de chacun des éléments du vecteur \mathbf{b} , c'est à dire, la variance de la PTP de chaque trajet acoustique. Les éléments non diagonaux représentent les liens entre les PTP de trajets acoustiques différents.
- μ_m représente la valeur moyenne des paramètres \mathbf{m} à estimer *a priori*. Dans notre cas, ce sera donc la carte de variations de célérité que nous pensons être la plus probable.
- C_m , souvent appelée matrice de covariance du modèle, représente l'incertitude que nous avons sur notre connaissance *a priori*, c'est à dire l'incertitude sur μ_m . Chaque élément diagonal de C_m représente l'incertitude sur un paramètre à estimer, c'est à dire, l'incertitude sur la célérité à un point donné de l'espace. Les éléments non

diagonaux représentent les liens statistiques entre les différents paramètres à estimer, c'est à dire entre les célérités des différents cellules élémentaires pavant l'espace.

3.2.4 Choix des paramètres d'estimation

Une fois le sens physique des paramètres d'estimation expliqué, nous fixons leur valeur et choisissons :

- $\mu_m = 0$. Ceci revient à dire que le résultat le plus probable, est *a priori*, le milieu de référence. En effet, si nous n'avons pas d'information concernant les variations de célérité du milieu, il est naturel de prédire que le milieu reste le même.
- $C_d = \sigma_d^2 I_N$ (où I_N est la matrice identité de dimension N). En contexte gaussien, cela revient à dire que tous nos observables sont indépendantes.
- $C_m = \sigma_m^2 C_m^1$, où σ_m est liée à l'incertitude sur la magnitude de μ_m , et C_m^1 est liée seulement à la forme des variations de célérité.

Avec ces choix, le résultat de l'estimation ne dépend que de deux facteurs : le rapport σ_m/σ_d ; et la forme de C_m^1 :

- **Influence de σ_d/σ_m** : Ce facteur permet de régler l'importance relative donnée à chacune des deux parties de l'équation 3.14. Il permet de donner plus ou moins d'importance aux données ou aux informations *a priori*. Plus précisément, plus ce rapport est grand, plus le résultat est influencé par les informations *a priori*. Au contraire, plus le rapport est petit, plus le résultat est influencé par les données. Un rapport extrêmement faible revient ainsi à une estimation sans aucune information *a priori*, et est égale à l'estimateur de maximum de vraisemblance.
- **Rôle de la forme de C_m^1** : la matrice C_m^1 nous permet d'introduire des informations *a priori* sur l'allure spatiale des variations de célérité que nous cherchons. En pratique, dans les expériences réalisées, nous ne disposons d'aucune information *a priori* sur les allures des variations de température (et donc de célérité) dans le milieu. Cependant, des hypothèses réalistes peuvent être faites, notamment en fonction de la nature spatiale des paramètres, qui sont issus dans notre cas d'un échantillonnage spatial d'un milieu continu en cellules élémentaires.

Il est ainsi logique de penser que les cellules très proches seront fortement liées entre elles, tandis que les cellules très éloignées n'auront aucun lien entre elles. Pour modéliser ces liens intuitifs, nous choisissons d'utiliser une fonction gaussienne :

$$C_m^1_{ij} = e^{-1/2 \left[\left(\frac{r_i - r_j}{\lambda_r} \right)^2 + \left(\frac{z_i - z_j}{\lambda_z} \right)^2 \right]} \quad (3.19)$$

où $C_m^1_{ij}$ est la covariance entre les cellules i et j , placées respectivement autour des points de coordonnées (r_i, z_i) et (r_j, z_j) , où r représente la distance horizontale et z la profondeur. λ_r et λ_z représentent les longueurs caractéristiques de corrélation, dans les directions r et z .

Un exemple de C_m^1 est présenté sur la figure 3.2-a. Il s'agit d'un milieu divisé en 100 cellules élémentaires : 10 en vertical et 10 en horizontal. La figure 3.2-b, présente la corrélation d'une cellule (4^{ème} en horizontale et 5^{ème} en verticale) par rapport à toutes les autres cellules. La Transformée de Fourier (TF) bidimensionnelle de cette image est montré sur la figure 3.2-c. En effet, la TF d'une fonction gaussienne est également une fonction gaussienne. Ainsi, en terme spectral, cette C_m^1 avec la forme indiquée, peut être interprété de la manière suivante dans le domaine des fréquences spatiales : nous cherchons une variation de célérité avec un spectre gaussien, donc basse fréquence, avec des fréquences limites liées aux valeurs de λ_r et λ_z . Par ailleurs, due au caractère stationnaire de notre information *a priori*, la matrice de covariance dans le domaine spectral est diagonale.

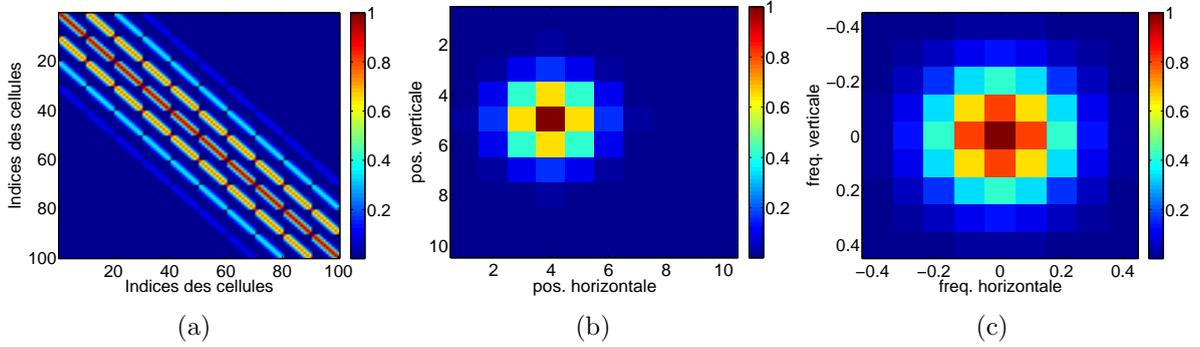


FIG. 3.2 – (a) Exemple de matrice de covariance C_m^1 , pour un espace divisée en 10 cellules en horizontale et 10 cellules en verticale, avec $\lambda_r = \lambda_z = 3$ cellules. (b) covariance de la cellule (4,5) avec tous les cellules du milieu, il s'agit d'un ligne de la matrice montré en (a), mise sous la forme 10x10. (c) Module de la Transformée de Fourier bidimensionnelle de (b).

Pour conclure, avec les modèles de C_d , μ_m et C_m choisis, nous avons trois paramètres scalaires à régler : le rapport σ_d/σ_m , λ_r et λ_z .

Plusieurs méthodes pour le choix des paramètres, notamment concernant le choix du rapport σ_m/σ_d , sont proposées dans la littérature [Farquharson-2004; Santos-2007; Hanses-1993]. La plupart des ces méthodes se basent uniquement sur des critères numériques. Nous avons ici privilégié une approche plus heuristique, permettant à l'utilisateur de choisir lui même la valeur des paramètres, en fonction d'un certain nombre de critères et de sa propre expérience. La démarche adoptée est la suivante :

1. Pour $C_m^1 = I_P$ (où I_P est la matrice identité de dimension P) nous cherchons un rapport σ_d/σ_m pour lequel le résultat est "valide". Cette validité est appréciée en comparant σ_d/σ_m avec le rapport entre l'écart type des PTP résiduelles et l'écart type des variations de célérité estimées. Si ces deux quantités sont du même ordre de grandeur, nous considérons que le rapport choisi est acceptable.

2. Nous choisissons ensuite des valeurs de λ_r et de λ_z de manière à enlever les artefacts haute fréquence qui sont présents lorsque λ_r et λ_z sont très petits. Ce "lissage" est réalisé en gardant le plus grand nombre possible de composantes haute fréquence (c'est à dire, avec les λ_r et λ_z les plus petits possibles permettant la disparition des artefacts).
3. Finalement, nous vérifions que les rapports σ_m/σ_d restent cohérents avec les valeurs choisies pour λ_r et λ_z (de la même façon que dans l'étape 1). Si ce n'est pas le cas, nous reprenons l'étape 1 avec les nouvelles valeurs de λ_r et λ_z .

3.3 Tomographie sur données simulées

La méthode de tomographie décrite dans la section précédente est ici appliquée sur le jeu de données de simulation présentées en 1.3.1.1 et 2.6. Il s'agit d'un guide d'ondes de 50 m de profondeur et 1500 m de longueur, avec des antennes d'émetteurs/récepteurs de 32 éléments, espacés de 1.5 m (cf. 1.3.1.1). Une première simulation est réalisée avec une célérité uniforme de 1500 m/s dans le milieu. Puis, deux nouvelles simulations sont réalisées avec les perturbations montrées sur les figures 2.16-a et 2.16-b. Rappelons que les perturbations ont la même valeur maximale (-0.3 m/s) mais des étendues spatiales différentes (la taille de la perturbation 1 est plus grande que la taille de la perturbation 2). Le but du jeu est d'estimer ces deux perturbations, à partir des mesures de PTP réalisées sur le champ acoustique simulé.

Dans un premier temps, *via* la D-FV, environ 3000 trajets acoustiques sont résolus. Les PTP produites par les variations de célérité sont ensuite mesurées pour chacun de ces trajets, par rapport à l'état de référence. Enfin, ces mesures sont utilisées pour estimer les variations de célérité.

3.3.1 Comparaison Rayons/NSTP

Les résultats d'estimation obtenus avec les deux modélisations du problème direct (rayons et NSTP), pour la perturbation 1, sont montrés sur la figure 3.3. La couleur représente les variations de célérité en m/s. Nous mesurons la qualité de l'estimation globale des variations de célérité grâce à la racine carré de l'Erreur Quadratique Moyenne Normalisée. Cette grandeur représente le pourcentage de variations de célérité mal reconstruites en moyenne. Les valeurs des paramètres de l'estimateur MAP (λ_r , λ_z et σ_d/σ_m) sont également présentées dans les légendes des figures.

Les résultats obtenus pour les deux modèles sont similaires : 69% avec les rayons et 67% avec les NSTP. Dans les deux cas, une interprétation rapide et globale tendrait à faire croire que ces résultats ne sont pas du tout satisfaisants car le \sqrt{EQMN} est très élevé. Ce n'est pas le cas, car malgré des variations de célérité estimées relativement différentes en valeurs des variations réelles, l'allure générale de la carte de variations de célérité estimée est proche de celle recherchée. En effet, nous observons une variation de célérité négative

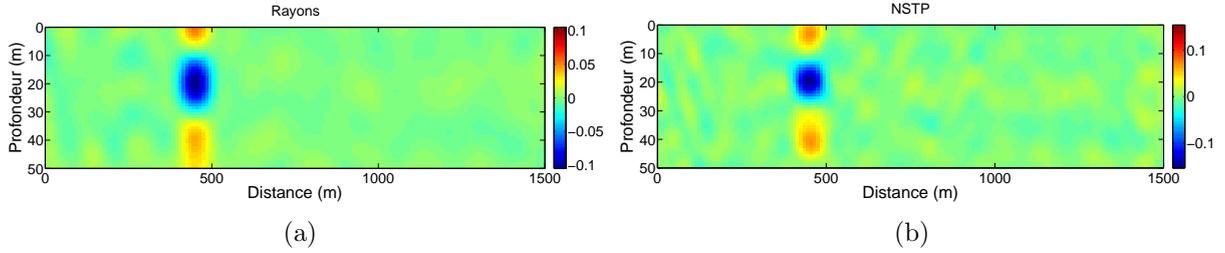


FIG. 3.3 – Résultat de tomographie sur données synthétiques, pour la perturbation 1 (figure 2.16-a), (a) inversion par rayons, $\lambda_R = 75m$, $\lambda_Z = 12m$, $\sigma_d/\sigma_m = 2.9 * 10^{-5}$, $\sqrt{EQMN} = 69.5\%$ (b) inversion par NSTP, $\lambda_R = 40m$, $\lambda_Z = 6m$, $\sigma_d/\sigma_m = 1.7 * 10^{-5}$, $\sqrt{EQMN} = 67.32\%$.

localisée à l'endroit souhaité. Ce résultat satisfaisant doit cependant être modéré par la présence de fantômes (zones de célérité positive autour de la tache négative) dans les deux cas, alors que la variation de célérité réelle ne contient qu'une variation de célérité négative.

Après cette première appréciation globale, nous nous intéressons maintenant aux différences obtenues à partir des deux modélisations (notées par la suite, simplement, rayons et NSTP). D'après l'étude du problème direct réalisée en 2.6, un bien meilleur résultat est attendu avec les NSTP qu'avec les rayons, car les NSTP sont mieux adaptés au caractère fréquence finie qui est important dans nos guides d'ondes (figures 2.20 et 2.21). Cependant, les résultats obtenus sont similaires en terme de \sqrt{EQMN} .

Ceci s'explique par le fait que le conditionnement du problème est meilleur avec les rayons qu'avec les NSTP. Ceci est illustré par la figure 3.4, où les valeurs singulières de la matrice G sont présentées. La décroissance des valeurs singulières est beaucoup plus rapide pour les NSTP que pour les rayons, indiquant un rang moins élevé pour G et donc un conditionnement moins bon pour les NSTP que pour les rayons. Ainsi, même si la modélisation physique par NSTP est plus réaliste que celle par rayons, l'absence d'informations a priori permettant de diminuer le nombre de paramètres à estimer et donc d'améliorer le conditionnement du problème, fait que les résultats par NSTP et par rayons restent assez similaires.

Quand aux différences entre les estimations par NSTP et par rayons, elles concernent la taille de la tache reconstruite et son amplitude : la hauteur (en z) de la tache estimée par les NSTP est plus proche de la hauteur réelle que celle estimée par rayons (cette dernière étant beaucoup plus étendue). L'amplitude de la tache estimée avec les NSTP (-0.15 m/s) est également plus élevée qu'avec les rayons (-0.1 m/s). Malgré l'appréciation réalisée dans le paragraphe précédent ces différences confirment les attentes théoriques, car les NSTP, via une modélisation plus réaliste prenant en compte la zone de Fresnel autour du 'rayon', arrivent à mieux localiser les variations de célérité, et donc à se rapprocher de la valeur

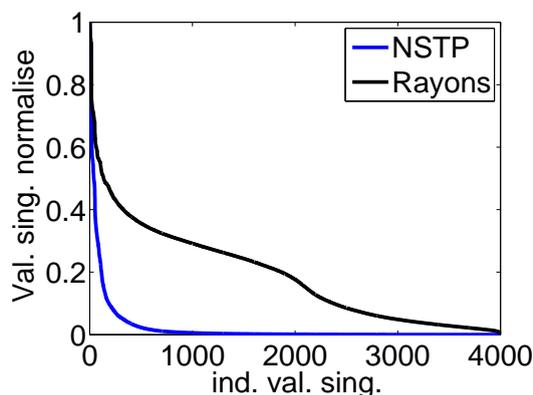


FIG. 3.4 – Valeurs singuliers des matrices G correspondantes à la théorie des rayons (noir) et aux NSTP (bleu).

exacte de la variation de célérité.

Suivant ce même raisonnement, dans le cas de la perturbation 2 (figure 2.16-b), la différence entre les résultats obtenus par NSTP et par rayons est plus importante (figure 3.5). En effet, l'estimation par rayons est très mauvaise, avec une étendue spatiale très large et une amplitude très faible. Ceci s'explique car la théorie des rayons n'arrive pas à reconstruire des perturbations plus petites que la largeur de la première zone de Fresnel des NSTP [Williamson-1993], qui dans notre cas est d'environ 25 m. Ainsi, les rayons interprètent les perturbations dues à l'étendue du 'rayon', comme une variation de célérité sur une zone élargie [Williamson-1993].

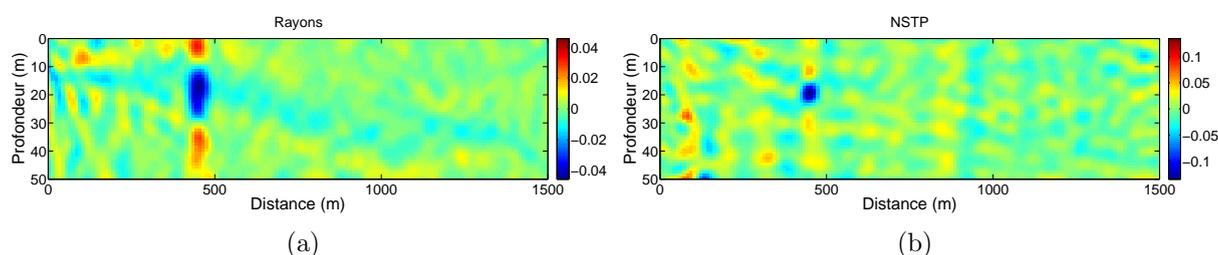


FIG. 3.5 – Résultat de tomographie sur données synthétiques, pour la perturbation 2 (figure 2.16-b), (a) inversion par rayons, $\lambda_R = 75m$, $\lambda_Z = 12m$, $\sigma_d/\sigma_m = 2.9 * 10^{-6}$, $\sqrt{EQMN} = 98\%$ (b) inversion par NSTP, $\lambda_R = 40m$, $\lambda_Z = 4m$, $\sigma_d/\sigma_m = 10^{-6}$, $\sqrt{EQMN} = 151\%$.

Les résultats avec les NSTP sont alors meilleurs qu'avec les rayons. Cependant, comme précédemment indiqué, la différence entre les deux modèles n'est pas aussi importante que ce qui était attendu d'après l'analyse du problème direct (section 2.6). Ceci est dû au mauvais conditionnement du problème avec NSTP qui se traduit par une amplitude de la tache estimée loin de l'amplitude exacte, et par la présence fantômes également.

Pour se passer de ces problèmes de conditionnement et analyser plus en détail la qualité d'estimation qui pourrait être obtenue avec des informations *a priori* éventuelles, des informations *a priori* "artificielles" sur l'emplacement de la variation de célérité sont introduites. Dans un premier temps, l'espace à estimer est très fortement restreint (figure 3.6) : il s'agit de la partie à l'intérieur du carré. Le nombre de paramètres à estimer est ainsi beaucoup plus faible, et de ce fait, une amélioration notable de la qualité des estimations est attendue.

Ainsi le résultat avec NSTP (figure 3.6-b) est significativement meilleur que lorsque tout l'espace est inversé (figure 3.3-b). L'amplitude est proche de l'amplitude exacte, la largeur de la tache est également plus proche de la réalité, le \sqrt{EQMN} est descendue à 20%, et les fantômes disparaissent.

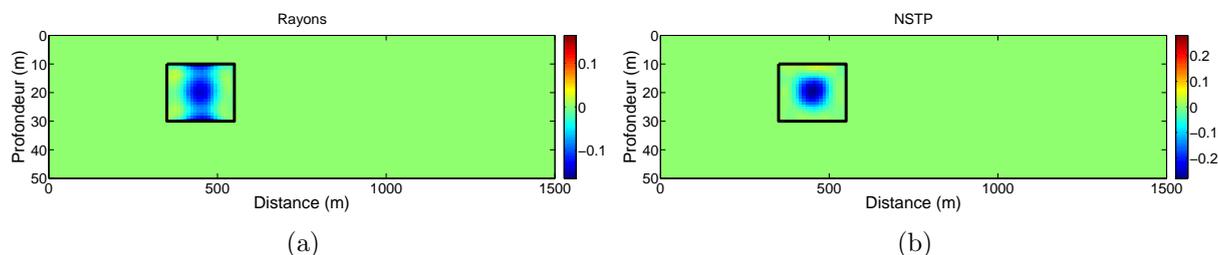


FIG. 3.6 – Résultats après introduction d'informations *a priori* sur un espace très réduit, pour la perturbation 1 (figure 2.16) (a) inversion par rayons, $\lambda_R = 35m$, $\lambda_Z = 10m$, $\sigma_d/\sigma_m = 8.3 * 10^{-7}$, $\sqrt{EQMN} = 66.75\%$ (b) inversion par NSTP, $\lambda_R = 50m$, $\lambda_Z = 5m$, $\sigma_d/\sigma_m = 6.6 * 10^{-6}$, $\sqrt{EQMN} = 19.54\%$

Cette amélioration n'est cependant pas visible avec la théorie des rayons (figure 3.6-a). De manière intuitive, ce mauvais résultat s'explique par le fait que sur un espace aussi réduit les rayons n'arrivent pas à bien représenter les PTP mesurées. Ainsi, ils déforment la variation réelle dans l'espace dont ils disposent. Le modèle des rayons n'étant pas bien adapté, un bruit est toujours présent sur les estimations. Quand le milieu complet est estimé, ce bruit se répartit partout dans le milieu, et est par conséquent moins visible, tandis que lorsqu'une petite partie du milieu est inversée, ce bruit se concentre et devient très gênant. En d'autres mots, avec un meilleur conditionnement du problème inverse, les erreurs de modélisation se font sentir plus fortement.

3.3.2 Ambiguïté aux bords

Revenant aux résultats par NSTP, l'amplitude de la tache est bien estimée dans l'espace réduit (figure 3.6), mais très mal lorsque l'ensemble du milieu est estimé (figure 3.3). Dans la suite de cette section, nous verrons que cette différence est d'une part due à un nombre de degrés de liberté plus grand (comme déjà indiqué), mais nous verrons également qu'il y a certaines zones du milieu qui produisent une dégradation particulièrement forte.

Pour cela, nous réalisons des estimations avec différents espaces à reconstruire. L'estimation sur une tranche horizontale est présentée sur la figure 3.7-a, et l'estimation sur une tranche verticale sur la figure 3.7-b. (Seuls les résultats avec NSTP sont présentés dans cette analyse, les mêmes phénomènes sont observés avec les rayons).

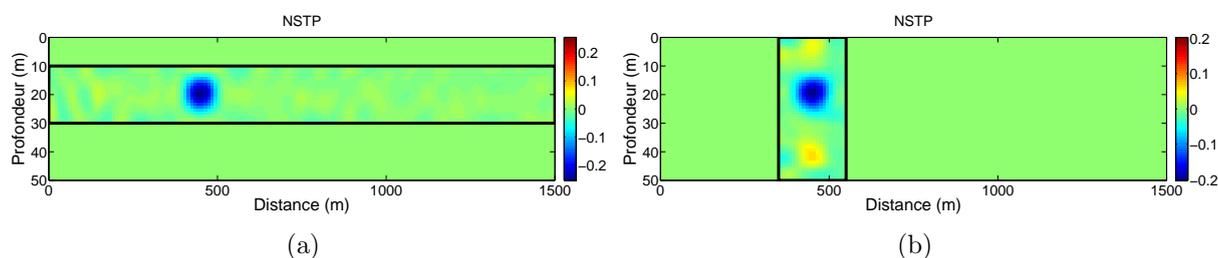


FIG. 3.7 – Résultats d'inversion par NSTP, pour la perturbation 1 (figure 2.16) (a) inversions sur une tranche horizontale, $\lambda_R = 50m$, $\lambda_Z = 5m$, $\sigma_d/\sigma_m = 1.2 * 10^{-5}$, $\sqrt{EQMN} = 33\%$ (b) inversion sur une tranche verticale, $\lambda_R = 50m$, $\lambda_Z = 5m$, $\sigma_d/\sigma_m = 7.4 * 10^{-6}$, $\sqrt{EQMN} = 47\%$

L'estimation sur la tranche horizontale est quasiment de la même qualité que l'estimation sur le petit carré, même si le nombre de paramètres à estimer est beaucoup plus grand. En ce qui concerne l'estimation sur la tranche verticale, pourtant plus petite que la tranche horizontale, l'estimation est déjà très dégradée, avec des fantômes présents, et avec une diminution assez notable de l'amplitude maximale de la tache. La qualité de l'estimation ne dépend donc pas que du nombre de paramètres à estimer.

Ainsi, pour mieux comprendre l'origine de la dégradation de l'estimation sur une tranche verticale, nous avons testé différentes tranches horizontales, de plus en plus larges (figure 3.8). Les résultats montrent que l'amplitude et la largeur spatiale de la tache se conservent relativement bien avec l'élargissement de l'espace inversé, jusqu'au moment où les bords supérieur et inférieur du guide entrent en jeu. La figure 3.8-b montre qu'en inversant quasiment tout le milieu (seuls 5 m au fond et à la surface sont retirés de l'espace à estimer), la qualité de l'estimation est encore très bonne. Par contre, quand le fond et la surface sont pris en compte (figure 3.3-b), l'amplitude de la tache décroît brusquement et les fantômes apparaissent.

3.3.3 Conclusions sur données synthétiques

De ces expériences de tomographie sur données synthétiques, deux conclusions peuvent être tirées :

1. L'estimation par NSTP est dans tous les cas meilleure que par les rayons, et :
 - la différence est d'autant plus importante que les dimensions spatiales des variations de célérité deviennent petites (perturbation 1 *vs* perturbation 2).
 - la différence est également d'autant plus importante que le conditionnement du problème est bon.

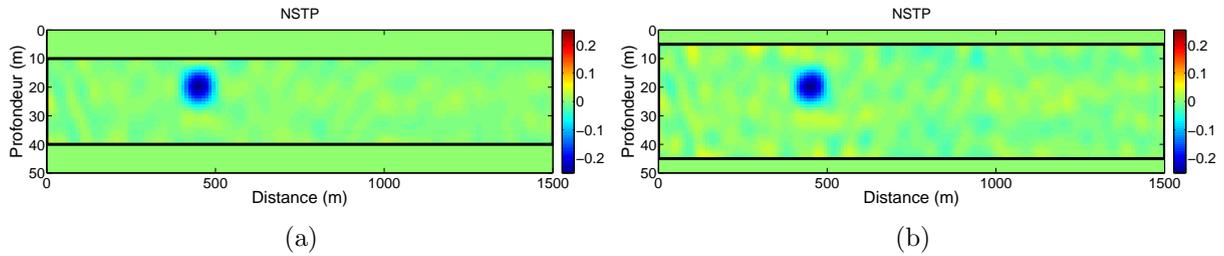


FIG. 3.8 – Résultats d’inversion par NSTP, pour la perturbation 1 (figure 2.16) (a) inversions entre 10 et 40 m de profondeur, $\lambda_R = 50m$, $\lambda_Z = 5m$, $\sigma_d/\sigma_m = 9.9 * 10^{-6}$, $\sqrt{EQMN} = 36\%$ (b) inversion entre 5 et 45 m de profondeur, $\lambda_R = 50m$, $\lambda_Z = 5m$, $\sigma_d/\sigma_m = 4.3 * 10^{-6}$, $\sqrt{EQMN} = 55\%$

2. L’estimation à la surface et au fond du guide introduit des fantômes et entraîne une estimation moins satisfaisante et une dégradation des valeurs des variations de célérité.

3.4 Tomographie sur des expériences petites échelles

Dans cette section, le travail réalisé sur deux expériences de tomographie petites échelles est présenté. Nous commençons par une introduction des expériences petites échelles dans la section 3.4.1 : le principe des expériences petites échelles est présenté, les expériences réalisées sont décrites, et les données enregistrées sont montrées. Ensuite, les résultats de tomographie sont présentés, et des discussions sont menées sur les modèles et méthodes utilisés dans la section 3.4.2. Enfin, les aspects dynamiques de l’expérience ainsi que certains phénomènes physiques observés pendant l’expérience sont discutés dans la section 3.4.3.

3.4.1 Présentation des expériences petites échelles

3.4.1.1 Principe des expériences petites échelles

Les expériences dites ”petites échelles” consistent à reproduire des phénomènes physiques réels ayant lieu dans la nature, mais à petites échelles, à l’intérieur du laboratoire. Le principe sur lequel se basent ces expériences est le suivant : **si la fréquence des signaux est multipliée par un facteur donné et que les distances spatiales sont divisées par le même facteur, les phénomènes physiques se produisant dans le milieu restent les mêmes.** Ceci permet alors de réaliser des expériences avec un coût réduit et dans un environnement totalement maîtrisé.

Ainsi, il est possible d’analyser différents phénomènes de manière indépendante, minimisant les influences de certains phénomènes sur d’autres. Par exemple, dans un milieu extrêmement simple (sans vague, avec un fond plat et très réfléchissant) nous pouvons

étudier expérimentalement les limites théoriques des méthodes d'estimation. Nous pouvons ensuite ajouter des composantes perturbatrices (les vagues à la surface de l'eau, des fonds plus complexes,...) pour observer l'influence de ces éléments sur nos estimations et en tester la robustesse.

Les expériences présentées ici ont été réalisées au Laboratoire de Géoscience Interne et Tectonophysique (LGIT Grenoble) dans la cuve ultrasonore développée par P. Roux. Dans cette cuve, nous construisons un guide d'ondes, de 5-10 cm de profondeur et de 1-1.5 m de longueur (figure 3.9). Une barre en acier, de 1.5 cm de grosseur, joue le rôle du fond, très réfléchissant et parfaitement plat.

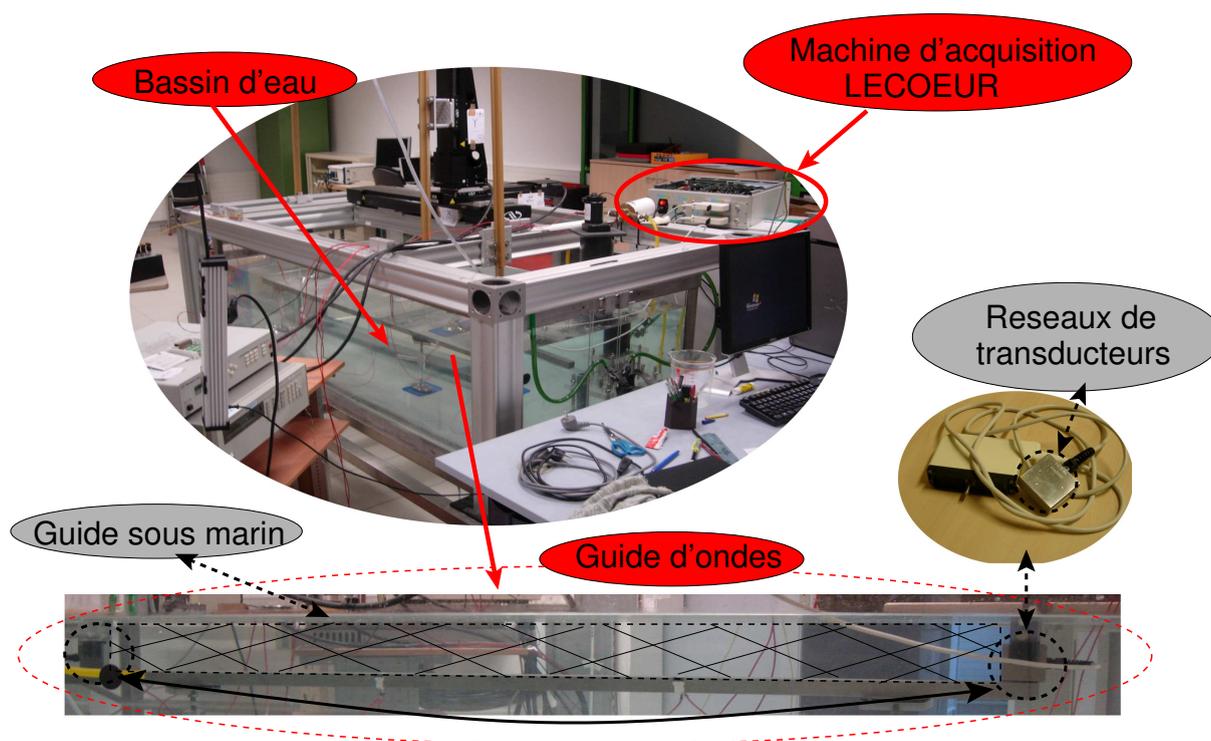


FIG. 3.9 – Cuve ultrasonore du Laboratoire de Géoscience Interne et Tectonophysique (LGIT, Grenoble).

Les antennes d'émetteurs/récepteurs sont des réseaux linéaires échographiques, contenant chacun 64 transducteurs espacés de 0.75 mm. Nous disposons actuellement de deux types de transducteurs : autour de 1 MHz (entre 500 kHz et 1.5 MHz, donc 1 kHz de largeur de bande à -3 dB), et autour de 3 MHz (entre 2 et 4 MHz, donc 2 kHz de largeur de bande à -3 dB). Dans les deux cas, les transducteurs sont de taille 0.75x12 mm, ce qui fait qu'ils soient relativement omnidirectionnels dans le plan défini par les antennes d'émetteurs/récepteurs, est très colimatés sur la direction perpendiculaire à ce plan.

Ces expériences sont réalisées avec un facteur 10^3 , ce qui correspond en échelle réelle à des guides d'ondes côtiers d'environ 50-100 m de profondeur et de 1 à 1.5 km de longueur, dans lesquels sont émis des signaux entre 1 et 4 kHz.

3.4.1.2 Description des expériences réalisées

Afin d'introduire une variation de célérité dans le milieu nous réalisons une série d'expériences avec un système de chauffage placé dans le fond du guide d'ondes (figure 3.10). Intégré dans la barre d'acier du fond du guide, à environ 22.5 cm des émetteurs, une résistance électrique produit de la chaleur dans le guide. Ainsi, des variations de température (et donc de célérité) sont créés dans la colonne d'eau par un phénomène de convection naturelle.

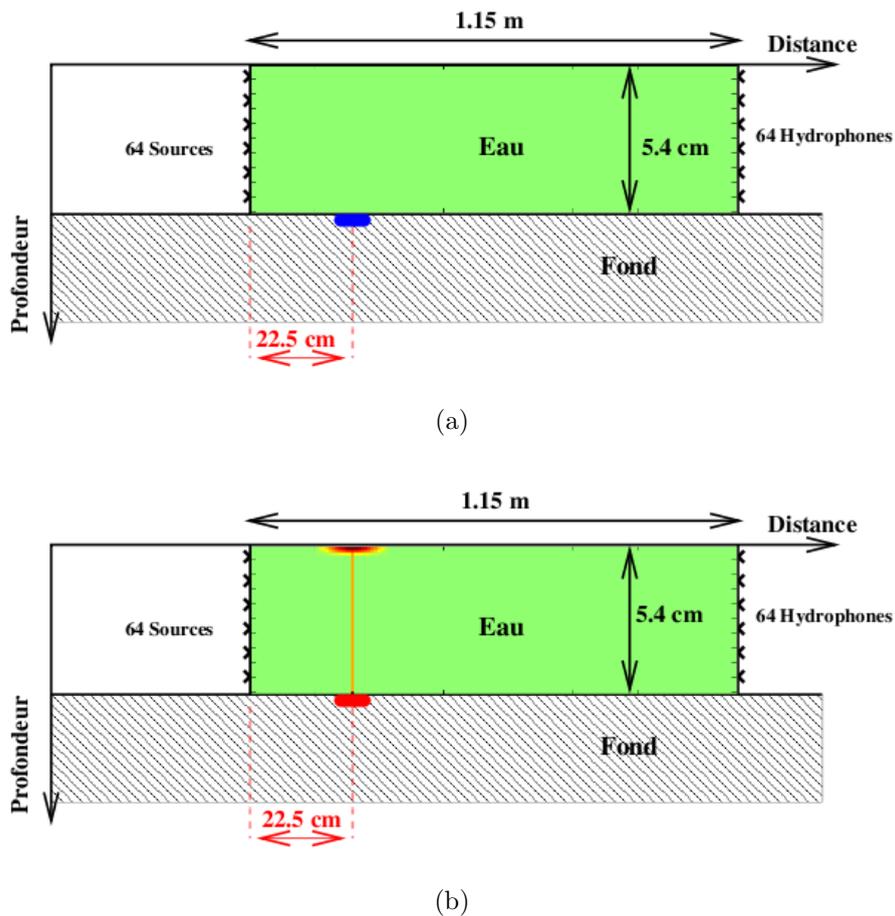


FIG. 3.10 – Schéma des expériences petites échelles réalisées. Certaines acquisitions sont réalisées sans que le chauffage soit activé (a), puis la résistance est mise sous tension (b) produisant le phénomène de convection que nous essayons d'estimer à partir des données acoustiques.

Le guide a une profondeur d'environ 5.4 cm et une longueur d'environ 1.15 m. Ce guide étant placée au centre de la cuve (de dimensions, d'environ 1x1.5 m), les réflexions du champ acoustique sur les bords de la cuve sont négligeables par rapport au champ propagé dans le guide construit.

Le champ acoustique entre tous les émetteurs et récepteurs est enregistré tous les 100 ms (cf. section 1.3.2.1), de manière à bien suivre la dynamique des phénomènes physiques ayant lieu dans le guide. La durée totale d’acquisition est d’environ 40 s, soit un total d’environ 400 acquisitions du champ acoustique entre tous les émetteurs et tous les récepteurs.

La durée d’acquisition est divisée en trois parties :

1. Repos : Le chauffage n’est pas encore actif, il ne se passe rien (figure 3.10-a).
2. Chauffage : le chauffage est mis en route, et de la chaleur est créée dans le guide, produisant de la convection naturelle.
3. Relaxation : Le chauffage est arrêté. Le milieu revient lentement à l’état initial.

Deux séries d’expériences sont réalisées à des fréquences différentes : 3 MHz et 1 MHz (tableau 3.1). Les expériences ayant été réalisées séparément, quelques différences sont observées sur les dimensions du guide et sur la durée d’observation. Cependant, cela ne nuira pas à l’interprétation des données et nous pourrions comparer les résultats obtenus aux différentes fréquences.

EXPÉRIENCE	long. guide	prof. guide	fréq. d’acq.	Puis. chauff	Durée acq.	t_{activ}	t_{desact}
Expérience à 3 MHz	1060 mm	54 mm	3 MHz	20 V	40 s	0 s	23 s
Expérience à 1 MHz	1140 mm	54 mm	1 MHz	20 V	50 s	5 s	37 s

TAB. 3.1 – Tableau descriptif des expériences

Notons enfin que les durées des parties ‘relaxation’ sont trop petites pour pouvoir observer une relaxation totale. En effet, la relaxation est un phénomène relativement lent, qui demanderait des durées d’acquisition beaucoup plus longues que ce que nous pouvons réaliser avec nos instruments d’acquisition. Nous sommes limités par la mémoire de la machine d’acquisition, et avons décidé de nous focaliser sur les parties *repos* et *chauffe forcé*, et sur le début de la *relaxation*.

3.4.1.3 Données enregistrées

La figure 3.11-a montre le premier champ enregistré, pour l’expérience à 3 MHz, sur l’antenne de récepteurs, pour l’émetteur placé à la profondeur 34 mm. Après une première partie, $t \in [705\mu s, 710\mu s]$, où les différents trajets acoustiques interfèrent fortement, les fronts d’onde plans correspondants aux fronts d’ondes réfléchis sur les parois du guide sont bien visibles ($t > 715\mu s$).

La figure 3.11-b, montre le signal enregistré, dépendant du temps t (en abscisse), entre l’émetteur placé à 34 mm de profondeur et le récepteur placé à 34 mm de profondeur, pour les 400 acquisitions t_{acq} (en ordonnées), correspondant aux 40 s d’acquisition de l’expérience à 3 MHz. Une perturbation du champ est visible à environ 10 s d’acquisition.

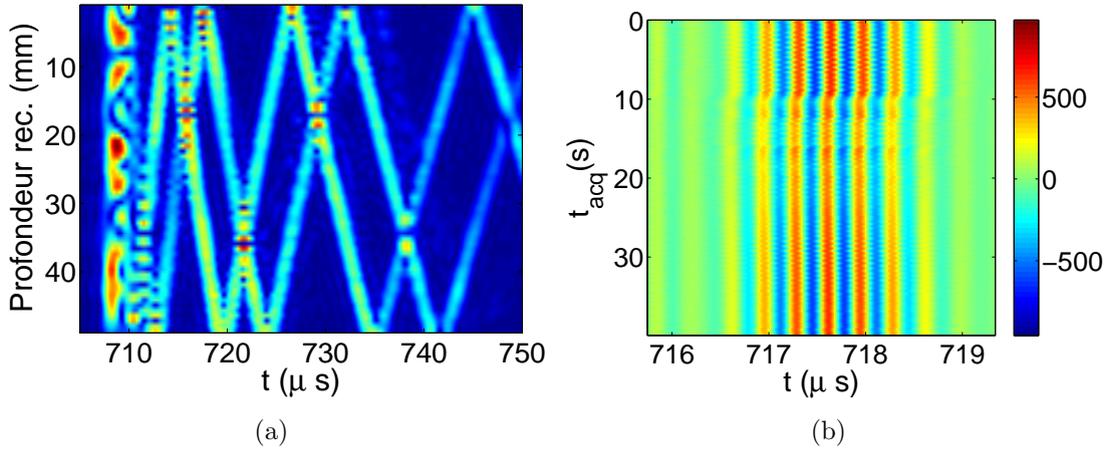


FIG. 3.11 – (a) Enveloppe du signal acoustique enregistré sur tous les récepteurs, pour l'émetteur placé à la profondeur de 34 mm, pour les données à 3 MHz et à 20 V, au premier instant d'acquisition. (b) Signal enregistré entre le 46ème émetteur et le 46ème récepteur, pour toutes les acquisitions pendant l'expérience à 3 MHz (en abscisse le temps, et en ordonnées le temps de l'acquisition).

Cette perturbation est due à la mise en route du chauffage à $t_{acq} = 5s$ qui crée une convection naturelle faisant varier la température de l'eau dans le guide. Après une période où des perturbations du champ relativement fortes sont observées, $t \in [10s, 17s]$, le champ se stabilise. Remarquons que la perturbation produite par la variation de température sur le champ acoustique est relativement faible : l'amplitude du champ varie très peu, et les temps d'arrivée ne sont que légèrement décalés. Bien que faibles, les perturbations du temps d'arrivée sont plus importantes que les perturbations d'amplitude. Ainsi, la figure 3.11-b illustre bien la pertinence de l'utilisation des temps de propagation pour l'estimation des variations de célérité.

La figure 3.12 est l'équivalent de la figure 3.11 pour l'expérience à 1 MHz. La largeur de bande des signaux étant plus petite, les interférences entre les premiers trajets acoustiques sont plus marquées qu'à 3 MHz (figure 3.12-a, $t \in [765\mu s, 775\mu s]$). Par ailleurs, la perturbation observée sur la figure 3.12-b n'est pas la même que celle de la figure 3.11-b. Cette différence peut s'expliquer par des conditions expérimentales différentes (dimensions du guide et durée de chauffage), et par la différence des signaux (1 MHz au lieu de 3 MHz), qui pourraient être influencés de manière différente par une même perturbation. La pertinence du temps de propagation comme observable est encore plus marqué que sur les données à 3 MHz.

Sur la figure 3.12-b, l'influence du chauffage est très clairement identifiable ($t_{acq} \in [15s, 45s]$), et se traduit par une diminution continue du temps d'arrivée de l'onde. Notons cependant que cette perturbation est décalée en t_{acq} par rapport à la mise en route du chauffage qui a lieu à $t_{acq} = 5s$. Ce décalage n'est pas étonnant car la résistance est intégrée au fond du guide, et la chaleur a donc besoin de temps avant de commencer à être présente

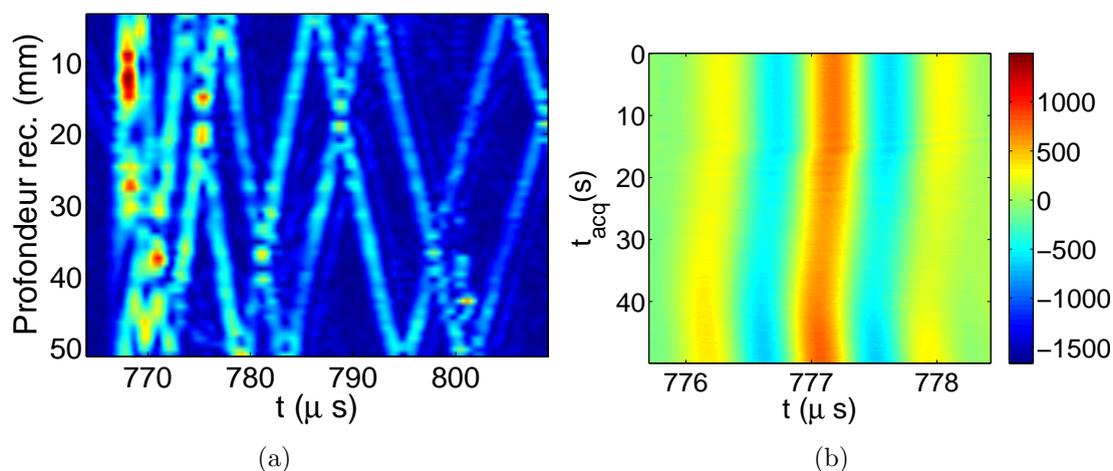


FIG. 3.12 – (a) Enveloppe du signal acoustique enregistré sur tous les récepteurs, pour l’émetteur placé à la profondeur de 34 mm, pour les données à 1 MHz et à 20 V, au premier instant d’acquisition. (b) Signal enregistré entre le 46ème émetteur et le 46ème récepteur, pour toutes les acquisitions pendant l’expérience à 1 MHz (En abscisse le temps, et en ordonnées le temps de l’acquisition).

dans la colonne d’eau.

3.4.2 Résultats de tomographie

Dans cette sous-section nous appliquons les outils présentés dans les chapitres 1 et 2, et nous réalisons des estimations de célérité par la méthode MAP (section 3.2).

A partir des données précédemment présentées, utilisant la Double Formation de Voies sur 12 émetteurs de référence et 12 récepteurs de référence, environ 3000 trajets acoustiques (21 trajets par couple émetteur/récepteur de référence) ont été séparés et identifiés sur les données enregistrées, pour chacune des 400 (resp. 500) acquisitions de l’expérience à 3 MHz (resp. à 1 MHz). Une fois les trajets séparés, leurs Perturbations de Temps de Propagation (par rapport à la première acquisition) ont été mesurées. D’autre part, les Noyaux de Sensibilité pour tous les trajets acoustiques ont été calculés, ainsi que leur équivalent dans la théorie des rayons. Ils ont ensuite été utilisés pour construire la matrice G (section 3.2).

Une fois tous ces éléments en main, les résultats de tomographie obtenus dans les expériences à 3 MHz et à 1 MHz sont présentés ici, et discutés en les comparant avec des mesures de température réalisées. Pour commencer, les meilleurs résultats obtenus sont présentés en 3.4.2.1. Puis, en 3.4.2.2, une analyse est réalisée sur l’utilisation des NSTP dans nos expériences. Enfin, en 3.4.2.3, une analyse similaire à celle réalisée sur les données de simulation est effectuée, sur des données expérimentales cette fois-ci.

3.4.2.1 Résultat général

Pour commencer, notons que le résultat de l'estimation est une vidéo qui sera présentée lors de la soutenance : l'évolution de la carte des variations de célérité estimée par tomographie acoustique au cours du temps. Le résultat obtenu avec NSTP à 3 MHz est montré par la figure 3.13. Le temps augmente de haut en bas puis de gauche à droite. 21 acquisitions, prises régulièrement au cours des 40 s de l'expérience, sont présentées sur les 400 traitées. Concernant les illustrations qui suivent, l'axe de couleurs est mis entre 0 et le maximum, car cela permet en effet de mieux observer les phénomènes de chauffage, qui produisent des variations positives. Nous faisons ainsi abstraction des fantômes, qui sont produits par l'inversion, et qui n'ont pas d'interprétation physique. Par ailleurs, pour mieux pouvoir évaluer la qualité des résultats, l'écart type du résultat entre les distances 500 mm et 1000 mm (là où il ne se passe rien), moyenné sur toute la durée du film, est donné dans les légendes des figures. Il sera noté $\sigma_{500-1000}$. Cette mesure donne un ordre de grandeur du "bruit de fond" des estimations.

Le grand nombre d'images obtenues rend difficile l'évaluation de la qualité des résultats de tomographie. Pour simplifier cette tâche, nous évaluons seulement deux instants significatifs de cette expérience. Le premier instant concerne la montée de la "vague de chaleur", c'est à dire un moment où l'eau chauffée au fond du guide se dirige vers la surface (figure 3.14-a, $t_{acq} \approx 8s$). Le deuxième, sera un instant où la chaleur s'est principalement concentrée à la surface du guide (figure 3.14-b, $t_{acq} \approx 10.5s$). Le choix de ces deux instants a été réalisé de manière empirique à partir de la vidéo qui permet d'identifier facilement les différentes phases de l'expérience. En complément, nous illustrons également l'évolution de la célérité estimée sur une coupe verticale au dessus du chauffage, au cours des acquisitions (figure 3.14-c). Cette figure montre la température en fonction de la profondeur (en ordonnée) et du temps d'acquisition (en abscisse).

Les figures 3.13 et 3.14 montrent clairement comment l'eau chaude monte du fond du guide à la surface, à partir de la mise en route du chauffage à $t_{acq}=5$ s. A partir de 10 s, la chaleur se concentre à la surface. Puis à partir de $t_{acq}=15$ s environ, l'amplitude de la tache de chaleur commence à décroître (il s'agit de la partie *relaxation*).

Comparons maintenant ces estimations par tomographie acoustique avec des mesures directes de température réalisées dans la cuve par un thermocouple placé au dessus du chauffage. Notons que ces mesures par thermocouple ont été réalisées indépendamment à l'expérience acoustique, car nous ne disposons pas du matériel nécessaire pour réaliser les mesures acoustiques et les mesures par thermocouple de manière simultanée. Les mesures de température sont montrées sur la figure 3.15, et ont été réalisées par un thermocouple placé succesivement à 51 points différents en profondeur (tous les mm) au dessus du chauffage. On obtient ainsi une coupe verticale (dépendant de la profondeur) de la température au dessus du chauffage en fonction du temps d'acquisition (représenté sur la figure 3.15-a). Les 50 premières secondes suivant l'activation du chauffage sont enregistrées : la mesure de température commence à l'instant même où le chauffage est mis sous tension, puis le

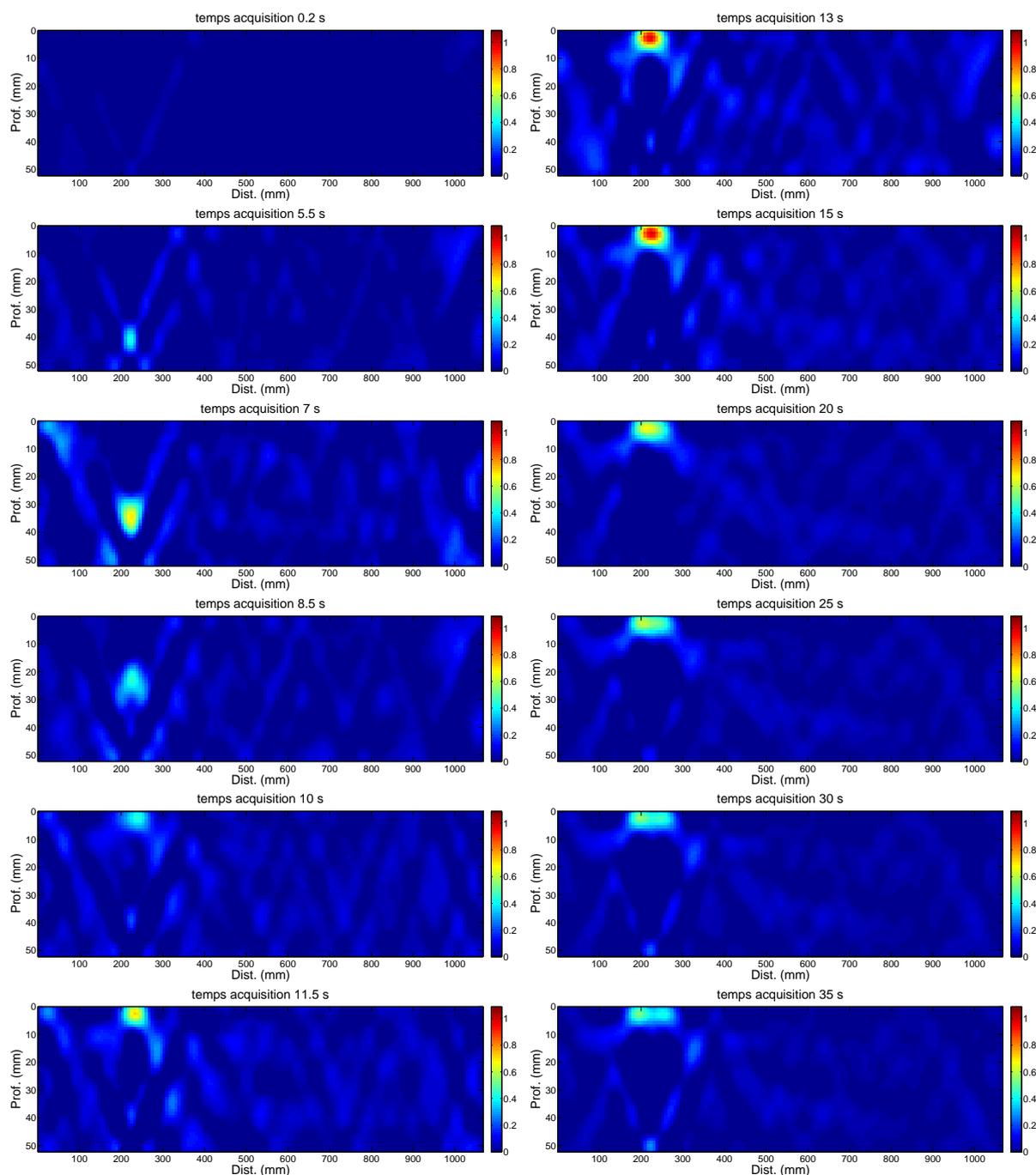


FIG. 3.13 – Film des variations de célérité estimées, en m/s, par inversion avec NSTP, pour les données à 3 MHz. $\lambda_R = 25\text{mm}$, $\lambda_Z = 3\text{mm}$, $\sigma_d/\sigma_m = 4.2 * 10^{-8}$, $\sigma_{500-1000} = 0.04\text{m/s}$.

chauffage reste actif pendant toute la durée des mesures de température. La température enregistrée est représentée sur la figure 3.15-a, en fonction de la profondeur et du temps.

Notons que le profil de température à un instant t_{acq} donné résulte de la moyenne de 10 réalisations de cette mesure (10 expériences de chauffage ont été réalisées pour faire la

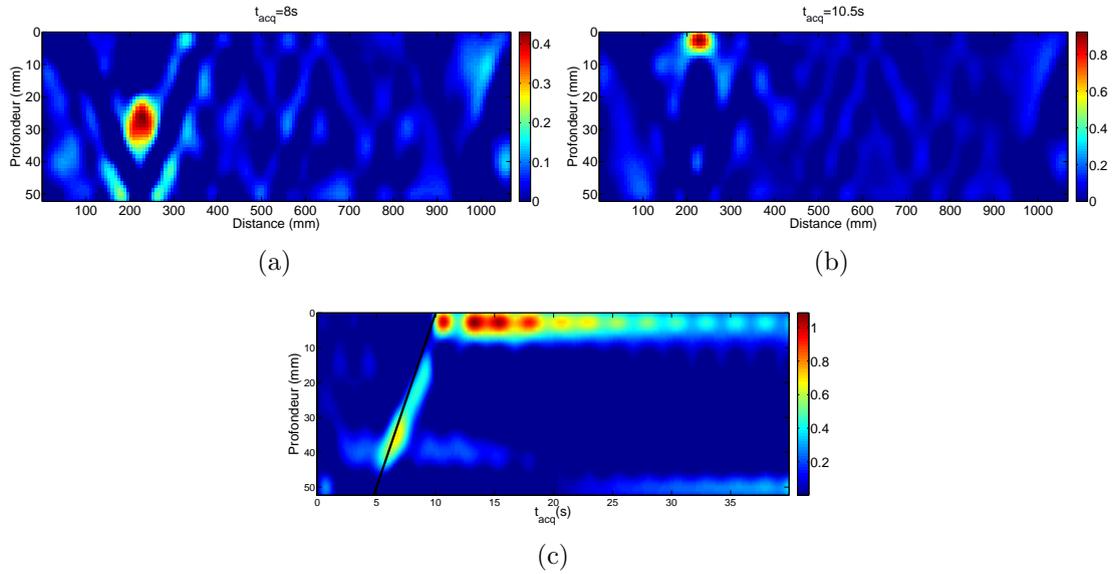


FIG. 3.14 – Variations de célérité estimées, en m/s, par inversion avec NSTP, pour les données à 3 MHz. $\lambda_R = 25mm$, $\lambda_Z = 3mm$, $\sigma_d/\sigma_m = 4.2 * 10^{-8}$, $\sigma_{500-1000} = 0.04m/s$. (a) variation de célérité estimée à la 8ième seconde (b) variation de célérité estimée à la 10.5ième seconde (c) variation de la célérité estimée à la position horizontale de 225 mm, au niveau du chauffage. En ordonnée, le temps d’acquisition, en abscisse la profondeur. La ligne noire représente la vitesse de montée de l’eau chaude, environ 5 mm/s.

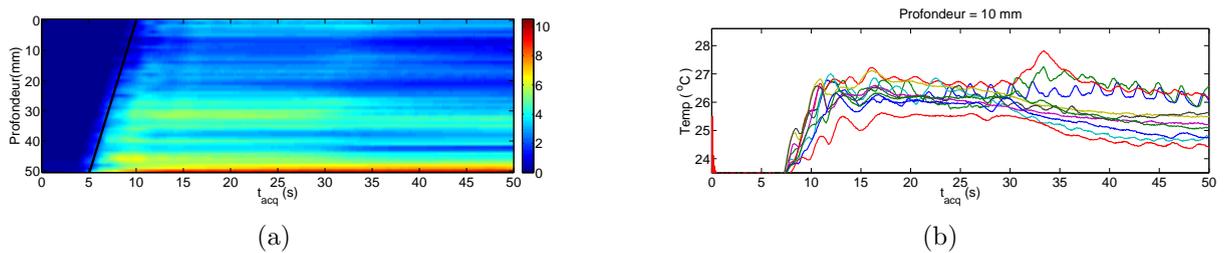


FIG. 3.15 – Mesures de température (en °C) en fonction du temps d’acquisition. (a) Température moyenne sur les 10 réalisations, en fonction de la profondeur et du temps d’acquisition. (b) A la profondeur de 10 mm, température mesurée pour les 10 réalisations.

mesure). La figure 3.15-b montre les températures enregistrées à une profondeur donnée (à 10 mm), pour les 10 réalisations. Les évolutions de la température sont très différentes pour chacune des réalisations. Ceci est dû à l’instabilité du phénomène physique que nous essayons d’analyser. En effet, la convection naturelle est un phénomène très instable, difficile à reproduire de manière identique avec nos moyens expérimentaux. Ainsi, l’utilité de ces mesures réalisées indépendamment des expériences de tomographie est limitée pour une évaluation précise de la qualité du film (notamment sur ses aspects dynamiques). Il faut en effet prendre en compte le fait que ce film correspond à une seule réalisation

du processus de chauffage. Ces mesures nous servent cependant pour évaluer de manière qualitative certains aspects des résultats de tomographie.

Nous voyons sur la figure 3.15, que la chaleur ne commence pas à monter toute de suite après l'activation du chauffage (à $t_{acq} = 0$ s), mais qu'il y a un temps de réponse d'environ 5 s. Ce retard est également observé sur l'estimation (figure 3.14-c), car dans l'expérience à 3 MHz le chauffage est activé en $t_{acq} = 0$ s, mais les variations de célérité ne sont pas visibles avant $t_{acq} = 5$ s.

Puis après $t_{acq} = 5$ s, la chaleur commence à monter du fond vers la surface, à vitesse d'environ 5 mm/s (indiquée par la ligne noire sur la figure 3.15-a). Ce phénomène de montée de chaleur est également visible sur nos résultats (film de la figure 3.13, et figure 3.14-c). Notons de plus que la vitesse de montée observée sur les mesures de température (ligne noire de la figure 3.15-a), correspond relativement bien à la vitesse de montée des variations de célérité estimées (ligne noire de la figure 3.14-c).

Un autre point est à discuter et concerne l'accumulation de la chaleur à la surface du guide, observée sur les estimations. Ce résultat s'explique facilement de manière intuitive : même si le point chaud (le chauffage) est au fond du guide, la chaleur remonte vite à la surface ou elle s'accumule, stoppé par l'interface eau/air et par la faible dissipation de chaleur dans le milieu. Cette accumulation devient à un moment suffisamment grande spatialement, pour que, malgré sa température relativement faible (par rapport à la température à côté du chauffage), son effet devienne prépondérant sur le champ acoustique. Cette intuition n'est pas, pour l'instant, illustré par les mesures de température. En effet, les mesures dont nous disposons sont des mesures ponctuelles. Ainsi l'accumulation de chaleur, répartie sur un espace relativement grand, ne peut pas être appréciée par ces mesures.

Nous venons alors de voir deux aspects de l'estimation qui concordent, respectivement, avec les mesures et avec l'intuition : la montée de la chaleur, et son accumulation à la surface. Cependant, dans nos estimations, d'autres phénomènes apparaissent dus à des erreurs d'estimation, et doivent être étudiés.

Dans nos estimations (figure 3.14-c) nous observons une "boule d'eau chaude" qui monte. Après son passage, la température revient quasiment à sa valeur initiale sur toute la colonne d'eau sauf à la surface. Par contre, d'après les mesures de température (figure 3.15), malgré certaines oscillations, nous voyons que la température reste à des valeurs importantes sur toute la colonne d'eau, après ce premier passage d'eau chaude. Cette erreur d'estimation vient certainement du fait que la concentration d'eau chaude à la surface du guide devient prédominante dans l'estimation, et elle perturbe l'estimation des autres phénomènes, tel que la température sur le reste de la colonne d'eau. Il s'agit de la même cause produisant des fantômes dans les résultats de simulation.

Un autre désaccord existe entre nos estimations et les mesures de température. Il s'agit de l'estimation de la température au fond du guide, c.à.d. juste au dessus du chauffage.

En effet, ce point qui est en réalité le point le plus chaud selon les mesures par thermocouple, apparaît dans les estimations acoustiques avec des valeurs très faibles (voir même négatives, même si cela ne peut pas être apprécié avec l'axe de couleurs choisi) pendant pratiquement toute la durée où le chauffage est actif (figure 3.14-c, de $t_{acq} = 0s$ à $t_{acq} = 17s$).

Ceci est d'un côté lié à l'approximation 'guide parfait' réalisée lors du calcul des NSTP. Cette approximation est mauvaise près de l'interface fond-eau, où le champ acoustique est fortement affecté par les propriétés du fond. Un calcul exact des NSTP pourrait améliorer l'estimation à cet endroit.

D'autre part, la résolution horizontale que l'on est capable d'obtenir dans nos estimations est très limitée (plusieurs centimètres), et la taille du chauffage est quasiment ponctuelle (seulement quelques millimètres) : ainsi il est normal que les valeurs estimées soient très faibles pour des phénomènes aussi ponctuels.

Une dernière remarque doit être faite concernant les différences entre les mesures de température et les estimations de célérité. Il s'agit de l'amplitude des variations de célérité estimées. Les variations de température mesurées à la surface de l'eau, au dessus, du chauffage sont d'environ $4\text{ }^{\circ}C$, ce qui correspond à une variation de célérité d'environ 30 m/s . Les estimations obtenues sont très loin de cette valeur (1 m/s maximum). Ceci est due à la résolution limitée dans la direction horizontale, qui fait que tout phénomène est étendu dans cette direction par rapport à sa dimension réelle. Ainsi, la 'boule chaude' de $4\text{ }^{\circ}C$ qui en réalité pourrait être assez ponctuelle horizontalement, est vue, après l'estimation, comme une boule plus étendue spatialement et avec une amplitude beaucoup plus faible.

Résultats à 1 MHz Les résultats obtenus avec les signaux à 1 MHz sont maintenant analysés (figure 3.16). Les résultats sont similaires à ceux obtenus à 3 MHz, et comportent les mêmes artefacts (pas de point chaud au fond, pas de chaleur sur la colonne après le passage de la boule chaude,...). Ainsi, il n'y a pas de différences significatives entre les résultats à 3 MHz et à 1 MHz.

3.4.2.2 NSTP-2D et NSTP-3D

Dans cette sous-section, nous discutons de l'utilisation des NSTP pour la tomographie, et une réflexion concernant l'utilisation des NSTP-2D ou des NSTP-3D est présentée.

Notons tout d'abord que toute propagation d'ondes acoustiques dans nos expériences est, dans un sens strict, tridimensionnelle. Ainsi, la manière la plus exacte de réaliser la tomographie, serait de réaliser une inversion tridimensionnelle. Cependant, dans la plupart d'expériences de tomographie, et notamment à cause de limitations de mémoire ou de temps de calcul, seule une inversion bidimensionnelle est réalisée : la célérité est donc estimée sur un plan. Nous discutons ici des façons différentes de réaliser ce passage de 3D à 2D.

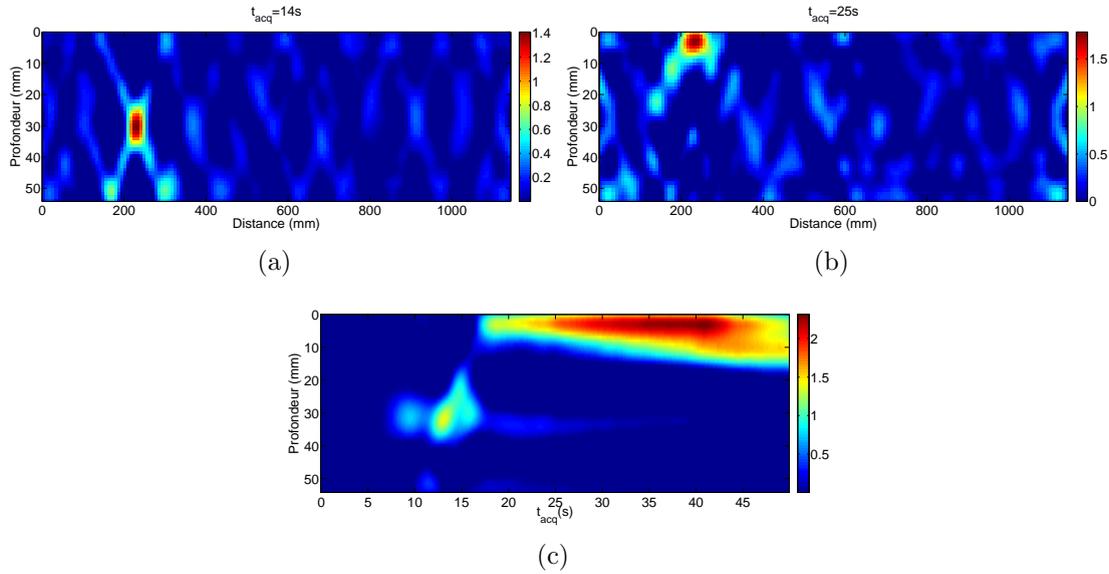


FIG. 3.16 – Variations de célérité estimées, en m/s, par inversion avec NSTP, pour les données à 1 MHz. $\lambda_R = 25mm$, $\lambda_Z = 3mm$, $\sigma_d/\sigma_m = 4.1 * 10^{-7}$, $\sigma_{500-1000} = 0.15m/s$. (a) Variation de célérité estimée à la 14ième seconde (b) Variation de célérité estimée à la 25ième seconde (c) Variation de la célérité estimée à la position horizontale de 225 mm, au niveau du chauffage. En ordonnées, le temps d’acquisition, en abscisse la profondeur.

L’hypothèse la plus courante permettant de réaliser le passage de 3D à 2D consiste à dire que les phénomènes physiques qui ont lieu dans le milieu sont étendus dans la dimension latérale, par rapport à la largeur des NSTP-3D dans cette même dimension (nous appelons dimension latérale, la dimension orthogonale au plan de propagation des ondes, voir 2.3.2.5). Dans ce cas, le modèle 2D est obtenu par sommation du NSTP-3D sur toute la dimension latérale. En pratique, cette sommation du noyau 3D sur la dimension latérale peut être approchée par les NSTP-2D décrits dans le chapitre 2, permettant ainsi des gains importants en temps de calcul.

Une autre hypothèse, qui semble relativement bien adaptée à nos expériences, consiste à dire que les transducteurs sont infinis sur la dimension latérale (rappelons que les transducteurs utilisés font 10mm et 12mm sur la dimension latérale pour des longueurs d’onde de 0.5mm et 1.5mm respectivement). Dans ce cas la propagation peut vraiment être considérée comme bidimensionnelle. Ainsi, les NSTP-2D sont utilisés.

Pour finir, il existe des cas où aucune des deux hypothèses précédentes n’est réaliste. C’est à dire que les transducteurs sont ponctuels, et que les phénomènes physiques sont plus fins que l’extension latérale des NSTP-3D. Dans ce cas, la seule manière de simplifier correctement le problème à un problème bidimensionnel, est d’avoir un ordre de grandeur des dimensions latérales du phénomène physique à analyser. Ainsi, les noyaux 3D peuvent être sommés sur cette largeur pour obtenir le modèle bidimensionnel.

Une approximation de cette solution, moins coûteuse en temps de calcul, est de consi-

dérer que la largeur du phénomène à analyser est beaucoup plus petite que la largeur du NSTP-3D. Seule la coupe centrale du NSTP-3D est alors utilisée. Quand cette approximation est utilisée, le résultat de l'estimation est en $(m/s \cdot m)$, il ne s'agit donc pas d'une célérité. Il faut diviser le résultat d'inversion par la largeur latérale supposée du phénomène physique, pour arriver à l'interpréter comme une célérité.

Pour résumer, deux solutions approchées relativement peu coûteuses en temps de calcul sont à notre disposition :

1. L'utilisation des NSTP-2D, basée sur l'hypothèse de transducteurs infinis, ou sur l'hypothèse de largeur du phénomène physique grande face à la largeur du NSTP-3D.
2. Utilisation de la coupe centrale du NSTP-3D, basée sur l'hypothèse que la largeur du phénomène physique est petite par rapport à la largeur du NSTP-3D.

La question consiste donc ici à décider lequel des modèles approchés (NSTP-2D ou NSTP-3D coupé) est le plus approprié aux expériences à 3 MHz et à 1 MHz.

Pour prendre cette décision, des informations sur la largeur latérale des NSTP ainsi que sur la largeur latérale du phénomène physique analysé sont nécessaires.

Nous disposons de mesures de température par thermocouple que nous avons réalisées en régime établi, après 24h de chauffage continu (figure 3.17). Encore une fois, seule une interprétation qualitative peut être faite à partir de ces mesures, à cause du caractère instable de la convection naturelle. D'autre part, la figure 3.18 illustre les coupes des NSTP-3D (compte tenu de la largeur latérale des transducteurs), au dessus du chauffage, dans un plan vertical perpendiculaire à la direction de propagation.

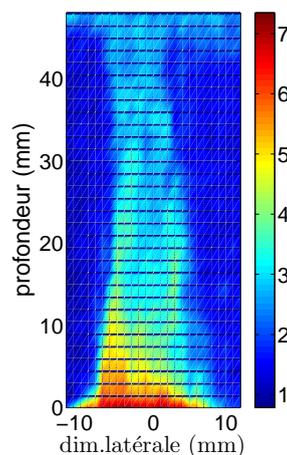


FIG. 3.17 – Carte de températures tridimensionnelle. (a) vue profondeur-dim. latérale, et (b) vue profondeur-distance horizontale.

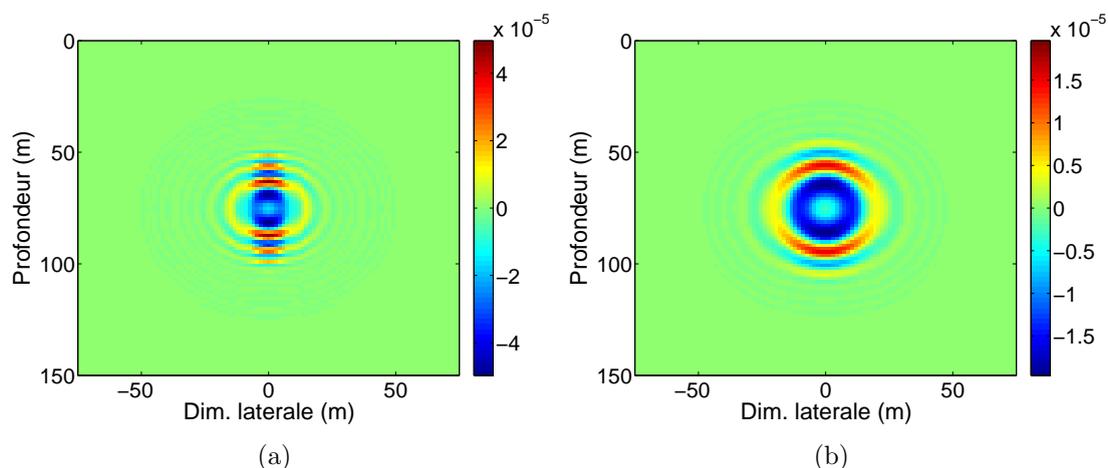


FIG. 3.18 – Coupes des NSTP-3D, au niveau du chauffage. La largeur latérale des transducteur a été prise en compte. (a) Pour la propagation à 3 MHz, et (b) Pour la propagation à 1 MHz.

Le paramètre intéressant sur la figure 3.17 est la largeur latérale de la plume, entre 10 et 15 mm. Par ailleurs, sur la figure 3.18-a, la largeur du noyau est d'environ 20 mm. Ceci est en partie due à la largeur des transducteurs ($L \approx 20\lambda$, pour 3 MHz), qui arrive à concentrer la sensibilité proche du centre. Concernant le noyau à 1 MHz (figure 3.18-b), sa largeur est beaucoup plus grande, entre 50 et 60 mm. En effet, due à une longueur d'onde plus grande, l'effet des transducteurs (d'extension latérale similaire à ceux de 3 MHz, mais donnant $L \approx 8\lambda$) est beaucoup plus petite, et le noyau reste large.

Pour l'expérience à 3 MHz, l'extension latérale du phénomène de convection est alors proche de la largeur totale du NSTP-3D. Ainsi, l'utilisation des NSTP-2D paraît la solution adaptée. Pour l'expérience à 1 MHz, la largeur du phénomène physique est petite devant la largeur du NSTP-3D, et l'approximation par une coupe du NSTP-3D est mieux adaptée.

Nous avons vérifié cette conclusion en réalisant des estimations avec les deux types de NSTP présentés, et en les comparant (figure 3.19). Pour l'expérience à 3 MHz, les amplitudes estimées sont similaires, et les résolutions horizontales et verticales de la tache sont meilleures avec les NSTP-2D. Par contre, sur l'expérience à 1 MHz, le résultat avec la coupe du NSTP-3D est meilleur que celui avec NSTP-2D, aussi bien en résolution qu'en amplitude.

D'après le raisonnement théorique présenté dans cette section, validé par la figure 3.19, nous concluons que :

- à 3 MHz, les résultats sont meilleurs avec des NSTP-2D.
- à 1 MHz, une coupe des NSTP-3D est mieux adaptée qu'un NSTP-2D.

Ainsi, dans tous les résultats présentés sur ce document, à l'exception de la figure 3.19, les données à 3 MHz sont toujours inversées avec les NSTP-2D, et les données à 1 MHz

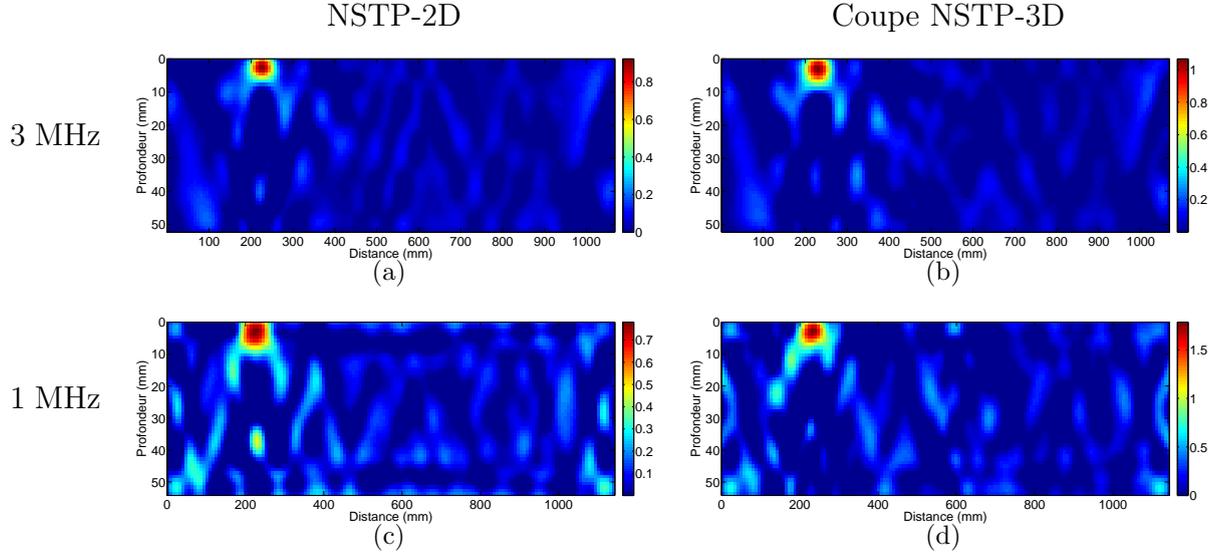


FIG. 3.19 – Résultats avec NSTP-2D (à gauche) et avec une coupe du NSTP-3D (à droite), pour l'expérience, à 3 MHz (en haut), et pour l'expérience, à 1 MHz (en bas). (a) $\lambda_R = 25$, $\lambda_Z = 3$, $\sigma_d/\sigma_m = 4.2 * 10^{-8}$, $\sigma_{500-1000} = 0.04m/s$ (b) $\lambda_R = 25$, $\lambda_Z = 3$, $\sigma_d/\sigma_m = 4.2 * 10^{-6}$, $\sigma_{500-1000} = 0.04m/s$ (c) $\lambda_R = 25$, $\lambda_Z = 3$, $\sigma_d/\sigma_m = 4.1 * 10^{-8}$, $\sigma_{500-1000} = 0.08m/s$ (d) $\lambda_R = 25$, $\lambda_Z = 3$, $\sigma_d/\sigma_m = 4.1 * 10^{-7}$, $\sigma_{500-1000} = 0.15m/s$.

avec une coupe des NSTP-3D.

3.4.2.3 Discussion des modèles et méthodes d'inversion

Dans les sous-sections précédentes, les résultats de tomographie obtenus avec les NSTP ont été présentés (section 3.4.2.1), et les éléments à prendre en compte pour leur utilisation ont été discutés (section 3.4.2.2). Nous discutons maintenant, d'autres aspects de l'inversion : comparaison entre la théorie des rayons et les NSTP, inversion sur des espaces réduits, et inversion avec différents sous-ensembles des 3000 rayons, choisis selon les angles de propagation des rayons.

Rayons ou NSTP ? Comme cela a été fait sur les données simulées, nous nous intéressons aux deux modèles directs utilisables : théorie des rayons et NSTP. Pour que les résultats avec rayons et avec NSTP soient comparables, ils ont été choisis afin que 90% de l'écart type des mesures des PTP soit reconstruit dans les deux cas. Les résultats pour les deux expériences (1 MHz et 3 MHz) sont présentés sur la figure 3.20.

A 3 MHz, les résultats obtenus avec les rayons et les NSTP sont similaires, même si l'amplitude estimée est un peu plus forte avec les NSTP (et donc meilleure étant donnée les valeurs attendues : une variation de 7°C correspond à une variation de célérité d'environ 34 m/s). Comme cela a été discuté sur les simulations, les NSTP, prenant en compte la "largeur du rayon", arrivent à mieux localiser les variations de célérité. Ils obtiennent ainsi

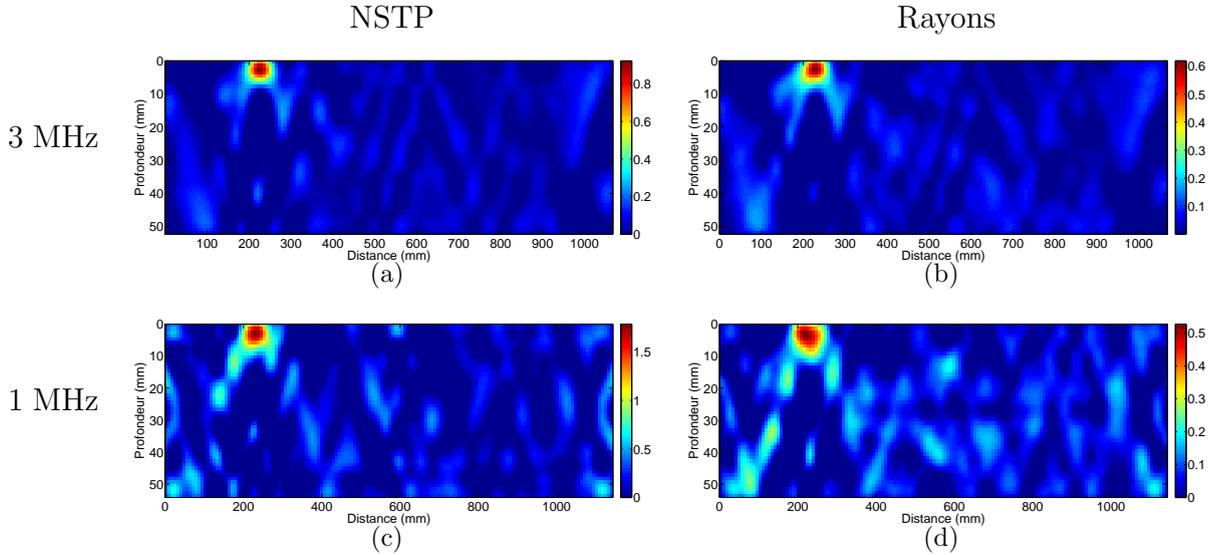


FIG. 3.20 – Résultats d’inversion avec NSTP (à gauche) et avec rayons (à droite), pour l’expérience à 3 MHz (en haut), et pour l’expérience à 1 MHz (en bas). (a) $\lambda_R = 25$, $\lambda_Z = 3$, $\sigma_d/\sigma_m = 4.2 \cdot 10^{-8}$, $\sigma_{500-1000} = 0.04 m/s$ (b) $\lambda_R = 25$, $\lambda_Z = 3$, $\sigma_d/\sigma_m = 8.3 \cdot 10^{-8}$, $\sigma_{500-1000} = 0.04 m/s$ (c) $\lambda_R = 25$, $\lambda_Z = 3$, $\sigma_d/\sigma_m = 4.1 \cdot 10^{-7}$, $\sigma_{500-1000} = 0.15 m/s$ (d) $\lambda_R = 25$, $\lambda_Z = 3$, $\sigma_d/\sigma_m = 7.8 \cdot 10^{-8}$, $\sigma_{500-1000} = 0.08 m/s$.

des taches légèrement plus fines et avec une plus grande amplitude.

À 1 MHz, la différence entre les deux estimations va au delà de l’amplitude, et la différence dans le pouvoir de résolution est maintenant notable. La qualité de l’estimation avec NSTP reste proche de celle à 3 MHz, mais l’estimation par rayons est dégradée. Ceci s’explique car la théorie des rayons est une approximation haute fréquence. Ainsi, la modélisation d’une propagation à 3 MHz est mieux approchée par la théorie des rayons, qu’une propagation à 1 MHz. On voit donc que l’intérêt d’utiliser les NSTP s’accroît quand la fréquence des signaux émis diminue.

Inversion sur des espaces réduits. En simulation, la différence entre les NSTP et les rayons était beaucoup plus importante quand seulement une petite région était inversée (figure 3.6). De plus, la qualité de l’estimation avec NSTP était améliorée grâce à la réduction du nombre de paramètres à estimer. Nous allons ici inverser une petite région autour de la zone de chauffage, pour voir si le même phénomène est observé.

La figure 3.21, réalise la comparaison entre les NSTP et les rayons, pour l’expérience à 3 MHz (les résultats à 1 MHz ne sont pas montrés mais aboutissent aux mêmes conclusions). Pour pouvoir les comparer, les résultats ont été choisis afin que 85% de l’écart type des PTP soit reconstruit. La différence entre les NSTP et les rayons sur une région réduite (figure 3.21) est la même que celle observée dans l’inversion sur tout le milieu (figure 3.20).

En effet, rappelons que sur les résultats d’inversion en simulation, la différence entre

NSTP et rayons était très importante sur des régions "très réduites" (figure 3.6), et que le résultat avec NSTP était meilleur sur des espaces réduits, mais à condition que la surface et le fond du guide ne soient pas inclus dans l'inversion. Dans les données de cuve, nous sommes obligés de prendre en compte ces régions du guide, car les phénomènes thermiques ont principalement lieu au fond (par la présence du chauffage) et à la surface (par l'accumulation de chaleur). Ainsi, il est logique que les résultats sur ces petites régions soient similaires aux résultats en milieu complet, et que nous n'arrivions pas à reproduire les observations réalisées sur les données synthétiques.

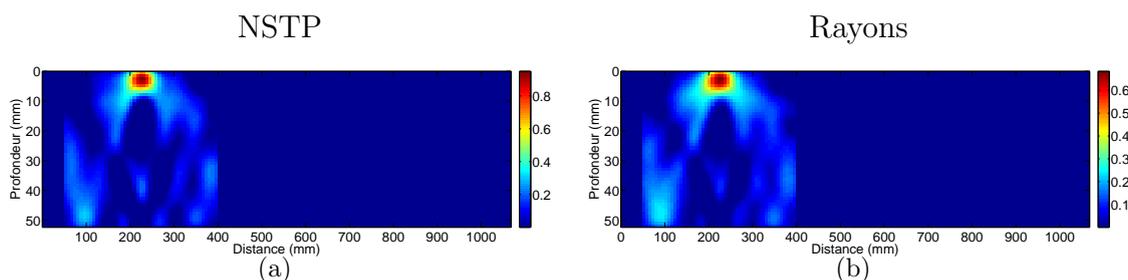


FIG. 3.21 – Résultat d'inversion pour l'expérience à 3 MHz. (a) inversion par NSTP, $\lambda_R = 25$, $\lambda_Z = 3$, $\sigma_d/\sigma_m = 7.3 * 10^{-8}$, et (b) inversion par rayons, $\lambda_R = 25$, $\lambda_Z = 3$, $\sigma_d = 1.4 * 10^{-7}$.

Différents jeux de rayons Pour finir nous réalisons une analyse sur la qualité de l'inversion quand le nombre de trajets acoustiques est réduit. L'intérêt de cette analyse est de s'approcher des conditions plus réelles rencontrées lors d'expériences en mer. En effet, dans ce cas, le nombre de trajets utilisables est réduit car les trajets acoustiques comportant beaucoup de réflexions sont fortement atténués et souvent inutilisables.

La figure 3.22 compare, pour l'expérience à 3 MHz, le résultat obtenu en utilisant seulement les trajets avec moins de 5 réflexions (à gauche), et le résultat obtenu avec les rayons ayant plus de 5 réflexions (à droite). Dans les deux cas, le nombre de trajets acoustiques utilisés pour l'inversion est le même, à savoir 1500 trajets. En terme d'angles, les trajets avec moins de 5 réflexions correspondent à des angles de propagation inférieurs à 14 degrés.

Les résultats de l'inversion avec les rayons ayant subi peu de réflexions (petits angles, figure 3.22-a) est similaire au résultat obtenu avec tous les trajets (figure 3.14). La tache d'eau chaude à la surface est encore bien localisée. Une perte d'amplitude et de résolution horizontale est cependant observée. En effet, les trajets acoustiques avec beaucoup de réflexions apportent de la résolution horizontale au résultat.

Le résultat obtenu avec seulement les trajets ayant subi beaucoup de réflexions (grands angles, figure 3.22-b) est moins bonne. La tache d'eau chaude est visible et parfaitement localisée en distance horizontale, grâce au bon pouvoir de résolution horizontale des rayons

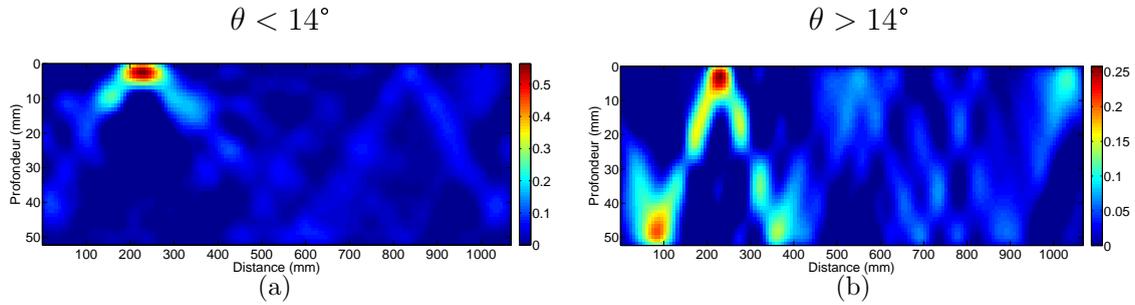


FIG. 3.22 – Résultat d’inversion pour l’expérience à 3 MHz, avec NSTP. (a) Inversion en utilisant seulement les trajets avec moins de 5 réflexions (angles $< 14^\circ$), $\lambda_R = 25$, $\lambda_Z = 3$, $\sigma_d/\sigma_m = 2.9 * 10^{-8}$, $\sigma_{500-1000} = 0.03$ (b) Inversion en utilisant seulement les trajets avec plus de 6 réflexions (angles $> 14^\circ$), $\lambda_R = 25$, $\lambda_Z = 3$, $\sigma_d/\sigma_m = 3 * 10^{-7}$, $\sigma_{500-1000} = 0.03m/s$.

ayant des grands angles. Par contre, la tache de chaleur est étendue en profondeur jusqu’au fond, et son amplitude est beaucoup plus faible qu’avec les petits angles.

Deux causes sont potentiellement à l’origine de la différence entre les résultats avec grands et petits angles. D’une part, l’approximation ‘guide parfait’ utilisée pour le calcul des NSTP est légèrement meilleure pour les petits angles que pour les grands (figure 2.21). Et d’autre part, les PTP des rayons avec plus de réflexions sont plus influencées par les vagues de surface, comme il sera expliqué dans la suite. Les données sont alors plus bruitées et le résultat d’inversion est dégradé.

Comme précédemment indiqué, le fait d’obtenir des résultats satisfaisants avec uniquement les trajets acoustiques ayant des petits angles est encourageant vis à vis des expériences en mer.

3.4.3 Autres phénomènes physiques observés

Dans les sous-sections précédentes, nous avons montré les résultats finaux de tomographie. Pour obtenir ces résultats, un certain nombre de prétraitements ont été nécessaires sur les mesures de PTP. Nous avons omis jusqu’à maintenant tout commentaire sur ces traitements, afin de simplifier la présentation des résultats, et nous allons les détailler ici. Nous verrons que ces traitements sont nécessaires afin de s’affranchir d’un certain nombre d’ ”éléments perturbateurs” liés à l’expérience elle même.

Nous discuterons également différents phénomènes physiques observés pendant nos expériences, et plus particulièrement au niveau dynamique. En effet, les images de tomographie montrées précédemment ont été réalisées pour des instants t_{acq} donnés, de manière indépendante pour chaque instant, et la dynamique n’a pas été prise en compte en aucun moment. Ces aspects dynamiques seront analysés dans cette sous-section.

Pour l’analyse des aspect dynamiques et les prétraitements liés, nous allons faire un pas en arrière : au lieu d’analyser les résultats de tomographie, nous allons analyser les mesures

de PTP. Ainsi, nous commencerons notre analyse par l'observation des PTP mesurés pour certains trajets acoustiques. Nous verrons qu'avec notre système d'acquisition (permettant de réaliser 10 acquisitions par seconde) nous sommes capables de parfaitement suivre tous les aspects dynamiques de l'expérience. Nous montrerons l'importance de cette acquisition très rapide pour pouvoir s'affranchir des vagues de surface. Nous verrons également sur ces mesures de PTP, qu'en plus de phénomènes liés à la convection, des vagues à la surface sont également présentes dans les expériences.

3.4.3.1 Mesures de PTP de certains trajets acoustiques.

Sur chaque acquisition (à un t_{acq} donné), nous avons réalisé la D-FV pour séparer 3024 trajets acoustiques. Puis, pour chacun de ces trajets, les Perturbations de Temps de Propagation (PTP), de toutes les acquisitions par rapport à la première acquisition ont été mesurées. C'est à dire, que la partie "extraction d'observables" du schéma 3.1 a été réalisée. C'est sur ces mesures de PTP que nous allons travailler par la suite.

Pour illustrer nos propos, nous utiliserons comme exemples plusieurs trajets acoustiques représentés sur la figure 3.23. Les PTP pour deux de ces trajets, dans l'expérience à 3 MHz, sont illustrés sur la figure 3.24. La figure 3.24-a montre les PTP pour le trajet bleu de la figure 3.23, contenant une réflexion au fond du guide. La figure 3.24-b correspond au trajet vert, contenant 5 réflexions (3 au fond et 2 à la surface). De même, la figure 3.25 montre les PTP des mêmes trajets acoustiques, pour l'expérience à 1 MHz.

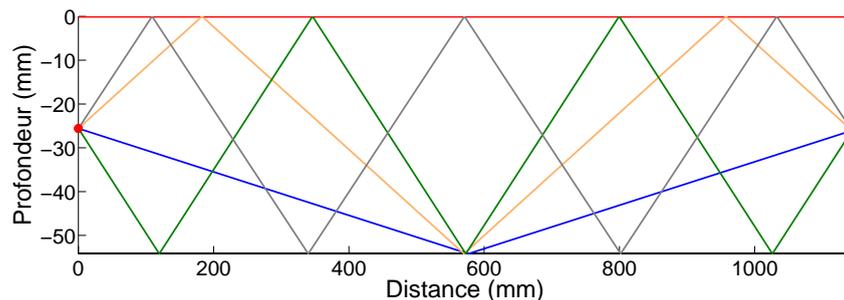


FIG. 3.23 – Trajets acoustiques dont les PTP sont analysées dans cette section.

Sur ces PTP, deux constatations peuvent être faites :

- D'une part, certains trajets acoustiques présentent de fortes oscillations sur les PTP (figure 3.24-b) ; d'autres n'en ont pas (figure 3.24-a).
- D'autre part, les oscillations peuvent être présentes pendant toute la durée de l'acquisition (figure 3.24-b) ou localisées en temps (figure 3.25-a).

Pour caractériser plus en détail ces phénomènes oscillatoires, les spectrogrammes de ces signaux sont calculés. Les figures 3.26 et 3.27 sont les spectrogrammes des signaux des

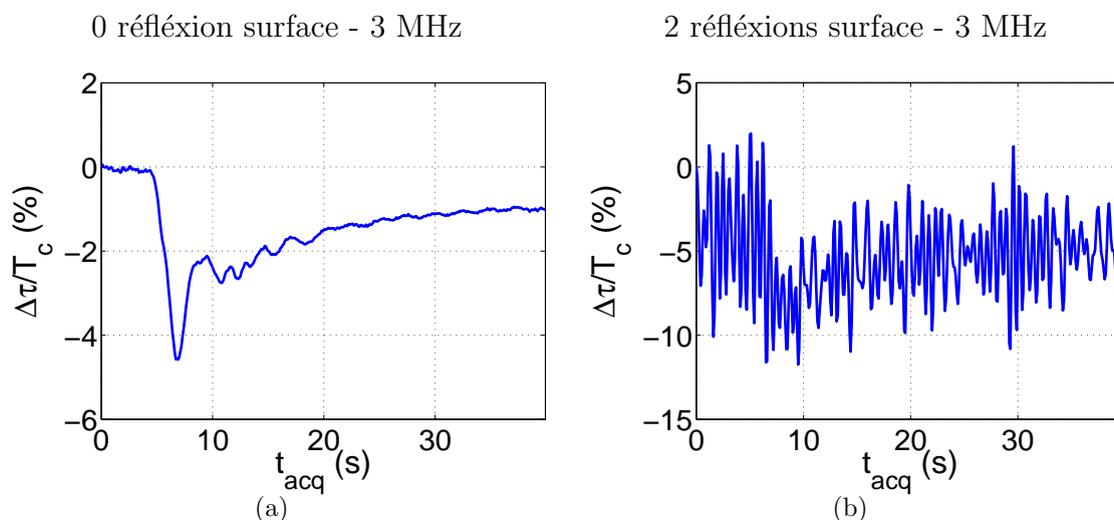


FIG. 3.24 – Perturbations de temps de propagation pour deux trajets acoustiques, dans l’expérience à 3 MHz. (a) Le trajet bleu de la figure 3.23 (b) Le trajet vert de la figure 3.23.

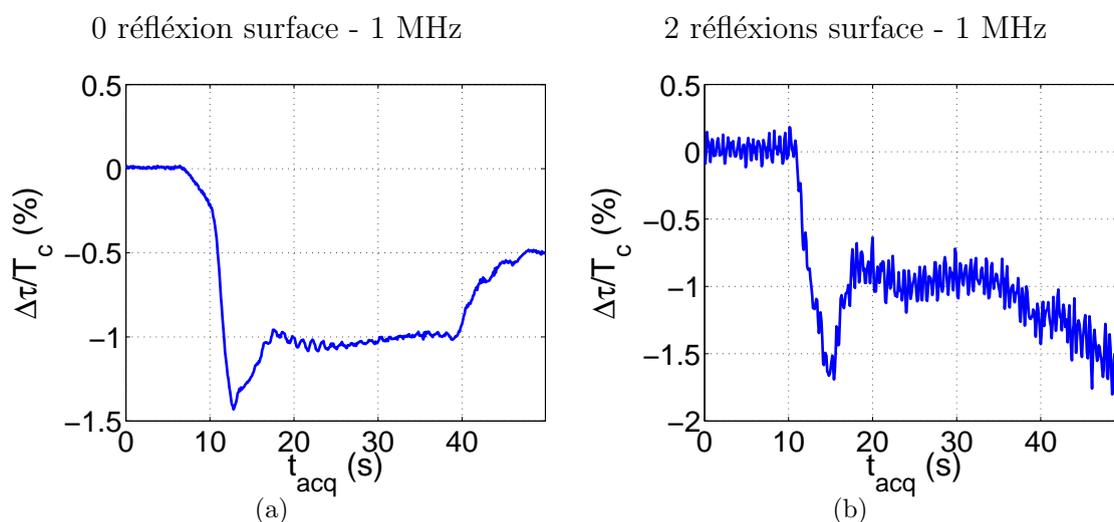


FIG. 3.25 – Perturbations de temps de propagation pour deux trajets acoustiques, dans l’expérience à 1 MHz. (a) le trajet bleu de la figure 3.23 (b) le trajet vert de la figure 3.23.

figures 3.24 et 3.25.

Ainsi, trois ”structures” différentes sont observées sur ces spectrogrammes :

- D’une part, dans tous les spectrogrammes, une composante basse fréquence (fréquence < 0.5 Hz) est toujours présente. Cette composante basse fréquence correspond en effet aux variations lentes des PTP, dues aux phénomènes de déplacement lent de l’eau chaude, et en particulier aux transitions (dus à l’activation/désactivation du chauffage). Elle est étudiée dans la section 3.4.3.2.

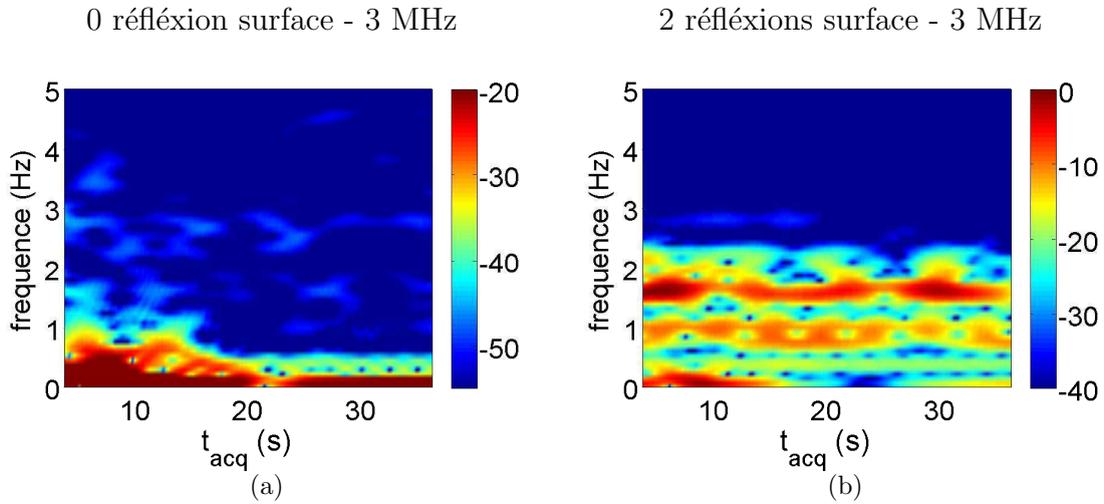


FIG. 3.26 – Spectrogrammes des PTP pour deux trajets acoustiques, dans l’expérience à 3 MHz. (a) le trajet bleu de la figure 3.23 (b) le trajet vert de la figure 3.23.

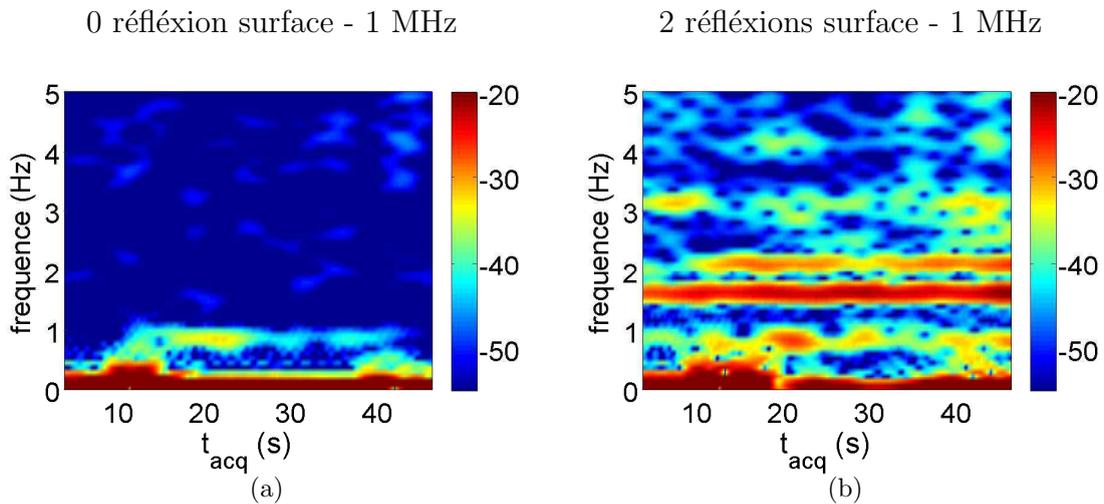


FIG. 3.27 – Spectrogrammes des PTP pour deux trajets acoustiques, dans l’expérience à 1 MHz. (a) Le trajet bleu de la figure 3.23 (b) Le trajet vert de la figure 3.23.

- D’autre part, dans la figure 3.27-a, une composante oscillatoire à 1 Hz et de très faible amplitude est également présente. Elle apparaît avec l’activation du chauffage, et disparaît quand le chauffage est arrêté. Nous pouvons donc penser que ces variations sont également dues aux phénomènes de convection, et plus particulièrement aux phénomènes turbulents produits dans ce processus de convection. Nous nous intéressons à cette composante dans la section 3.4.3.4.
- Pour finir, nous observons sur les figures 3.26-b et 3.27-b des composantes hautes fréquences ($f \approx 1.7$ Hz et $f \approx 2.1$ Hz). Ces hautes fréquences sont déjà présentes avant

l'activation du chauffage, et ne disparaissent pas après sa désactivation. S'agissant d'un phénomène indépendant du chauffage, nous pensons aux vagues de surface comme cause possible de ces oscillations, et étudions ces composantes dans la section 3.4.3.3.

Dans la suite de ce chapitre, chacun de ces phénomènes sera analysé en plus de détail.

3.4.3.2 Composante basse fréquence et convection

La composante basse fréquence est facilement séparable des autres composantes, par un simple filtrage passe bas. Le résultat du filtrage est montré en rouge sur la figure 3.28, pour deux trajets acoustiques. La figure 3.28-a correspond au trajet contenant trois réflexions à la surface (trajet gris sur la figure 3.23), dans l'expérience à 1 MHz. La figure 3.28-b correspond au trajet contenant deux réflexions à la surface (trajet orange sur la figure 3.23), dans l'expérience à 3 MHz. La fréquence de coupure est fixée à 0.5 Hz, pour garder la dynamique des transitions lors de l'activation du chauffage. Remarquons que sur la figure 3.28-b il reste encore quelques oscillations.

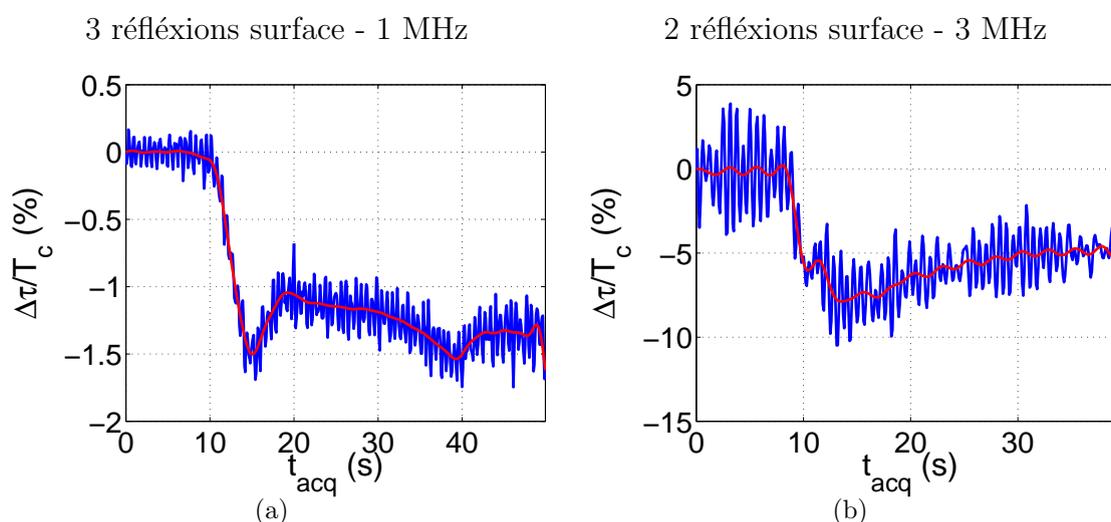


FIG. 3.28 – PTP brut et filtrées pour deux trajets acoustiques. (a) Dans l'expérience à 1 MHz, le trajet gris de la figure 3.23 (b) Dans l'expérience à 3 MHz, le trajet orange de la figure 3.23.

La fréquence de ces oscillations est d'environ 0.4 Hz, comme le montre le spectre de la figure 3.29-b. Cette fréquence correspond à peu près aux fréquences des pics qui sont présents sur les mesures de température à certaines profondeurs (figure 3.29-b). Il s'agit de phénomènes turbulents produits par la convection.

Indiquons pour finir, que tous les résultats de tomographie précédemment présentés, ont été obtenus en utilisant les PTP filtrées à 0.5 Hz.

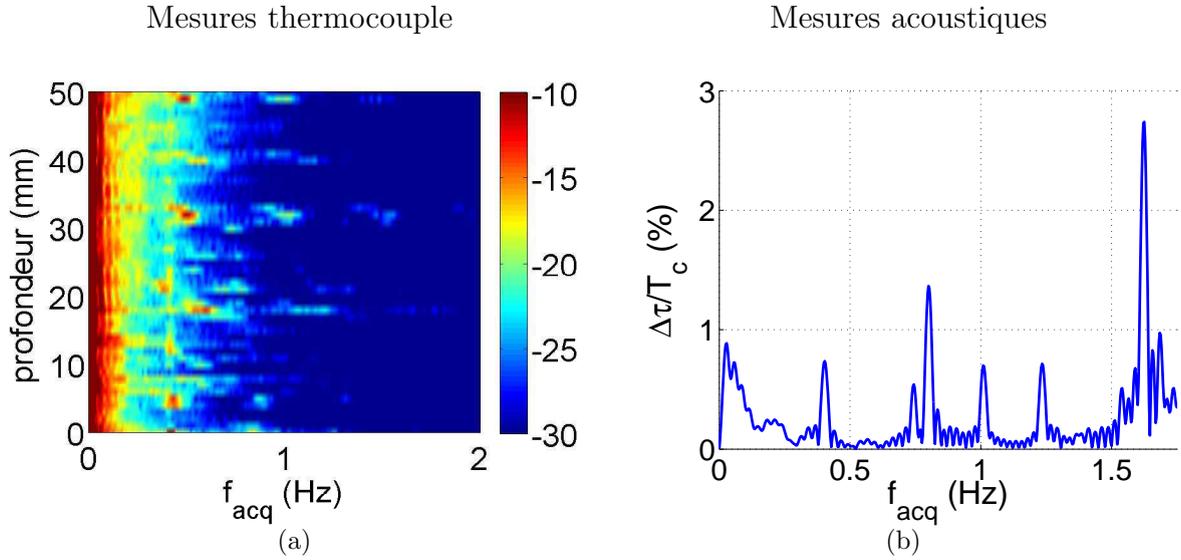


FIG. 3.29 – (a) Spectres des mesures de température en fonction de la profondeur, moyenné sur les 10 réalisations. La fréquence est en abscisse, et la profondeur en ordonnée. (b) Spectre des mesures de PTP de la figure 3.28-b.

3.4.3.3 Oscillations hautes fréquences dues aux vagues de surface

Au cours de l'expérience à 3 MHz nous avons essayé de ne pas mettre des vagues de surface dans le guide d'ondes (en vérifiant visuellement que la surface était plane). Les vagues de surface n'étaient donc pas visible lors de l'expérience, et nous étions convaincus que l'expérience se déroulait sans. En observant les PTP mesurées (figure 3.24), nous nous sommes rendus compte que des phénomènes haute fréquence, de très forte amplitude, étaient présents sur certains trajets acoustiques. Le spectre de la figure 3.29-b, a permis de mesurer les fréquences de ces oscillations.

A partir des mesures dynamiques de température, réalisées avec le thermocouple, précédemment présentées (figure 3.29-a), le pic à 0.4 Hz pourrait correspondre à des phénomènes turbulents liées à la convection. Mais aucun phénomène d'amplitude importante n'est visible sur les mesures de température, à une fréquence supérieure à 0.6 Hz. Ainsi, les vagues de surface sont devenus une explication plausible pour ces oscillations, malgré nos efforts pour ne pas en produire.

Pour lier ces oscillations aux vagues de surface, nous partons du fait avéré que les trajets acoustiques ne contenant pas des réflexions à la surface ne sont pas affectés par les vagues, tandis que les trajets contenant beaucoup de réflexions, le sont fortement. Puis, nous tentons d'estimer l'amplitude des vagues de surface à partir de ces trajets. La démarche adoptée est la suivante :

1. L'amplitude des composantes haute fréquence des PTP est mesurée, nous fournissant

la partie des PTP possiblement dûe aux vagues.

2. Dans la théorie des rayons, un modèle linéaire simple est établi, quantifiant les PTP produits par de petites vagues de surface. En utilisant ce modèle, l'amplitude des vagues est estimée pour chaque groupe de trajets comportant un même nombre de réflexions à la surface.
3. Si les estimations obtenues avec les différents groupes de trajets concordent, nous pourrions expliquer les oscillations haute fréquence par la présence de vagues de surface.

Modélisation dans la théorie des rayons : La figure 3.30 montre de manière simplifiée l'effet d'un déplacement de la surface de l'eau (produit par une vague), sur le temps de propagation du rayon y réfléchi, dans l'approximation de Kirchhoff.

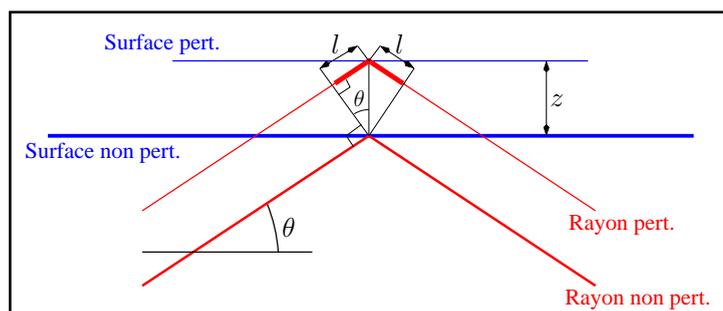


FIG. 3.30 – Influence d'une vague de surface sur la longueur du rayon se réfléchissant à la surface, dans l'approximation de Kirchhoff.

En effet, un déplacement de surface de hauteur z produit une variation de $2l = 2z \sin \theta$ sur la distance parcourue par le rayon. Ainsi, la PTP produite par ce déplacement de surface, est donnée par :

$$\Delta\tau = \frac{2z \sin \theta}{c} \quad (3.20)$$

où c représente la célérité des ondes dans le milieu.

Quand un rayon réalise plusieurs réflexions à la surface, la perturbation totale du temps de propagation du rayon est la somme des perturbations accumulées à chacune des réflexions. Ainsi pour un rayon contenant N réflexions à la surface il vaut :

$$\Delta\tau = \sum_{i=1}^N \frac{2z_i \sin \theta}{c} \quad (3.21)$$

où les z_i représentent les hauteurs des perturbations de la surface à chaque réflexion.

Grâce à la linéarité de ce modèle, les liens entre les statistiques de $\Delta\tau$ et les statistiques

de z_i sont facilement établis. Ainsi, la valeur moyenne de $\Delta\tau$ est donnée par :

$$\mu_{\Delta\tau} = \mathbb{E}[\Delta\tau] = \mathbb{E}\left[\sum_{i=1}^N \frac{2z_i \sin \theta}{c}\right] = \sum_{i=1}^N \frac{2\mathbb{E}[z_i] \sin \theta}{c} = 0 \quad (3.22)$$

car $\mathbb{E}[z_i] = 0$, $\forall i$, (c'est à dire, l'hypothèse est faite que la moyenne des hauteurs des vagues est nulle).

Et la variance est :

$$\sigma_{\Delta\tau}^2 = \mathbb{E}[\Delta\tau^2] = \mathbb{E}\left[\left(\sum_{i=1}^N \frac{2z_i \sin \theta}{c}\right) \left(\sum_{j=1}^N \frac{2z_j \sin \theta}{c}\right)\right] = \frac{4 \sin^2 \theta}{c^2} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \mathbb{E}[z_i z_j] \quad (3.23)$$

Supposons que les variables z_i correspondent à des vagues de même puissance ($\sigma_z^2 = \mathbb{E}[z_i^2] = \mathbb{E}[z_j^2]$, $\forall i, j$), et que les z_i sont décorrelées entre elles. Dans ce cas :

$$\mathbb{E}[z_i z_j] = \begin{cases} \sigma_z^2 & \text{si } i = j \\ 0 & \text{si } i \neq j \end{cases} \quad (3.24)$$

Le lien entre l'écart type des PTP et l'écart type des vagues, est donc :

$$\sigma_{\Delta\tau} = \frac{2 \sin \theta}{c} \sqrt{N} \sigma_z \quad (3.25)$$

Estimation des amplitudes : L'estimation de l'écart type des vagues est réalisé en inversant l'équation 3.25 :

$$\hat{\sigma}_z = \frac{c \widehat{\sigma}_{\Delta\tau}}{2\sqrt{N} \sin \theta} \quad (3.26)$$

Pour pouvoir utiliser l'équation 3.26, il faut mesurer $\widehat{\sigma}_{\Delta\tau}$. Pour mesurer l'écart type des PTP possiblement liées aux vagues, nous mesurons l'écart type de la partie haute fréquence des PTP, car c'est cette partie des PTP que nous essayons de relier aux vagues de surface. La partie basse fréquence des PTP est donc enlevée du signal (voir figure 3.31-a), et l'écart type est mesuré sur le signal restant (voir figure 3.31-b).

Pour chaque trajet acoustique, l'écart type de la partie haute fréquence des PTP est utilisé pour estimer l'écart type des vagues de surface. Nous obtenons ainsi 3000 estimations de l'écart type des vagues (figure 3.32). Sur la figure 3.32-a, les 3000 estimations sont montrées en bleu, la moyenne de toutes ces estimations est donnée par la ligne rouge, et l'écart type par les lignes noires. Sur la figure 3.32-b, la représentation est réalisée en fonction du nombre de réflexion des rayons.

Notons sur la figure 3.32-b que les moyennes obtenues sur les différents groupes de rayons (groupes dépendent du nombre de réflexion) sont similaires (entre 16 et 22 μm). Cela montre que les vagues sont la cause des oscillations haute fréquence présentes sur les PTP.

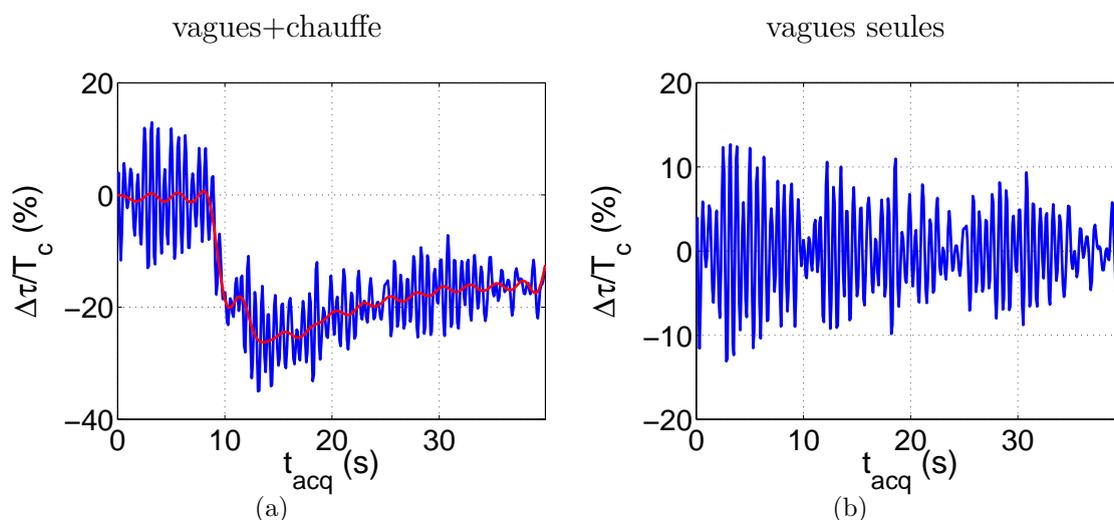


FIG. 3.31 – PTP pour un trajet de 5 réflexions à 3 MHz. (a) Mesures brutes, (b) Mesures filtrées par un filtre passe haut.

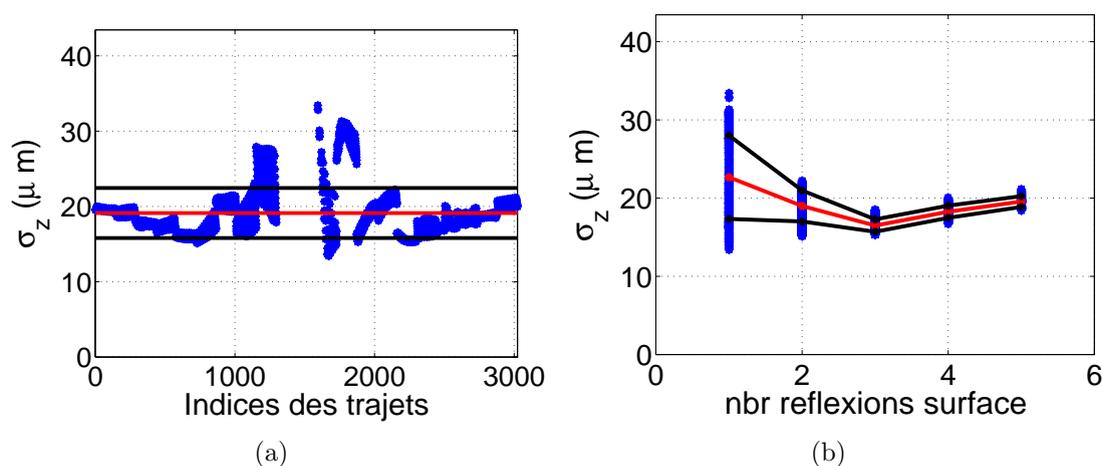


FIG. 3.32 – Pour les données à 20V (a) Estimation des amplitudes des vagues σ_z pour chaque rayon, en bleu ; la moyenne des estimations est donné par la ligne rouge ; et l'écart type par les deux lignes noirs. (b) Estimation des amplitudes des vagues σ_z en fonction du nombre de réflexions à la surface, en bleu ; la moyenne des estimations est donné par les ronds rouges ; et l'écart type les deux lignes noires.

Notons également que l'écart type des estimations est plus grand pour les petit angles (rayons avec moins de réflexions). En effet, il est bien connu que l'approximation de Kirchhoff est mieux adaptée pour les grands angles que pour les petits angles. Cette erreur de modélisation produit une variance plus grande sur les mesures d'amplitude des vagues par des rayons avec faibles angles. Ce même phénomène, mais pour le champ acoustique au lieu du temps de propagation, est discuté dans [Roux-2009], où les auteurs proposent

une approximation plus précise que celle de Kirchhoff pour les petits angles.

Pour finir, remarquons que la hauteur des vagues estimée (l'écart type $\hat{\sigma}_z$) est très faible ($20 \mu\text{m}$). Il n'est donc pas étonnant que nous n'ayons pas été capables de voir les vagues à l'oeil nu lors de l'expérience.

Analyse fréquentielle des vagues, modes propres dans la cuve : Sur la figure 3.33-a, le spectre moyen des PTP de tous les trajets acoustiques pour l'expérience à 3 MHz est représenté. D'après le paragraphe précédent, nous savons que la partie haute fréquence de ce spectre correspond essentiellement aux vagues de surface. En tant que phénomène aléatoire et inconnu, un spectre plat est attendu sur ces hautes fréquences. Ce n'est pas le cas, et un spectre de raies est mis en évidence, c'est à dire que les vagues de surface ont des composantes monochromatiques importantes.

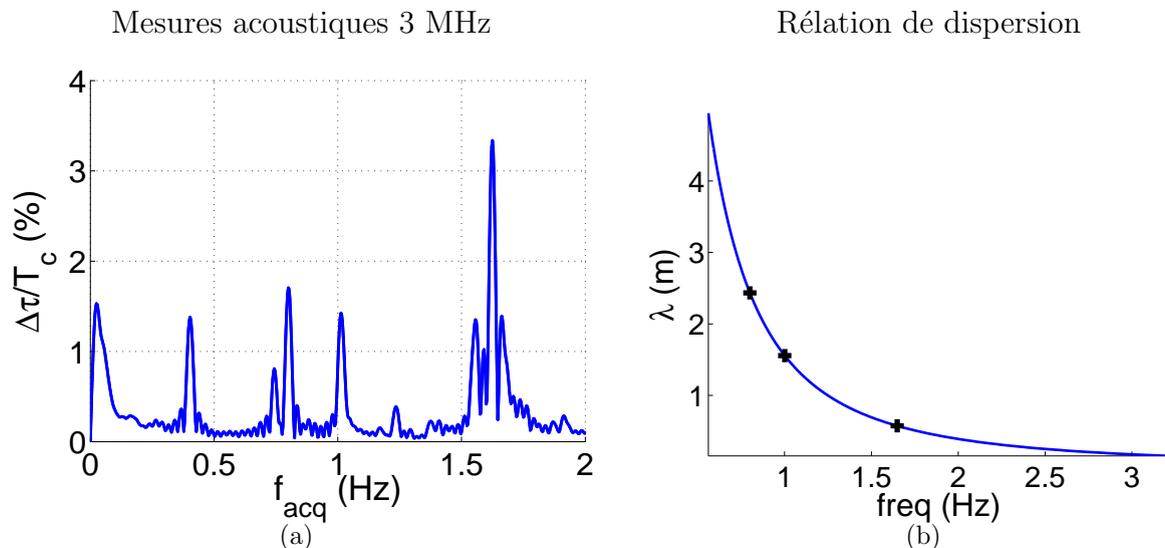


FIG. 3.33 – (a) spectre des PTP, moyenné sur tous les trajets acoustiques. (b) Relation de dispersion des vagues capillogravitationnelles de surface. Les croix indiquent les fréquences et les longueurs d'ondes associées de trois pics de la figure (a)

Nous pensons que ce spectre peut être due aux modes propres des vagues de surface dans la cuve : certaines fréquences deviennent prédominantes grâce au caractère résonnant des ondes dans un milieu fermé comme la cuve. Entre les pics observés sur la figure 3.33-a, le pic à 0.4 Hz correspond, au moins en partie, aux phénomènes de convection. Ensuite, trois pics forts sont observés à 0.8 Hz, 1 Hz et 1.65 Hz, que nous associons aux vagues de surface.

A partir de la loi de dispersion des ondes gravitationnelles [Capillary-web] de surface (figure 3.33-b), les longueurs d'onde correspondantes à ces trois fréquences sont retrouvées. Elles sont comprises entre 0.6 m et 2.4 m. Notons que l'ordre de grandeur de ces longueurs d'ondes est comparable aux dimensions de la cuve (0.85 m par 2 m, environ). Le caractère

harmonique du spectre des vagues de surface pourrait donc bien être du aux modes propres de ces vagues dans la cuve.

Faisabilité de la tomographie en guide d'ondes avec vagues de surface : Nous concluons cette section concernant les vagues à la surface par une discussion sur l'influence que ce phénomène peut avoir sur les résultats de tomographie. Dans ce sens, il est important de remarquer que cette influence peut-être cruciale, lorsque des variations de célérité très localisées sont à analyser. En effet, les variations de célérité très localisées horizontalement produisent des PTP relativement faibles. Ainsi, les PTP produites par les vagues de surface peuvent facilement devenir plus importantes que les PTP produites par les phénomènes thermiques auxquels nous nous intéressons. Dans l'expérience à 3 MHz, même quand les vagues étaient invisibles (de 20 μm selon notre estimation), l'influence de ces vagues sur les PTP est très importante.

La transposition de cette expérience petites échelles à l'échelle océanique pour un guide de 50 m de profondeur et de 1 km de longueur serait la suivante : avec des signaux acoustiques à 3 kHz, les perturbations dues à des vagues de surface de 8 cm de hauteur produiraient des perturbations similaires à celles observées dans ce chapitre.

Il est donc très probable que nous ayons à nous débarrasser de ces perturbations. Comme nous l'avons montré, un filtrage passe-bas suffit généralement. Cependant, ce filtrage ne peut être réalisé que si la condition de Shannon a été respectée, c'est à dire si la fréquence des acquisitions est au moins 2 fois plus grande que la fréquence de la dynamique des vagues de surface. Si ce n'est pas le cas, les résultats de tomographie seront complètement noyés dans le bruit produit par les vagues de surface.

Pour conclure sur l'influence des vagues de surface, notons que l'obtention de résultats de tomographie corrects pendant l'expérience à 3 MHz a été possible grâce à l'acquisition très rapide (10 acquisitions par seconde). Celle-ci a permis de réaliser le filtrage nécessaire pour enlever les perturbations produites par les vagues de surface.

Par ailleurs, cette influence peut également être réduite par l'utilisation de signaux de plus basse fréquence. En utilisant le NSTP adapté (section 3.4.2.2) ce changement de fréquence n'entraîne pas de différences significatives sur les résultats de tomographie.

3.4.3.4 Autres oscillations produites par la convection

Pour conclure sur les phénomènes physiques observés, les oscillations associées aux phénomènes de convection sont analysées. Dans la section 3.4.3.1, pour les données à 1 MHz, les fréquences d'environ 1 Hz ont été intuitivement associées à ces phénomènes. Cette association vient de la constatation que ces oscillations démarrent avec l'activation du chauffage et s'arrêtent après sa désactivation, pour un trajet acoustique sans réflexion à la surface (figure 3.34-b).

Le travail réalisé dans les sous-sections précédentes a également renforcé cette idée, grâce aux mesures de température présentées sur la figure 3.34-a. En effet, sur ces me-

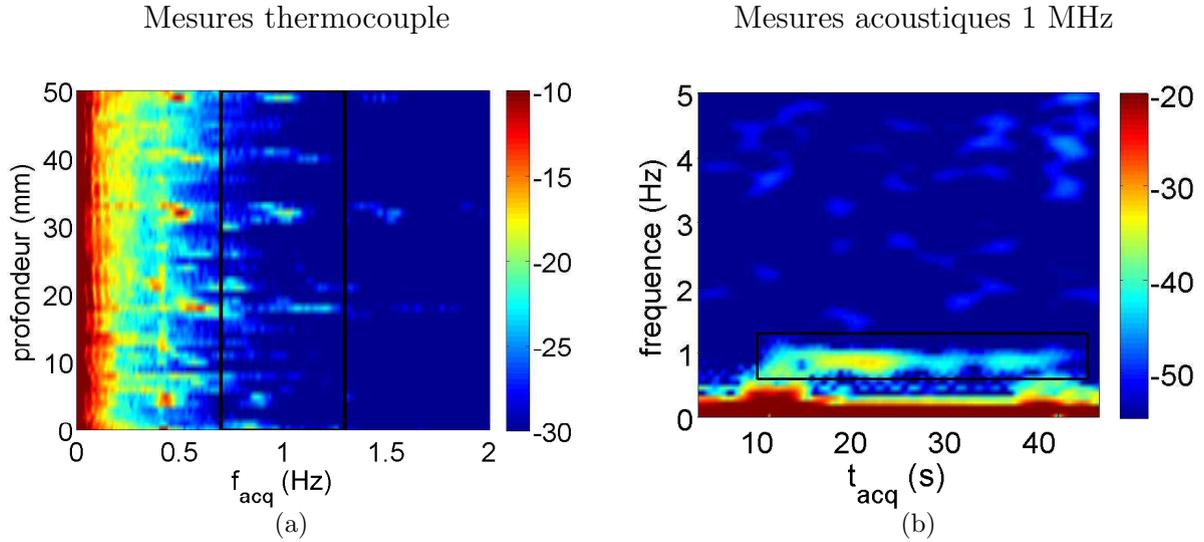


FIG. 3.34 – (a) Spectres des mesures de température en fonction de la profondeur, moyenne sur les 10 réalisations. La fréquence est en abscisse, et la profondeur en ordonnée. (b) Spectrogrammes des PTP pour un trajet acoustique, dans l'expérience à 1 MHz.

sure, hormis la composante basse fréquence de forte amplitude, des pics de fréquences sont observés pour certaines profondeurs, avec des amplitudes plus ou moins grandes. La fréquence maximale observée est 1 Hz environ, ce qui correspond aux fréquences observées sur les PTP dans l'expérience à 1 MHz (figure 3.34-b). Notons enfin que les amplitudes de ces oscillations sont très faibles, aussi bien sur les mesures de température par thermocouple que sur les PTP acoustiques (figure 3.34). Ainsi, sur l'expérience à 3 MHz, ces oscillations sont complètement noyées dans le bruit produit par les vagues de surface (figure 3.26).

Afin de déterminer l'origine spatiale de ces oscillations, les PTP ont été filtrées par un filtre passe bande de fréquences de coupures 0.7 Hz et 1.3 Hz, et l'inversion a été faite avec ces PTP filtrées (sur les données à 1 MHz, car à 3 MHz la présence des vagues ne permet pas de réaliser une telle analyse). Le film obtenu montre que les variations de célérité sont observées principalement autour du chauffage. Ce résultat permet donc de valider l'hypothèse selon laquelle ces oscillations des PTP sont dues aux phénomènes de convection. Pour mieux observer cela, l'écart type des variations de célérité estimées (toujours à partir de la composante à 1 Hz des PTP) a été calculé, et est illustré sur la figure 3.35. La clarté de l'emplacement spatial des variations de célérité estimées, complètement localisées au niveau du chauffage, ne laisse donc aucun doute sur l'origine de ces oscillations.

Notons enfin que ces conclusions restent qualitatives. Pour aller plus loin, des mesures de température par thermocouple, simultanées à l'expérience acoustique seraient nécessaires. Nous ne disposons pas pour le moment des instruments nécessaires à ce type de mesures simultanées.

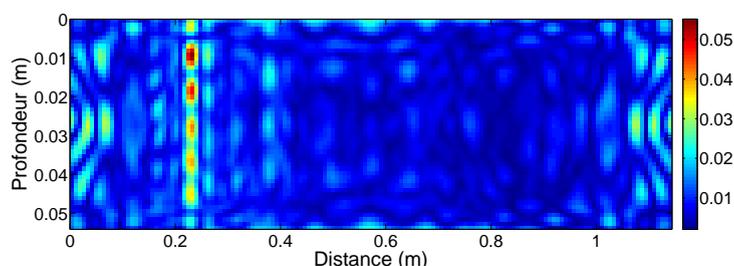


FIG. 3.35 – Résultat de tomographie, par inversion des PTP filtrées entre 0.7 et 1.3 Hz, pour l'expérience à 1 MHz. $\lambda_R = 25$, $\lambda_Z = 3$, $\sigma_d/\sigma_m = 4.2 * 10^{-8}$

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre, la méthode d'estimation par Maximum A Posteriori a d'abord été présentée, et la manière dont nous réglons les paramètres d'estimation a été expliquée en détail.

Puis, les résultats de tomographie obtenus en simulation et sur des données réelles de deux expériences petites échelles ont été présentés. Dans cette analyse, les résultats par théorie des rayons et par NSTP ont été comparés en simulation et en expériences petites échelles, avec une conclusion claire : les NSTP obtiennent toujours les meilleurs résultats. La différence est d'autant plus grande que la fréquence des signaux baisse ou que l'espace d'inversion est réduit. En effet, quand la fréquence des signaux diminue, les résultats avec la théorie des rayons se dégradent fortement, tandis que les NSTP, qui prennent en compte le contenu fréquentiel du signal, donnent toujours des résultats similaires.

Nous avons également montré que les rayons à petits angles donnent à eux seuls des résultats satisfaisants d'inversion. Ce résultat est intéressant car dans des expériences en mer seuls ces trajets sont disponibles.

Enfin, pour compléter la discussion sur les modèles, une étude sur la manière d'utiliser les NSTP pour des inversions bidimensionnelles a été menée. Nous avons vu que la largeur latérale des NSTP et celle de la variation de température doivent être prises en compte pour choisir le NSTP adapté : NSTP-2D ou une coupe des NSTP-3D. Pour nos expériences petites échelles, les NSTP-2D sont adaptés pour les signaux à 3 MHz, et la coupe des NSTP-3D pour les signaux à 1 MHz.

Par ailleurs, la dernière partie du chapitre a concerné des aspects expérimentaux. Les différents phénomènes physiques (la convection et les vagues de surface) ont été observés et analysés utilisant les mesures de PTP. La forte influence des vagues de surface sur les PTP a été illustrée. En effet, même des vagues très petites produisent des PTPs du même ordre de grandeur que les phénomènes de convection auxquels nous sommes intéressés. Ainsi, l'importance des acquisitions rapides permettant de bien échantillonner le mouvement des vagues a été mise en évidence. Cet échantillonnage rapide permet alors

d'éliminer facilement l'influence des vagues de surface.

Conclusion et perspectives

Dans ce travail, nous avons proposé et validé une méthode de Tomographie Acoustique Océanique active en petits fonds, pour des configurations expérimentales nouvelles comportant deux antennes émetteurs-récepteurs. Cette tomographie a permis d'estimer les variations de la célérité sous la forme d'une carte de variations bidimensionnelle, dépendant de la distance horizontale et de la profondeur.

Les trois tâches nécessaires pour la réalisation de la Tomographie Acoustique Océanique par temps de propagation (Extraction d'observables, Modélisation physique et Inversion) ont été analysées dans les trois chapitres de ce document.

Dans le premier chapitre nous avons exploité la configuration expérimentale en double antenne, pour proposer la Double Formation de Voies (D-FV), outil efficace pour la séparation et l'identification des différents trajets acoustiques. Basée sur le principe de réciprocité spatiale, la D-FV consiste à réaliser une première Formation de Voies en réception puis une seconde en émission. Ainsi, via l'introduction d'un nouveau paramètre discriminant, l'angle d'émission, la D-FV permet la séparation de certains trajets acoustiques non séparables ni par Simple Formation de Voies (S-FV) ni en point-à-point. Par ailleurs, grâce à la D-FV, la tâche d'identification entre les temps d'arrivée mesurés et les trajets théoriques, étape nécessaire pour la tomographie, est simplifiée.

Ainsi, une méthode consistant à appliquer la D-FV sur des sous-antennes a été proposée, permettant d'extraire un très grand nombre d'observables pour la tomographie acoustique. Ces observables sont les Perturbations des Temps de Propagations (PTP) des ondes.

Dans le deuxième chapitre, la modélisation des PTP en fonction des variations de célérité est traitée. Deux modèles linéaires sont présentés : la modélisation par la théorie des rayons, approximation haute fréquence ; et la modélisation par Noyaux de Sensibilité du Temps de Propagation (NSTP), basée sur l'approximation de Born, permettant de prendre en compte le contenu fréquentiel du signal émis. Les NSTP permettent de prendre en compte la zone de sensibilité (ou zone de Fresnel) autour du rayon, qui dans la théorie des rayons est supposé infiniment fine.

Après la présentation des modèles, l'adaptation des Noyaux de Sensibilité du Temps de Propagation (NSTP) à l'utilisation de la D-FV est réalisée. Des exemples en milieu

libre en 3D et en guide d'ondes en 2D ont illustré les effets de la D-FV sur les NSTP. Deux propriétés intéressantes ont été observées sur les NSTP-DFV : d'une part, les zones de Fresnel d'ordre supérieur, présentes sur les NSTP-PàP, disparaissent ; d'autre part, la sensibilité sur la trajectoire du rayon, nulle dans une approche point-à-point, est maximale sur les NSTP-DFV. Ainsi, un rapprochement avec la théorie des rayons est suggéré lorsque la D-FV est utilisée pour l'extraction d'observables. En d'autres mots, l'utilisation de la D-FV pour l'extraction d'observables pourrait valider l'utilisation de la théorie des rayons comme modèle dans la tomographie acoustique dans certaines configurations expérimentales.

Ensuite, dans un cadre un peu différent, un lien entre les NSTP et les taches de diffraction a été établi, avec la conclusion suivante : les NSTP peuvent être approchés par le gradient des diagrammes de diffraction des antennes, multiplié par un facteur spatial.

Enfin, dans la dernière partie du chapitre 2, les modélisations par NSTP et par rayons sont mises en concurrence sur un jeu de données synthétiques : les NSTP fournissent une modélisation plus réaliste de la propagation que la théorie des rayons, et cette différence entre les NSTP et les rayons est d'autant plus grande que les dimensions spatiales des variations de célérité sont petites.

Dans le chapitre 3, la validité des outils présentés dans les chapitres précédents a été testée, pour aboutir à des estimations de cartes bidimensionnelles de variations de célérité : dans un premier temps sur des données simulées puis sur un jeu de données réelles issu d'expériences petites-échelles.

Pour ce faire, l'estimateur de Maximum A Posteriori, estimateur classique dans les problèmes d'inversion, a d'abord été présenté.

Puis, la pertinence des différents modèles possibles et des stratégies, a été discutée sur les différents jeux de données, pour l'estimation des cartes de variations de célérité :

- Nous avons montré que l'utilisation des NSTP pour estimer des cartes bidimensionnelles de variations de célérité demande des connaissances *a priori* sur la dimension latérale des phénomènes physiques à imager.
- Il a été illustré que la théorie des rayons est limitée à basse fréquence par la non prise en compte des phénomènes de diffraction, et ne permet pas d'obtenir des résultats de tomographie satisfaisants. Par contre, les NSTP prennent en compte les phénomènes de diffraction, et s'avèrent une modélisation réaliste et adaptée pour les basses fréquences.
- La pertinence des trajets acoustiques avec des angles faibles, par rapport aux trajets acoustiques avec des angles forts, a également été observée et interprétée.

Avec les résultats d'inversion sur les données réelles petites échelles, nous avons observé le phénomène de la convection naturelle créée par une source de chaleur placée au fond du guide d'ondes. Une montée de l'eau chaude du fond à la surface a été mise en évidence, et l'existence de ce phénomène a été validée par les mesures de température par thermocouple. Par ailleurs, ces mesures de température par thermocouple illustrent le ca-

ractère aléatoire de la convection naturelle, qui empêche donc une validation quantitative des résultats de tomographie.

Enfin, grâce aux acquisitions très rapides réalisées pendant nos expériences, différents phénomènes physiques ayant lieu dans la cuve pendant la réalisation des expériences petites échelles ont été mis en évidence et analysés en regardant les mesures des Perturbations de Temps de Propagation (PTP). Ainsi, l'effet des vagues de surface a été mis en évidence, et une estimation de l'amplitude de ces vagues a été réalisée. D'autre part, le caractère turbulent de la convection naturelle a également été observé.

En conclusion, tous les aspects de la TAO ont été abordés pendant ce travail. Deux contributions théoriques ont été réalisées, la D-FV et les NSTP-DFV, concernant deux des trois tâches de la tomographie : l'extraction d'observables et la modélisation physique respectivement. Ces contributions ont été appliquées sur un jeu de données synthétiques ainsi que sur deux jeux de données issues des expériences petites-échelles, et des résultats de tomographie ont été obtenus. Ces résultats montrent la pertinence de la D-FV pour l'extraction d'observables ainsi que la pertinence des Noyaux de Sensibilité du Temps de Propagation pour la modélisation des Perturbations des Temps de Propagation.

Perspectives

Les travaux présentés dans ce manuscrit ont trait à la tomographie acoustique par temps de propagation en petits fonds, *via* une modélisation linéaire reliant les Perturbations du Temps de Propagation aux variations de célérité. Les outils de traitement de signal associés à cet objectif ont été proposés et validés pour l'estimation des cartes de célérité en petits fonds sur des données simulées et sur des données issues des expériences petites échelles.

La suite naturelle de ces travaux consisterait maintenant à valider ces outils sur des expériences de tomographie en mer. Dans ce but, nous disposons de deux jeux de données, FAF03 et FAF05, issues des expériences avec double antenne émetteurs-récepteurs, réalisées respectivement en 2003 et 2005, au large de l'île d'Elbe. Ces expériences ont été effectuées dans le but d'analyser la stabilité et les propriétés de la focalisation par retournement temporel, d'où le nom donné aux expériences (Focused Acoustic Fields 2003 et 2005). Les deux expériences présentent deux différences significatives : pour FAF03 [Roux-2004], le profil de célérité était quasiment constant sur toute la profondeur du guide et celui-ci faisait 9 km de long et 115 m de profondeur (voir 1.5) ; tandis que pour FAF05 [Roux-2008], une forte thermoclyne était présente en surface, et le guide faisait 4 km de long avec la même profondeur.

Ainsi, les deux expériences présentent des enjeux différents : avec FAF05, de fortes variations de célérité autour de la thermoclyne seront présentes et nous chercherons à les estimer ; avec FAF03, l'enjeu principal consistera en l'utilisation éventuelle de trajets

ayant beaucoup de réflexions à la surface, car ils sont fortement affectés par la présence des vagues. Cette application sur données réelles s'avère cependant prometteuse, car des travaux déjà réalisés sur ces données par Roux *et al.* [Roux-2008], utilisant la D-FV, montrent un comportement des observables similaire au comportement observé sur les expériences petites échelles : d'une part la plupart des trajets acoustiques peuvent être séparés et identifiés (résolus) ; d'autre part des importantes PTP sont observées, incitant à la réalisation d'une tomographie par temps de propagation. Selon le profil de célérité (uniforme ou thermoclyne), des variations d'amplitude faibles ou importantes (présence de caustiques pour les rayons réfractés) ont été mises en évidence.

Un autre axe de travail futur consisterait à intégrer la D-FV dans différents schémas d'inversion déjà existants, dans le but d'obtenir des observables plus robustes.

Dans ce cadre, la D-FV peut être utilisée dans des inversions utilisant d'autres observables que les Perturbations de Temps de Propagation. Par exemple, une méthode d'inversion par champ acoustique complet (*full-wave inversion*) utilisant une D-FV est envisageable pour l'estimation de la célérité. Cela consisterait à utiliser comme observable le champ acoustique extrait par la D-FV (amplitude et phase), correspondant aux contributions séparées des différents trajets acoustiques.

Cette utilisation de la D-FV dans un schéma *full-wave inversion* aurait une conséquence importante sur les estimations : la robustesse de la méthode serait améliorée, car la D-FV peut être vue comme un filtrage spatial du champ acoustique, permettant de choisir les composantes les plus robustes du champ, correspondant aux rayons acoustiques. Avec la D-FV, la contribution de chaque rayon est isolée ce qui limite les champs interférants et permet une tomographie moins sensible aux incertitudes sur le problème direct.

La D-FV, vue comme une généralisation de la méthode *full-wave inversion*, permettrait de trouver un équilibre entre la forte sensibilité obtenu avec l'utilisation des petites antennes (en point-à-point dans le cas extrême), et une bonne robustesse obtenue par l'utilisation de grandes antennes (sélection de rayons par filtrage spatial). Notons que, pour parvenir à la conjonction entre la D-FV et le *full-wave inversion*, les noyaux de sensibilité liés au champ acoustique (à son amplitude et phase) devront être utilisés.

Toujours à propos de l'utilisation de l'amplitude des rayons acoustiques, la D-FV est déjà utilisé sur des travaux concernant la détection et la localisation de cibles dans le cadre des barrières acoustiques [Marandet-2009]. Pour cette application, c'est l'amplitude, et non pas le temps de propagation, qui est le paramètre portant le plus d'information. L'amplitude des différents trajets acoustiques obtenus par D-FV a été également utilisée pour inverser les paramètres du fond de la mer [Sukhovich-2009]. Enfin l'utilisation des angles d'émission-réception associés à chaque rayon acoustique a aussi été proposée, comme observable complémentaire à des buts tomographiques [Roux-2008]. Dans ce sens, les NSTP présentent un bon cadre théorique pour la modélisation de cette nouvelle observable.

Quand à la suite des travaux sur des expériences petites échelles, d'un coté, elles seront utilisées pour tester les méthodes discutées dans les paragraphes précédents, et d'un autre côté, des analyses de robustesse de toutes ces méthodes vis-à-vis des vagues de surface seront envisagées. Ces analyses sont motivées par les observations réalisées dans le chapitre 3, où les mesures de PTP sont très fortement affectées par vagues de surface de très petite amplitude.

Une façon de contourner cette influence des vagues doit être étudiée. Comme illustré dans le chapitre 3, cette influence peut être quasi-complètement supprimée, dans certains cas, par un filtrage passe bas, si la fréquence d'échantillonnage temporelle est suffisamment grande. D'autres méthodes anti-vagues pourraient consister à réaliser une modélisation stochastique de leur influence sur les observables, et à réaliser ensuite un filtrage compte tenu de ce modèle. Enfin, notons que l'effet des vagues est sensiblement réduit à basse fréquence. L'utilisation des signaux plus basse fréquence en conjonction avec les NSTP prenant en compte cet aspect basse fréquence, paraît alors une bonne réponse aux fluctuations de surface. L'utilisation de basses fréquences réduit cependant la sensibilité par rapport à tous les phénomènes physiques (pas seulement les vagues), et un compromis est alors nécessaire, encore une fois, entre robustesse et sensibilité.

Les expériences petites échelles sont le cadre idéal pour faire de telles analyses de robustesse et pour tester les méthodes développées, car elles permettent (1) de maîtriser quasi-parfaitement le milieu de propagation, et (2) de réaliser beaucoup d'expériences avec une grande souplesse et des coûts très réduits.

Concernant les modèles physiques, les modèles linéaires utilisés dans ce manuscrit permettent l'application de méthodes d'estimation très simples. Mais comme tout modèle linéarisé, ils sont mis en échec lorsque les variations de célérité deviennent plus importantes.

Pour aller au delà des méthodes linéaires toute en restant dans le cadre de la tomographie différentielle, des approximations à un ordre plus élevé, telles que les approximations de Born et de Rytov au second ordre [Piperakis-2006b], pourraient être envisagées. Ces approximations non linéaires rendent la tâche d'inversion plus complexe, car des méthodes d'optimisation non linéaires doivent être appliquées. Cependant, elles pourraient permettre d'augmenter significativement le domaine de validité du modèle utilisé, et d'obtenir par conséquent des estimations d'une meilleure qualité.

Dans le cadre du traitement du signal, traité en chapitre 1, des méthodes Hautes Résolutions (HR) peuvent être adaptées aux configurations réseau de sources-réseau de récepteurs, pour l'estimation des temps de propagation, et des angles d'émission et de réception. Cette extension s'avèrerait théoriquement immédiate, mais l'adaptation des modèles théoriques telles que les Noyaux de Sensibilité du Temps de Propagation à des mesures obtenues par des méthodes HR présente des questions théoriques à résoudre. Le caractère fortement non linéaire des méthodes HR devrait être combiné avec la linéarisation du

modèle, pour trouver les NSTP adaptés à ce type de mesures.

Pour conclure, même si la tomographie acoustique océanique en petits fonds est un domaine très étudié, de nombreux travaux améliorant son efficacité sont donc encore envisageables afin de fournir les cartes de variations de célérité les plus précises possibles.

Annexes

Annexe A

L'approximation de Born

A.1 La fonction de Green

La fonction de Green (G) dans un guide d'ondes océanique, représente le champs créé par une source monochromatique ponctuelle, et elle satisfait l'équation inhomogène de Helmholtz :

$$\left[\nabla^2 + \frac{\omega^2}{c^2(\mathbf{r})} \right] G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_s, \omega) = -\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_s) \quad (\text{A.1})$$

où \mathbf{r}_s est la position de la source; ω , sa pulsation; δ , la distribution de Dirac; et ∇^2 , l'opérateur laplacien. Cette équation est complétée avec des conditions aux limites du guide d'onde.

Pour une distribution de sources $S(\mathbf{r}, \omega)$ quelconque, le champ acoustique $P(\mathbf{r}, \omega)$ dans le guide d'ondes satisfait l'équation inhomogène d'Helmholtz :

$$\left[\nabla^2 + \frac{\omega^2}{c^2(\mathbf{r})} \right] P(\mathbf{r}, \omega) = S(\mathbf{r}, \omega) \quad (\text{A.2})$$

et les conditions aux limites. Elle peut également être exprimée sous forme intégrale :

$$P(\mathbf{r}, \omega) = - \int_V G(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) S(\mathbf{r}', \omega) dV(\mathbf{r}') \quad (\text{A.3})$$

c'est à dire, le champ total est exprimé comme la somme de champs produits par des sources ponctuelles distribuées selon $S(\mathbf{r}, \omega)$.

Le champ acoustique en temps, est donné par la TF inverse de P définie par :

$$p(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} P(\mathbf{r}, \omega) e^{j\omega t} d\omega \quad (\text{A.4})$$

Dans le cas particulier d'une source ponctuelle placée en \mathbf{r}_e ($S(\mathbf{r}, \omega) = -P_e(\omega)\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}_e)$), le champ acoustique p dans le milieu peut être simplement exprimé en fonction du spectre

de la source $P_e(\omega)$ et de la fonction de Green correspondant à la source $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_e, \omega)$:

$$p(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_e, \omega) P_e(\omega) e^{j\omega t} d\omega \quad (\text{A.5})$$

A.2 Born au premier ordre

La fonction de Green, telle qu'elle est définie par l'équation (A.1), dépend de la distribution spatiale de la célérité $c(\mathbf{r})$. Considérons donc un état de référence de célérité $c_0(\mathbf{r})$, avec la fonction de Green $G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}_e, \omega)$ correspondante. Elle satisfait l'équation :

$$\left[\nabla^2 + \frac{\omega^2}{c_0^2(\mathbf{r})} \right] G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}_e, \omega) = -\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_e) \quad (\text{A.6})$$

et les conditions au limite.

Considérons maintenant une perturbation de célérité Δc , qui vient s'ajouter à la distribution spatiale de célérité de l'état de référence $c = c_0 + \Delta c$. Cette perturbation Δc de la célérité produit une perturbation ΔG de la fonction de Green, et la nouvelle fonction de Green ($G_0 + \Delta G$) satisfait l'équation suivante :

$$\left[\Delta + \frac{\omega^2}{c^2(\mathbf{r})} \right] [G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}_e, \omega) + \Delta G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_e, \omega)] = -\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_e) \quad (\text{A.7})$$

ainsi que les conditions aux limites.

Par soustraction des équations (A.7) et (A.6), et l'addition du terme $\omega^2 \Delta G / c_0^2$ des deux cotés, on obtient :

$$\left[\nabla^2 + \frac{\omega^2}{c_0^2(\mathbf{r})} \right] \Delta G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_e, \omega) = - \left[\frac{\omega^2}{c^2(\mathbf{r})} - \frac{\omega^2}{c_0^2(\mathbf{r})} \right] \times [G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}_e, \omega) + \Delta G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_e, \omega)] \quad (\text{A.8})$$

La perturbation ΔG satisfait les mêmes conditions aux limites que la fonction de Green non perturbée G_0 , et les opérateurs du coté gauche de l'équation (A.8) sont égaux à ceux de l'équation (A.6). Par ailleurs, le terme à droite de l'équation étant fonction de la position, il peut être vu comme une distribution de sources. Ainsi, par identification de ce terme avec le terme de source S de l'équation (A.2), et l'identification de ΔG avec la pression P de l'équation (A.2), ΔG peut être exprimée sous forme intégrale :

$$\Delta G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_s, \omega) = \int_V G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \left[\frac{\omega^2}{c^2(\mathbf{r}')} - \frac{\omega^2}{c_0^2(\mathbf{r}')} \right] \times [G_0(\mathbf{r}', \mathbf{r}_s, \omega) + \Delta G(\mathbf{r}', \mathbf{r}_s, \omega)] dV(\mathbf{r}') \quad (\text{A.9})$$

Ne gardant que les termes au premier ordre par rapport à c , l'approximation de Born

au premier ordre est obtenue :

$$\Delta G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_e, \omega) = -2\omega^2 \int \int \int_V G_0(\mathbf{r}', \mathbf{r}_e, \omega) G_0(\mathbf{r}_r, \mathbf{r}', \omega) \frac{\Delta c(\mathbf{r}')}{c_0^3(\mathbf{r}')} dV(\mathbf{r}'). \quad (\text{A.10})$$

Annexe B

Gradient de R

R_{re} est donné par l'équation (2.30) :

$$R_{re}(\mathbf{r}) = \frac{d(\mathbf{r}, \mathbf{r}_e) + d(\mathbf{r}, \mathbf{r}_r)}{c} \quad (\text{B.1})$$

Si on place l'origine de l'espace au centre de la trajectoire du rayon, R_{re} s'exprime en coordonnées polaires de la manière suivante (voir Fig. B.1) :

$$R_{re}(\mathbf{r}) = \frac{\sqrt{r^2 + d^2 - 2rd \cos(\pi - \theta)} + \sqrt{r^2 + d^2 - 2rd \cos(\theta)}}{c} \quad (\text{B.2})$$

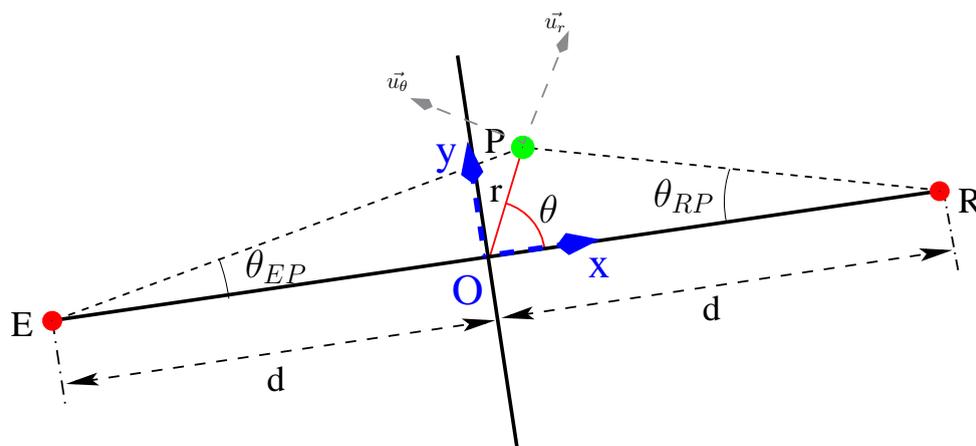


FIG. B.1 – Schéma de la source (E) et le récepteur (R), pour la configuration en espace libre et en coordonnées polaires (r, θ) .

Comme $\cos(\pi - \theta) = -\cos(\theta)$ et $\sin(\pi - \theta) = \sin(\theta)$, le gradient de R_{re} en coordonnées polaires peut-être écrit de la manière suivante :

$$\vec{\nabla} R_{re}(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} \frac{\delta R_{re}}{\delta r} \\ \frac{1}{r} \frac{\delta R_{re}}{\delta \theta} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{r+d \cos \theta}{c\sqrt{r^2+d^2+2rd \cos(\theta)}} + \frac{r-d \cos \theta}{c\sqrt{r^2+d^2-2rd \cos(\theta)}} \\ \frac{-d \sin \theta}{c\sqrt{r^2+d^2+2rd \cos(\theta)}} + \frac{d \sin \theta}{c\sqrt{r^2+d^2-2rd \cos(\theta)}} \end{pmatrix} \quad (\text{B.3})$$

Ainsi, on a $\vec{\nabla} R_{re} = A\vec{u}_r + B\vec{u}_\theta$, où \vec{u}_r et \vec{u}_θ sont respectivement les vecteurs unitaires sur la direction qui relie l'origine et le point P , et sur la direction orthogonale à celle-ci (voir Fig. B.1).

Pour calculer la dérivée directionnelle, $\nabla_y R_{re}$, de R_{re} sur la direction \vec{u}_y , il est nécessaire d'exprimer \vec{u}_y en coordonnées polaires :

$$\vec{u}_y = \sin \theta \vec{u}_r + \cos \theta \vec{u}_\theta \quad (\text{B.4})$$

Puis, on obtient le gradient directionnel par

$$\nabla_y R_{re} = \vec{\nabla} R_{re} \cdot \vec{u}_y = (A\vec{u}_r + B\vec{u}_\theta) \cdot (\sin \theta \vec{u}_r + \cos \theta \vec{u}_\theta) = A \sin \theta + B \cos \theta \quad (\text{B.5})$$

par remplacement de A et B :

$$\nabla_y R_{re} = \frac{r \sin \theta + d \cos \theta \sin \theta}{c\sqrt{r^2+d^2+2rd \cos(\theta)}} + \frac{r \sin \theta - d \cos \theta \sin \theta}{c\sqrt{r^2+d^2-2rd \cos(\theta)}} - \frac{d \cos \theta \sin \theta}{c\sqrt{r^2+d^2+2rd \cos(\theta)}} + \frac{d \cos \theta \sin \theta}{c\sqrt{r^2+d^2-2rd \cos(\theta)}} \quad (\text{B.6})$$

et par suppression des termes qui s'annulent, on arrive au résultat qui nous intéresse :

$$\nabla_y R_{re} = \frac{r \sin \theta}{c\sqrt{r^2+d^2+2rd \cos(\theta)}} + \frac{r \sin \theta}{c\sqrt{r^2+d^2-2rd \cos(\theta)}} = \frac{\sin \theta_{SP} + \sin \theta_{RP}}{c} \quad (\text{B.7})$$

où θ_{EP} et θ_{RP} sont les angles entre le point considéré et la source et le récepteur respectivement (voir Figure 2.11).

Bibliographie

- [Anderson-1959] V.C. Anderson. Digital array phasing. *J. Acoust. Society America*, 31(11) :1571–1571, 1959.
- [Athanasoulis-1995] G. A. Athanassoulis and E. K. Skarsoulis. Arrival-time perturbations of broadband tomographic signals due to sound-speed disturbances. a wave-theoretic approach. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 97(6) :3575–3588, 1995.
- [Baggeroer-1993] A.B. Baggeroer, W.A. Kuperman, and P.N. Mikhalevsky. An overview of matched field methods in ocean acoustics. *Oceanic Engineering, IEEE Journal of*, 18(4) :401–424, Oct 1993.
- [Balanis-2005] C.A. Balanis. *Antenna Theory : Analysis and Design*. Wiley-Interscience, 2005.
- [Battle-2003] D.J. Battle, P. Gerstoft, W.A. Kuperman, W.S. Hodgkiss, and M. Siderius. Geoacoustic inversion of tow-ship noise via near-field-matched-field processing. *Oceanic Engineering, IEEE Journal of*, 28(3) :454–467, July 2003.
- [Benesty-2008] J. Benesty, J. Chen, and Y. Huang. *Microphone Array Signal Processing*. Springer, 2008.
- [Birdsall-1994] T.G. Birdsall, K. Metzger, and M.A. Dzieciuch. Signals, signal processing, and general results. *J. Acoust. Society America*, 96(4) :2343–2352, 1994.
- [Born-1980] M. Born and E. Wolf. *Principles of Optics*. Pergamon Press, New York, 6th edition, 1980.
- [Bozinoski-1996] S. Bozinoski. *Analyse spatio-temporelle des signaux large-bande en vue de la tomographie acoustique océanique*. Thèse de Docteur Ingénieur INPG, 1996.
- [Bruckstein-1985] A. Bruckstein, Tie-Jun Shan, and T. Kailath. The resolution of overlapping echos. *IEEE Trans. on Acoustics, Speech and Signal Processing*, 33(6) :1357–1367, Dec 1985.

- [Caiti-1996] A. Caiti, S.M. Jesus, and A. Kristensen. Geoacoustic seafloor exploration with a towed array in a shallow water area of the strait of sicily. *Oceanic Engineering, IEEE Journal of*, 21(4) :355–366, Oct 1996.
- [Capillary-web] Capillary wave. http://en.wikipedia.org/wiki/Capillary_wave.
- [Carbone-1998] N.M. Carbone, G.B. Deane, and M.J. Buckingham. Estimating the compressional and shear wave speeds of a shallow water seabed from the vertical coherence of ambient noise in the water column. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 103(2) :801–813, 1998.
- [Carriere-2008] O. Carrière and J.P. Hermand. A sequential bayesian approach to vertical slice tomography of a shallow water environment. 2008.
- [Carriere-2009] O. Carrière, J.P. Hermand, J.C. Le Gac, and M. Rixen. Full-field tomography and kalman tracking of the range-dependent sound speed field in a coastal water environment. *Journal of Marine Systems*, 78(Supplement 1) :S382 – S392, 2009. Coastal Processes : Challenges for Monitoring and Prediction.
- [Chapman-1996] N.R. Chapman and C.E. Lindsay. Matched-field inversion for geoacoustic model parameters in shallow water. *Oceanic Engineering, IEEE Journal of*, 21(4) :347–354, Oct 1996.
- [Collin-1969] R.E Collin and F.J. Zucker. *Antenna Theory, part 1*. McGraw-Hill Book Company, 1969.
- [Collins-1991] M.D. Collins and E.K. Westwood. A higher-order energy-conserving parabolic equation for range-dependent ocean depth, sound speed and density. *J. Acoust. Society America*, 89 :1068–1075, 1991.
- [Cornuelle-1987] B.D. Cornuelle and B.M. Howe. High spatial resolution in vertical slice ocean acoustic tomography. *J. of Geophysical Research*, 92 :11, 1987.
- [Cornuelle-1993] B.D. Cornuelle, P.F. Worcester, J.A. Hildebrand, W. S. Hodgkiss, T. F. Duda, J. Boyd, B.M. Howe, J. A. Mercer, and R. C. Spindel. Ocean acoustic tomography at 1000-km range using wavefronts measured with a large-aperture vertical array. *J. of Geophysical Research*, 98 :16, 1993.
- [Davids-1952] N. Davids, E.G. Thurston, and R.E. Mueser. The design of optimum directional acoustic arrays. *J. Acoust. Society America*, 24(1) :50–56, 1952.
- [Dzieciuch-2001] M. Dzieciuch, P. Worcester, and W. Munk. Turning point filters : analysis of sound propagation on a gyre scale. *J. Acoust. Society America*, 110(1) :135–149, 2001.

-
- [Fallat-2099] M.R. Fallat and S.E. Dosso. Geoacoustic inversion via local, global, and hybrid algorithms. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 105(6) :3219–3230, 1999.
- [Farquharson-2004] C.G. Farquharson and D.W. Oldenburg. A comparison of automatic techniques for estimating the regularization parameter in non-linear inverse problems. *Geophysical Journal International*, 156 :411–425, 2004.
- [Felisberto-2003] P. Felisberto, S. Jesus, Y. Stephan, and X. Demoulin. Shallow water tomography with a sparse array during the intimate’98 sea trial. In *OCEANS 2003. Proceedings*, volume 1, pages 571–575 Vol.1, 2003.
- [Fink-1997] M. Fink. Time reversed acoustics. *Physics Today*, 50(3) :34–40, 1997.
- [Fink-2000] M. Fink, D. Cassereau, A. Derode, C. Prada, P. Roux, M. Tanter, J.L. Thomas, and F. Wu. Time-reversed acoustics. *Reports on Progress in Physics*, 63(12) :1933–1995, December 2000.
- [Friedlander-1990a] B. Friedlander. Sensitivity analysis of the maximum likelihood direction-finding algorithm. *IEEE Trans. on Aerospace and Electronic Systems*, 26(6) :953–968, Nov 1990.
- [Friedlander-1990b] B. Friedlander. A sensitivity analysis of the music algorithm. *IEEE Trans. on Acoustics, Speech and Signal Processing*, 38(10) :1740–1751, Oct 1990.
- [Gervaise-2007] C. Gervaise, S. Vallez, C. Ioana, Y. Stephan, and Y. Simard. Passive acoustic tomography : review, new concepts and application using marine mammals. *Journal of marine Biology Association of United Kingdom*, 87 :5–10, 2007.
- [Godara-1985] L.C. Godara. The effect of phase-shifter errors on the performance of an antenna-array beamformer. *IEEE J. of Oceanic Engineering*, 10(3), July 1985.
- [Gounon-1995] P. Gounon and S. Bozinoski. High resolution spatio-temporal analysis by an active array. *IEEE Int. Conf. on Acoustics, Speech, and Signal Processing*, 1995.
- [Hanses-1993] C. Hanses and D.P. O’Leary. The use of the l-curve in the regularization of discrete ill-posed problems. *SIAM Journal on Scientific Computing*, 14(6) :1487–1503, 1993.
- [Harmuth-1981] H.F. Harmuth. Synthetic-aperture radar based on nonsinusoidal functions : X-array gain, planar arrays, multiple signals. *IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility*, EMC-23(2), May 1981.

- [Hermand-1996] J.-P. Hermand and P. Gerstoft. Inversion of broad-band multitone acoustic data from the yellow shark summer experiments. *Oceanic Engineering, IEEE Journal of*, 21(4) :324–346, Oct 1996.
- [Hermand-1999] J.-P. Hermand. Broad-band geoacoustic inversion in shallow water from waveguide impulse response measurements on a single hydrophone : theory and experimental results. *Oceanic Engineering, IEEE Journal of*, 24(1) :41–66, Jan 1999.
- [Howe-1987] B.M. Howe, P.F. Worcester, and R.C. Spindel. Ocean acoustic tomography : Mesoscale velocity. *J. of Geophysical Research*, 92 :3785, 1987.
- [Husen-2001] S. Husen and E. Kissling. Local earthquake tomography between rays and waves; fat ray tomography. *Phys. Earth Planet. Inter.*, 125 :171–191, 2001.
- [Hussain-1988] M.G. Hussain. Comments on ‘two dimensional beamforming with nonsinusoidal signals’. *IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility*, 30(3) :418–419, Aug 1988.
- [Iturbe-2007] I. Iturbe, P. Roux, B. Nicolas, and J. I. Mars. Séparation d’ondes par double formation de voies : Application à la campagne faf03 de tomographie acoustique océanique. *Colloque sur le Traitement du Signal et des Images (GRETSI 07)*, 2007.
- [Iturbe-2008] I. Iturbe, P. Roux, B. Nicolas, and J.I. Mars. Ocean acoustic tomography using a double-beamforming algorithm. *J. Acoust. Society America*, 123(5) :3912–3912, 2008.
- [Iturbe-2009a] I. Iturbe, P. Roux, B. Nicolas, and J. I. Mars. Noyaux de sensibilité du temps de propagation après double formation de voies, et tomographie par rayons. *Colloque sur le Traitement du Signal et des Images (GRETSI 09)*, 2009.
- [Iturbe-2009b] I. Iturbe, P. Roux, B. Nicolas, J. Virieux, and J.I. Mars. Shallow-water acoustic tomography performed from a double-beamforming algorithm : Simulation results. *Oceanic Engineering, IEEE Journal of*, 34(2) :140–149, April 2009.
- [Iturbe-2009c] I. Iturbe, P. Roux, B. Nicolas, J. Virieux, and J.I. Mars. Shallow water tomography : Ray theory vs travel-time sensitivity kernels. *J. Acoust. Society America*, 125(4) :2500–2500, 2009.
- [Iturbe-2009d] I. Iturbe, P. Roux, J. Virieux, and B. Nicolas. Travel-time sensitivity kernels versus diffraction patterns obtained through double beamforming in shallow water. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 126(2) :713–720, 2009.

-
- [Jensen-2000] F.B. Jensen, W.A. Kuperman, M.B. Portor, and H. Schmidt. *Computational Ocean Acoustics*. Modern Acoustics and Signal Processing. Springer, 2000.
- [Jesus-1996] S.M. Jesus and A. Caiti. Estimating geoacoustic bottom properties from towed array data. *Journal of Computational Acoustics*, 4(3) :273–290, 1996.
- [Jesus-2006] S.M. Jesus, C. Soares, E. Coelho, and P. Picco. An experimental demonstration of blind ocean acoustic tomography. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 119(3) :1420–1431, 2006.
- [Jocker-2006] J. Jocker, J. Spetzler, D. Smeulders, and J. Trampert. Validation of first-order diffraction theory for the traveltimes and amplitudes of propagating waves. *Geophysics*, 71(6) :T167–T177, 2006.
- [Kay-1993] S.M. Kay. *Fundamentals of statistical signal processing : estimation theory*. Prentice-Hall, Inc., Upper Saddle River, NJ, USA, 1993.
- [Lo-1993] Y.T. Lo and S.W. Lee. *Antenna Handbook*. Van Nostrand Reinhold Company, New York, 1993.
- [Mailloux-1982] R.J. Mailloux. Phased array theory and technology. *Proceedings of the IEEE*, 70(3) :246–291, March 1982.
- [Maranda-1989] B. Maranda. Efficient digital beamforming in the frequency domain. *J. Acoust. Society America*, 86(5) :1813–1819, 1989.
- [Marandet-2009] C. Marandet, P. Roux, and B. Nicolas. Detection and localization of a target in shallow water between two source-receive ultrasonic arrays : A small-scale experiment demonstration. *Meeting of the Acoustical Society of America*, 2009.
- [Marcos-1998] S. Marcos. *Les méthodes à haute résolution : traitement d’antenne et analyse spectrale*. Hermès, 1998.
- [Mauuary-1992] D. Mauuary. *Détection, Estimation et Identification pour la Tomographie Acoustique Océanique. Etude Théorique et Expérimentale*. Thèse de Docteur Ingénieur INPG, 1992.
- [Melsa-1978] J.L. Melsa and D.L. Cohn. *Decision and estimation theory*. McGraw-Hill, New York, 1978.
- [Meyer-2008] M. Meyer. *The adjoint method of optimal control for the acoustic monitoring of a shallow water environment*. Thèse de Docteur en Sciences de l’Ingénieur à l’Université Libre de Bruxelles, Année Académique 2007-2008.

- [Mohamed-1987] N. J. Mohamed. Two-dimensional beamforming with nonsinusoidal signals. *IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility*, 29 :303–313, November 1987.
- [Mohamed-1988] N.J. Mohamed. Author’s reply to m. g. m. hussain’s ‘corrections to ‘two-dimensional beamforming with nonsinusoidal signals’. *IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility*, 30(4) :589–, Nov 1988.
- [Morse-1953] P. M. Morse and H. Feshbach. *Methods of theoretical physics I*. McGraw-Hill Book Company, Inc, 1953.
- [Morse-1986] P. M. Morse and K. Uno Ingard. *Theoretical Acoustics*. Princeton University Press, 1986.
- [Munk-1979] W. Munk and C. Wunsch. Ocean acoustic tomography : a scheme for large scale monitoring. *Deep-Sea Research*, 26, 1979.
- [Munk-1982] W. Munk and C. Wunsch. Up-down resolution in ocean acoustic tomography. *Deep Sea Research Part A. Oceanographic Research Papers*, 29(12) :1415 – 1436, 1982.
- [Munk-1983] W. Munk and C. Wunsch. Ocean acoustic tomography : Rays and modes. *Rev. Geophys.*, 21(4) :777–793, 1983.
- [Munk-1995] W. Munk, P. Worcester, and C. Wunsch. *Ocean Acoustic Tomography*. Cambridge monographs on mechanics, Cambridge, 1995.
- [Nicolas-2007] B. Nicolas, P. Roux, I. Iturbe, and J. I. Mars. Double formation de voies pour l’estimation de temps de trajets en contexte fortement bruité. *Colloque sur le Traitement du Signal et des Images (GRETSI 07)*, 2007.
- [Nicolas-2008] B. Nicolas, I. Iturbe, P. Roux, and J.I. Mars. Double formation de voies pour la séparation et l’identification d’ondes : applications en contexte fortement bruité et à la campagne faf03. *Traitement de Signal (numéro spécial Grestis 07)*, pages 293–304, 2008.
- [NMFS-2005] NOAA and U.S. NAVY. Assessment of acoustic exposures on marine mammals in conjunction with uss shoup active sonar transmissions in the eastern strait of juan de fuca and haro strait, washington 5 may 2003. *Office of Protected Resources*, 2005.
- [Nolet-2005] G. Nolet, F.A. Dahlen, and R. Montelli. Travel-times and amplitudes of seismic waves : a re-assessment. *AGU Monograph Series*, 2005.
- [Pallas-1984] M. A. Pallas. *Identification Active d’un Canal de Propagation à Trajets Multiples*. Thèse de Docteur Ingénieur INPG, 1984.
- [Pallas-1987] M. A. Pallas and G. Jourdain. Estimation de retards et méthodes haute-résolution. *Colloque GRETSI*, pages 97–100, 1987.

-
- [Pignot-1997] P. Pignot. *Analyse globale du milieu de propagation pour la tomographie acoustique océanique*. Thèse de Docteur Ingénieur INPG, 1997.
- [Piperakis-2006a] G. S. Piperakis, E. K. Skarsoulis, and G. N. Makrakis. Rytov approximation of tomographic receptions in weakly range-dependent ocean environments. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 120(1) :120–134, 2006.
- [Piperakis-2006b] G.S. Piperakis, E.K. Skarsoulis, and G.N. Makrakis. Rytov approximation of tomographic receptions in weakly range-dependent ocean environments. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 120(1) :120–134, 2006.
- [Pritchard-1953] R.L. Pritchard. Optimum directivity patterns for linear point arrays. *J. Acoust. Society America*, 25(5) :879–891, 1953.
- [Raghukumar-2007] K. Raghukumar, B.D. Cornuelle, W.S. Hodgkiss, and W.A. Kuperman. Pressure sensitivity kernels applied to time-reversal acoustics. *J. Acoust. Soc. Am.*, 122(5) :3023–3023, 2007.
- [Ramsdale-1979] D.J. Ramsdale and R.A. Howerton. Effect of element failure and random errors in amplitude and phase on the sidelobe level attainable with a linear array. *J. Acoust. Society America*, 65(S1) :S61–S62, 1979.
- [Reddy-1987] V.U. Reddy, A. Paulraj, and T. Kailath. Performance analysis of the optimum beamformer in the presence of correlated sources and its behavior under spatial smoothing. *IEEE Trans. on Acoustics, ASSP-35*(7) :927–936, July 1987.
- [Rendas-1995] M.J. Rendas, G. Bienvenu, and J.M.F. Moura. Precision and sensitivity of coherent and incoherent inversion methods : a comparative study. *Full Field Inversion Methods in Ocean and Seismo-Acoustics*, pages 103–10, May 1995.
- [Rodriguez-2000] O.C. Rodríguez and S.M. Jesus. Physical limitations of travel-time-based shallow water tomography. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 108(6) :2816–2822, 2000.
- [Romanowicz-1998] B. Romanowicz and R. Snieder. A new formalism for the effect of lateral heterogeneity on normal modes and surface waves : II, general anisotropic perturbation. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 93 :91–99, 1998.
- [Roux-1904] P. Roux and W. A. Kuperman NPAL Group. Extracting coherent wave fronts from acoustic ambient noise in the ocean. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 116(4) :1995–2003, 2004.

- [Roux-2004] P. Roux, W.A. Kuperman, W.S. Hodgkiss, H.C. Song, T. Akal, and M. Stevenson. A nonreciprocal implementation of time reversal in the ocean. *J. Acoust. Society America*, 116(2) :1009–1015, 2004.
- [Roux-2008] P. Roux, B.D. Cornuelle, W. A. Kuperman, and W. S. Hodgkiss. The structure of raylike arrivals in a shallow-water waveguide. *J. Acoust. Society America*, 124(6) :3430–3439, 2008.
- [Roux-2009] P. Roux, R.L. Culver, and S. Walker. Application of the coherent-to-incoherent intensity ratio to estimating ocean surface roughness from high frequency, shallow water propagation measurements. *JASA*, 2009.
- [Santos-2007] E.T.F. Santos and A. Bassrei. L- and θ -curve approaches for the selection of regularization parameter in geophysical diffraction tomography. *Computer & Geosciences*, 33 :618–629, 2007.
- [Siderius-1999] M. Siderius, P.L. Nielsen, and F.B. Jensen. Geo-acoustic inversion of experimental data from two shallow water sites. In *OCEANS '99 MTS/IEEE. Riding the Crest into the 21st Century*, volume 2, pages 1046–1051 vol.2, 1999.
- [Siderius-2002] M. Siderius, P.L. Nielsen, and P. Gerstoft. Range-dependent seabed characterization by inversion of acoustic data from a towed receiver array. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 112(4) :1523–1535, 2002.
- [Skarsoulis-1996] E. K. Skarsoulis, G. A. Athanassoulis, and U. Send. Ocean acoustic tomography based on peak arrivals. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 100(2) :797–813, 1996.
- [Skarsoulis-2004] E. K. Skarsoulis and B. D. Cornuelle. Travel-time sensitivity kernels in ocean acoustic tomography. *J. Acoust. Society America*, 116 :227–238, 2004.
- [Smolko-1998] J.A. Smolko. Optimization of pattern sidelobes in arrays with regular subarray architectures. *Antennas and Propagation Society International Symposium IEEE*, 2 :756–759, 1998.
- [Spetzler-2004] J. Spetzler and R. Snieder. The fresnel volume and transmitted waves. *Geophysics*, 69(3) :653–663, 2004.
- [Spiesberger-1991] J.L. Spiesberger and K. Metzger. Basin-scale tomography : A new tool for studying weather and climate. *J. of Geophysical Research*, 96 :4869, 1991.
- [Spindel-1979] R. Spindel. An underwater acoustic pulse compression system. *IEEE Trans. on Acoustics, Speech and Signal Processing*, 27(6) :723–728, Dec 1979.

- [Spindel-1981] R.C. Spindel and J.L. Spiesberger. Multipath variability due to the gulf stream. *J. Acoust. Society America*, 69(4) :982–988, 1981.
- [Steinberg-1966] J.C. Steinberg and T.G. Birdsall. Underwater sound propagation in the straits of florida. *J. Acoust. Society America*, 39(2) :301–315, 1966.
- [Stutzman-1998] W.L. Stutzman and G.A. Thiele. *Antenna Theory and Design*. Wiley-Interscience, 1998.
- [Sukhovich-2009] A. Sukhovich, P. Roux, and M. Wathelet. Geoacoustic inversion performed from two source-receive arrays in shallow water. *J. Acoust Society America*, 2009.
- [Swindlehurst-1992] A.L. Swindlehurst and T. Kailath. A performance analysis of subspace-based methods in the presence of model errors. i. the music algorithm. *IEEE Trans. on Signal Processing*, 40(7) :1758–1774, Jul 1992.
- [Tape-2007] C. Tape, Q. Liu, and J. Tromp. Finite frequency tomography using adjoint methods—methodology and examples using membrane surface waves. *Geophys. J. Int.*, 168 :1105–1129, 2007.
- [Tarantola-1987] A. Tarantola. *Inverse problem theory : methods for data fitting and model parameter estimation*. Elsevier, New York, 1987.
- [Tomo Group-1982] The Ocean Tomography Group; D. Behringer, T. Birdsall, M. Brown, B. Cornuelle, R. Heinmiller, R. Knox, K. Metzger, W. Munk, J. Spiesberger, R. Spindel, D. Webb, P. Worcester, and C. Wunsch. A demonstration of ocean acoustic tomography. *Nature*, 299 :121–125, 1982.
- [Tromp-2005] J. Tromp, C. Tape, and Q. Liu. Seismic tomography, adjoint methods, time reversal, and banana-donut kernels. *Geophys. J. Int.*, 160 :195–216, 2005.
- [Turin-1960] G. Turin. An introduction to matched filters. *IEEE Trans. on Information Theory*, 6(3) :311–329, 1960.
- [Vallez-2009] S. Vallez. *Inversion géoacoustique passive à partir des bruits rayonnés par les navires*. Thèse de l’Université de Bretagne Occidentale, 2009.
- [Williamson-1993] P-R. Williamson and M-H. Worthington. Resolution limits in ray tomography due to wave behavior : Numerical experiments. *Geophysics*, 58 :727–735, May 1993.
- [Woodward-1992] M.J. Woodward. Wave-equation tomography. *Geophysics*, 57 :15–26, 1992.

- [Worcester-1981a] P.F. Worcester. An example of ocean acoustic multipath identification at long range using both travel time and vertical arrival angle. *J. Acoust. Society America*, 70(6) :1743–1747, 1981.
- [Worcester-1981b] P.F. Worcester, G.O. Williams, and S.M. Flatté. Fluctuations of resolved acoustic multipaths at short range in the ocean. *J. Acoust. Society America*, 70(3) :825–840, 1981.
- [Worcester-1985] P. Worcester, R. Spindel, and B. Howe. Reciprocal acoustic transmissions : Instrumentation for mesoscale monitoring of ocean currents. *IEEE J. Oceanic Engineering*, 10(2) :123–137, Apr 1985.

Résumé

Cette thèse porte sur la Tomographie Acoustique Océanique qui permet d'estimer la température de l'eau dans une tranche d'océan à partir de mesures acoustiques. Les vitesses de propagation des ondes étant fortement liées à la température, la tomographie consiste à estimer la célérité à partir des mesures des temps de propagation des ondes acoustiques.

Nous nous intéressons à des acquisitions réalisées avec deux antennes, une d'émetteurs et une de récepteurs, placées verticalement face à face, dans un guide d'ondes côtier. Dans ces guides peu profonds, la mesure des temps de propagation ainsi que leur identification sont difficiles à réaliser à cause de la propagation multi-trajets. Avec une acquisition à deux antennes, nous proposons un algorithme de Double Formation de Voies permettant de séparer les contributions des différents trajets, en fonction de leurs angles d'émission et de leurs angles de réception.

En plus des mesures des temps de propagation, la tomographie a besoin d'un modèle physique reliant les temps de propagation à la célérité. Deux modèles ont été analysés pendant ces travaux : la théorie classique des rayons, et les Noyaux de Sensibilité du Temps de Propagation (NSTP) obtenus sous l'approximation de Born. Une adaptation des NSTP au cas des mesures obtenues par Double Formation de Voies (D-FV) a été réalisée.

Les méthodes développées ont été validées sur des données synthétiques et sur des données "petites échelles" reproduisant la propagation des guides océaniques dans une cuve d'eau de dimensions réduites. L'étude des données "petites échelles" a par ailleurs permis d'étudier certains phénomènes physiques : la convection et les vagues de surface.

Mots-clés : Estimation de température, Guide d'ondes, Traitement d'antenne, Formation de voies, Modélisation physique, Approximation de Born, Expériences petites échelles.

Abstract

This thesis deals with Ocean Acoustic Tomography by propagation time to estimate the water temperature from acoustic measurements. As propagation time is strongly related to temperature, we solve the following inverse problem : estimating the wave velocity using measurements of acoustic wave propagation time.

In this thesis, we focus on acquisitions with two coplanar source-receive arrays, placed in a shallow water waveguide. In these waveguides, time propagation measurements and identification task is difficult to achieve due to multipath propagation. Using two antennas, we propose a Double Beamforming algorithm to separate the contributions of different paths, depending on their emission and reception angles. This method leads to more accurate time propagation measurements and facilitate the identification task.

Additionally to measurements of propagation time, tomography needs a physical model linking the propagation time to the velocity. Two models have been analyzed : the classical Ray theory, and the Time Sensitivity Kernel (TSK) obtained under the Born approximation. A TSK adaptation to the measurements obtained by double beamforming was performed.

The developed methods were validated on synthetic data and on small scale data where guide propagation is produced in an ultrasonic tank. Using these data, we also studied some physical phenomena : convection and surface waves.

Key-words : Tomography, Shallow water, Temperature estimation, Array signal processing, Double Beamforming, Born approximation, Ray theory, small scale experiments.

Laboratoire Grenoble Signal Image Parole (GIPSA-Lab)
Département Image Signal (DIS), SYGMAPHY
ENSE3, Domaine Universitaire, BP 46,
38402 St-Martin-d'Hères Cedex, France