



HAL
open science

Etude des variations de l'amplitude de la réflectivité du sous-sol après imagerie sismique en profondeur

Alexandre Egreteau

► **To cite this version:**

Alexandre Egreteau. Etude des variations de l'amplitude de la réflectivité du sous-sol après imagerie sismique en profondeur. Sciences of the Universe [physics]. École Nationale Supérieure des Mines de Paris, 2005. English. NNT: . pastel-00001811

HAL Id: pastel-00001811

<https://pastel.hal.science/pastel-00001811>

Submitted on 21 Jun 2006

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.



Centre de Recherche en Géophysique

THÈSE DE DOCTORAT
DE L'ÉCOLE DES MINES DE PARIS

présentée par

Alexandre ÉGRETEAU

pour obtenir le titre de

Docteur de l'École des Mines de Paris

Spécialité : Dynamique et Ressources des Bassins Sédimentaires

**Étude des variations de l'amplitude de la
réflectivité du sous-sol après
imagerie sismique en profondeur**

soutenue le 9 décembre 2005 à l'École des Mines de Paris

devant le jury composé de :

Pr Bernard Beaudoin (École des Mines de Paris, Fontainebleau) Président du jury
Dr Philippe Thierry (École des Mines de Paris, Fontainebleau) Directeur de thèse
Pr Jean-Luc Mari (Institut Français du Pétrole, Rueil-Malmaison) Rapporteur
Pr Jean-Michel Marthelot (Université Louis Pasteur, Strasbourg) Rapporteur
Pr François Marillier (Université de Lausanne, Lausanne) Examineur
Dr Bruno Marsset (Ifremer, Brest) Examineur

Résumé

En exploration pétrolière, la technique d'imagerie la plus couramment utilisée reste l'imagerie par sismique réflexion. Elle permet d'obtenir une première représentation des structures géologiques mais aussi une estimation du coefficient de réflexion des interfaces du sous-sol.

Les variations de ce coefficient dépendent des paramètres pétrophysiques des milieux situés de part et d'autre de la discontinuité donnant naissance à la réflexion (densité et vitesses des ondes de compression et de cisaillement). Une analyse de ces variations permet ainsi d'évaluer les paramètres élastiques qui sont des données indispensables et complémentaires à l'interprétation des réservoirs.

Les traitements classiques consistent à étudier ces variations directement sur des données enregistrées en fonction du déport et du temps de propagation. L'analyse s'effectue par inversion d'une approximation linéaire des équations de Zoepritz régissant les variations théoriques de l'amplitude.

Nous proposons ici d'étudier les variations de l'amplitude après la phase d'imagerie, directement dans le domaine profondeur. Pour réaliser cette analyse, nous proposons un traitement spécifique après l'imagerie et avant l'analyse de l'amplitude pour corriger les impacts liés à la qualité du modèle de vitesse, à l'interférence des ondelettes entre deux réflexions proches et à l'étirement de l'ondelette.

Ce traitement a aussi permis l'obtention d'un squelette du sous-sol conduisant à une première interprétation en profondeur des réflecteurs majeurs.

Mots clés : Sismique réflexion, Migration, Inversion AVA/AVO, Pentas résiduelles, Bancs fins, Étirement de l'ondelette, Pétrole/Gaz et Réservoirs

Abstract

In oil exploration, seismic reflexion imaging is commonly used. This method gives a first estimation of the structures of the sub-surface and also an estimation of the reflection coefficients changes which are related to changes in petrophysics parameters (density, compression and shear velocities). An analysis of these variations allows us to estimate the elastic parameters which are essential and complementary to the interpretation of the reservoirs.

The classical processing consists in studying the amplitude variation directly on data recorded as a function of offset and time of propagation. The analysis is done using an inversion of a linear approximation of the Zoeppritz's equations governing the theoretical amplitude changes.

In our case, we consider the analysis of the amplitude variation after the imaging step, directly in the depth domain. In order to success in this analysis, we propose a post-imaging processing before the amplitude versus angle analyse to compensate for erroneous migration velocity fields, interference of the wavelet in the case of thin bed and the wavelet stretching.

This processing also gives us a skeleton which represents a depth interpretation of the geologic structure.

Key words : seismic reflexion, Migration, AVO/AVA Inversion, Residual move-out correction, thin bed, wavelet stretching, Oil/gaz and reservoirs.

Remerciements

Et voici venu le temps des remerciements...

Je tiens tout d'abord à remercier Pascal Podvin, directeur du Centre de Géophysique de l'École des Mines de Paris, non seulement pour m'avoir ouvert les portes de son laboratoire, mais aussi pour m'avoir confié ce sujet et m'avoir fait confiance tout au long de ces trois années.

Mes remerciements vont à tous les membres du jury ; Jean-Michel Marthelot (mon ancien professeur à Strasbourg) et Jean-Luc Mari pour avoir bien voulu rapporter cette thèse, François Marillier (que je reciterai) et Bruno Marsset pour l'avoir examiné et enfin Bernard Beaudoin pour avoir accepté de présider ce jury. Je le remercie vivement de m'avoir proposé de l'accompagner à Digne les Bains enseigner la géologie aux élèves ingénieurs de l'École des Mines. Ce fut une expérience très enrichissante et formatrice.

Ce travail s'est effectué sous la direction de Philippe Thierry. Merci Philippe pour ces trois années et demi passées ensemble. Nos relations ont été plus amicales que professionnelles. Nos discussions dans l'avion entre Paris et Oslo ou au cours de nos soirées à Bergen resteront des moments inoubliables pour moi.

Un très grand merci à François Marillier et Dieb Hammami pour leur accueil chaleureux à Lausanne. Je tiens aussi à remercier Hervé Nouzé, chef de mission à l'Ifremer, qui nous a transmis les données Hydratech.

Merci à tous les membres du Centre de Géophysique : Mark Noble pour son aide sur le traitement des données Hydratech et SFJ, Hervé Chauris pour ses encouragements lors de la rédaction de ce manuscrit et la préparation de l'oral, Gilles Lambaré le compagnon de chambre aux Lutins à Digne les Bains, Soazig Le Begat et finalement Veronique Lachasse pour son aide et ses conseils au quotidien. Merci à Emmanuel Berger, disparu trop tôt, de m'avoir fait découvrir l'Ardèche lors de mon premier stage de géologie à l'École des Mines.

Un remerciement aux étudiants avec lesquels j'ai travaillé et qui m'ont supporté durant ces années. Commençons par les anciens doctorants du Centre de Géophysique de l'École des Mines de Paris ; Mathias Alerini, Adam Gosselet, Sylvain Nguyen et Victor Martin. Que de parties de X-Blast faites entre midi et deux... Puis les doctorants en cours : François Schaub, amoureux comme moi de la ville de Strasbourg et le nouveau venu Cédric.

Une pensée assez forte à un autre ami né à Strasbourg comme François : Christophe Aug (ancien doctorant du Centre de Géostatistique). Que de fous rires durant nos discussions... Christophe est toujours prêt à goûter les vins au salon des vignerons indépendants porte de Versailles et à profiter d'un concert avec Riccardo Mutti.

Je souhaite aussi remercier mes compagnons de train et du Seine et Marne Express avec lesquels nous avons eu de très nombreuses et agréables discussions entre Paris, Melun et Fontainebleau : Caroline Bernard-Michel, Pierre Mahé, Nicolas Laveau et Jaromir Brambor.

Je n'oublie pas non plus les déjeuners à la cantine et les pique-niques dans le parc de Fon-

tainebleau avec Thomas Walter (aussi compagnon de piscine), Costin Caci, Gabriel Fricout, Romain Lerallut, Hugo Bauer, Martial Hue, Franck, Marco l'italien, Petr.

Merci également à ceux que j'ai croisé au cours de mes études à Strasbourg : Alex, Jojo, Yo, Drev, Katia, Joani, Lolo, LM, Gros Tom, Valérie, Delphine et Virginie.

Je souhaite enfin remercier ici ma famille, et en particulier Mamito, Papi et Mamie, mes parents et mon frère Antoine pour le soutien qu'ils m'ont apporté au cours de ma scolarité.

Merci enfin et surtout à Nathalie qui est devenue mon épouse durant ces trois années de thèse pour son aide et son précieux soutien. Voici une nouvelle étape de notre vie franchie!!!

Table des matières

1	Introduction générale	11
1.1	Cadre général	11
1.2	L'imagerie par la sismique réflexion	11
1.3	Effet AVA : variation d'amplitude en fonction de l'angle	14
1.4	AVA : Méthodes classiques	14
1.5	Imagerie quantitative et AVA	15
1.6	Déroulement et plan de la thèse	18
I	Définition et obtention de la réflectivité	23
2	Réflectivité	25
2.1	Introduction	25
2.2	Propagation des ondes sismiques	26
2.2.1	Équations de l'élastodynamique	26
2.2.2	Vitesses	27
2.2.3	Effets de fluide sur la propagation des ondes	27
2.3	Variations du coefficient de réflexion	29
2.3.1	Coefficients de réflexion et de transmission	30
2.3.2	Équations de Knott-Zoeppritz	32
2.4	Conclusion	35
3	Calcul de la réflectivité en sismique	39
3.1	Introduction	39
3.2	Méthodes classiques pour le calcul de $R(x, y, z, t, \theta)$	40
3.2.1	Pré-traitements	40
3.2.2	Corrections d'amplitude	41
3.2.3	Corrections dynamiques (NMO)	42
3.2.4	Corrections de pendage (DMO)	43
3.2.5	Migration	44
3.2.6	Complexité du champ de vitesse	45
3.2.7	Conversion déport à angle	47
3.3	Migration quantitative en profondeur	51
3.3.1	Problème direct	52
3.3.2	Problème inverse	56
3.3.3	Migration d'attributs	59

3.3.4	Vers la migration par classe d'angles	62
3.4	Conclusion	64
II	Inversion AVA	65
4	Introduction	67
5	Approximations des équations de Zoeppritz	69
5.1	Introduction	69
5.2	Approximation de Bortfeld	71
5.3	Approximation de Aki, Frasier et Richards	74
5.4	Approximation de Shuey	76
5.5	Approximation de Smith et Gidlow	77
5.6	Approximation de Fatti	79
5.7	Approximation de Goodway	80
5.8	Conclusion	80
6	Régressions linéaires robustes	83
6.1	Introduction	83
6.2	Régressions linéaires pondérées robustes	84
6.3	Conclusion	90
7	Comparaison des différentes approximations	91
7.1	Introduction	91
7.2	Approximation du premier réflecteur	93
7.3	Approximation du deuxième réflecteur	97
7.4	Conclusion	101
8	Analyse des sections intercept et gradient	103
8.1	Introduction	103
8.2	Graphique gradient en fonction de l'intercept	103
8.3	Les différentes classes AVA	105
8.3.1	Classe I - Réflectivité tendant vers zéro ("Dim spot" en anglais)	105
8.3.2	Classe II - Changement de phase ("Phase reversal" en anglais)	106
8.3.3	Classe III - Point vif ("Bright spot" en anglais)	107
8.3.4	Classe IV	107
8.4	Facteur de fluide	108
8.4.1	Définition de [Castagna and Smith, 1994]	108
8.4.2	Définition de [Cambois, 2002]	109
8.4.3	Définition de [Gidlow and Smith, 2003]	110
8.5	Conclusion	111
9	Conclusion	113

III	Traitement après migration avant inversion AVA	115
10	Introduction	117
11	Calcul de la limite angulaire	119
11.1	Introduction	119
11.2	Fonction de cohérence	119
11.3	Détection des contours	120
11.3.1	Filtre optimal de Canny	121
11.3.2	Filtre de dérivation	123
11.3.3	Filtre de lissage	124
11.4	Discussion	125
12	Correction des pentes résiduelles	127
12.1	Introduction	127
12.2	Correction par intercorrélacion	129
12.3	Préliminaires au calcul des trajectoires	131
12.4	Trajectoires	131
12.5	Squelette	137
13	Correction de l'étirement de l'ondelette	141
13.1	Introduction	141
13.2	Étirement de l'ondelette	142
13.2.1	Historique des traitements	142
13.2.2	Filtre d'égalisation	142
13.2.3	Conclusion	149
13.3	Cas des bancs fins	150
13.3.1	Les quatre modèles de bancs fins	150
13.3.2	Historique des traitements	151
13.3.3	Correction des amplitudes des modèles de type I et II	153
14	Conclusion	161
IV	Données réelles	163
15	Champ pétrolier de Oseberg	165
15.1	Localisation et description	166
15.2	Traitement AVO en temps	171
15.3	Traitement AVA en profondeur	176
15.3.1	Modèle de vitesse et migration	176
15.3.2	Analyse AVA	179
15.3.3	Zone 1	185
15.3.4	Zone 2	191
15.4	Conclusion	195

16 Analyse AVA des hydrates de gaz	197
16.1 Hydrates et BSR (Bottom Simulation Reflector)	197
16.2 Données Hydratech	201
16.2.1 Données et migration en profondeur	202
16.2.2 Analyse AVA du BSR	209
16.2.3 Conclusion	222
16.3 Données sismiques au large du Japon	223
16.3.1 Données et traitement	223
16.3.2 Le BSR dans la zone Tokai	229
16.3.3 Résultats de l'inversion AVA	230
16.3.4 Conclusion	243
17 Conclusion générale	245
A Impédance élastique	249
B Regression linéaire	251
B.1 Droite des moindres carrées	251
B.2 Qualité de la régression	251
B.2.1 Coefficients de détermination et de corrélation	251
B.2.2 Variance et écart type	252
B.3 Formulation matricielle de la régression linéaire	253
B.4 Régressions linéaires multiples	255
B.5 Régression linéaire pondérée	255

Chapitre 1

Introduction générale

1.1 Cadre général

Cette thèse s'intéresse à l'obtention des images sismiques des premiers kilomètres de la Terre. Mais comment connaître la structure de l'intérieur du globe terrestre dont la distance entre le centre de la Terre et la surface est de 6 370 kilomètres [Foucault and Raoult, 1985]? Comment avons-nous eu connaissance de l'existence du noyau, du manteau et de la croûte alors que le forage le plus profond jamais réalisé n'est que de 12 261 mètres dans la péninsule de Kola en Russie? Comment le noyau, le manteau et la croûte ont-ils été découverts? C'est la question que nous posa Michel Cara dans son cours de sismologie lors de mes études à Strasbourg. La réponse vient des séismes qui, de par l'analyse de la propagation des ondes qu'ils génèrent à l'intérieur de la terre, ont permis à l'Allemand Beno Gutenberg (1889-1960) de découvrir la discontinuité entre le manteau et le noyau. Une autre discontinuité a été localisée entre le noyau interne et le noyau externe par la Danoise Inge Lehmann (1888-1930).

Les différents modes de propagation des ondes à l'intérieur du globe permettent de déduire certaines propriétés physiques des milieux traversés. Si la sismologie utilise les ondes des séismes pour étudier la structure interne de la terre, l'exploration pétrolière et gazière utilise les ondes sismiques générées par une source artificielle pour étudier les premiers kilomètres du sous-sol.

1.2 L'imagerie par la sismique réflexion

L'imagerie sismique est basée sur l'étude de la propagation des ondes sismiques dans le sous-sol et permet de reconstituer une image de ses discontinuités géologiques en étudiant les perturbations subies par les ondes lors de leur déplacement.

Les ondes décrites dans cette thèse sont des ondes dites acoustiques, se propageant dans le sous-sol selon les lois de la mécanique. Ces lois font intervenir des paramètres décrivant les propriétés élastiques du milieu. L'étude du comportement de ces ondes est un problème qui consiste à retrouver certaines de ces propriétés mécaniques liées à l'élasticité. Couplée à des observations précises réalisées lors de forages, l'imagerie par la sismique réflexion apparaît donc théoriquement comme un outil puissant pour la quantification des paramètres rhéologiques du sous-sol. Nous verrons tout au long de ce document largement illustré d'exemples réels que

la réalité est toute autre et que l'accumulation d'erreurs, d'approximations et d'incertitudes, ressurgit sur les dernières phases du traitement.

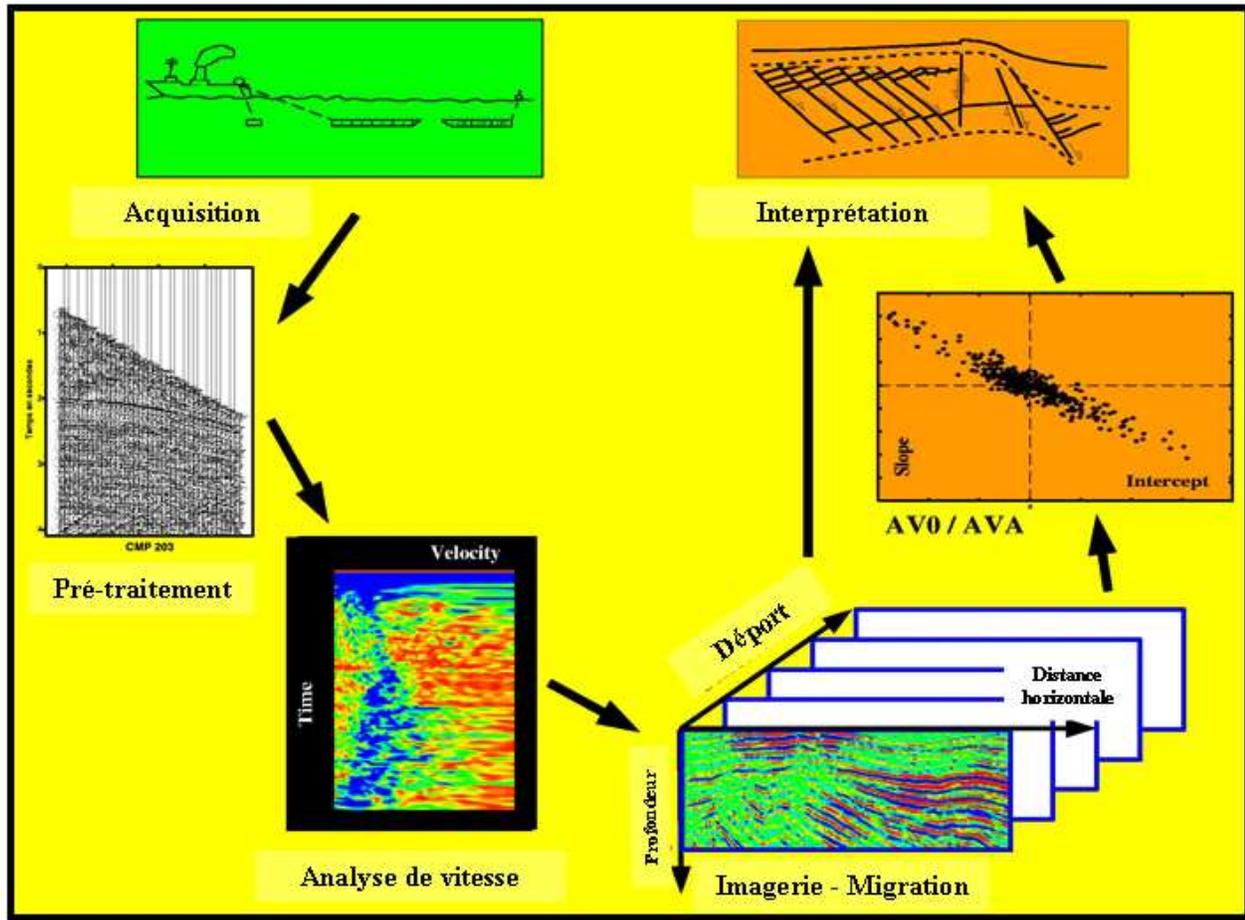


FIG. 1.1 – Illustration des principales étapes de la chaîne du traitement sismique du point de vue d'un géophysicien "spécialisé" en imagerie.

Considérons tout d'abord que la sismique se décompose en six grandes étapes (figure 1.1). Cette figure illustre le point de vue d'un géophysicien essentiellement centré sur la détermination du champ de vitesse et l'imagerie qui nous dessine les contrastes majeurs.

Tout commence donc avec l'acquisition des données. Lors de cette phase, des ondes sismiques sont générées à l'aide d'une source artificielle (dynamite, camion vibreur, canon à air, ...). Ces ondes se propagent dans le sous-sol, sont réfléchies et sont captées par des récepteurs qui enregistrent le signal (mouvement du sol, variation de pression, ...). La bande passante du signal sismique, contrôlée par la source sismique, varie habituellement de 5 à 80 Hz pour des profondeurs d'investigation de plusieurs kilomètres, mais il existe des acquisitions à très haute résolution avec des fréquences allant jusqu'à 1 000 Hz, permettant une résolution verticale de l'ordre du mètre et des profondeurs d'investigation plus faibles.

Le traitement sismique commence une fois l'acquisition effectuée. Entre l'acquisition des données et l'imagerie, une phase de préparation appelée pré-traitement est nécessaire (deuxième étape

de la figure 1.1). Le but principal des pré-traitements consiste à améliorer le rapport signal sur bruit des données en éliminant les bruits perturbateurs tels que les arrivées multiples (du fond de l'eau ou des réflexions internes) ou les arrivées réfractées, mais aussi les bruits aléatoires qui se caractérisent par un brouillage généralisé des traces. Nous cherchons dans cette étape à ne garder que les ondes réfléchies.

La troisième étape est l'analyse de vitesse. Elle consiste à obtenir à partir des données enregistrées une information sur la vitesse de propagation des ondes dans le milieu considéré. C'est une des phases, voire même la phase, la plus sensible et la plus primordiale du traitement sismique. Les méthodes de migration en profondeur avant sommation des traces, puis l'analyse AVA sur ces données migrées, sont extrêmement sensibles à la validité du modèle de vitesse utilisé.

La quatrième phase est l'imagerie ou la migration. Ce traitement consiste, à partir des enregistrements de l'acquisition, à retrouver la structure et les propriétés du sous-sol. De nombreuses méthodes basées sur la résolution d'une forme de l'équation d'onde permettent de déplacer de manière imaginaire en profondeur les sources et les réflecteurs jusqu'à focalisation des sismogrammes sur les réflecteurs. Indépendamment de leurs bases théoriques, les méthodes de migration utilisent soit un nombre réduit de traces obtenues par sommation des traces originales, et nous parlons dans ce cas de migration après sommation, soit toutes les traces des données avant sommation, et il s'agit dans ce cas de migration avant sommation. Le résultat, c'est-à-dire l'image du sous-sol, peut s'exprimer en fonction du temps (migration en temps) ou de la profondeur (migration en profondeur).

La cinquième phase est l'analyse AVA. Nous positionnons notre thèse dans un cadre novateur où l'analyse des amplitudes en fonction du déport (AVO) ou de l'angle (AVA) s'effectue après migration. Habituellement, l'analyse AVA/AVO s'applique sur des données corrigées dynamiquement comme l'inversion stratigraphique qui permet d'estimer les impédances acoustiques ou élastiques. Les études des analyses AVO/AVA connaissent un développement important depuis que [Ostrander, 1984] a montré qu'elles pouvaient mettre en évidence la présence d'hydrocarbures. En effet, l'évolution du coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence dépend des paramètres pétrophysiques des milieux situés de part et d'autre de la discontinuité donnant naissance à la réflexion (vitesse des ondes de compression et de cisaillement, densité ou coefficient de Poisson). L'analyse de la réflectivité en fonction de l'angle d'incidence permet d'évaluer les paramètres élastiques des réservoirs qui sont des données indispensables et complémentaires à l'interprétation par les géologues de réservoir.

La dernière étape est l'interprétation géologique à partir des images du sous-sol obtenues au cours de l'étape d'imagerie et des études de la variation de l'amplitude en fonction de l'angle d'incidence.

Dans cette thèse, nous nous intéressons principalement à l'étape d'imagerie et d'analyse des variations de l'amplitude en fonction de l'angle d'incidence. L'analyse AVA faite sur une image migrée en profondeur suppose que cette dernière ait été calculée tout en essayant de conserver quantitativement les propriétés du milieu, comme par exemple les contrastes d'impédance (produit de la densité par les vitesses des ondes P et S). Depuis quelques années, le centre

de recherche en géophysique de l'École des Mines de Paris, où cette thèse a été effectuée, a développé de nombreux codes de migration quantitative en profondeur 2D et 3D fournissant des catalogues d'images de la réflectivité par classe de dépôts ou d'angles d'incidence (thèses de [Thierry, 1997, Chauris, 2000, Xu, 2001, Nguyen, 2003]). Dans la présente thèse, nous proposerons une démarche permettant d'exploiter au mieux le caractère quantitatif de ces images.

1.3 Effet AVA : variation d'amplitude en fonction de l'angle

Lorsqu'une onde sismique se propage dans le sous-sol et qu'elle rencontre une interface entre deux milieux présentant des contrastes de densité ou de vitesse des ondes P et S, l'onde incidente se réfléchit et se transmet de chaque côté de l'interface. La fraction de l'énergie qui est réfléchi dépend de l'angle d'incidence de l'onde sur l'interface.

[Knott, 1899] et [Zoeppritz, 1919] décrivent le coefficient de réflexion d'une onde P en fonction de l'angle d'incidence et des paramètres physiques du milieu pour la réflexion d'une onde plane sur une interface séparant deux demi-espaces plans infinis. L'évolution du coefficient en fonction de l'angle d'incidence dépend directement de la lithologie et du contenu en fluide ou gaz du sous-sol.

De nombreuses approximations linéaires des approximations de [Zoeppritz, 1919] ont été proposées en supposant de faibles variations des paramètres élastiques des couches.

Depuis les travaux de [Ostrander, 1984], les analyses des variations de l'amplitude en fonction du déport (AVO, Amplitude Versus Offset) ou de l'angle (AVA, Amplitude Versus Angle) ont été intensivement utilisées pour des interprétations qualitatives des données de sismique réflexion (indicateur de présence d'hydrocarbures et particulièrement de gaz). En effet, l'étude de l'évolution de l'amplitude en fonction du déport ou de l'angle permet d'accéder indirectement au coefficient de Poisson et d'obtenir des informations quantitatives sur les paramètres pétrophysiques des milieux traversés ainsi que sur la présence d'hydrocarbures dans les réservoirs.

Pour pouvoir analyser la variation de la réflectivité en fonction de l'angle, les amplitudes relatives des données sismiques doivent être préservées le plus fidèlement possible. Tout l'enjeu d'une analyse AVA repose sur ce fondement.

1.4 AVA : Méthodes classiques

Les analyses AVA (en angle) ont longtemps été basées sur l'analyse de données classées par point milieu commun et par déport (analyse AVO), donc avant toute étape d'imagerie. Les grandes étapes de l'analyse AVO sont les suivantes :

1. Application de pré-traitements sismiques spécifiques à l'analyse AVO. Le but de ces pré-traitements consiste à atténuer de possibles distorsions des variations d'amplitude non relatives au changement de réflectivité avec le déport. La décroissance en amplitude due à la divergence sphérique est compensée par l'application d'un facteur dépendant du temps, du déport et des vitesses des milieux traversés en utilisant les lois de compensation proposées

par [Newman, 1973]. Ces corrections sont suivies de corrections dynamiques (corrections dites de “Normal Move Out” en anglais) permettant d’aplanir les événements et ainsi de sélectionner la variation de l’amplitude à temps constant.

Dans les années 1980-1990 plusieurs auteurs comme [Beydoun et al., 1993] et [Mosher et al., 1996] recommandent l’application d’une migration avant sommation pour toute étude AVO appliquée à des zones complexes. En fait, depuis l’apparition du concept de migration par gamme de départ par [Sheriff, 1992] et [Yilmaz, 1987], l’idée de réaliser l’étude AVO après migration fit naturellement son apparition.

2. Sélection des amplitudes en fonction du départ à temps constant et ceci pour chaque échantillon en temps des données corrigées dynamiquement ou migrées. Un tracé de rais ou des formules approximatives comme celles de [Walden, 1991] permettent d’exprimer l’angle d’incidence en fonction du départ.
3. Estimation des attributs AVA par régression linéaire à partir des courbes de réflectivité en fonction de l’angle des attributs AVA et interprétation des variations des paramètres physiques tels que le facteur de fluide ou le coefficient de Poisson sur une zone cible sélectionnée.

Outre les problèmes relatifs aux corrections d’amplitude (validité des hypothèses de la divergence sphérique), les méthodes classiques ne permettent pas, lors des corrections dynamiques, d’obtenir des informations sur l’angle d’incidence. La conversion basée sur des hypothèses 1-D, restreint le champ d’application des méthodes classiques à des milieux simples. De plus, ces études assez lourdes, sont restreintes à des cibles très localisées, le plus souvent un ou deux réflecteurs sur un ou plusieurs panneaux points communs milieux.

1.5 Imagerie quantitative et AVA

L’arrivée de l’imagerie quantitative en profondeur à la fin des années 1990 a permis d’améliorer le calcul de la réflectivité dans des milieux complexes tout en préservant au mieux les variations relatives des données sismiques. Nous parlons alors de migration avant sommation à amplitude préservée (PAPsDM ou “Preserved Amplitude Pre-stack Depth Migration” en anglais) [Thierry, 1997]. Le caractère quantitatif de ce type de migration est obtenu via le calcul de la fonction de Green par tracés de rais dynamiques [Lucio et al., 1996] en milieux hétérogènes, couplé à une linéarisation de l’équation basée sur l’approximation de Born ou de Kirchhoff.

La migration dite de “Rai+Kirchhoff” en profondeur est utilisée dans la présente thèse. La migration de Kirchhoff est basée sur une approximation asymptotique reliant les perturbations des données aux perturbations du modèle. Le modèle perturbé est décrit par une distribution d’angles de réflexion spéculaires $\theta(\mathbf{x})$ définis par la géométrie d’acquisition et par la fonction de réflectivité associée $R(\mathbf{x}, \theta(r, \mathbf{x}, s))$. Cette approximation faisant le lien entre la réflectivité et l’angle d’incidence, elle apparaît donc comme étant l’outil idéal pour les analyses AVA.

De plus, les informations données par le tracé de rais pendant la migration permettent de connaître l’angle de réflexion en fonction du départ. En se basant sur le théorème de la phase

stationnaire, [Bleistein, 1987] suggère de remigrer les données en utilisant une pondération modifiée dans le code de migration pour déterminer d'autres coefficients ou "attributs" comme par exemple le coefficient de réflexion multiplié par le cosinus de l'angle de réflexion spéculaire. Une division des moindres carrés permet de calculer le cosinus de l'angle spéculaire $\cos(\mathbf{x}, h)$. La combinaison du coefficient de réflexion en fonction du départ $R(\mathbf{x}, h)$ avec son angle de réflexion associé $\theta(\mathbf{x}, h)$ permet ainsi de déterminer le coefficient de réflexion en fonction de l'angle $R(\mathbf{x}, \theta)$. De même, grâce au tracé de rais, puisque l'angle de diffraction peut être calculé, ce type de migration peut directement fournir la réflectivité en fonction de l'angle $R(\mathbf{x}, \theta)$ via une pondération adaptée sans réel surcoût numérique. Nous parlons dans ce cas de migration en angle donnant des Iso-X dans le domaine angle.

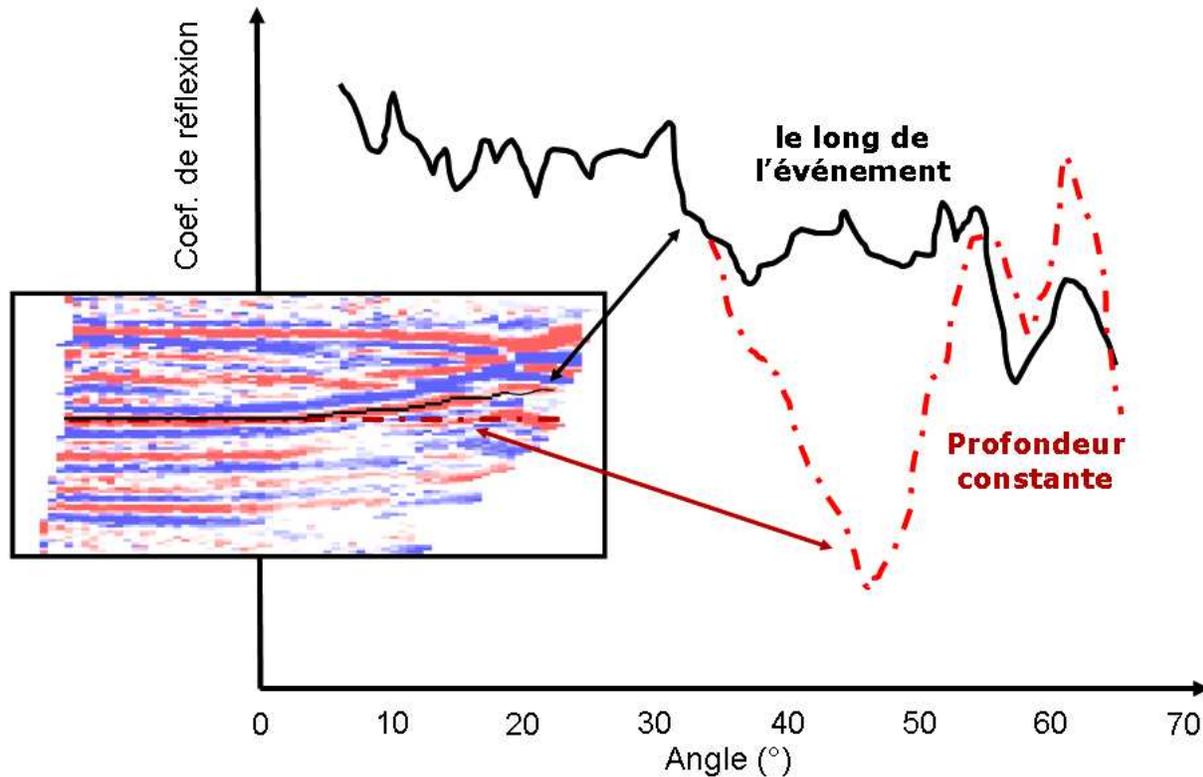


FIG. 1.2 – Exemple d'événements non horizontaux sur un Iso-X en angle. La variation du coefficient de réflexion de l'événement diffère de la réflectivité sélectionnée à profondeur constante pour des angles supérieurs à 35 degrés. L'analyse de ces deux variations de réflectivité va donner des résultats différents alors qu'il s'agit du même événement !

Avant d'approfondir différents aspects des analyses AVA sur des données migrées quantitativement en profondeur, il me semble nécessaire de préciser le terme d'Iso-X lié à la migration. Chacun des ensembles de données correspondant à un départ (même distance source-récepteur) sont migrés indépendamment les uns des autres. Les images sont classées par Iso-X ou CiG ("Common Image Gather" en anglais) qui correspond à une même position x en surface. Les Iso-X sont très utilisés pour l'estimation du modèle de vitesse depuis plus de vingt ans [Al-Yahya, 1989]. En effet, si le modèle de vitesse utilisé est correct, la position en profondeur d'une interface (qui est unique) ne doit pas dépendre du départ ou de l'angle. Les Iso-X doivent

donc présenter des événements horizontaux, quelle que soit la complexité du sous-sol. L'analyse AVA qui sélectionne la variation du coefficient en fonction de l'angle d'incidence à des profondeurs constantes, requiert un alignement parfait des événements dans les Iso-X.

Or, en analysant des données sismiques migrées exprimées en fonction du déport ou de l'angle, de nombreuses réflexions restent mal corrigées (figure 1.2). Ce décalage des réflecteurs s'explique dans la plupart des cas par des estimations trop délicates du modèle de vitesse. D'autres causes possibles existent comme entre autres les statiques résiduelles ou l'anisotropie.

[Ursin and Ekren, 1995] et [ElOuair, 2003] proposent des corrections d'aplatissement basées sur des techniques d'intercorrélation pour rendre l'analyse AVA plus robuste.

L'analyse AVO/AVA s'accommode aussi mal des couches fines. La courbure des indicatrices de réflexion diminuant avec la profondeur, la différence de temps entre deux réflexions proches diminue lorsque le déport augmente. Il en résulte une interférence des ondelettes associées à chaque réflexion (effets de "tuning" en anglais) [Widess, 1973]. Cet effet peut se traduire par une augmentation ou une diminution de l'amplitude en fonction du déport et de l'épaisseur des bancs.

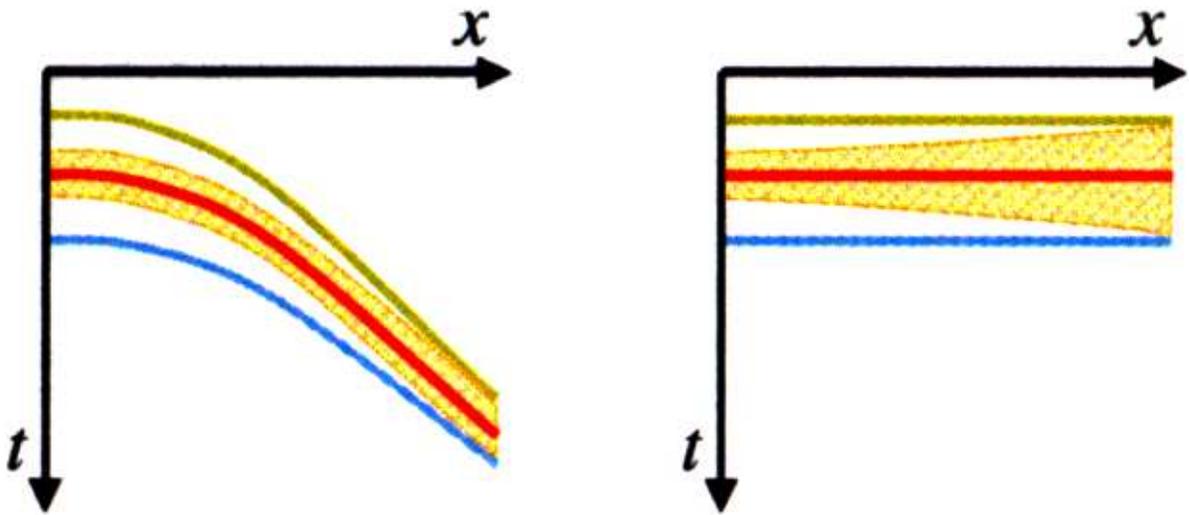


FIG. 1.3 – L'aplatissement des événements après correction dynamique ou migration entraîne un étirement de l'ondelette aux déports lointains. Schéma d'après [Causse et al., 2005].

Un autre impact peut modifier les résultats de l'analyse AVA. Il s'agit de la variation de la taille de l'ondelette avec le déport et la profondeur après migration en profondeur (figure 1.3). Ce phénomène s'explique par le fait que la longueur d'onde d'une onde plane illuminant un milieu varie en fonction de l'angle d'incidence (i.e. donc du déport). En effet, pour un milieu à vitesse constante c , la longueur d'onde verticale λ_z est liée à la fréquence w par l'équation,

$$\lambda_z = \frac{2\pi c}{w \cos(\theta)} \quad , \quad \cos(\theta) = \sqrt{1 - c^2 p^2} \quad , \quad (1.5.1)$$

p étant le paramètre de rai.

Pour rendre la longueur d'onde constante pour tous les angles, la fréquence w devrait être choisie telle que $w \cos(\theta)$ soit toujours constant. Les données étant acquises à la même bande de fréquences et d'après l'équation (1.5.1), la longueur d'onde augmente lorsque les angles d'incidence croissent jusqu'à un angle d'incidence de 90 degrés (en sismique pétrolière, les angles d'incidence dépassent rarement les 60 degrés).

Cet étirement de l'ondelette ("stretch" en anglais) a été quantifié par [Tygel et al., 1994]. Il détériore le contenu fréquentiel des traces aux dépôts lointains et a un effet sur le calcul de la section gradient [Dong, 1996].

Ces trois grands thèmes (correction des pentes résiduelles, de l'étirement de l'ondelette et de l'effet des bancs fins) sont les trois phases de préparation des données migrées en profondeur pour lesquelles j'ai essayé de proposer des solutions. Un de mes objectifs initiaux était d'utiliser toute l'information fournie par les données sismiques, y compris les données aux angles ou dépôts lointains.

1.6 Déroulement et plan de la thèse

Mes travaux de thèse abordent donc deux des grandes étapes du traitement sismique en profondeur : la migration en profondeur et l'inversion AVA. Ils traiteront plus particulièrement toute l'étape de préparation des données entre la migration et l'inversion AVA.

Mon objectif est de décrire une procédure en vue d'améliorer les résultats de l'inversion AVA pour la caractérisation des réservoirs à partir de données migrées quantitativement en profondeur.

Cette thèse se divise en quatre grandes parties :

1. Définition et l'obtention de la réflectivité (formulation théorique des équations de [Zoeppritz, 1919] régissant la variation de la réflectivité en fonction de l'angle d'incidence et de la migration quantitative de Kirchhoff) ;
2. Inversion AVA avec une présentation des différentes approximations de [Zoeppritz, 1919] et du calcul des attributs AVA par régression ainsi que la validité des différentes approximations ;
3. Traitements préparant les données migrées à l'inversion (correction des pentes résiduelles, de l'étirement de l'ondelette, et des bancs fins) ;
4. Applications sur des exemples réels.

Première partie :

Les variations du coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence évoluent conformément aux équations de [Zoeppritz, 1919]. Dans cette partie, je présenterai un aperçu de la théorie de propagation des ondes élastiques en milieu isotrope ainsi que la manière dont [Knott, 1899] et

[Zoeppritz, 1919] ont tenu compte de ces équations pour exprimer les variations théoriques des coefficients de réflexion et de transmission des ondes P et S en fonction des angles d'incidence, mais aussi en fonction des paramètres élastiques du sous-sol.

Pour exprimer la variation du coefficient de réflexion, nous avons besoin d'un code de migration qui reconstruit quantitativement les amplitudes en profondeur pour chaque déport. Parmi les nombreux codes de migration avant sommation disponibles au centre de géophysique en 3D [Thierry, 1997, Xu, 2001] et 2D [Nguyen, 2003], j'ai utilisé la version développée par [Nguyen, 2003] que j'ai adapté par analogie au code 3D, pour calculer le coefficient de réflexion en fonction du déport, mais aussi d'autres attributs tels que le cosinus de l'angle spéculaire et la composante verticale du paramètre de rai \mathbf{q} .

La composante verticale appelée facteur d'étirement ("stretching factor" en anglais)

[Tygel et al., 1994] sera d'ailleurs utilisée pour corriger l'étirement de l'ondelette après migration.

Deuxième partie :

Dans cette partie, j'introduirai les différentes approximations des équations de [Zoeppritz, 1919]. De nombreux auteurs dont [Bortfeld, 1961], [Aki and Richards, 1980], [Shuey, 1985], [Smith and Gidlow, 1987] et [Fatti et al., 1994] ont proposé des approximations linéaires des équations de [Shuey, 1985] permettant d'exprimer le coefficient de réflexion des ondes P en supposant un contraste faible des paramètres élastiques des différentes couches.

Le calcul des attributs AVA se faisant par régression linéaire, la méthode habituellement utilisée est la méthode des moindres carrés. Cette méthode est cependant très sensible à la présence de valeurs aberrantes. Pour cette raison, j'ai travaillé sur la régression linéaire des estimateurs robustes (M-estimateurs) qui permettent de quantifier la confiance dans chacune des données et, si nécessaire, de les rejeter.

Connaissant les différentes approximations, et l'outil d'inversion permettant d'estimer les attributs AVA, j'ai donc pu tester les différentes approximations sur un exemple synthétique avec des rapports des vitesses V_p/V_s différents. Dans cette partie, le but était de vérifier l'unicité de la réponse des différentes approximations en les comparant sur une cible avec des valeurs communes.

Nous terminerons avec l'utilisation des attributs AVA pour la caractérisation et la classification des réservoirs.

Troisième partie :

Cette partie constitue le coeur de ce mémoire, puisque j'y développe les aspects théoriques des traitements permettant de corriger les pentes résiduelles des événements, l'étirement de l'ondelette et l'interférence des ondelettes associée aux réflexions de bancs fins.

Les données aux déports ou angles lointains apparaissent souvent avec des artefacts (bruits, problèmes de vitesse, étirement des ondelettes, présence d'anisotropie, ...). La présence de ces artefacts fausse les sections sommées mais aussi les résultats de l'inversion AVA. Suite à la

méthode développée par [Jin et al., 1996], nous proposons de sélectionner pour l'inversion AVA uniquement la zone où les événements apparaissent relativement plats après correction dynamique ou migration. Cette opération est basée sur des techniques d'extraction de contours, utilisées en imagerie médicale ou satellitaire, et qui permet de différencier les objets contenus dans l'image.

L'inversion AVA dans la zone où les événements sont plats et cohérents permet l'obtention de "meilleurs" résultats. Cependant, nous souhaitons utiliser l'information donnée par tous les angles. La plupart des corrections permettant d'aplatir les événements sont basées sur des techniques d'ajustement. Chaque échantillon de la trace sismique est déplacé de manière à ce que cette trace en angle ou en déport s'ajuste avec la trace en angle ou en déport précédente. L'opérateur mathématique de base permettant l'ajustement en estimant le retard entre deux signaux est la fonction d'intercorrélation.

Cette technique a été testée avec succès par [Ursin and Ekren, 1995] et [ElOuair, 2003]. Cependant, elle ne corrige pas toujours les pentes résiduelles des événements dont le signe de la variation de l'amplitude change avec les angles croissants.

D'autres techniques proposées par [Hampson, 1986] et [de Bazelaire, 1988] permettent de quantifier les pentes par approximation parabolique ou hyperbolique en estimant la différence ΔZ entre l'événement relevé aux proches déports et celui relevé aux déports lointains.

Dans sa thèse, [van Wijngaarden, 1998] calcule pour chaque événement les lignes où la valeur absolue de l'amplitude est maximale. Cette technique développée par [Herrmann, 1997] permet de sélectionner l'arrivée première permettant de corriger les statiques. Au lieu d'utiliser le maximum de l'amplitude comme [van Wijngaarden, 1998], nous proposons de modéliser pour chaque événement la variation de la réflectivité à partir des attributs AVA calculés dans la zone où les événements sont plats. Puis nous essayons de trouver la valeur la plus proche de la valeur estimée pour quelques échantillons au-dessus et au-dessous de l'événement. Cette technique de "prédiction-détection" permet de suivre la pente résiduelle des événements tout en conversant les amplitudes et en tenant compte par exemple des changements de polarité engendrés par certains réservoirs de classe II.

Nous inversons alors la variation de la réflectivité le long des trajectoires même si la modélisation réalisée juste auparavant a permis de "prédire" à quelle type de variation nous avons affaire. L'obtention des trajectoires permet ainsi de limiter le nombre de points à inverser ou à représenter sur un graphique gradient en fonction de l'intercept.

Les trajectoires permettent aussi de déterminer le squelette géologique des événements en considérant le premier angle où la trajectoire de l'événement apparaît. Le squelette a initié la thèse de François Schaub.

Un autre avantage majeur du squelette est que l'inversion AVA le long des trajectoires ne tient pas compte de l'effet d'étirement de l'ondelette car la variation de l'amplitude est sélectionnée sur le maximum en valeur absolue de l'ondelette. Pour valider cela, j'ai développé une série de tests basée sur la modélisation d'une ondelette étirée, car l'inversion AVA le long de la trajectoire d'événements dont la différence en profondeur est inférieure à la longueur d'onde, donnera des résultats incorrects. L'effet des bancs fins peut créer de fausses anomalies AVA ou détruire les anomalies AVA existantes. De nombreux auteurs dont [Swan, 1997], [Dong and Ponton, 1999] et [Lin and Phair, 1993] calculent à partir des sections en temps des attributs AVA de nouvelles

sections tenant compte de ces effets.

J'ai préféré aborder la prise en compte des effets de bancs fins telle que [Castoro et al., 2001] le propose sur les Iso-X avant inversion AVA.

La connaissance du facteur d'étirement de l'ondelette [Tygel et al., 1994] obtenu par la migration de cet attribut, nous permet de modéliser l'ondelette étirée du banc fin. Les variations de l'amplitude en fonction de l'angle sont alors calculées par une déconvolution par filtre de Wiener de l'Iso-X avec l'ondelette modélisée.

Quatrième partie :

Trois applications sur des données réelles ont été réalisées. La première concerne le champ pétrolier d'Oseberg au large de la Norvège en mer du Nord. Il s'agissait pour moi de tester mes codes sur des données sismiques "classiques", c'est à dire avec une profondeur de cible et des gammes de dépôts conventionnelles dans le milieu pétrolier. Les hydrates de gaz sont le thème central de la deuxième et de la troisième application. Les deux jeux de données étudiés sont issus de campagnes beaucoup moins conventionnelles. La première m'a permis de tester la validité de mon traitement après migration dans un cas de données à très haute résolution et à très court déport. Le second test m'a permis de valider ce même traitement en présence d'Iso-X présentant des complications spécifiquement liées à la présence d'hydrate de gaz.

Conclusion :

Finalement, je conclurai point par point cette thèse tout en indiquant les perspectives les plus probables pour les travaux effectués.

Première partie

Définition et obtention de la réflectivité

Chapitre 2

Réfectivité

2.1 Introduction

La prospection sismique consiste à produire des ondes artificielles de très faible amplitude à des instants et en des endroits prédéterminés. Ces ondes se propagent puis se réfléchissent dans le sous-sol avant d'être finalement enregistrées par des récepteurs.

L'énergie d'une onde incidente se propageant dans le sous-sol se répartit lorsqu'elle rencontre une interface entre deux milieux présentant une différence d'impédance acoustique (AI), elle-même définie par le produit de la densité et de la vitesse dans la roche ($AI = \rho V$). Une partie de l'énergie est réfléchi, l'autre est transmise de chaque côté de l'interface. L'interface est la surface séparant deux formations géologiques dont chacune peut être considérée comme localement homogène. La formation est dès lors définie par les paramètres mécaniques suivants :

1. la vitesse de propagation de l'onde de compression P dans la roche exprimée en m/s : V_p ,
2. la vitesse de propagation de l'onde de cisaillement S dans la roche exprimée en m/s : V_s ,
3. la masse volumique ou densité exprimée en g/cm^3 : ρ ,
4. le facteur de qualité, caractérisant le pouvoir de la roche à absorber l'énergie sismique Q . Plus ce facteur est élevé et moins la roche absorbe d'énergie sismique. Les roches sédimentaires ont des facteurs de qualité qui peuvent aller de quelques dizaines pour les roches les plus atténuantes à quelques centaines pour les roches les moins atténuantes.

La fraction de l'énergie incidente qui est réfléchi dépend de l'angle d'incidence de l'onde sur l'interface. Le rapport d'amplitude de l'onde réfléchi sur l'amplitude de l'onde incidente définit le coefficient de réflexion d'un tel interface. L'analyse du coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence permet de mettre en évidence des variations de propriétés élastiques des roches, comme le coefficient de Poisson. Tout l'enjeu de la "caractérisation sismique des réservoirs", consiste à faire le lien entre les propriétés intrinsèques des roches (vitesse des ondes, densité ou coefficient de Poisson) et les données sismiques.

La première partie de ce chapitre présentera un aperçu de la théorie de propagation des ondes élastiques en milieu isotrope. Cette partie traitera également des différents types de vitesses de propagation existants, ainsi que des effets de substitution de fluides sur ces vitesses de propagation.

Puis, dans la seconde partie de ce chapitre, nous verrons comment [Knott, 1899] et [Zoeppritz, 1919] ont calculé, tout en tenant comptes des équations de l'élastodynamique, les variations théoriques des coefficients de réflexion et de transmission des ondes P et S en fonction des angles d'incidence, de réflexion et de transmission des ondes P et S, mais aussi en fonction de la vitesse de propagation des ondes et de la densité.

2.2 Propagation des ondes sismiques

2.2.1 Équations de l'élastodynamique

Dans un milieu élastique, infini et isotrope, le déplacement \mathbf{U} d'une onde plane s'écrit sous la forme,

$$\mathbf{U} = A \mathbf{d} e^{ik(\mathbf{x} \cdot \mathbf{p} - ct)} \quad , \quad (2.2.1)$$

où A est l'amplitude de l'onde, \mathbf{d} sa direction de déplacement, \mathbf{p} sa direction de propagation, $\mathbf{x} = (x_1, x_2)$ le vecteur position où x_1 dénote l'axe horizontal et x_2 l'axe vertical, c sa vitesse de propagation et k le nombre d'ondes.

Le nombre d'ondes k et la vitesse c sont reliés à la pulsation ω par l'équation,

$$k = \frac{c}{\omega} \quad , \quad (2.2.2)$$

où $k = 2\pi/\lambda$, λ la longueur d'onde, $\omega = 2\pi f = 2\pi/T$, f la fréquence et T la période.

Le tenseur des contraintes dans le plan (i,j) est défini par,

$$\epsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\delta U_i}{\delta x_j} + \frac{\delta U_j}{\delta x_i} \right) \quad . \quad (2.2.3)$$

D'après la loi de Hooke, le tenseur des tensions τ_{ij} peut s'exprimer en fonction du tenseur des contraintes ϵ_{ij} ,

$$\tau_{ij} = \lambda \epsilon_{ij} \delta_{ij} + 2\mu \epsilon_{ij} \quad , \quad (2.2.4)$$

où λ et μ sont les constantes de Lamé et δ_{ij} le symbole de Kronecker.

Du déplacement des contraintes qui résulte des lois de Newton, nous pouvons écrire,

$$\frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} = \rho \frac{\partial^2 U_i}{\partial t^2} \quad , \quad (2.2.5)$$

où ρ est la densité.

En substituant l'équation de Hooke dans l'équation du déplacement des contraintes, il en résulte l'équation d'onde élastique,

$$\mu \nabla^2 U + (\lambda + \mu) \nabla \cdot U = \rho \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} \quad . \quad (2.2.6)$$

2.2.2 Vitesses

Si le mouvement de l'onde est dans la direction de propagation ($\mathbf{d} = \pm\mathbf{p}$), l'onde est définie comme longitudinale. Cette onde est appelée l'onde P et a pour vitesse V_p ,

$$V_p = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \quad . \quad (2.2.7)$$

Cette vitesse peut aussi s'exprimer en fonction du coefficient d'incompressibilité K ,

$$V_p = \sqrt{\frac{K + \frac{4}{3}\mu}{\rho}} \quad . \quad (2.2.8)$$

Le coefficient d'incompressibilité K se caractérise par le changement relatif de volume d'une particule soumise à une pression hydrostatique ΔP .

Dans le cas d'un mouvement perpendiculaire à la direction de propagation ($\mathbf{d} \cdot \mathbf{p} = 0$), il s'agit d'une onde transversale, appelée onde S et ayant pour vitesse V_s ,

$$V_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \quad . \quad (2.2.9)$$

Le coefficient de Poisson σ [Koefoed, 1955] caractérise le rapport entre les déformations verticales et horizontales. Il s'exprime en fonction du rapport $\gamma = V_p/V_s$,

$$\sigma = \frac{\gamma^2 - 2}{2(\gamma^2 - 1)} \quad . \quad (2.2.10)$$

2.2.3 Effets de fluide sur la propagation des ondes

Lors de leur propagation, les ondes ne rencontrent pas que des milieux solides, elles peuvent aussi se propager dans des milieux poreux saturés en fluide.

[Biot, 1956, Gassmann, 1951] ont étudié les liens entre la densité, les modules d'incompressibilité, de cisaillement (i.e. donc les vitesses V_p , V_s) et le fluide saturant la roche.

La densité ρ_{sature} s'exprime en fonction de la porosité ϕ et des densités du fluide ρ_{fluide} et du solide ρ_{solide} ,

$$\rho_{sature} = \phi\rho_{fluide} + (1 - \phi)\rho_{solide} \quad . \quad (2.2.11)$$

La théorie de [Gassmann, 1951] nous permet de connaître les expressions des modules de cisaillement et d'incompressibilité. Les hypothèses de [Gassmann, 1951, Biot, 1956] sont les suivantes :

1. Le milieu poreux est macroscopiquement homogène et isotrope.
2. Tous les pores sont connectés.
3. Les pores sont remplis d'un fluide sans frottement (gaz et eau par exemple).
4. Le mouvement relatif entre le solide et le fluide est négligeable devant le déplacement de la roche qui est excitée par le passage de l'onde.

5. Le fluide n'interagit pas avec le solide de manière à changer le module de cisaillement.

L'équation de [Gassmann, 1951] permet de faire le lien entre les modules saturés en fluide avec les modules de la roche sèche (drainée), ceux du minéral constituant la roche (solide) et les propriétés des fluides,

$$K_{sature} = \frac{\phi \left(\frac{1}{K_{solide}} - \frac{1}{K_{fluide}} \right) + \frac{1}{K_{solide}} - \frac{1}{K_{sec}}}{\frac{\phi}{K_{sec}} \left(\frac{1}{K_{solide}} - \frac{1}{K_{fluide}} \right) + \frac{1}{K_{solide}} \left(\frac{1}{K_{solide}} - \frac{1}{K_{sec}} \right)} \quad , \quad (2.2.12)$$

$$\mu_{sature} = \mu_{sec} \quad ,$$

avec : K_{sature} module d'incompressibilité de la roche saturée en fluide.

K_{solide} module d'incompressibilité de la matrice constituant la roche.

K_{sec} module d'incompressibilité de la roche drainée.

K_{fluide} module d'incompressibilité du fluide saturant les pores.

μ_{sature} module de cisaillement de la roche saturée en fluide.

μ_{sec} module de cisaillement de la roche drainée.

Les propriétés du fluide saturant sont calculées par des moyennes pondérées par la saturation en gaz,

$$\frac{1}{K_{fluide}} = \frac{S_g}{K_g} + \frac{1 - S_g}{K_{eau}} \quad , \quad (2.2.13)$$

$$\rho_{fluide} = S_g \rho_g + (1 - S_g) \rho_{eau} \quad .$$

avec : S_g saturation en gaz.

K_g module d'incompressibilité du gaz.

K_{eau} module d'incompressibilité de l'eau.

ρ_g densité du gaz.

ρ_{eau} densité de l'eau.

[Wyllie et al., 1956, Wyllie et al., 1958] proposent une relation empirique entre la vitesse de la roche saturée en fluide et la porosité ϕ ,

$$\frac{1}{V_{sature}} = (1 - \phi) \frac{1}{V_{solide}} + \phi \frac{1}{V_{fluide}} \quad , \quad (2.2.14)$$

où V_{solide} est la vitesse de propagation des ondes de la matrice constituant la roche et V_{fluide} la vitesse de propagation des ondes du fluide saturant les pores.

[Mavko et al., 1998] rappellent comment [Raymer et al., 1980] ont amélioré de manière empirique la relation de [Wyllie et al., 1956],

$$\begin{aligned}
V_{sature} &= (1 - \phi)^2 V_{solide} + \phi V_{fluide} & \phi < 37\% \\
\frac{1}{V} &= \frac{0,47 - \phi}{0,1V_{37}} + \frac{\phi - 0,37}{0,1V_{47}} & 37 < \phi < 47\% \\
\frac{1}{\rho V^2} &= \frac{1 - \phi}{\rho_{solide} V_{solide}^2} + \frac{\phi}{\rho_{fluide} V_{fluide}^2} & \phi > 47\%.
\end{aligned} \tag{2.2.15}$$

V_{37} se calcule à partir de la première expression de l'équation (2.2.15) et V_{47} à partir de la troisième expression de l'équation (2.2.15).

[Castagna et al., 1985] montrent que le rapport des vitesses V_p et V_s d'une couche de sable saturée en eau décroît fortement avec l'augmentation de sa saturation en gaz. En effet, de nombreuses observations de données de puits ont montré, quelle que soit la nature du fluide, qu'une baisse significative de la vitesse des ondes P est liée à une augmentation de la saturation en gaz et à une vitesse des ondes S constante.

2.3 Variations du coefficient de réflexion

L'étude sismique des réservoirs s'est longtemps limitée à l'utilisation de quelques traces sismiques sommées. Ces données sismiques avaient souvent des dépôts assez faibles.

Le développement des acquisitions avec plusieurs dépôts dans les années soixante a permis aux géophysiciens de s'intéresser aux variations du coefficient de réflexion avec le dépôt (AVO "Amplitude Versus Offset" en anglais) ou avec l'angle (AVA "Amplitude Versus Angle"). En effet, l'évolution du coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence dépend des paramètres pétrophysiques (vitesse de propagation des ondes, densité) des milieux situés de part et d'autre de la discontinuité donnant naissance à la réflexion. La figure (2.1) montre l'évolution du coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence pour différentes valeurs du rapport du coefficient de Poisson (σ) des milieux 1 et 2 (σ_1/σ_2) et pour différents rapports de vitesse (VR) et de densité (DR). Il apparaît que l'évolution du coefficient de réflexion en fonction de l'angle est particulièrement affectée par le rapport des coefficients de Poisson des deux milieux (σ_1/σ_2).

L'étude de l'évolution de l'amplitude en fonction du dépôt ou de l'angle permet d'accéder indirectement au coefficient de Poisson et d'obtenir des informations quantitatives sur les paramètres pétrophysiques des milieux traversés ainsi que sur la présence d'hydrocarbures dans les réservoirs. [Ostrander, 1984] démontre avec un exemple, comment les réflexions caractéristiques d'un sable à gaz varient de manière anormale avec le dépôt, puis comment utiliser ce phénomène comme indicateur direct d'hydrocarbures. Depuis cet article, les analyses AVO/AVA constituent aujourd'hui un outil important dans la détection des hydrocarbures avec plus ou moins de succès selon les contextes géologiques, l'acquisition ou le traitement sismique avant l'inversion des données.

La réflexion d'une onde incidente au niveau de l'interface entraîne une répartition de l'énergie de l'onde incidente en une onde réfléchie P, une onde transmise P, une onde réfléchie S et une onde transmise S. La formulation dite de "Knott-Zoeppritz" permet d'exprimer la variation des coefficients de réflexion et de transmission des ondes P et S. En effet, [Knott, 1899]

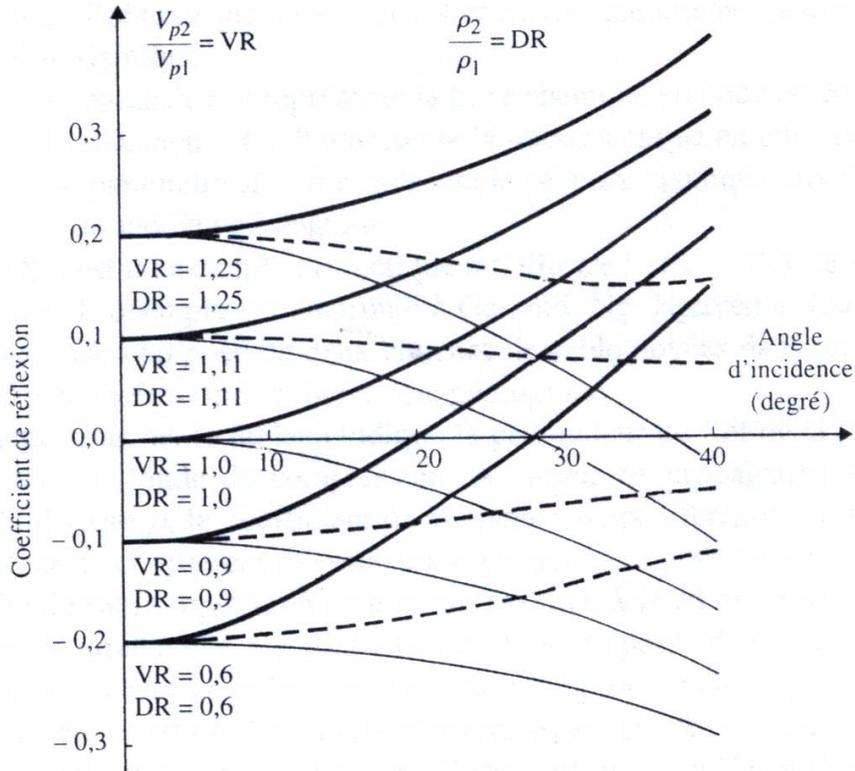


FIG. 2.1 – Valeur du coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence et du rapport du coefficient de Poisson des milieux 1 et 2 σ_1/σ_2 (d'après [Ostrander, 1984]). Trait pointillé : $\sigma_1/\sigma_2 = 1$. Trait épais : $\sigma_1/\sigma_2 < 1$. Trait fin : $\sigma_1/\sigma_2 > 1$.

et [Zoeppritz, 1919] expriment les coefficients de réflexion et de transmission en fonction des angles et des propriétés élastiques du sous-sol en invoquant la continuité des déplacements et des contraintes à l'interface comme condition aux limites.

2.3.1 Coefficients de réflexion et de transmission

Considérons deux milieux élastiques, semi-infinis, isotropes, homogènes et séparés par une interface plane. Ce modèle présente deux couches géologiques caractérisées par les paramètres de vitesse V_p , V_s et de densité ρ pour chaque couche. Soit une onde plane de compression P, incidente sur l'interface. L'onde P incidente engendre au maximum quatre types d'ondes : une onde P réfléchi, une onde S réfléchi, une onde P transmise et une onde S transmise.

La loi de Snell-Descartes relie les angles (θ) et le nombre d'ondes (k) des différentes ondes réfléchies et transmises (figure 2.2),

$$\frac{\sin\theta_{P_r}}{V_{p1}} = \frac{\sin\theta_{P_t}}{V_{p2}} = \frac{\sin\theta_{S_r}}{V_{s1}} = \frac{\sin\theta_{S_t}}{V_{s2}} \quad (2.3.16)$$

$$k_0 \sin\theta_{P_r} = k_1 \sin\theta_{P_t} = k_2 \sin\theta_{S_r} = k_3 \sin\theta_{P_t} = k_4 \sin\theta_{S_t} \quad .$$

Le coefficient de réflexion R_{pp} de l'onde P réfléchi en fonction de l'angle d'incidence θ_{P_r} est défini comme le rapport de l'amplitude de l'onde P réfléchi sur l'amplitude de l'onde P inci-

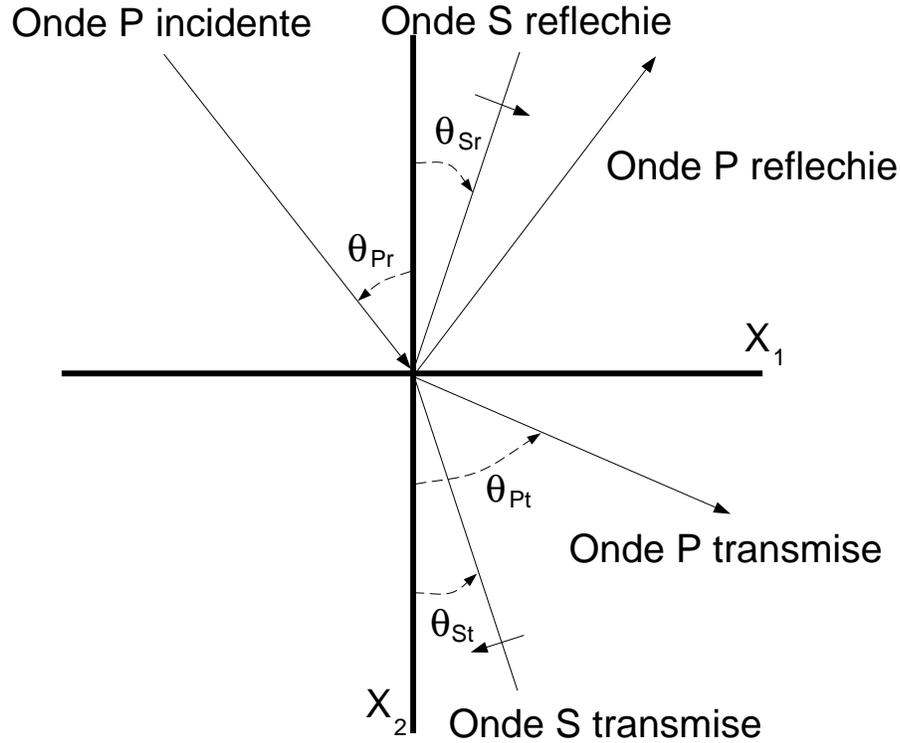


FIG. 2.2 – *Modèle de base de l'AVO : deux milieux élastiques, semi-infinis, isotropes, homogènes séparés par une interface plane. Ce modèle présente deux couches géologiques caractérisées par les paramètres V_p , V_s et la densité. Soit une onde plane de compression P, incidente sur l'interface. Cette onde donne naissance, au maximum, à quatre types d'ondes : une onde P réfléchie, une onde S réfléchie, une onde P transmise et une onde S transmise.*

dente. De même, le coefficient de transmission T_{pp} est le rapport de l'amplitude de l'onde P transmise sur celle de l'onde P incidente. Enfin, le coefficient de réflexion de l'onde S est le rapport des amplitudes de l'onde S réfléchie et P incidente, et le coefficient de transmission de l'onde S est celui des amplitudes de l'onde S transmise et P incidente.

À l'incidence normale ($\theta_{Pr} = 0$), les ondes converties n'existent pas et le coefficient de réflexion R_{pp} est donné par,

$$R_{pp} = \frac{V_{p2}\rho_2 - V_{p1}\rho_1}{V_{p2}\rho_2 + V_{p1}\rho_1} = \frac{I_{p2} - I_{p1}}{I_{p1} + I_{p2}} \quad . \quad (2.3.17)$$

I_{p1} et I_{p2} sont les impédances acoustiques des ondes P des milieux au-dessus et au-dessous de l'interface.

Le coefficient de transmission T_{pp} est donné à l'incidence normale par,

$$T_{pp} = 1 - R_{pp} \quad . \quad (2.3.18)$$

Nous avons présenté ci-dessus les coefficients de réflexion et de transmission à incidence normale. Pour les autres angles, les formules des coefficients de réflexion et de transmission s'expriment grâce aux équations de Knott-Zoeppritz.

2.3.2 Équations de Knott-Zoeppritz

[Knott, 1899] et [Zoeppritz, 1919] invoquent la continuité du déplacement et de la pression comme condition aux limites pour exprimer les coefficients de réflexion et de transmission en fonction de l'angle d'incidence et des propriétés physiques des deux milieux (V_p , V_s et ρ). Ces paramètres sont dépendants de la lithologie et de la porosité de la roche, ainsi que du fluide contenu dans les pores. Dans cette partie, nous expliquons comment [Knott, 1899] et [Zoeppritz, 1919] ont calculé les quatre équations dont les quatre inconnus sont les coefficients de réflexion et de transmission des ondes P et S à partir de ces conditions aux limites tout en respectant les équations de l'élastodynamique. Cela nous permettra d'introduire et d'utiliser différentes approximations de ces équations.

Pour chaque type d'onde défini dans la figure (2.2), le vecteur déplacement du champ d'ondes $\mathbf{U} = (u_1, u_2)$ s'écrit,

$$\mathbf{U}^n = A_n \mathbf{d}^n e^{i\eta_n} \quad , \quad (2.3.19)$$

$$\eta_n = k_n(x_1 p_1^n + x_2 p_2^n - c_n t) \quad , \quad (2.3.20)$$

où A est l'amplitude de l'onde et l'indice n le type de l'onde.

Dans le repère (\vec{X}_1, \vec{X}_2) , les coordonnées des vecteurs déplacement \mathbf{d} et propagation \mathbf{p} sont :

1. pour l'onde P incidente (angle de θ_{P_r} avec la normale) :

$$\begin{cases} \vec{d}^{(0)} = \sin\theta_{P_r} \vec{x}_1 + \cos\theta_{P_r} \vec{x}_2 \\ \vec{p}^{(0)} = \sin\theta_{P_r} \vec{x}_1 + \cos\theta_{P_r} \vec{x}_2 \end{cases} \quad (2.3.21)$$

2. pour l'onde P réfléchie (angle de θ_{P_r} avec la normale) :

$$\begin{cases} \vec{d}^{(1)} = \sin\theta_{P_r} \vec{x}_1 - \cos\theta_{P_r} \vec{x}_2 \\ \vec{p}^{(1)} = \sin\theta_{P_r} \vec{x}_1 - \cos\theta_{P_r} \vec{x}_2 \end{cases} \quad (2.3.22)$$

3. pour l'onde S réfléchie (angle de θ_{S_r} avec la normale) :

$$\begin{cases} \vec{d}^{(2)} = \cos\theta_{S_r} \vec{x}_1 + \sin\theta_{S_r} \vec{x}_2 \\ \vec{p}^{(2)} = \sin\theta_{S_r} \vec{x}_1 - \cos\theta_{S_r} \vec{x}_2 \end{cases} \quad (2.3.23)$$

4. pour l'onde P transmise (angle de θ_{P_t} avec la normale) :

$$\begin{cases} \vec{d}^{(3)} = \sin\theta_{P_t} \vec{x}_1 + \cos\theta_{P_t} \vec{x}_2 \\ \vec{p}^{(3)} = \sin\theta_{P_t} \vec{x}_1 + \cos\theta_{P_t} \vec{x}_2 \end{cases} \quad (2.3.24)$$

5. pour l'onde S transmise (angle de θ_{S_t} avec la normale) :

$$\begin{cases} \vec{d}^{(4)} = -\cos\theta_{S_t} \vec{x}_1 + \sin\theta_{S_t} \vec{x}_2 \\ \vec{p}^{(4)} = \sin\theta_{S_t} \vec{x}_1 + \cos\theta_{S_t} \vec{x}_2 \end{cases} \quad (2.3.25)$$

Dans la suite de nos calculs, nous supposons la continuité des déplacements U et des contraintes τ dans les directions x_1 et x_2 à l'interface des deux milieux élastiques. En l'absence de cette hypothèse, nous observerions une dislocation du milieu,

$$\begin{cases} U_j^{(0)} + U_j^{(1)} + U_j^{(2)} = U_j^{(3)} + U_j^{(4)} \\ \tau_{2j}^{(0)} + \tau_{2j}^{(1)} + \tau_{2j}^{(2)} = \tau_{2j}^{(3)} + \tau_{2j}^{(4)} \end{cases} \quad (j = 1, 2) \quad . \quad (2.3.26)$$

À $x_2 = 0$, η_n s'écrit :

$$\eta_n = k_n(x_1 p_1^{(n)} - c_n t) \quad . \quad (2.3.27)$$

Pour rendre l'équation (2.2.1) valide dans l'équation (2.2.5) et ainsi satisfaire le critère de continuité, nous devons obtenir,

$$\eta_0 = \eta_1 = \eta_2 = \eta_3 = \eta_4 \quad . \quad (2.3.28)$$

Équation 1 : Continuité du déplacement dans la direction x_1

$$U_1^{(0)} + U_1^{(1)} + U_1^{(2)} = U_1^{(3)} + U_1^{(4)} \quad . \quad (2.3.29)$$

En substituant l'équation 2.3.20 dans l'équation 2.3.29,

$$A_0 d_1^{(0)} e^{i\eta_0} + A_1 d_1^{(1)} e^{i\eta_1} + A_2 d_1^{(2)} e^{i\eta_2} = A_3 d_1^{(3)} e^{i\eta_3} + A_4 d_1^{(4)} e^{i\eta_4} \quad . \quad (2.3.30)$$

Puisque tous les termes en $e^{i\eta_k}$ sont équivalents (équation 2.3.28),

$$A_0 \sin\theta_{P_r} + A_1 \sin\theta_{P_r} + A_2 \cos\theta_{S_r} = A_3 \sin\theta_{P_t} - A_4 \cos\theta_{S_t} \quad . \quad (2.3.31)$$

Équation 2 : Continuité du déplacement dans la direction x_2

$$U_2^{(0)} + U_2^{(1)} + U_2^{(2)} = U_2^{(3)} + U_2^{(4)} \quad . \quad (2.3.32)$$

Comme précédemment, nous trouvons,

$$A_0 \cos\theta_{P_r} - A_1 \cos\theta_{P_r} + A_2 \sin\theta_{S_r} = A_3 \cos\theta_{P_t} + A_4 \sin\theta_{S_t} \quad . \quad (2.3.33)$$

Équation 3 : Continuité des contraintes dans la direction x_1

$$\tau_{21}^{(0)} + \tau_{21}^{(1)} + \tau_{21}^{(2)} = \tau_{21}^{(3)} + \tau_{21}^{(4)} \quad , \quad (2.3.34)$$

où

$$\tau_{21}^n = ik_n \mu [d_2^{(n)} p_1^{(n)} + d_1^{(n)} p_2^{(n)}] A_n e^{i\eta_n} \quad . \quad (2.3.35)$$

Après simplifications, nous obtenons,

$$\begin{aligned} k_0 \mu (2 \cos\theta_{P_r} \sin\theta_{P_r}) A_0 - k_1 \mu (2 \cos\theta_{P_r} \sin\theta_{P_r}) A_1 + k_2 \mu (\sin^2\theta_{S_r} - \cos^2\theta_{S_r}) A_2 = \\ k_3 \mu' (2 \cos\theta_{P_t} \sin\theta_{P_t}) A_3 + k_4 \mu' (\sin^2\theta_{S_t} - \cos^2\theta_{S_t}) A_4 \quad , \end{aligned} \quad (2.3.36)$$

où μ' est le paramètre de Lamé dans le milieu 2 (figure 2.2).

En réarrangeant, en divisant par μ et en notant que,

$$\frac{k_0}{k_1} = 1, \quad \frac{k_2}{k_1} = \frac{V_{p1}}{V_{s1}}, \quad \frac{k_3}{k_1} = \frac{V_{p1}}{V_{p2}}, \quad \frac{k_4}{k_1} = \frac{V_{p1}}{V_{s2}}, \quad (2.3.37)$$

nous obtenons,

$$\begin{aligned} \sin 2\theta_{P_r} A_1 + \frac{V_{p1}}{V_{s1}} \cos 2\theta_{S_r} A_2 + \frac{\mu' V_{p1}}{\mu V_{p2}} \sin 2\theta_{P_t} A_3 - \frac{\mu' V_{p1}}{\mu V_{s2}} \cos 2\theta_{S_t} A_4 \\ = \sin 2\theta_{P_r} A_0 \end{aligned} \quad (2.3.38)$$

Équation 4 : Continuité des contraintes dans la direction x_2

$$\tau_{22}^{(0)} + \tau_{22}^{(1)} + \tau_{22}^{(2)} = \tau_{22}^{(3)} + \tau_{22}^{(4)}, \quad (2.3.39)$$

où

$$\tau_{22}^n = ik_n [(\lambda + 2\mu) d_2^{(n)} p_2^{(n)} + \lambda d_1^{(n)} p_1^{(n)}] A_n e^{i\eta_n} \quad (2.3.40)$$

Comme précédemment, nous pouvons diviser par $ie^{i\eta_n}$,

$$\begin{aligned} \tau_{22}^0 &= k_0 [\lambda + 2\mu \cos^2 \theta_{P_r}] A_0, \\ \tau_{22}^1 &= k_1 [\lambda + 2\mu \cos^2 \theta_{P_r}] A_1, \\ \tau_{22}^2 &= k_2 [-2\mu \cos \theta_{S_r} \sin \theta_{S_r}] A_2, \\ \tau_{22}^3 &= k_3 [\lambda' + 2\mu' \cos^2 \theta_{P_t}] A_3, \\ \tau_{22}^4 &= k_4 [\mu' \cos \theta_{S_t} \sin \theta_{S_t}] A_4. \end{aligned} \quad (2.3.41)$$

Finalement, en divisant par μ et après simplifications, nous obtenons,

$$\begin{aligned} -\left(\frac{V_{p1}}{V_{s1}}\right)^2 \cos 2\theta_{S_r} A_1 + \frac{V_{p1}}{V_{s1}} \sin 2\theta_{S_r} A_2 + \left(\frac{\mu'}{\mu}\right) \left(\frac{V_{p1}}{V_{p2}}\right) \left(\frac{V_{p2}}{V_{s2}}\right)^2 \cos 2\theta_{S_t} A_3 \\ + \frac{\mu' V_{p1}}{\mu V_{p2}} \sin 2\theta_{S_t} A_4 = -\left(\frac{V_{p1}}{V_{p2}}\right)^2 \cos 2\theta_{S_r} A_0 \end{aligned} \quad (2.3.42)$$

Sous forme matricielle, les équations de Zoeppritz, en fonction des vitesses P et S et du module de cisaillement, s'écrivent,

$$A_0 \begin{pmatrix} \sin(\theta_{P_r}) \\ \cos(\theta_{P_r}) \\ \sin(2\theta_{P_r}) \\ \kappa^2 \cos(2\theta_{S_r}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\sin(\theta_{P_r}) & -\cos(\theta_{S_r}) & \sin(\theta_{P_t}) & -\cos(\theta_{S_t}) \\ \cos(\theta_{P_r}) & -\sin(\theta_{S_r}) & \cos(\theta_{P_t}) & \sin(\theta_{S_t}) \\ \sin(2\theta_{P_r}) & \kappa \cos(2\theta_{S_r}) & \frac{\mu'}{\mu} \frac{V_{p1}}{V_{p2}} \sin(2\theta_{P_t}) & -\frac{\mu'}{\mu} \frac{V_{p1}}{V_{s2}} \cos(2\theta_{S_t}) \\ -\kappa^2 \cos(2\theta_{S_r}) & \kappa \sin(2\theta_{S_r}) & \frac{\mu'}{\mu} \frac{V_{p1}}{V_{p2}} (\kappa')^2 \cos(2\theta_{S_t}) & \frac{\mu'}{\mu} \frac{V_{p1}}{V_{s2}} \sin(2\theta_{S_t}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \\ A_4 \end{pmatrix} \quad (2.3.43)$$

où κ est le rapport des vitesses V_p sur V_s dans la couche 1 et κ' celui des vitesses V_p sur V_s dans la couche 2.

Comme $V_s^2 = \frac{\mu}{\rho}$, nous exprimons les équations de Zoeppritz en terme de densité et de vitesse,

$$\begin{pmatrix} -\sin(\theta_{P_r}) \\ -\cos(\theta_{P_r}) \\ \sin(2\theta_{P_r}) \\ -\cos(2\theta_{S_r}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin(\theta_{P_r}) & \cos(\theta_{S_r}) & -\sin(\theta_{P_t}) & \cos(\theta_{S_t}) \\ -\cos(\theta_{P_r}) & \sin(\theta_{S_r}) & -\cos(\theta_{P_t}) & -\sin(\theta_{S_t}) \\ \sin(2\theta_{P_r}) & \frac{V_{p1}}{V_{s1}} \cos(2\theta_{S_r}) & \frac{\rho_2 V_{s2}^2 V_{p1}}{\rho_1 V_{s1}^2 V_{p2}} \sin(2\theta_{P_t}) & -\frac{\rho_2 V_{s2} V_{p1}}{\rho_1 V_{s1}} \cos(2\theta_{S_t}) \\ \cos(2\theta_{S_r}) & -\frac{V_{s1}}{V_{p1}} \sin(2\theta_{S_r}) & -\frac{\rho_2 V_{p2}}{\rho_1 V_{p1}} \cos(2\theta_{S_t}) & -\frac{\rho_2 V_{s2}}{\rho_1 V_{p1}} \sin(2\theta_{S_t}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} R_P \\ R_S \\ T_P \\ T_S \end{pmatrix} \quad (2.3.44)$$

où les amplitudes sont normalisées par l'onde incidente d'amplitude A_0 : $R_p = A_1/A_0$, $R_s = A_2/A_0$, $T_p = A_3/A_0$, $T_s = A_4/A_0$.

2.4 Conclusion

La figure (2.3) illustre la variation des coefficients de réflexion des ondes P calculés avec les équations de [Zoeppritz, 1919]. La gamme d'angles d'incidence indiquée sur ce graphique n'est

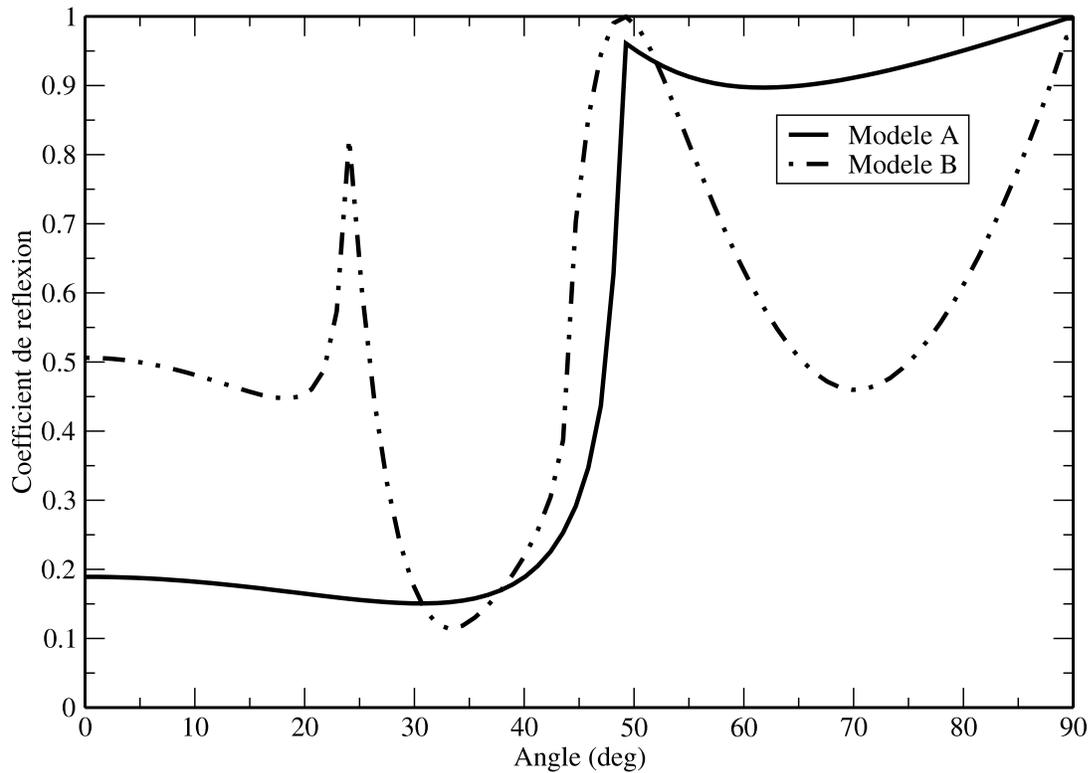


FIG. 2.3 – Variation de la réflectivité des ondes P en fonction de l'angle d'incidence en utilisant les équations de [Zoeppritz, 1919]. Le modèle A correspond à un modèle avec un faible contraste des vitesses P et S . Les paramètres de ce modèle géologique sont les suivants : unité supérieure ($V_p=3000$ m/s, $V_s=1700$ m/s et $\rho=2400$ kg/m³) et unité inférieure ($V_p=4000$ m/s, $V_s=2200$ m/s et $\rho=2640$ kg/m³). Le modèle B correspond à un modèle avec un fort contraste des vitesses P et S . Les paramètres de ce modèle géologique sont les suivants : unité supérieure ($V_p=3000$ m/s, $V_s=1700$ m/s et $\rho=2400$ kg/m³) et unité inférieure ($V_p=7600$ m/s, $V_s=4400$ m/s et $\rho=2930$ kg/m³).

pas représentative de la réalité en géophysique pétrolière où les angles d'incidence ne dépassent que rarement les 60 degrés et avoisinent en moyenne les 30 à 50 degrés.

Les principales observations que nous pouvons faire sur la figure (2.3) sont les suivantes :

1. La variation du coefficient est faible pour les angles faibles ($\theta < 20$ à 30 degrés).
2. L'amplitude du coefficient de réflexion de l'onde P présente des maxima locaux au premier angle critique et près de l'angle critique de l'onde S , si la vitesse des ondes P de l'unité supérieure est supérieure à la vitesse des ondes S de l'unité inférieure (modèle B).

La réflexion est totale pour les incidences rasantes ($\theta=90$ degrés).

3. L'angle critique (θ_{cp}) des ondes P est donné par la relation $\sin(\theta_{cp}) = V_{p1}/V_{p2}$ où V_{p1} est la vitesse des ondes P de l'unité supérieure et V_{p2} celle de l'unité inférieure. Pour le modèle A, l'angle critique est de 48,5 degrés. Pour le modèle B, il est de 23,5 degrés. Si V_{p1} est supérieur à V_{p2} , il n'y a pas de premier angle critique.
4. L'énergie de l'onde P décroît après le premier angle critique car l'onde se convertit en onde S réfléchie et transmise jusqu'au deuxième angle critique θ_{cs} donné par $\sin(\theta_{cs}) = V_{p1}/V_{s2}$ où V_{s2} est la vitesse des ondes S dans l'unité inférieure. Nous comprenons désormais pourquoi le second angle critique n'existe que si $V_{p1}/V_{s2} < 1$.

La nature complexe des équations de [Knott, 1899] et [Zoeppritz, 1919] rend son exploitation difficile et surtout empêche de voir d'une manière simple comment la variation d'un de ses paramètres va affecter le coefficient de réflexion. Nous préférons pour cette raison utiliser des formes linéarisées des équations de Zoeppritz. [Bortfeld, 1961], [Aki and Richards, 1980], [Shuey, 1985] et [Fatti et al., 1994] ont proposé une linéarisation de ces équations en supposant que les contrastes des paramètres élastiques sont faibles. Cette hypothèse est valable pour la plupart des roches sédimentaires clastiques mais pas pour les roches sédimentaires carbonatées. Nous introduirons toutes ces approximations dans le chapitre 5.

La variation des coefficients de réflexion s'exprime en fonction de l'angle d'incidence. Cependant, les traitements classiques consistent à étudier les variations sur les données enregistrées en fonction de départ, et ceci après quelques traitements améliorant le rapport signal/bruit. Des traitements, supposant un milieu 1D, permettent de convertir les données en angles. Dans le prochain chapitre, nous verrons comment l'utilisation préalable d'une migration en profondeur, permet non seulement d'obtenir une image globale du sous-sol, exprimée elle aussi en fonction du départ, mais aussi la réflectivité en fonction de l'angle.

Chapitre 3

Calcul de la réflectivité en sismique

3.1 Introduction

La plupart des études AVA sur des données sismiques (“Amplitude Versus Angle”) repose paradoxalement sur l’étude de données classées par point milieu commun et par départ (AVO, “Amplitude Versus Offset”).

[Yilmaz, 2001] présente en détails les différentes étapes de l’étude AVO en fonction du départ. Nous emploierons ici le terme générique d’étude de l’amplitude. Dans la pratique, nous parlerons “d’analyse AVA ou AVO” quand il ne sera question que de représenter (et d’analyser) la variation de la réflectivité sélectionnée sur des données en fonction du départ ou de l’angle.

Le terme d’inversion AVA sera employé lorsqu’il s’agira d’inverser l’expression de la variation de la réflectivité, exprimée en fonction de l’angle $R(\theta)$ (correspondant à celle sélectionnée au point précédent) en utilisant les équations de [Zoeppritz, 1919] ou l’une de ses approximations.

Les données enregistrées lors de l’acquisition sismique représentent les contrastes de réflectivité du sous-sol ajoutés à de très nombreux autres “phénomènes”. Une des forces du traitement en sismique réflexion est de considérer que les données ne contiennent que des ondes réfléchies et donc de définir une séquence de pré-traitement assimilable à un nettoyage de tout ce qui diffère d’une onde réfléchie.

Il faut donc être en mesure d’éliminer :

1. les trains d’ondes réfractées et les trains d’ondes se propageant dans l’air ou dans la partie superficielle (ondes de surface, “ground-roll” en anglais) ;
2. tous les bruits urbains, ou les bruits liés à l’acquisition, ou encore les décalages induits par la topographie, etc . . .
3. la signature de la source et les réflexions multiples.

Il est aussi nécessaire de noter que toutes ces phases de filtrage, de déconvolution, d’élimination des multiples, de correction de statiques au demeurant indispensables, sont supposées ne pas altérer les amplitudes relatives du signal brut original.

En revanche, plusieurs étapes sont directement liées ou sont susceptibles d’influencer l’étude des

amplitudes, bien qu’elles fassent partie intégrante du traitement conventionnel. Nous trouvons parmi ces différentes étapes :

1. La correction d’amplitude :

L’altération du signal sismique lors de sa propagation dans le sous-sol est à la fois géométrique et anélastique (perte d’énergie et diminution du contenu fréquentiel avec la profondeur). Une fonction de correction de la divergence géométrique est appliquée aux différentes traces, afin de compenser les effets d’atténuation d’amplitude et de variabilité des récepteurs.

2. La correction dynamique en temps (“Normal Move-out” en anglais) :

Une correction dynamique ou une migration cinématique en temps pour des milieux plus complexes est appliquée à chaque classe de départ. Nous obtenons ainsi, pour chaque gamme de départ, une image d’un coefficient de réflexion $R(x, y, t, h)$ en fonction du temps.

3. La conversion départ/angle :

Les équations de [Zoeppritz, 1919] s’expriment, entre autres, en fonction de l’angle d’incidence θ . L’hypothèse forte d’un milieu 1D permet de faire une correspondance approximative entre le départ h et l’angle d’incidence θ . En combinant la réflectivité en fonction du départ $R(x, y, t, h)$ et l’angle en fonction du départ $\theta(h)$, il est possible d’estimer la réflectivité en fonction de l’angle $R(x, y, t, \theta)$.

Toutes ces méthodes seront expliquées dans la première partie de ce chapitre. Il est important de noter que dans notre cas, nous considérons que l’étape de migration fait également partie du pré-traitement dans la mesure où les données sont préparées à l’étude des amplitudes.

L’arrivée de “l’imagerie quantitative” à la fin des années 1980 a permis d’améliorer la validité du calcul de la réflectivité, ou tout du moins d’assurer une relative préservation de l’amplitude des contrastes au cours de la phase d’imagerie, indispensable pour les études AVA, comme nous le verrons dans la suite de ce chapitre.

A contrario, le traitement conventionnel souffre d’approximations 1D qui restreignent son champ d’application à des milieux simples tabulaires, ou qui altère les contrastes de réflectivités à partir du moment où le milieu considéré s’éloigne d’une description tabulaire.

Nous reprenons donc tout d’abord brièvement les phases de traitement utilisées pour les études AVA/AVO conventionnelles.

3.2 Méthodes classiques pour le calcul de $R(x, y, z, t, \theta)$

3.2.1 Pré-traitements

Nous considérons l’équation de la trace sismique en fonction du temps $\mathcal{T}(t)$ comme l’enregistrement, en un récepteur donné \mathbf{r} , des ondes émises au point de source \mathbf{s} puis réfléchies dans le sous-sol et convoluées par les coefficients de réflexion RC du sous-sol ainsi que par les réflexions multiples des ondes M ,

$$\mathcal{T}(t) = att(t)(RC(t) * \zeta(t) * M(t)) + bruit(t) \quad . \quad (3.2.1)$$

Le premier terme multiplicatif $att(t)$ est le terme d'altération du signal. Les corrections d'amplitude seront explicitées ultérieurement. ζ est le terme de source.

Le terme de bruit additif $bruit$, présent dans l'équation (3.2.1), est principalement représenté par :

1. Les bruits aléatoires qui se caractérisent par un brouillage des traces. Des filtrages permettent de les atténuer.
2. Les arrivées réfractées qui se propagent plus lentement que les réflexions. Elles sont atténuées par filtrage ou éliminées ("mute").

L'élimination des réflexions multiples M est assez difficile. Elle reste néanmoins nécessaire puisque leur présence peut masquer une arrivée primaire ou positionner des interfaces inexistantes lors de la migration. Des méthodes de type FK pour les multiples du fond de l'eau et des couches superficielles sont souvent appliquées. Une vitesse légèrement supérieure à la vitesse apparente des multiples est pointée dans le domaine temps/déport, puis une correction dynamique (type "Normal Move-Out") correspondant à cette vitesse est appliquée. Un filtrage de type FK supprime les événements subhorizontaux correspondants en principe aux multiples. Après filtrage, une correction NMO inverse est effectuée.

Ce type d'atténuation des réflexions multiples ne fonctionne pas très bien aux faibles déports, car la courbure des réflecteurs des multiples est très voisine de celle des primaires. Pour la même raison, ce type d'atténuation est inefficace contre l'atténuation des multiples internes. Du fait de la non régularité parfaite de la géométrie d'acquisition, les méthodes de modélisation des multiples par corrélation [Verschuur et al., 1992] ne donnent pas de résultats satisfaisants car la soustraction des données avec le modèle de multiples reste une étape assez délicate.

3.2.2 Corrections d'amplitude

Les enregistrements sont compensés des effets d'atténuation d'amplitude et de variabilité des récepteurs. En effet, le signal sismique subit une décroissance générale en fonction de la distance de propagation à l'émission (décroissance en $1/r$) et au passage de chaque interface. Pour contrebalancer ces effets, nous appliquons une loi de gain en temps sur chacune des traces. La loi de décroissance $g(t)$ de [Newman, 1973] est souvent employée,

$$g(t) = \frac{1}{t} \frac{V_1}{\bar{V}^2(t)} \quad , \quad (3.2.2)$$

où t est le temps de propagation, V_1 la vitesse de propagation des ondes dans la première couche. \bar{V} est la vitesse moyenne quadratique au temps V définie par,

$$\bar{V}^2(t) = \frac{1}{t} \int_0^t V^2(t) dt \quad , \quad (3.2.3)$$

avec $V(t)$ la vitesse instantanée.

Si la vitesse dans le milieu est constante, nous avons,

$$g(t) = \frac{1}{Vt} = \frac{1}{r} \quad , \quad (3.2.4)$$

où r est la distance parcourue par l'onde sismique.

La décroissance en $1/r$ est liée au fait que l'énergie sismique se répartit sur une sphère de plus en plus grande.

La compensation de la variabilité des récepteurs est très délicate à réaliser. Il faut déterminer un coefficient de multiplication des amplitudes des tirs qui soit fonction uniquement du numéro de la trace dans le tir.

3.2.3 Corrections dynamiques (NMO)

La correction dynamique compense l'effet d'obliquité des trajets. Elle ramène les temps d'arrivée des réflexions à ceux de traces à déport nul (source-récepteur confondus), c'est à dire à ceux qui correspondraient à des rayons parvenant à l'incidence normale sur les miroirs. Les temps sont alors ceux que l'on aurait observés avec un capteur de déport nul, confondu avec la source. La correction dépend du déport h qui sépare source et récepteur et du temps t d'arrivée de l'onde réfléchi.

1. Cas d'un simple réflecteur horizontal

Pour un milieu homogène composé d'une couche à interface horizontal, la réflexion sur l'interface a pour indicatrice une hyperbole d'équation,

$$t^2(h) = t_0^2 + \frac{h^2}{V^2} \quad , \quad (3.2.5)$$

où t_0 est le temps double d'écho (émetteur-récepteur confondu) et V la vitesse d'intervalle dans la couche surmontant l'interface.

La correction dynamique appliquée sur des données triées en collection point-milieu commun consiste donc à ramener au temps t_0 la réflexion observée au temps $t(h)$ à la distance h .

2. Cas de plusieurs niveaux horizontaux

Dans le cas d'un milieu hétérogène, composé d'une succession de couches planes, horizontales et homogènes d'épaisseur temps Δt_i et de vitesse V_i , nous remplaçons la vitesse V de l'équation précédente par la vitesse moyenne donnée par une approximation à l'aide de la méthode des moindres carrés jusqu'au niveau n ,

$$V_{rms}^2 = \frac{\sum_{i=1}^n \Delta t_i V_i^2}{\sum_{i=1}^n t_i} \quad . \quad (3.2.6)$$

Ainsi pour les faibles déports, l'indicatrice est proche de l'hyperbole,

$$t^2(h) = t_0^2 + \frac{h^2}{V_{rms}^2} \quad . \quad (3.2.7)$$

À partir de ces valeurs de vitesses approximées aux moindres carrés pour chaque niveau n , nous pouvons trouver les vitesses dans chaque niveau n . Ainsi, si nous avons mesuré $V_{rms_{n-1}}, t_{n-1}$ et V_{rms_n}, t_n , nous en déduisons la vitesse V_n du milieu compris entre les réflecteurs $n - 1$ et n par la formule de [Dix, 1955],

$$V_n = \sqrt{\frac{V_{rms_n} t_n - V_{rms_{n-1}} t_{n-1}}{t_n - t_{n-1}}} \quad . \quad (3.2.8)$$

3. Cas des réflecteurs inclinés

Dans le cas d'un réflecteur penté, pour des données triées en collection CMP, l'indicatrice associée à la réflexion est toujours une hyperbole d'équation,

$$t^2(h) = t_0'^2 + \frac{h^2}{V_a^2} \quad , \quad (3.2.9)$$

avec,

$$\begin{aligned} V_a &= \frac{V}{\cos(\alpha)} \quad , \\ t_0'(h) &= t_0 \pm \frac{x \sin(\alpha)}{V} \quad , \end{aligned} \quad (3.2.10)$$

où α est le pendage du réflecteur, le signe $+$ ou $-$ dépend de la position du récepteur par rapport à la source. $t_0'(h)$ est le temps correspondant au rayon normal au point-milieu commun et t_0 le temps correspondant au rayon normal au point source.

3.2.4 Corrections de pendage (DMO)

Pour expliquer les corrections de pendage, nous avons recopié la définition donnée à ces corrections par [Mari et al., 1997] dans leur livre. Si les pendages sont plus importants, il est nécessaire de transformer les collections point-milieu en collection point-miroir de façon à ce que chaque collection point-milieu contienne les arrivées réfléchies provenant du même point-miroir. La transformation est appelée correction de l'effet de pendage ou DMO (Dip Move Out). Après corrections dynamiques, les arrivées réfléchies apparaissent sur les traces d'un même point-milieu à des temps $t'_{0,h}$ selon la relation,

$$t'_{0,h} = t_0 \pm \frac{x \sin(\alpha)}{V} = t_0 + \frac{h}{V'} \quad , \quad (3.2.11)$$

où V' est la vitesse apparente égale au rapport de la fréquence f au nombre d'onde k : $V' = f/k$.

La correction de pendage (DMO) consiste à transformer les sections à déport constant en sections à déport nul. Après corrections dynamiques (NMO), les traces sont triées en sections à déport constant. Dans cette collection, les traces sont décalées en temps d'une quantité égale à $h/V' = hk/f$. Dans le domaine (f, k) , l'opérateur de DMO s'écrit $e^{-2\pi i k h}$. La correction d'effet de pendage nécessite ni la connaissance de la vitesse, ni la connaissance du pendage. Le DMO peut se réaliser aussi bien dans le domaine (f, k) que dans le domaine (h, t) .

La section après correction de pendage peut être utilisée comme une donnée entrante de la migration après sommation en temps (“post-stack”) au même titre que la section corrigée de correction dynamique. Nous pouvons aussi utiliser plusieurs itérations de NMO, DMO, NMO^{-1} couplées avec une analyse de vitesse conventionnelle pour améliorer la détermination du modèle de vitesse. Ce processus est plus connu sous le nom de “Deregowski loop”.

3.2.5 Migration

L’objectif des phases précédentes du traitement consiste comme, nous l’avons décrit, à préparer les données avant sommation (“prestack”).

Nous obtenons donc des données le plus souvent regroupées par points milieu (CMP) ou points profondeur communs (CDP) qui correspondent aux données entrantes pour les analyses de l’amplitude des contrastes de réflectivité en fonction du déport. Comme nous le verrons par la suite, trouver une relation entre le déport et l’angle d’incidence de l’onde au point diffractant, peut être abordé de manière très simple à partir du moment où nous respectons les hypothèses de milieux simples déjà considérées dans les phases de pré-traitement.

Par ailleurs, travailler sur des données avant sommation ne facilite pas la localisation des événements qui peuvent également être distordus (figure 3.1).

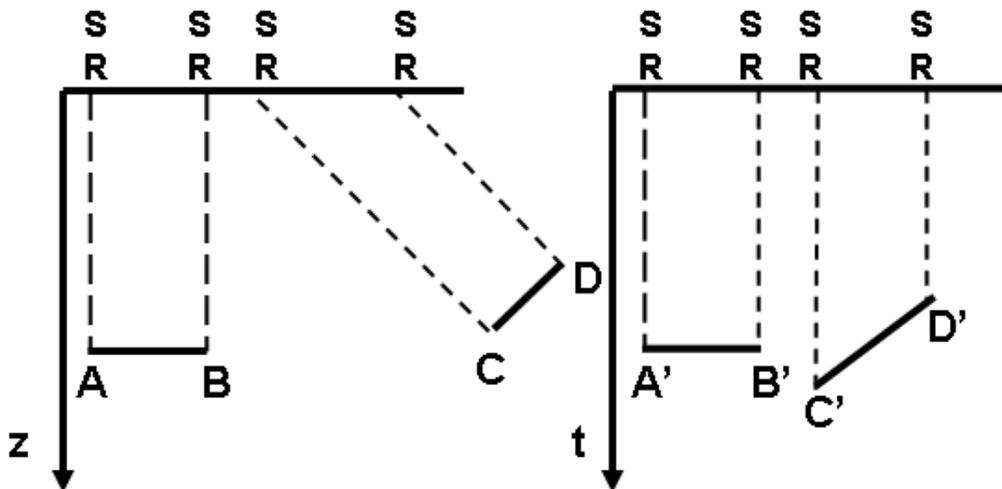


FIG. 3.1 – Section profondeur (gauche) montrant deux miroirs dont l’un est incliné et observation faite sur la section temps (droite).

Le travail sur les données avant sommation s’est enrichi dans les années 1950 avec des techniques susceptibles de repositionner les événements dont la réflexion a été enregistrée par les récepteurs.

Le terme de migration, employé actuellement pour décrire ces méthodes, a pleinement été

illustré par [Claerbout, 1976] et son principe d'imagerie dans les années 1970.

L'enregistrement de surface est "migré" vers le point de réflexion en remontant le temps et en partant du principe que si la source, le récepteur et le point étaient confondus, nous localiserions parfaitement le point. C'est la base même du principe de corrélation d'un champ d'onde propagé depuis la source puis rétropropagé depuis les récepteurs et qui focalise correctement les réflexions sur les points en profondeur.

Dans notre contexte d'analyse des variations de l'amplitude de la réflectivité, il est évidemment intéressant de pouvoir tirer parti des avantages des techniques de migration en termes de positionnement et de focalisation des événements, tout en conservant la dépendance en déport pour réaliser l'analyse.

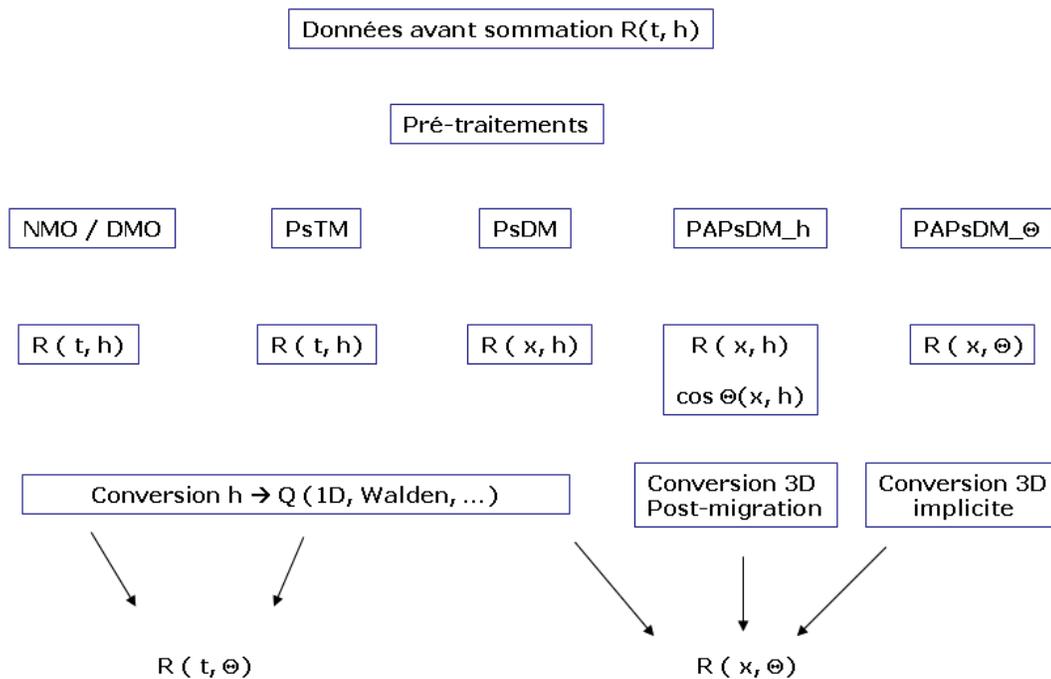


FIG. 3.2 – Illustration des différentes techniques pour l'obtention de la réflectivité en fonction de l'angle d'incidence depuis les méthodes sur les données avant sommation jusqu'à la migration profondeur à amplitude préservée dans laquelle la correction de divergence géométrique et le passage temps-profondeur sont effectués via le champ de vitesse hétérogène.

3.2.6 Complexité du champ de vitesse

Comme nous l'avons déjà dit, le champ de vitesse demeure un point crucial dans la chaîne du traitement sismique. Les hypothèses faites sur la vitesse rejaillissent dans le pré-traitement, dans la migration et en ce qui nous concerne dans la relation entre le déport et l'angle d'incidence, tel que nous l'aborderons dans la section suivante.

Considérons un milieu tri-dimensionnel (x, y, z) . La complexité de ce milieu peut se définir par le

nombre de directions dans lesquelles il existe des contrastes et dans l'amplitude de ces contrastes.

En ne considérant que les milieux isotropes, notre milieu peut donc :

1. être homogène dans les trois directions ;
2. avoir des variations dans une direction (le plus souvent la profondeur), ce qui donne un milieu tabulaire constitué de couches homogènes ;
3. avoir des variations dans deux directions (x, z) ; le milieu est alors hétérogène par plans, quelquefois appelé "2.5D" ;
4. avoir des variations dans les trois directions ; le milieu est alors totalement hétérogène (mais toujours isotrope).

Ce sont ces deux derniers types de milieux que nous considérons dans ces travaux, l'hypothèse de départ est donc bien de considérer que nous sommes en dehors des approximations 1D de milieux tabulaires, considérées dans plusieurs phases du traitement conventionnel.

Nous illustrerons d'ailleurs ce point avec l'exemple réel sur le champ de Oseberg dans la partie IV de la présente thèse, où nous comparerons un traitement classique en temps à notre chaîne de traitement à amplitude préservée.

L'autre point fondamental concernant la complexité d'un milieu hétérogène, reste la valeur relative des contrastes de vitesse ainsi que leur positionnement structural.

Bien qu'il existe une infinité de combinaisons, la classification des modèles complète l'énumération précédente selon trois cas :

1. Modèles à très forts contrastes liés par exemple à la présence de formations à très fortes vitesses (sels, basaltes, ...) dans un encaissant sédimentaire présentant des sauts de vitesse de plusieurs km/s . Dans ce type de milieu, le traitement conventionnel ne fonctionne plus, car la détermination du champ de vitesse est très délicate et toute la partie cinématique nécessaire à l'imagerie est faussée quand ce n'est pas le formalisme utilisé qui perd de sa validité ¹.
2. Modèle présentant une tectonique complexe incluant de nombreuses failles, chevauchements, forts pendages, inversion de vitesse, ... Dans ce type de milieu, nous trouvons tout

¹Le meilleur exemple est la récente confrontation de deux types d'imagerie profondeur. D'un coté le formalisme "rais+Kirchhoff" (utilisé dans cette thèse), qui nécessite des milieux lisses pour le calcul des fonctions de Green. Hélas, le lissage des très forts contrastes de vitesse altère le calcul cinématique et nous aboutissons à une défocalisation des images. D'un autre côté, le formalisme dit "wave equation" basé sur la résolution de l'équation d'onde paraxiale "one way" (corrélation des champs montants rétropropagés depuis les récepteurs et du champ descendant de la source), qui lui, peut prendre en compte des milieux non lisses très finement discrétisés grâce à l'utilisation de schémas numériques par différences finies. Hélas, pour tirer parti de ce type d'imagerie, il est nécessaire d'avoir un champ de vitesse fin mais surtout extrêmement proche de la réalité pour bien focaliser les images. Il est évidemment possible d'améliorer ce type de champ de vitesse après migration, avec des techniques de type "migration velocity analysis", mais cela nous emmènerait trop loin dans notre sujet, et nous avons d'ailleurs pris le parti "d'occulter" ce type de méthodes pour nous concentrer sur une correction très pragmatique des Iso-X.

type de contrastes et généralement des inclusions à fortes vitesses. Le meilleur exemple (public et synthétique) demeure l'expérience Marmousi basée sur un exemple réel et qui, depuis 1990, a servi à éprouver de nombreuses techniques d'imagerie et de détermination de champ de vitesse. Le modèle de Marmousi a cependant l'avantage de ne pas avoir de topologie. Les tectoniques complexes se retrouvent souvent à terre dans des zones montagneuses ("foothills") et la difficulté de l'acquisition et du pré-traitement vient se greffer aux problèmes d'imagerie.

3. Modèle présentant les milieux simples localement complexes. Nous pourrions les définir comme des milieux globalement 1D, ou du moins avec une composante basse fréquence 1D, mais avec une complexité très localisée, comme par exemple un réservoir avec la présence d'une zone faillée, de chenaux, ou pour simplifier tout objet à la limite de détection de la sismique utilisée. Dans un tel cas, l'obtention du champ de vitesse initial est relativement aisée (voir les exemples réels de la partie IV), et suffit à satisfaire la partie cinématique de l'imagerie. Nous focalisons donc la bonne position, mais la prise en compte des détails, ou des artefacts résiduels du traitement feront la qualité du résultat.

Il est cependant extrêmement important de ne pas oublier que cette "classification" du champ de vitesse n'est liée qu'à notre capacité (ou incapacité) à le déterminer avec précision et certitude.

En effet, si nous pouvons obtenir une estimation très précise de la composante basse fréquence dans un milieu très complexe, alors tout se résumerait au dernier cas abordé, c'est-à-dire l'obtention des détails correspondants au calcul de la partie haute fréquence du milieu comme les contrastes de réflectivité. Mais nous retombons dans un problème qui dépasse le cadre de notre travail. L'obtention du champ de vitesse reste l'étape clef du traitement sismique, qui ne propose pas de solution unique de par le comportement non-linéaire de ce problème.

Maintenant que nous avons défini notre vision du champ de vitesse, nous pouvons reprendre le cheminement depuis les données jusqu'à l'inversion AVA après migration profondeur. Nous allons ainsi rappeler que la transformation des données en fonction du déport s'effectue classiquement en données en fonction de l'angle d'incidence.

3.2.7 Conversion déport à angle

Comme nous l'avons précisé, les données sismiques fournissent une information sur le contraste de réflectivité en fonction du temps et de la distance source-récepteur, alors que les équations qui régissent les variations du coefficient de réflexion sont exprimées en fonction de l'angle d'incidence (figure 3.3).

En considérant que le milieu est homogène entre la surface et le point profondeur, la manière la plus simple de déduire les angles d'incidence θ à partir des déports h est d'utiliser l'approximation de [Walden, 1991]. Cette approximation, légèrement plus "complexe", s'appuie sur plusieurs formalismes, en restant dans le cadre d'hypothèse 1D.

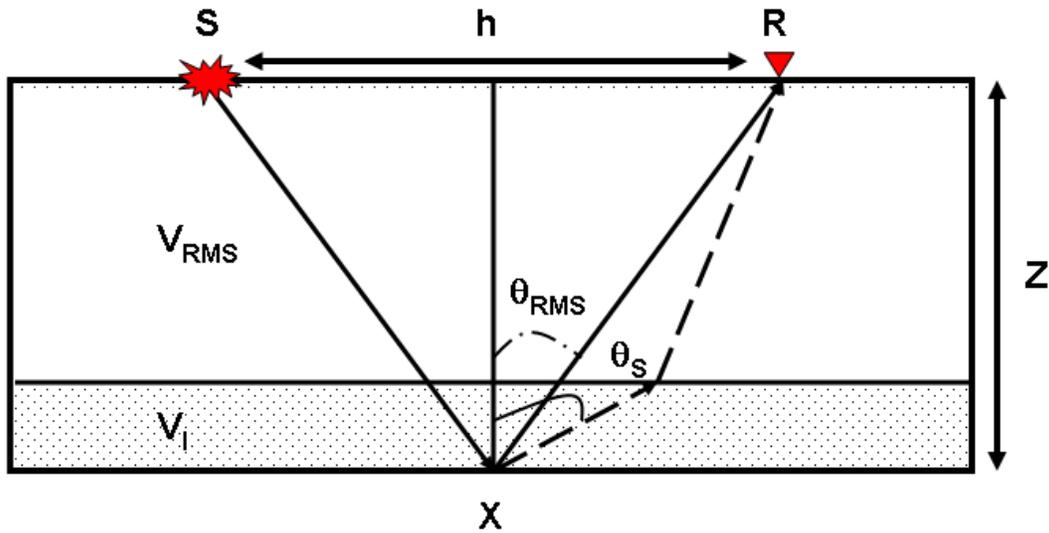


FIG. 3.3 – Approximation de [Walden, 1991] pour un modèle de [Dix, 1955]. [Walden, 1991] applique la loi de Snell à la couche homogène de vitesse V_{RMS} et à la dernière couche de vitesse V_i au-dessus du point de réflexion.

Formule de Dix

Tout comme les corrections dynamiques et la migration, la conversion déport en angle dépend du modèle de vitesse du sous-sol. [Walden, 1991] utilise le modèle de [Dix, 1955] qui propose un modèle simple stratifié avec des réflecteurs horizontaux. Rappelons les formules de ce modèle qui donnent une approximation du temps de trajet en fonction du déport, valables pour un déport de l'ordre de grandeur de la profondeur d'investigation,

$$t^2(h) = t_0^2 + \frac{h^2}{V_{RMS}^2} \quad , \quad (3.2.12)$$

avec V_{RMS} la vitesse quadratique définie par,

$$V_{RMS}^2 = \frac{\sum_{i=1}^n V_i^2 \Delta t_i}{\sum_{i=1}^n \Delta t_i} \quad . \quad (3.2.13)$$

Loi de Snell-Descartes

[Walden, 1991] applique la loi de Snell-Descartes à la couche homogène de vitesse V_{RMS} et à la dernière couche au-dessus du point de réflexion,

$$\frac{\sin(\theta_s)}{V_i} = \frac{\sin(\theta_{RMS})}{V_{RMS}} \quad , \quad (3.2.14)$$

où θ_s et θ_{RMS} sont respectivement l'angle spéculaire et l'angle d'incidence dans le milieu équivalent.

D'un point de vue trigonométrique, l'angle d'incidence θ_{RMS} peut s'écrire,

$$\sin(\theta_{RMS}) = \frac{h}{2XR} = \frac{h}{2SX} \quad . \quad (3.2.15)$$

Or d'après le théorème de Pythagore,

$$SX^2 = XR^2 = \left(\frac{h}{2}\right)^2 + Z^2 \quad , \quad (3.2.16)$$

d'où il vient,

$$\sin(\theta_s) = \frac{h}{\sqrt{h^2 + V_{RMS}^2 t_0^2}} \quad . \quad (3.2.17)$$

En combinant l'équation (3.2.17) avec l'équation (3.2.14), nous obtenons,

$$\sin(\theta_s) = \frac{hV_i}{V_{rms}\sqrt{h^2 + V_{rms}^2 t_0^2}} \quad . \quad (3.2.18)$$

L'estimation des angles spéculaires se fait sur chaque position CMP pour chaque déport. Une fois les angles estimés, les traces sont sommées dans des classes d'angles prédéfinies par le géophysicien. Nous obtenons ainsi un jeu de données sismiques composé de quelques gammes angulaires, de l'ordre de la dizaine, à comparer aux centaines de gammes de contributions en déport (figure 3.4).

Cette sommation partielle des traces par gamme d'angle a l'énorme avantage d'améliorer le rapport signal sur bruit. À contrario, l'hypothèse de milieu tabulaire restreint son champ d'application aux milieux sédimentaires simples.

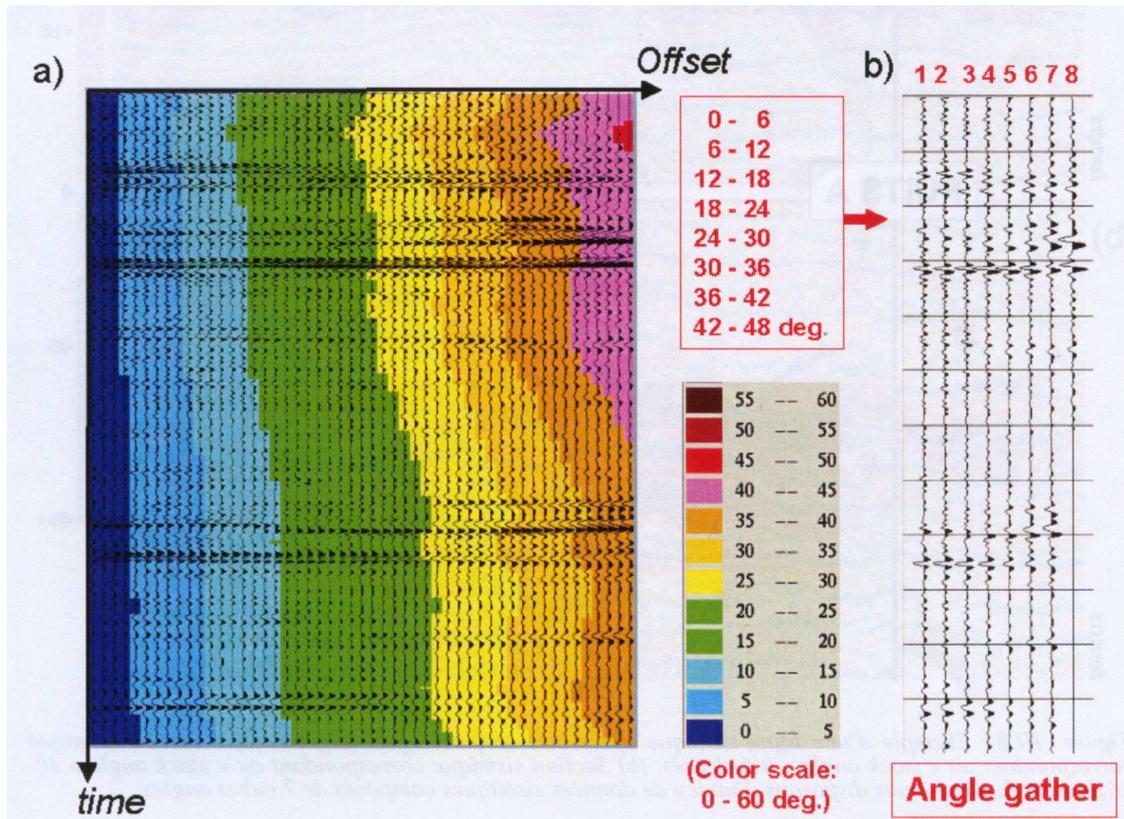


FIG. 3.4 – Exemple venant de la thèse de [ElOuair, 2003] : Application de la conversion déport en angle sur une collection en point-milieu. (a) Estimation des angles spéculaires pour chaque temps et déport par l'approximation de [Walden, 1991]. (b) Sommation des amplitudes sismiques dans chacune des classes d'angles préalablement définies.

Dans la partie IV traitant de l'analyse AVA du champ d'Oseberg, le traitement conventionnel sur des données avant sommation en vue de réaliser une étude AVA est totalement inapproprié.

Le problème dans les traitements classiques réside principalement dans le fait que la somme des approximations utilisées est en complète contradiction avec la qualité de la préservation du signal initial dans le cas d'une analyse fine des anomalies de la réflectivité.

Le manque de confiance générale envers les études AVA est en partie dû à l'accumulation voire l'amplification des erreurs dans toute la partie amont du traitement sans oublier que les travaux en temps nécessitent, à un moment ou à un autre, un passage en profondeur.

L'utilisation des techniques de migration temps avant sommation pour obtenir des panneaux en fonction du déport a été une première avancée notoire pour la fiabilité de l'étude AVA [Mosher et al., 1996].

Mais le résultat reste exprimé en fonction du temps. De plus, les données avant sommation ont souvent subi une dégradation importante des variations relatives de la réflectivité de par l'utilisation de gain ou d'égalisation.

Mais cette limitation peut tout à fait s'appliquer à la migration profondeur avant sommation, comme l'ont montré [Lenain et al., 2001] et [Baina et al., 2001], lorsque des corrections d'amplitude simplistes sont appliquées avant migration au lieu de les inclure directement dans le noyau de la migration et de les calculer par tracés de rais dynamiques dans un milieu hétérogène.

C'est donc pour cette raison qu'il devient donc tout à fait naturel de réaliser les études AVA après une migration profondeur à amplitude préservée, quel que soit le formalisme utilisé, dans la mesure où le problème direct (la propagation) se fait dans un champ de vitesse hétérogène réaliste et que nous pouvons obtenir des Iso-X en offset ou en angle.

Nous allons maintenant décrire rapidement le formalisme de la migration de Kirchhoff utilisée, qui est construite comme une sommation sur des isochrones dans les données sismiques en utilisant les coordonnées des sources et des récepteurs comme variables d'intégration.

3.3 Migration quantitative en profondeur

Ce type de migration quantitative ou "PAPsDM" ("preserved amplitude prestack depth migration" en anglais) par analogie à la migration en temps avant sommation conventionnelle, permet de calculer une image du sous-sol qui reflète à la fois la structure du milieu (image cinématique) ainsi que ses caractéristiques physiques (image dynamique).

Dans cette thèse, les données sismiques seront migrées en profondeur avant sommation avec un algorithme de type rai+Kirchhoff 2,5D [Nguyen, 2003] utilisant le tracé de rais de [Lucio et al., 1996].

Cette migration se réalise en deux étapes à 2D comme à 3D pour des raisons essentiellement numériques, avec tout d'abord le calcul des fonctions de Green suivi de l'étape de migration.

Nous présenterons dans cette partie l'obtention du formalisme de la migration à amplitude préservée utilisant l'approximation de Kirchhoff.

Ce type de migration a été reformulé depuis plus de vingt ans dans le cadre de la théorie du problème inverse linéarisé. L'obtention de l'équation finale nécessite donc l'expression du problème direct, la définition d'une fonction coût et l'expression de ses dérivées (le Hessien et le gradient) qui donneront l'expression finale permettant de minimiser cette fonction coût.

3.3.1 Problème direct

La résolution du problème direct consiste à modéliser la propagation des ondes dans ce milieu en utilisant l'équation des ondes (plus ou moins simplifiée) et un outil numérique.

L'outil optimal pour modéliser la propagation des ondes en milieux complexes (prise en compte des ondes élastiques, conversion, multiples, ...) demeure la méthode des différences finies [Virieux, 1984], [Noble, 1992]. Le souci majeur de ces techniques reste le coût numérique, important à 2D (en temps ou fréquence) mais également prohibitif à 3D pour une utilisation courante.

Cependant, il est bien clair que les prochaines années verront l'apparition d'algorithmes 3D de migration utilisant la propagation du champ d'onde complet en utilisant ce type de technique, tout comme ceux d'inversion de formes d'ondes.

Ces techniques étant connues depuis les années 1980, leurs développements actuels restent essentiellement liés à la puissance de calcul informatique.

Le premier pas a été franchi à la fin du siècle dernier avec la réintroduction à 3D des méthodes basées sur l'approximation "one-way" paraxiale de l'équation d'onde complète.

Le dernier type de simulation de la propagation des ondes est basé sur la théorie des rais, approximation asymptotique du comportement des ondes pour une fréquence tendant vers l'infini. Cette théorie est très utilisée depuis de nombreuses années en sismologie [Červený et al., 1977], [Aki and Richards, 1980].

En intégrant le long des rais qui se propagent dans le milieu de vitesse considéré et en utilisant le concept des rais paraxiaux (perturbation des paramètres intégrés le long des rais), nous calculons, en milieux hétérogènes, des fonctions de Green asymptotiques qui nous fournissent des grandeurs telles que la divergence géométrique, les composantes du vecteur lenteur et évidemment le temps de trajet.

L'utilisation du tracé de rais dans le cadre de la sismique réflexion a surtout émergé lorsque les limites des ordinateurs ont arrêté le développement des méthodes basées sur les différences finies.

Le développement de la migration utilisant le tracé de rais a permis d'introduire le concept de préservation des amplitudes qui n'était pas pris en compte dans les migrations en profondeur basées sur des résolutions de l'Eikonal.

Les premiers développements de la migration 3D en profondeur avant sommation tout en

préservant les variations ne prenaient en compte qu'une seule arrivée. C'est ce type de formalisme que nous continuons à utiliser, en restant dans le domaine du dépôt. Nous verrons à la fin de ce chapitre qu'il est possible d'obtenir des Iso-X directement en angle.

Équation d'ondes

Nous considérons le sous-sol comme un milieu acoustique, isotrope et de densité constante. Ce milieu correspond à un fluide dont le module de cisaillement (premier paramètre de Lamé μ) est nul. Le second de ces deux paramètres (λ) devient égal au module d'incompressibilité κ . La vitesse de propagation des ondes acoustiques correspond simplement à celle des ondes de compression, $c(\mathbf{x}) = \sqrt{\kappa(\mathbf{x})/\rho(\mathbf{x})}$, où ρ exprime la densité dans le milieu.

Considérant ces hypothèses et les relations fondamentales de l'élastodynamique, nous pouvons écrire l'expression du déplacement \mathbf{u} en tout point \mathbf{x} subissant une densité volumique de force \mathbf{f} ,

$$\rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}(\mathbf{x}, t)}{\partial t^2} - \nabla(\kappa(\mathbf{x}) \cdot \mathbf{u}(\mathbf{x}, t)) = \mathbf{f}(\mathbf{x}, t) \quad . \quad (3.3.19)$$

Nous exprimons cette équation en terme de pression \mathcal{P} en tout point \mathbf{x} , en considérant que cette pression est proportionnelle à la divergence du déplacement,

$$\mathcal{P}(\mathbf{x}, t) = -\kappa(\mathbf{x}) \nabla \cdot \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) \quad . \quad (3.3.20)$$

En dérivant ce terme \mathcal{P} , après simplification, il vient,

$$\frac{\partial^2 \mathcal{P}(\mathbf{x}, t)}{\partial t^2} - \frac{\kappa(\mathbf{x})}{\rho} \nabla^2 \mathcal{P}(\mathbf{x}, t) = -\frac{\kappa(\mathbf{x})}{\rho} \nabla \cdot \mathbf{f}(\mathbf{x}, t) \quad . \quad (3.3.21)$$

Ce qui donne,

$$\frac{\partial^2 \mathcal{P}(\mathbf{x}, t)}{\partial t^2} - c^2(\mathbf{x}) \nabla^2 \mathcal{P}(\mathbf{x}, t) = -c^2(\mathbf{x}) \nabla \cdot \mathbf{f}(\mathbf{x}, t) \quad . \quad (3.3.22)$$

Cette équation est l'équation d'onde scalaire en temps. Nous définissons le terme de source $\zeta(\mathbf{x}, t)$ égal à la divergence de la force appliquée,

$$\zeta(\mathbf{x}, t) = -\nabla \cdot \mathbf{f}(\mathbf{x}, t) \quad . \quad (3.3.23)$$

Ainsi l'équation (3.3.22) s'écrit,

$$\left(\frac{1}{c^2(\mathbf{x})} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 \right) \mathcal{P}(\mathbf{x}, t) = \zeta(\mathbf{x}, t) \quad , \quad (3.3.24)$$

et donne en fréquence l'équation de Helmholtz,

$$\left(\frac{w^2}{c^2(\mathbf{x})} + \nabla^2 \right) \mathcal{P}(\mathbf{x}, w) = -\zeta(\mathbf{x}, w) \quad , \quad (3.3.25)$$

où $\left(\frac{w^2}{c^2(\mathbf{x})} + \nabla^2 \right)$ est l'opérateur de Helmholtz.

La fonction de Green \mathcal{G}_0 se définit comme la réponse du milieu à une source impulsionnelle et ponctuelle $\delta(\mathbf{x} - \mathbf{s})\delta(t - t_s)$ à la position \mathbf{s} au temps initial t_s . c_0 est la vitesse de propagation des ondes dans le milieu de référence, soit pour $t_s = 0$,

$$\left(\frac{1}{c_0^2(\mathbf{x})} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 \right) \mathcal{G}_0(\mathbf{x}, t; \mathbf{s}) = \delta(\mathbf{x} - \mathbf{s})\delta(t) \quad . \quad (3.3.26)$$

Nous prenons comme conditions initiales pour $t < t_s$, $\mathcal{G}_t = 0$ et $\frac{\partial \mathcal{G}_0}{\partial t} = 0$. Cette fonction de Green est aussi solution de l'équation de Helmholtz,

$$\left(\frac{w^2}{c_0^2(\mathbf{x})} + \nabla^2 \right) \mathcal{G}_0(\mathbf{x}, w; \mathbf{s}) = -\delta(\mathbf{x} - \mathbf{s}) \quad . \quad (3.3.27)$$

Ainsi, nous pouvons relier la fonction de Green au champ de pression dans le milieu par la relation,

$$\mathcal{P}(\mathbf{x}, w) = \int ds \mathcal{G}(\mathbf{x}, w; \mathbf{s}) \zeta(\mathbf{s}, w) \quad . \quad (3.3.28)$$

Dans les cas simples de milieux homogènes ou à gradient constant, les fonctions de Green se calculent analytiquement. Dans le cas général, nous utilisons des méthodes de résolution des fonctions de Green, basées sur des approximations asymptotiques haute fréquence. Outre l'avantage de la rapidité du calcul numérique, ces approximations introduisent les grandeurs de temps de trajet et d'amplitude, permettant ainsi une meilleure compréhension physique des phénomènes de propagation.

Les fonctions de Green asymptotiques

L'approximation asymptotique, ou approximation haute fréquence sur laquelle est basée la théorie des rais, consiste à utiliser le comportement des ondes quand ($w \rightarrow \infty$). Ces solutions asymptotiques ne sont adaptées qu'à la propagation de signaux de longueurs d'ondes inférieures aux longueurs d'ondes spatiales du milieu de propagation, celui-ci étant supposé lisse.

Les approximations de Born ou de Kirchhoff sont souvent utilisées comme approximations asymptotiques pour exprimer une solution intégrale de l'équation d'onde. Couplées aux calculs des fonctions de Green asymptotiques via la théorie des rais on parlera d'approximation "rais+Born" ou "rais + Kirchhoff".

La première est une relation linéaire entre les perturbations des données et les perturbations du modèle autour d'un modèle de référence et de données de référence. Sa validité nécessite que le modèle de référence contienne les grandes longueurs d'onde du modèle exact et que les données ne soient que des réflexions et des diffractions primaires.

La seconde est basée sur la réflectivité des discontinuités en fonction de l'angle de réflexion spéculaire de l'onde [Bleistein, 1987]. En d'autres termes, on recherche une relation linéaire entre les données et la réflectivité.

C'est donc l'approximation "rais+Kirchhoff" que nous utiliserons ici pour exprimer la réflectivité en fonction des angles d'incidence.

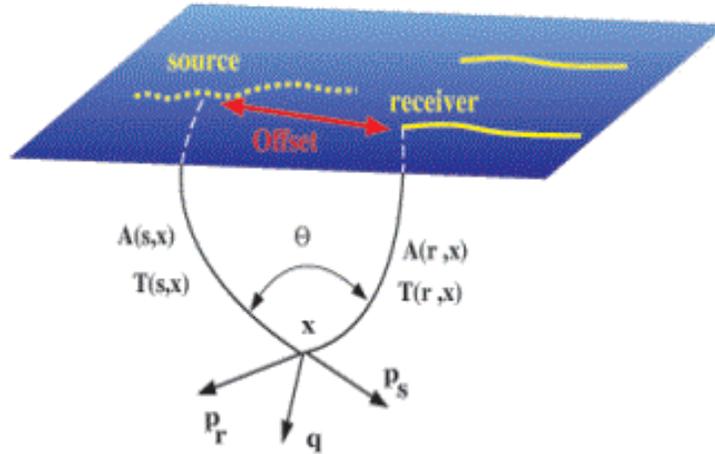


FIG. 3.5 – Représentation 3D des paramètres fondamentaux pour l'opération de migration/inversion. θ est l'angle double de diffraction/réflexion. p_s et p_r sont les vecteurs lents à la position (x, z) dans le milieu. A et T sont l'amplitude et le temps de trajet de l'onde.

Considérons un modèle de référence décrit en terme de lenteur au carré $1/c^2(\mathbf{x})$ dans lequel on calcule les fonctions de Green \mathcal{G}_0 . Considérons en tout point \mathbf{x} le vecteur réflectivité du sous-sol $\mathbf{R}(\mathbf{x}) = R(x)\mathbf{n}(\mathbf{x})$, avec $\mathbf{n}(\mathbf{x})$ la normale à l'interface et $R(x)$ le coefficient de réflexion donnant l'amplitude du vecteur $\mathbf{R}(\mathbf{x})$. Ce coefficient de réflexion dépend de l'angle de réflexion spéculaire $\theta(r, \mathbf{x}, s)$, fonction de la position de la source s et du récepteur r .

L'expression de la sommation de Kirchhoff asymptotique au premier ordre dans le domaine de Fourier est donnée par,

$$\delta\mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{x}, w; \mathbf{s}) = \int dx \mathcal{R}(\mathbf{x}, \theta(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{s})) |\mathbf{q}(r, \mathbf{x}, s)| \mathcal{B}(\mathbf{r}, \mathbf{x}, w; \mathbf{s}) \quad , \quad (3.3.29)$$

où \mathcal{B} est le noyau de l'opérateur de migration défini par,

$$\mathcal{B}(\mathbf{r}, \mathbf{x}, w; \mathbf{x}) = \mathcal{K}(w) \mathcal{A}(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{s}) |\mathbf{q}(r, \mathbf{x}, s)| e^{iw\mathcal{T}(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{s})} \quad . \quad (3.3.30)$$

Le vecteur lenteur \mathbf{q} est la somme des deux vecteurs lents \mathbf{p}_s et \mathbf{p}_r au point diffractant \mathbf{x} , avec $|\mathbf{q}(\mathbf{x})| = \frac{2\cos(\theta(\mathbf{x})/2)}{c(\mathbf{x})}$.

\mathcal{K} , \mathcal{A} et \mathcal{T} sont respectivement la signature, l'amplitude et le temps de trajet double des rais entre la source et le récepteur.

Nous avons pour chacune des contributions \mathcal{B} ,

$$\begin{aligned}\mathcal{A}(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{s}) &= \mathcal{A}(\mathbf{r}, \mathbf{x}) \mathcal{A}(\mathbf{x}, \mathbf{s}) \quad , \\ \mathcal{K}(w) &= w^2 S^2(w) \quad , \\ \mathcal{T}(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{s}) &= t_r(\mathbf{r}, \mathbf{x}) + t_s(\mathbf{x}, \mathbf{s}) \quad ,\end{aligned}\tag{3.3.31}$$

où \mathcal{S} est la signature de la fonction de Green.

En 2D, \mathcal{S} et \mathcal{A} sont donnés par,

$$\begin{aligned}S_{2D}^2(w) &= -\frac{i}{w} \quad , \\ \mathcal{A}_{2D}(\mathbf{x}, s) &= \sqrt{\frac{v_0(\mathbf{x})}{8\pi|J(\mathbf{x}, s)|}} \quad ,\end{aligned}\tag{3.3.32}$$

où $J(\mathbf{x}, s)$ est la divergence géométrique [Thierry et al., 1999c] associée à la fonction de Green asymptotique 2D.

De même, il vient à 2.5D,

$$\begin{aligned}S_{2.5D}^2(w) &= \frac{1}{\sqrt{-iw}} \quad , \\ \mathcal{A}_{2.5D}(\mathbf{x}, \mathbf{s}) &= \frac{\mathcal{A}_{2D}(\mathbf{x}, \mathbf{s})}{\sqrt{2\pi(\tau(r, \mathbf{x}) + \tau(\mathbf{x}, s))}} \quad ,\end{aligned}\tag{3.3.33}$$

où τ est une grandeur paraxiale définie telle que $d\tau = c(x).ds$, $c(x)$ étant la vitesse au point \mathbf{x} et ds le déplacement élémentaire de l'abscisse curviligne le long du rai.

3.3.2 Problème inverse

L'approximation de rai+Kirchhoff appliquée à la trace sismique (\mathcal{SR}) associée aux positions de source \mathbf{x} et de récepteur \mathbf{r} , peut être inversée dans le cadre de la théorie du problème inverse [Tarantola, 1987]. Nous reprenons la fonction coût \mathcal{C} de norme l^2 pondérée définie par [Thierry et al., 1999c],

$$\mathcal{C}(R) = \frac{1}{2} \sum_{\mathcal{SR}} \int dw \mathcal{Q} |\delta\mathcal{G}_{obs} - \delta\mathcal{G}_{cal}|^2 \quad ,\tag{3.3.34}$$

où $\delta\mathcal{G}_{obs}$ sont les données observées et $\delta\mathcal{G}_{cal}$ sont les données calculées à partir du modèle de perturbations de départ. Le facteur de pondération \mathcal{Q} est équivalent à l'inverse de la matrice de covariance dans l'espace des données dans le cadre de la théorie du problème inverse [Tarantola, 1987].

Ce facteur est introduit par [Jin et al., 1992] dans la fonction coût pour permettre un calcul approximatif du Hessien, sachant que la solution R qui minimise la fonction coût (équation 3.3.34) est donnée par,

$$R = -\mathcal{H}^{-1}(\mathbf{x}, \mathbf{x}_0) \phi(\mathbf{x}_0) = +(\mathcal{B}^\dagger \mathcal{Q} \mathcal{B}(\mathbf{x}, \mathbf{x}_0))^{-1} \mathcal{B}^\dagger \mathcal{Q} \delta\mathcal{G}_{obs}(\mathbf{x}) \quad ,\tag{3.3.35}$$

où † est l'opérateur adjoint. $\mathcal{B}^\dagger \mathcal{Q} \delta\mathcal{G}_{obs}$ est le gradient de la fonction coût, et $\mathcal{B}^\dagger \mathcal{Q} \mathcal{B}$ le Hessien.

Développement du Hessien

Considérons le Hessien,

$$\begin{aligned} \mathcal{B}^\dagger \mathcal{Q} \mathcal{B}(\mathbf{x}, \mathbf{x}_0) &= \sum_{\mathcal{SR}} \int_w dw \mathcal{B}^\dagger(\mathbf{r}, \mathbf{x}, w; \mathbf{s}) \mathcal{Q} \mathcal{B}(\mathbf{r}, \mathbf{x}_0, w; \mathbf{s}) \\ &= \sum_{\mathcal{SR}} \int_w dw \mathcal{Q} \mathcal{D}(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{x}_0, w; \mathbf{s}) e^{-iw\Delta\mathcal{T}(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{x}_0, \mathbf{s})} \quad , \end{aligned} \quad (3.3.36)$$

avec,

$$\mathcal{D}(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{x}_0, w; \mathbf{s}) = \mathcal{K}^2(w) \mathcal{W}(r, \mathbf{x}, s) \mathcal{W}(r, \mathbf{x}_0, s) \quad , \quad (3.3.37)$$

$$\Delta\mathcal{T}(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{x}_0, \mathbf{s}) = \mathcal{T}(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{s}) - \mathcal{T}(\mathbf{r}, \mathbf{x}_0, \mathbf{s}) \quad , \quad (3.3.38)$$

et,

$$\mathcal{W}(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{s}) = |\mathbf{q}(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{s})| \mathcal{A}(\mathbf{r}, \mathbf{x}, \mathbf{s}) \quad . \quad (3.3.39)$$

L'opérateur d'intégration (équation 3.3.36) a un noyau qui rappelle l'expression intégrale d'une fonction de Dirac 2D qui s'écrit,

$$\delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_0) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{\mathfrak{R}^2} dk e^{-ik \cdot (\mathbf{x} - \mathbf{x}_0)} \quad . \quad (3.3.40)$$

En recherchant l'analogie avec l'expression de la fonction de Dirac (équation 3.3.40), [Thierry, 1997] exprime la pondération locale \mathcal{Q} au point \mathbf{x}_0 sous la forme,

$$\mathcal{Q}(\mathbf{r}, \mathbf{x}_0, w; \mathbf{s}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{\Delta\mathcal{SR}}{\mathcal{D}(\mathbf{r}, \mathbf{x}_0, \mathbf{x}_0, w, \mathbf{s})} \left| \frac{\partial(\mathbf{k})}{\partial(w, \mathcal{SR})} \right| \quad . \quad (3.3.41)$$

$\Delta\mathcal{SR}$ représente la taille du pixel dans l'espace des traces sismiques. Nous obtenons ainsi l'expression finale du Hessien qui est approximativement diagonalisée,

$$\begin{aligned} \mathcal{B}^\dagger \mathcal{Q} \mathcal{B}(\mathbf{x}, \mathbf{x}_0) &\approx \frac{1}{(2\pi)^2} \sum_{\mathcal{SR}} \sum_w \Delta\mathcal{SR} \left| \frac{\partial(\mathbf{k})}{\partial(w, \mathcal{SR})} \right| e^{-ik(r, \mathbf{x}_0, \mathbf{s}) \cdot (\mathbf{x} - \mathbf{x}_0)} \\ &\approx \frac{1}{(2\pi)^2} \iint dk e^{-ik \cdot (\mathbf{x} - \mathbf{x}_0)} = \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_0) \quad . \end{aligned} \quad (3.3.42)$$

Développement du gradient

Maintenant considérons le développement du gradient,

$$\mathcal{B}^\dagger \mathcal{Q} \delta \mathcal{G}_{obs}(\mathbf{x}_0) = \sum_{\mathcal{SR}} \int_w dw \mathcal{K}(w) \mathcal{A}(\mathbf{r}, \mathbf{x}_0, \mathbf{s}) |\mathbf{q}(\mathbf{r}, \mathbf{x}_0, \mathbf{s})| \mathcal{Q} \delta \mathcal{G}_{obs}(\mathbf{r}, \mathbf{w}, \mathbf{s}) e^{-iw\mathcal{T}(\mathbf{r}, \mathbf{x}_0, \mathbf{s})} \quad . \quad (3.3.43)$$

En reprenant la formule de pondération introduite précédemment, nous obtenons,

$$\mathcal{B}^\dagger \mathcal{Q} \delta \mathcal{G}_{obs}(\mathbf{x}_0) = \sum_{SR} \int_w dw \frac{\Delta \mathcal{SR}}{(2\pi)^2 \mathcal{K}(w) \mathcal{A}(\mathbf{r}, \mathbf{x}_0, \mathbf{s}) |\mathbf{q}(\mathbf{r}, \mathbf{x}_0, \mathbf{s})|} \left| \frac{\partial(\mathbf{k})}{\partial(w, \mathcal{SR})} \right| \delta \mathcal{G}_{obs}(\mathbf{r}, w, \mathbf{s}) e^{-iwT(\mathbf{r}, \mathbf{x}_0, \mathbf{s})} \quad (3.3.44)$$

Expression finale de la migration

La solution de R minimisant la fonction coût s'écrit dès lors,

$$R(\mathbf{x}_0) \approx \frac{1}{(2\pi)^2} \sum_{SR} \int_w dw \left(\frac{1}{K(w)} \right) \frac{\Delta \mathcal{SR}}{\mathcal{A}(\mathbf{r}, \mathbf{x}_0, \mathbf{s}) |\mathbf{q}(\mathbf{r}, \mathbf{x}_0, \mathbf{s})|} \mathcal{J}_{Kirch} \delta \mathcal{G}_{obs} e^{-iwT(\mathbf{r}, \mathbf{x}_0, \mathbf{s})} \quad , \quad (3.3.45)$$

où le Jacobien \mathcal{J}_{Kirch} peut être simplifié par,

$$\mathcal{J}_{Kirch} = \left| \frac{\partial(\mathbf{k})}{\partial(\mathcal{SR}, w)} \right| = \begin{vmatrix} \frac{\partial(wq_x)}{\partial w} & \frac{\partial(wq_z)}{\partial w} \\ \frac{\partial(wq_x)}{\partial S} & \frac{\partial(wq_z)}{\partial S} \\ \frac{\partial(wq_x)}{\partial R} & \frac{\partial(wq_z)}{\partial R} \end{vmatrix} \quad (3.3.46)$$

$$= w^2 \begin{vmatrix} q_x & q_z \\ \frac{\partial(q_x)}{\partial S} & \frac{\partial(q_z)}{\partial S} \\ \frac{\partial(q_x)}{\partial R} & \frac{\partial(q_z)}{\partial R} \end{vmatrix} = w^2 \begin{vmatrix} \mathbf{q} \\ \frac{\partial(\mathbf{q})}{\partial S} \\ \frac{\partial(\mathbf{q})}{\partial R} \end{vmatrix} = w^2 \check{\mathcal{J}}_{Kirch} \quad .$$

$\check{\mathcal{J}}_{Kirch}$ est le déterminant de Beylkin exprimant le changement de variable de (\mathcal{SR}, w) en (k) . L'expression finale de la réflectivité en tout point de profondeur \mathbf{x}_0 en fonction du départ h dans le domaine fréquentiel devient,

$$R(\mathbf{x}_0, h) \approx \frac{1}{(2\pi)^2} \sum_{SR} \int_w dw \sqrt{-iw} \frac{\Delta \mathcal{SR}}{\mathcal{A}(\mathbf{s}, \mathbf{x}_0, \mathbf{r}) |\mathbf{q}(\mathbf{s}, \mathbf{x}_0, \mathbf{r})|} \check{\mathcal{J}}_{Kirch} \delta \mathcal{G}_{obs} e^{-iwT(\mathbf{r}, \mathbf{x}_0, \mathbf{s})} \quad , \quad (3.3.47)$$

et finalement dans le domaine temporel,

$$R(\mathbf{x}_0, h) \approx \frac{1}{2\pi} \sum_{SR} \frac{\Delta \mathcal{SR}}{\mathcal{A}(\mathbf{s}, \mathbf{x}_0, \mathbf{r}) |\mathbf{q}(\mathbf{s}, \mathbf{x}_0, \mathbf{r})|} \check{\mathcal{J}}_{Kirch} [\delta'(t) * \delta \mathcal{G}_{obs}(\mathbf{r}, T(\mathbf{s}, \mathbf{x}_0, \mathbf{r}), \mathbf{s})] \quad . \quad (3.3.48)$$

Schéma de l'algorithme de migration

L'algorithme simplifié du code utilisé [Nguyen, 2003] s'articule autour d'un schéma classique de migration avant sommation en profondeur :

1. Tracé de rais pour un maillage large du modèle du sous-sol.
2. Tri des données sismiques en classe de départ constant.
3. Pour chaque départ (mis un à un en mémoire) :
 - (a) Réinterpolation de la trace dans le domaine fréquentiel.
 - (b) Interpolation surfacique des fonctions de Green pour la trace avec le maillage large.
 - (c) Migration de la trace dans l'image migrée du départ considéré avec réinterpolation dans le maillage fin de l'image migrée finale.
4. Stockage sur disque des images par classe de départ.

Ce type d'algorithme 2D a l'avantage de ne pas nécessiter un nouveau calcul des fonctions de Green pour différents tests de migration avec un même champ de vitesse. En revanche, le découplage du calcul des fonctions de Green et la migration sont très pénalisants en terme de temps de calcul, dans la mesure où dans un cas 2D toutes les cartes peuvent être stockées en mémoire ou judicieusement substituées [Thierry et al., 1999b].

3.3.3 Migration d'attributs

Pour avoir accès à l'angle de réflexion spéculaire pour les analyses AVA, [Bleistein, 1987] propose de migrer les données deux fois : une première migration standard, suivie d'une deuxième multipliant l'amplitude par le cosinus de l'angle θ ou par la norme du vecteur lenteur qui est directement liée à l'angle via le modèle de vitesse.

Dans tous les cas, la division des deux images migrées obtenues donne les angles θ spéculaires le long des réflecteurs exprimés en fonction du départ [Thierry et al., 1999a]. La recombinaison de l'angle et de la réflectivité en tout point exprimée en départ nous donnera la réflectivité en fonction de l'angle d'incidence.

Au cours sa thèse au Centre de Recherche en Géophysique de l'École des Mines de Paris, [Nguyen, 2003] a montré, en se basant sur l'application du théorème de la phase stationnaire à l'équation de la migration, que la double migration de [Bleistein, 1987] est applicable à tout type de paramètre spéculaire de la théorie des rais (temps de trajet, pente à la source et au récepteur, paramètre de rai, ...).

En partant de ce principe, nous avons migré d'autres attributs tels que les composantes horizontale q_x et verticale q_z du paramètre de rai \mathbf{q} . La composante verticale q_z , aussi appelée le facteur d'étirement ("stretching factor" en anglais) [Tygel et al., 1994], sera utilisée au cours de la thèse pour corriger l'étirement de l'ondelette après migration.

Cette partie traitera de la double migration et de la division des sections migrées.

Migration d'attributs spéculaires

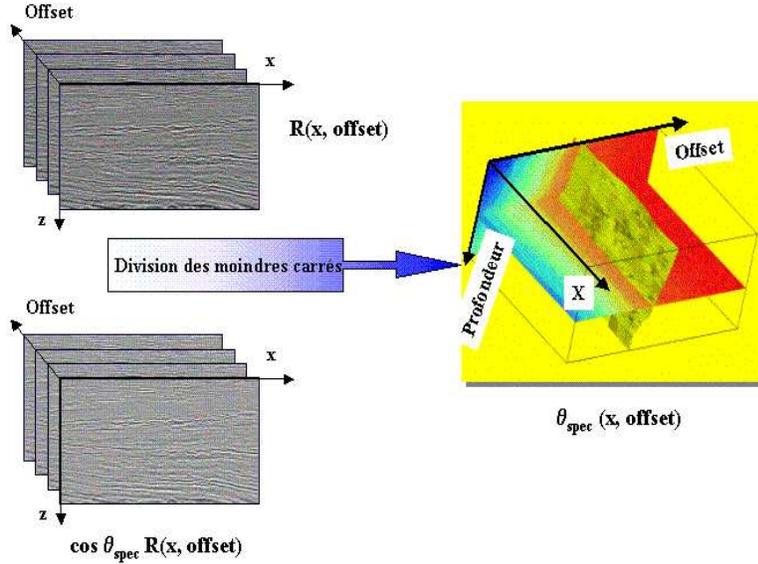


FIG. 3.6 – Illustration de la division de deux sections PPsDM migrées dans le domaine départ. Nous obtenons ainsi l'estimation de l'angle spéculaire en tout point de profondeur en fonction de tous les déports.

L'image migrée ainsi obtenue nous donne la réflectivité en tout point de profondeur x en fonction du départ h par la formule simplifiée,

$$R(\mathbf{x}, h) \approx \frac{1}{2\pi} \sum_{SR} \mathcal{N}(\mathbf{s}, \mathbf{x}, \mathbf{r}) [\delta'(t) * \delta \mathcal{G}_{obs}(\mathbf{r}, \mathcal{T}(\mathbf{s}, \mathbf{x}, \mathbf{r}), \mathbf{s})] \quad . \quad (3.3.49)$$

Nous notons \mathcal{N} le noyau de la migration qui s'exprime par,

$$\mathcal{N}(\mathbf{s}, \mathbf{x}, \mathbf{r}) = \frac{\Delta SR \check{\mathcal{J}}_{Kirch}}{\mathcal{A}(\mathbf{s}, \mathbf{x}, \mathbf{r}) |\mathbf{q}(\mathbf{s}, \mathbf{x}, \mathbf{r})|} \quad . \quad (3.3.50)$$

Soit \mathcal{MA} l'attribut à migrer. \mathcal{MA} dépend des positions sources et récepteurs et s'exprime en tout point profondeur \mathbf{x} . Nous rajoutons dans le noyau de la migration l'attribut cherché $\mathcal{MA}(\mathbf{x}, h)$, qui vaut 1 pour une migration conventionnelle,

$$\frac{1}{2\pi} \sum_{SR} \mathcal{MA}(\mathbf{s}, \mathbf{x}, \mathbf{r}) \mathcal{N}(\mathbf{s}, \mathbf{x}, \mathbf{r}) [\delta'(t) * \delta \mathcal{G}_{obs}(\mathbf{r}, \mathcal{T}(\mathbf{s}, \mathbf{x}, \mathbf{r}), \mathbf{s})] \quad . \quad (3.3.51)$$

D'après le théorème de la phase stationnaire, l'estimation de l'attribut \mathcal{MA} se fait uniquement au niveau du point du réflecteur où a lieu la réflexion spéculaire de l'onde pour un couple source/récepteur,

$$\mathcal{MA}(\mathbf{x}, h_{spec}) R(\mathbf{x}, h) \approx \frac{1}{2\pi} \sum_{SR} \mathcal{MA}(\mathbf{s}, \mathbf{x}, \mathbf{r}) \mathcal{N}(\mathbf{s}, \mathbf{x}, \mathbf{r}) [\delta'(t) * \delta \mathcal{G}_{obs}(\mathbf{r}, \mathcal{T}(\mathbf{s}, \mathbf{x}, \mathbf{r}), \mathbf{s})] \quad . \quad (3.3.52)$$

Le calcul de la section attribut s'obtient par la division de la section migrée avec l'attribut inclus dans l'amplitude par la section migrée classique, soit,

$$\mathcal{MA}(\mathbf{x}, h) = \frac{R_{\mathcal{MA}}(\mathbf{x}, h)}{R(\mathbf{x}, h)} \quad . \quad (3.3.53)$$

Division des sections migrées

Une division classique en tout point profondeur fournit une section avec de nombreuses valeurs aberrantes. En effet, la division aux échantillons où il n'y a pas d'interfaces se résume à une division de type 0 sur 0. Une division, posée comme un problème inverse dans une fenêtre autour du point, permet d'éviter les instabilités dues à des divisions par zéro.

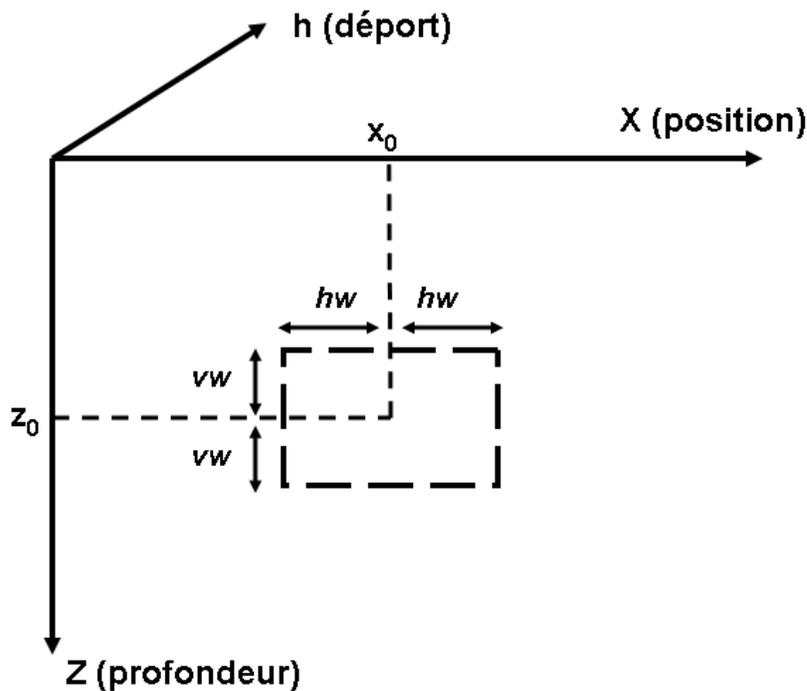


FIG. 3.7 – Définition d'une cellule autour du point \mathbf{x}_0 où l'on cherche l'attribut dans le domaine migré à déport constant. La division s'opère comme une division dans un petit espace défini par $[(x_0 - hw, z_0 - hv), (x_0 + hw, z_0 + vw)]$.

Ainsi en divisant les deux images migrées de l'équation (3.3.53), une estimation de l'attribut spéculaire peut être déduite. Soit une fonction de coût $\mathcal{C}_{\mathcal{MA}}$ à minimiser autour d'un point en profondeur (x_0, z_0) pour chaque déport h ,

$$\mathcal{C}_{\mathcal{MA}}(h) = \sum_{k=-vw}^{vw} \sum_{l=-hw}^{hw} (R_{\mathcal{MA}}(x_0+k, z_0+l, h) - \mathcal{MA}(x_0, z_0, h)R(x_0+k, z_0+l, h))^2 \quad . \quad (3.3.54)$$

hw et vw sont les longueurs des demi-fenêtres horizontales et verticales définissant une petite fenêtre autour du point (x_0, z_0) . Pour calculer l'attribut, nous minimisons $\mathcal{C}_{\mathcal{MA}}$ tel que,

$$\frac{\partial \mathcal{C}_{\mathcal{MA}}}{\partial \mathcal{MA}} = 0 \quad . \quad (3.3.55)$$

Après développement, l'équation précédente s'écrit,

$$\begin{aligned} 2 \sum_{k=-vw}^{vw} \sum_{l=-hw}^{hw} (\mathcal{MA}(x_0, z_0, h) R(x_0 + k, z_0 + l, h)^2 - R_{\mathcal{MA}}(x_0 + k, z_0 + l, h) R(x_0 + k, z_0 + l, h)) = 0 \\ \mathcal{MA}(x_0, z_0, h) \sum_{k=-vw}^{vw} \sum_{l=-hw}^{hw} R(x_0 + k, z_0 + l, h)^2 = \\ \sum_{k=-vw}^{vw} \sum_{l=-hw}^{hw} R_{\mathcal{MA}}(x_0 + k, z_0 + l, h) R(x_0 + k, z_0 + l, h) \quad . \end{aligned} \quad (3.3.56)$$

L'expression de l'attribut cherché au point en profondeur (x_0, z_0) s'écrit,

$$\mathcal{MA}(x_0, z_0, h) = \frac{\sum_{k=-vw}^{vw} \sum_{l=-hw}^{hw} R_{\mathcal{MA}}(x_0 + k, z_0 + l, h) R(x_0 + k, z_0 + l, h)}{\sum_{k=-vw}^{vw} \sum_{l=-hw}^{hw} R(x_0 + k, z_0 + l, h)^2} \quad . \quad (3.3.57)$$

La relation (3.3.57) permet ainsi d'obtenir des cartes d'attributs spéculaires lisses tout en minimisant les valeurs aberrantes dues à des divisions par zéro. Pour limiter les temps de calcul, la taille de la zone autour du point correspond à quelques points migrés autour de \mathbf{x}_0 .

La figure (3.8) présente un exemple de calcul d'un attribut sur des données réelles (cosinus de l'angle spéculaire dans cet exemple) obtenues par la méthode de division des sections migrées. En combinant le coefficient de réflexion en fonction du déport $R(\mathbf{x}, h)$ avec son angle de réflexion associé $\theta(\mathbf{x}, h)$, nous déterminons le coefficient de réflexion en fonction de l'angle $R(\mathbf{x}, \theta)$ (figure 3.8).

3.3.4 Vers la migration par classe d'angles

Pour éviter les problèmes de conversion du déport en angle, il semble plus judicieux d'utiliser une migration par classes d'angles de diffraction ou d'incidence. Nous obtenons ainsi directement le coefficient de réflexion en fonction de l'angle (θ).

L'obtention d'un noyau de migration PAPsDM en angle est très simple à partir du moment où nous avons développé l'expression du problème direct et inverse, ainsi que dans la mesure où il suffit d'exprimer différemment le changement de variables effectué par le Jacobien. Comme pour le tri en déport, l'algorithme doit être calibré pour valider l'aspect "amplitude préservée", ce qui est une phase qui devient très délicate si nous souhaitons prendre en compte des fonctions de Green multi-valuées.

Durant sa thèse au Centre de Recherche en Géophysique de l'École des Mines de Paris, [Xu, 2001]

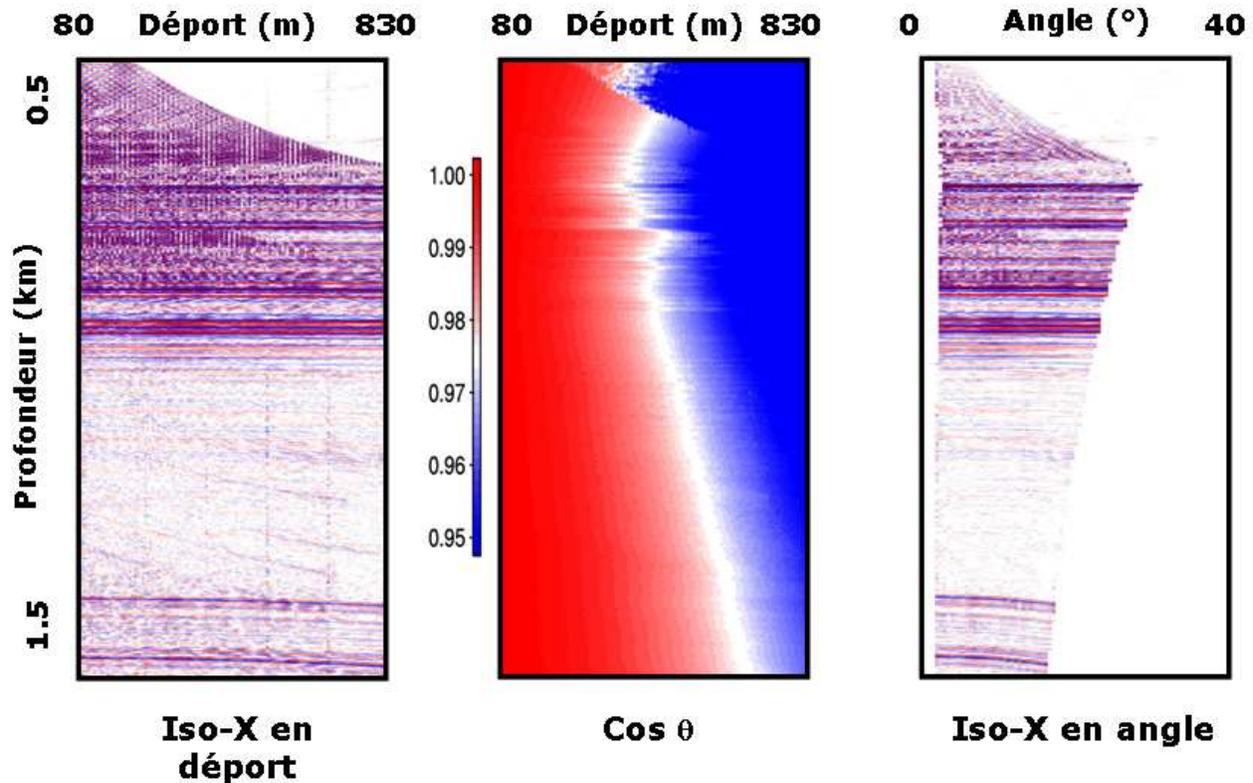


FIG. 3.8 – Illustration de la conversion déport en angle. La réflectivité et l'angle d'incidence exprimés en déport sont combinés en cartes de réflectivité exprimées en fonction de l'angle.

a développé ce type de migration et a montré la capacité de cette migration à tenir compte des trajets multiples dans les milieux complexes.

Dans le cadre de nos recherches sur l'inversion AVA après migration à amplitude préservée avant sommation, nous avons travaillé dans des milieux simples pour lesquels les stockages des contributions par déport ou par angle sont équivalents et qui, de plus, ne nécessitaient pas l'utilisation des arrivées multiples.

L'idée principale était aussi de développer des outils utilisables sur toutes les sortes d'Iso-X, qu'ils soient en angle ou en déport.

En effet, les codes "post-migration" qui réalisent la division des images en déport et la conversion en angle, stockent sur disque les Iso-X en angle pour les autres codes de post-traitement, puis enchaînent directement sur l'inversion de panneaux "bruts", et ceci pour mesurer l'impact des traitements.

Les tests réalisés sur les bancs fins et l'étirement de l'ondelette nous ont aussi amené à stocker d'autres grandeurs spéculaires telles que les composantes du vecteur lenteur, paramètres qui peuvent aussi être extraites de la migration en angle, puisque les fonctions de Green utilisées sont les mêmes.

De même, nous avons mené la plupart des tests avec la migration 2D, mais tous les outils de post-traitement et d'inversion ont été développés à 3D et sont donc directement applicables aux images 3D en déport ou en angle fournies par un code de migration 3D.

3.4 Conclusion

Nous avons donc abordé dans ce chapitre les différentes techniques susceptibles de nous fournir la réflectivité en fonction de l'angle d'incidence nécessaire à l'inversion AVA.

L'analyse ou l'inversion AVA réalisée sur des données avant sommation en temps triées en CDP, apparaît ne pas être viable. Son champ d'application est extrêmement restreint à quelques panneaux et à quelques réflecteurs, et les corrections d'amplitude appliquées dans la phase des pré-traitements ont sûrement fortement contribué au mauvais ressenti vis-à-vis des études AVA.

L'inversion sur des données avant sommation en temps, même pour avoir "une première idée" devrait être proscrite. Heureusement, la migration avant sommation devient de plus en plus un standard qui fournit le plus souvent des panneaux Iso-X en déport ou en angle. Les diffractions disparaissent, donnant des images bien mieux focalisées lorsque les zones d'intérêt se complexifient et lorsque des études plus globales peuvent être conduites.

Malheureusement, même si la phase d'imagerie gagne en qualité, les corrections d'amplitude réalisées avant migration sont toujours susceptibles de détruire les variations d'amplitude. Plus simplement, appliquer une correction de divergence géométrique fonction du temps sur tout un jeu de données en utilisant une seule loi de vitesse, est un acte cruel au regard de futures études AVA.

L'application de la migration avant sommation à amplitude préservée en profondeur est actuellement la meilleure solution pour garantir la qualité et la préservation des variations d'amplitude contenues dans les données brutes.

Avec la migration, nous bénéficions tout d'abord du repositionnement des événements et de la focalisation de toutes les contributions contenues sur les données avant sommation. Avec l'utilisation du tracé de rais dynamiques et le calcul de la divergence géométrique en milieu hétérogène, nous nous affranchissons des altérations du signal liées aux corrections 1D du pré-traitement conventionnel. De plus, la conversion "temps-profondeur" est implicite dans cette "inversion linéarisée" et les résultats sont directement exprimés en fonction de la profondeur, sans hypothèse 1D.

La qualité du modèle de vitesse de migration est évidemment un pré-requis fondamental, mais nous allons voir dans la suite de ce document comment nous proposons de prendre en compte l'impact de la qualité du champ de vitesse, mais aussi l'impact de tous les traitements amont qui se traduisent par différents types d'artefacts qui font qu'une image sismique se trouve toujours très loin de la réalité.

Deuxième partie

Inversion AVA

Chapitre 4

Introduction

Dans la partie précédente, nous avons vu comment les modifications d'amplitude d'une réflexion sont directement liées à l'évolution du coefficient de réflexion en fonction de l'angle conformément aux équations de [Zoeppritz, 1919], puis l'intérêt d'une migration pour exprimer la réflectivité en fonction de l'angle.

En effet, l'utilisation préalable d'une migration en temps ou en profondeur comme méthode d'imagerie sismique, permet tout d'abord d'obtenir une image globale du sous-sol exprimée en fonction du départ (comme les données initiales), mais aussi grâce à la double migration de [Bleistein, 1987], d'exprimer la réflectivité en fonction de l'angle. La migration réduit la dispersion inhérente aux données sismiques et permet de connaître la variation de la réflectivité dans des zones plus complexes.

Les équations de [Zoeppritz, 1919], de part leur complexité, sont difficiles à exploiter. Il n'est pas évident de voir d'une manière simple comment la variation d'un des paramètres (vitesse de propagation des ondes P et S ou densité) peut affecter le coefficient de réflexion. C'est pour cette raison que les équations de [Zoeppritz, 1919] sont utilisées sous leur forme linéarisée.

[Bortfeld, 1961], [Aki and Richards, 1980], [Shuey, 1985], [Smith and Gidlow, 1987] et [Fatti et al., 1994] ont proposé une linéarisation de ces équations pour exprimer le coefficient de réflexion des ondes P en supposant un contraste faible des paramètres élastiques des différentes couches. Les différentes approximations des équations de [Zoeppritz, 1919] seront présentées dans le chapitre (5) de cette partie.

La réflectivité, dans ces différentes approximations, s'exprime en fonction de l'angle d'incidence (θ) et d'attributs AVA dépendants des rapports des contrastes de vitesse des ondes P et S ($\frac{\Delta V_p}{V_p}, \frac{\Delta V_s}{V_s}$), de densité ($\frac{\Delta \rho}{\rho}$) et d'impédance des ondes P et S ($\frac{\Delta I_p}{I_p}, \frac{\Delta I_s}{I_s}$). Dans toutes ces approximations, le calcul des attributs AVA se fait par régression linéaire.

La méthode de régression linéaire habituellement utilisée est la méthode des moindres carrés. Cette méthode consiste à chercher les valeurs a et b de la relation $y(x) = ax + b$ qui rendent minimale la somme des carrés des écarts résiduels SS_r , entre les valeurs observées y_k et les valeurs calculées de y ,

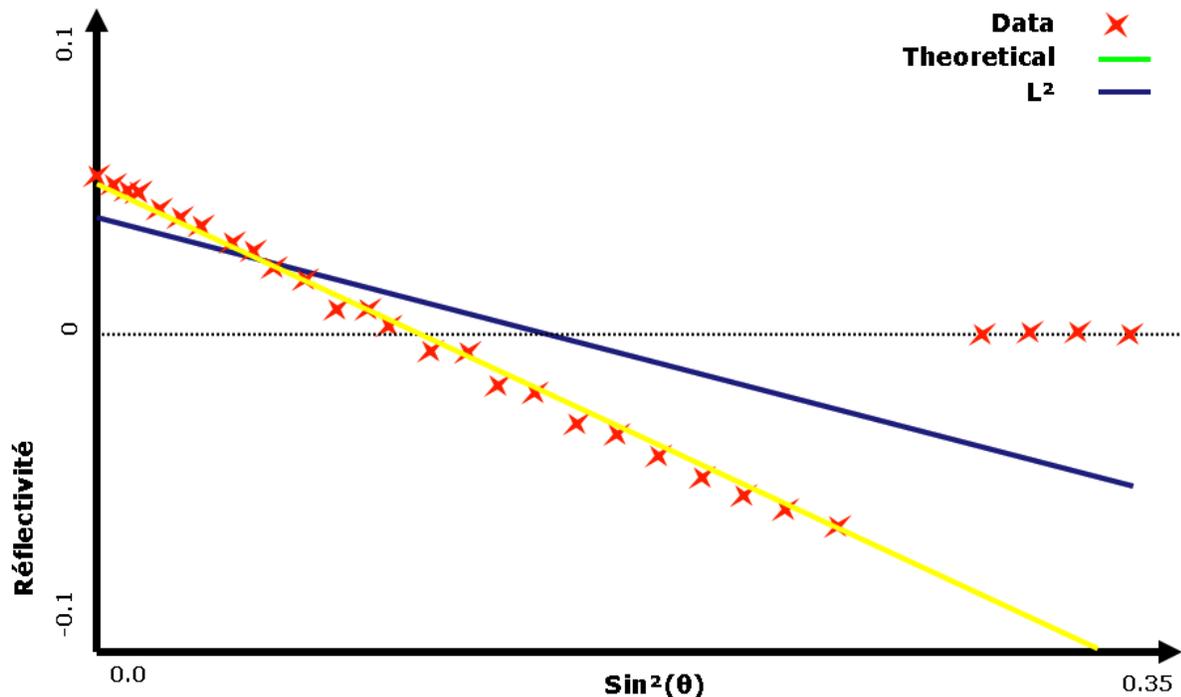


FIG. 4.1 – Variation de la réflectivité avec l'angle. Les valeurs de réflectivité à inverser (étoiles rouges) sont obtenues à partir de données synthétiques migrées en profondeur. Quatre valeurs nulles, qui apparaissent comme aberrantes par rapport à la tendance générale des autres valeurs ont été rajoutés aux angles lointains. Nous observons l'impact de ces quatre valeurs qui faussent le résultat de la régression.

$$SS_r = \sum_{k=1}^n (y_k - ax_k - b)^2 \quad . \quad (4.0.1)$$

La relation (équation 4.0.1) fait apparaître la somme des carrés des écarts comme une fonction des paramètres a et b . Lorsque cette fonction est minimale, les dérivées par rapport à a et b s'annulent. Cette méthode, quoique très efficace, reste optimale lorsque l'on reste dans le cadre gaussien. Malheureusement, cette hypothèse s'avère inexacte sur des données réelles comportant de nombreux bruits. Par exemple, la présence des quatre valeurs aberrantes sur la figure (4.1) fausse le résultat de la régression. Pour cette raison, nous préférons introduire dans la régression linéaire des estimateurs robustes qui permettent de quantifier la confiance dans chacune des données et, si nécessaire, de les rejeter. La régression avec les estimateurs robustes sera traitée dans le chapitre 6.

La connaissance des différentes approximations, qu'elles soient deux ou trois termes, ainsi que du "moteur" d'inversion permet de vérifier dans le chapitre 7 la validité en terme d'unicité des différents attributs AVA calculés à partir des différentes approximations.

Cette partie se terminera par la classification des réservoirs (chapitre 8) suivant le signe de l'intercept et du gradient de l'approximation de [Shuey, 1985]. Cette classification fut proposée par [Rutherford and Williams, 1989] et [Castagna et al., 1998].

Chapitre 5

Approximations des équations de Zoeppritz

5.1 Introduction

La première approximation de la variation du coefficient de réflexion des ondes P à partir des équations de [Zoeppritz, 1919] fut proposée par [Bortfeld, 1961]. Cette approximation qui sera introduite dans la première section de ce chapitre n'est valable que dans des milieux sédimentaires clastiques où les contrastes des paramètres élastiques des différentes couches sont faibles.

L'approximation de [Bortfeld, 1961] fut redéfinie par [Aki and Richards, 1980]. Cette approximation de la variation du coefficient de réflexion des ondes P est à la base des formulations de [Shuey, 1985], [Smith and Gidlow, 1987], [Fatti et al., 1994] et [Goodway et al., 1999] (figure 5.1).

La réflectivité dans l'approximation de [Aki and Richards, 1980] s'exprime en fonction de l'angle d'incidence θ , du rapport des vitesses V_s/V_p et des rapports $\frac{\Delta V_p}{V_p}$, $\frac{\Delta V_s}{V_s}$ et $\frac{\Delta \rho}{\rho}$ où V_p , V_s et ρ sont respectivement les valeurs moyennes des vitesses des ondes de compression et de cisaillement et de densité.

À partir de cette approximation, [Shuey, 1985] propose de calculer par régression linéaire la réflectivité à incidence normale R_0 et le gradient G .

[Smith and Gidlow, 1987] réorganisent l'approximation de [Aki and Richards, 1980] en fonction des rapports $\frac{\Delta V_p}{V_p}$ et $\frac{\Delta V_s}{V_s}$ qu'ils expriment par régression linéaire. Ces deux paramètres leur permettent de calculer un pseudo coefficient de Poisson et le facteur de fluide.

[Fatti et al., 1994] expriment l'approximation de [Aki and Richards, 1980] en remplaçant les rapports $\frac{\Delta V_p}{V_p}$, $\frac{\Delta V_s}{V_s}$ et $\frac{\Delta \rho}{\rho}$ par les rapports des contrastes d'impédance des ondes P et S ($\frac{\Delta I_p}{I_p}$

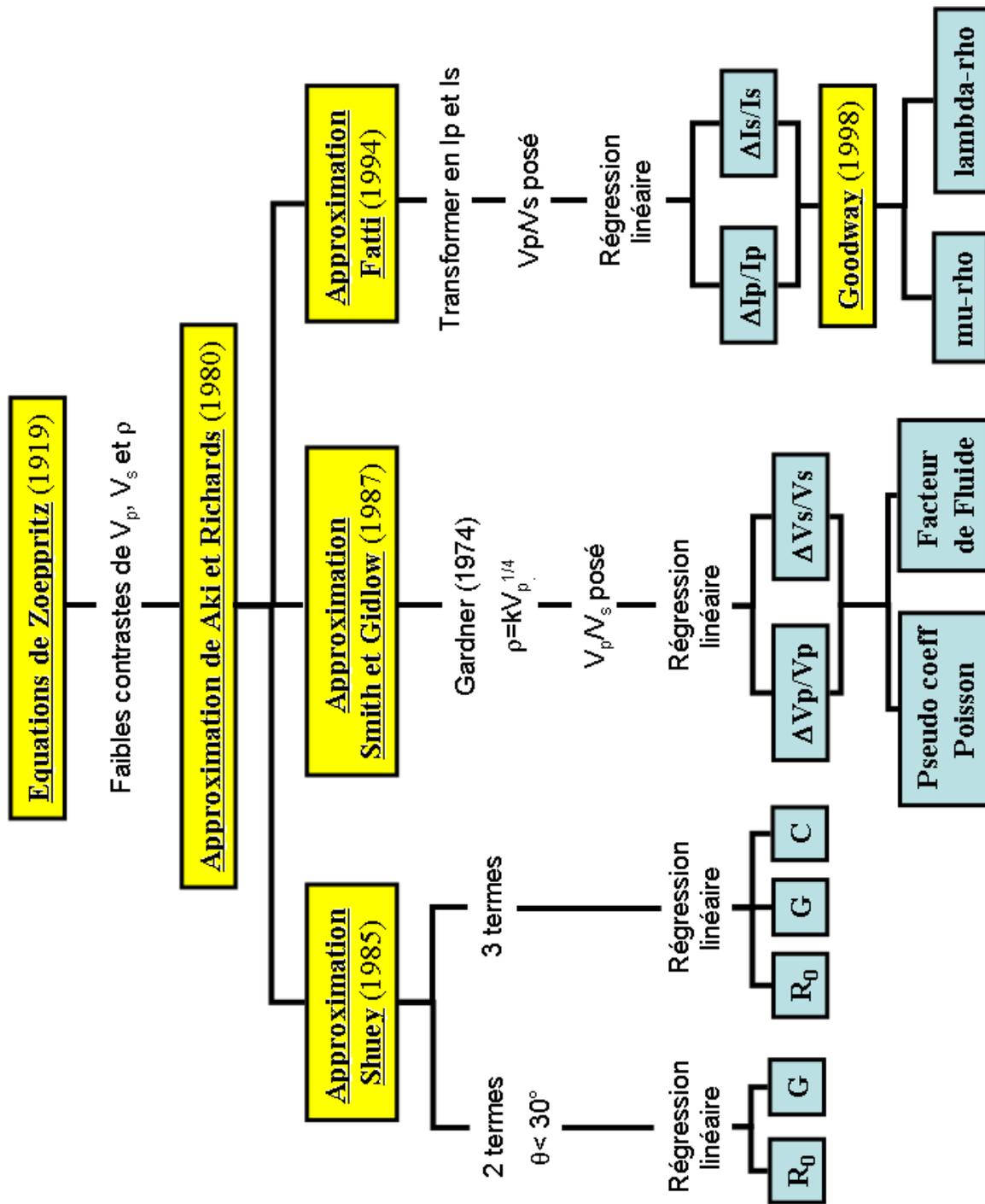


FIG. 5.1 – Bilan des principales approximations linéaires à partir des équations de [Zoeppritz, 1919] et [Aki and Richards, 1980].

et $\frac{\Delta I_s}{I_s}$) qu'ils calculent par régression linéaire. [Goodway et al., 1999] utilisent ces rapports pour estimer les rapports $\frac{\Delta\mu\rho}{\mu\rho}$ et $\frac{\Delta\lambda\rho}{\lambda\rho}$ où μ et λ sont les coefficients de Lamé. Toutes ces approximations seront explicitées dans ce chapitre.

5.2 Approximation de Bortfeld

[Bortfeld, 1961] reprend les quatre équations de Zoeppritz,

$$\left\{ \begin{array}{l} \sin(\theta_{P_r}) + \sin(\theta_{P_r})R_p + \cos(\theta_{S_r})R_s - \sin(\theta_{P_t})T_p + \cos(\theta_{S_t})T_s = 0 \\ \cos(\theta_{P_r}) - \cos(\theta_{P_r})R_p + \sin(\theta_{S_r})R_s - \cos(\theta_{P_t})T_p - \sin(\theta_{S_t})T_s = 0 \\ -\sin(2\theta_{P_r}) + \sin(2\theta_{P_r})R_p + \frac{V_{p1}}{V_{s1}}\cos(2\theta_{S_r})R_s + \frac{\rho_2 V_{s2}^2 V_{p1}}{\rho_1 V_{s1}^2 V_{p2}}\sin(2\theta_{P_t})T_p - \frac{\rho_2 V_{s2} V_{p1}}{\rho_1 V_{s1}^2}\cos(2\theta_{S_t})T_s = 0 \\ -\cos(2\theta_{S_r}) - \cos(2\theta_{S_r})R_p + \frac{V_{p1}}{V_{s1}}\sin(2\theta_{S_r})R_s + \frac{\rho_2 V_{p2}}{\rho_1 V_{p1}}\cos(2\theta_{S_t})T_p + \frac{\rho_2 V_{s2}}{\rho_1 V_{p1}}\sin(2\theta_{S_t})T_s = 0. \end{array} \right. \quad (5.2.1)$$

Il suppose que les paramètres élastiques varient faiblement et que l'amplitude des ondes transmises longitudinales T_p diffère de celle de l'onde incidente unité I d'une faible quantité D ,

$$\begin{array}{l} V_{p1} = V_p, \quad V_{p2} = V_p + \Delta V_p, \quad V_{s1} = V_s, \\ V_{s2} = V_s + \Delta V_s, \quad \rho_1 = \rho, \quad \rho_2 = \rho + \Delta\rho, \end{array} \quad (5.2.2)$$

$$T_p = I + D \quad . \quad (5.2.3)$$

[Bortfeld, 1961] néglige tous les carrés et les produits de faible quantité puisque [Jeffreys, 1926] considère les amplitudes des autres ondes (ΔR_p , ΔR_s et ΔT_s) comme des quantités négligeables. Dès lors, le nouveau système s'écrit,

$$\left\{ \begin{array}{l}
\sin(\theta_{P_r})\Delta R_p + \cos(\theta_{S_r})\Delta R_s - \sin(\theta_{P_r})D + \cos(\theta_{S_r})\Delta T_s = \frac{\Delta V_p}{V_p}\sin(\theta_{P_r}) \\
-\cos(\theta_{P_r})\Delta R_p + \sin(\theta_{S_r})\Delta R_s - \cos(\theta_{P_r})D - \sin(\theta_{S_r})\Delta T_s = -\frac{\Delta V_p}{V_p}\frac{\sin^2(\theta_{P_r})}{\cos(\theta_{P_r})} \\
\sin(2\theta_{P_r})\Delta R_p + \frac{V_p}{V_s}\cos(2\theta_{S_r})\Delta R_s + \sin(2\theta_{P_r})D - \frac{V_p}{V_s}\cos(\theta_{S_r})\Delta T_s = \\
\left(\frac{\Delta V_p}{V_p}\tan^2(\theta_{P_r}) - 2\frac{\Delta V_s}{V_s} - \frac{\Delta\rho}{\rho}\right)\sin(2\theta_{P_r}) \\
-\cos(2\theta_{S_r})\Delta R_p + \frac{V_s}{V_p}\sin(2\theta_{S_r})\Delta R_s + \cos(2\theta_{S_r})D + \frac{V_s}{V_p}\sin(2\theta_{S_r})\Delta T_s = \\
-\left(\frac{\Delta V_p}{V_p} + \frac{\Delta\rho}{\rho}\right)\cos(2\theta_{S_r}) + 4\frac{\Delta V_s}{V_s}\sin^2(\theta_{S_r}).
\end{array} \right. \quad (5.2.4)$$

En introduisant $\Delta R_p - D$, $\Delta R_p + D$, $\Delta R_s - \Delta T_s$ et $\Delta R_s + \Delta T_s$ comme nouvelles inconnues, nous obtenons deux systèmes à deux équations avec deux inconnues dont les solutions sont,

$$D = -\frac{1}{2} \left(\frac{\Delta V_p \cos 2(\theta_{P_r})}{V_p \cos^2(\theta_{P_r})} + \frac{\Delta\rho}{\rho} \right) ; \quad (5.2.5)$$

$$\Delta R_p = \frac{1}{2} \left[\frac{\Delta V_p}{V_p} \frac{1}{\cos^2(\theta_{P_r})} + \frac{\Delta\rho}{\rho} - 4\sin^2(\theta_{S_r}) \left(2\frac{\Delta V_s}{V_s} + \frac{\Delta\rho}{\rho} \right) \right] ; \quad (5.2.6)$$

$$\Delta T_p = -\frac{1}{2}\tan(\theta_{S_r}) \left[\frac{V_p}{V_s} \frac{\Delta\rho}{\rho} + 2 \left(2\frac{\Delta V_s}{V_s} + \frac{\Delta\rho}{\rho} \right) \cos(\theta_{P_r} + \theta_{P_s}) \right] ; \quad (5.2.7)$$

$$\Delta T_s = \frac{1}{2}\tan(\theta_{S_r}) \left[\frac{V_p}{V_s} \frac{\Delta\rho}{\rho} - 2 \left(2\frac{\Delta V_s}{V_s} + \frac{\Delta\rho}{\rho} \right) \cos(\theta_{P_r} - \theta_{P_s}) \right] . \quad (5.2.8)$$

Maintenant, nous nous intéressons uniquement à l'amplitude des ondes P réfléchies R_p (équation 5.2.6). Entre le premier milieu (V_{p1} , V_{s1} et ρ_1) et le second (V_{p2} , V_{s2} et ρ_2), [Bortfeld, 1961], comme la plupart des auteurs qui ont proposé des approximations linéaires des équations de [Zoeppritz, 1919], considère une couche transitoire dont les paramètres lithologiques (V_p , V_s et ρ) varient faiblement et régulièrement. Dans son approximation, [Bortfeld, 1961] suppose que l'onde incidente est plane et l'angle incident constant à chaque interface considéré. D'après la loi de Snell-Descartes, l'angle d'incidence α d'une onde incidente en tout point de profondeur de la zone de transition s'écrit,

$$\sin(\alpha) = \frac{V_p}{V_{p1}}\sin(\theta_{P_r}) \quad , \quad (5.2.9)$$

l'onde transversale β étant définie par,

$$\sin(\beta) = \frac{V_s}{V_{p1}}\sin(\theta_{P_r}) \quad . \quad (5.2.10)$$

L'approximation du coefficient de réflexion est obtenue en sommant tous les coefficients différentiels (équation 5.2.6) le long des différentes couches de paramètres élastiques (V_p, V_s, ρ) .

$$R_p(\theta_{P_r}) \approx \frac{1}{2} \int_{V_{p1}}^{V_{p2}} \frac{dV_p}{V_p \cos^2 \alpha} + \frac{1}{2} \int_{\rho_1}^{\rho_2} \frac{d\rho}{\rho} - 4 \int_{V_{s1}}^{V_{s2}} \sin^2 \beta \frac{dV_s}{V_s} - 2 \int_{\rho_1}^{\rho_2} \sin^2 \beta \frac{d\rho}{\rho} \quad . \quad (5.2.11)$$

Les trois premières intégrales sont facilement calculables. Pour le calcul de la quatrième intégrale, [Bortfeld, 1961] suppose que l'angle β dépend de la densité ρ . Les variations relatives de densité sont proportionnelles à celles de la vitesse des ondes de cisaillement,

$$\frac{d\rho}{\rho} = \frac{\ln \frac{\rho_2}{\rho_1}}{\ln \frac{V_{s2}}{V_{s1}}} \frac{dV_s}{V_s} \quad . \quad (5.2.12)$$

Finalement, nous obtenons,

$$R_p(\theta_{P_r}) \approx \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\rho_2 V_{p2} \cos(\theta_{P_r})}{\rho_1 V_{p1} \cos(\theta_{P_t})} \right) + \left(\frac{\sin(\theta_{P_r})}{V_{p1}} \right)^2 (V_{s1}^2 - V_{s2}^2) \left(2 + \frac{\ln(\rho_2/\rho_1)}{\ln(V_{s2}/V_{s1})} \right) \quad . \quad (5.2.13)$$

[Hilterman, 2001] propose une version modifiée de cette équation en supprimant les logarithmes,

$$R_p(\theta_{P_r}) \approx \frac{\rho_2 V_{p2} \cos(\theta_{P_r}) - \rho_1 V_{p1} \cos(\theta_{P_t})}{\rho_2 V_{p2} \cos(\theta_{P_r}) + \rho_1 V_{p1} \cos(\theta_{P_t})} + \left(\frac{\sin(\theta_{P_r})}{V_{p1}} \right)^2 [V_{s1} + V_{s2}] \left[3(V_{s1} - V_{s2}) + 2 \left(\frac{V_{s2} \rho_1 - V_{s1} \rho_2}{\rho_2 + \rho_1} \right) \right] \quad . \quad (5.2.14)$$

Pour comprendre la signification de chaque terme, nous calculons le coefficient de réflexion PP dans le cas d'une interface liquide-liquide (la vitesse ainsi que les coefficients de réflexion et de transmission des ondes de cisaillement sont nuls).

La deuxième et la quatrième équation des équations de Zoeppritz nous donnent le système,

$$\begin{cases} \cos(\theta_{P_r}) = \cos(\theta_{P_r}) R_p + \cos(\theta_{P_t}) T_p \\ -1 = R_p - \frac{\rho_2 V_{p2}}{\rho_1 V_{p1}} T_p, \end{cases} \quad (5.2.15)$$

puis,

$$R_p(\theta_{P_r}) = \frac{\rho_2 V_{p2} \cos(\theta_{P_r}) - \rho_1 V_{p1} \cos(\theta_{P_t})}{\rho_2 V_{p2} \cos(\theta_{P_r}) + \rho_1 V_{p1} \cos(\theta_{P_t})} \quad . \quad (5.2.16)$$

Nous reconnaissons le premier terme de l'équation modifiée de Bortfeld (équation 5.2.14). Il s'agit du terme de fluidité. Le second terme correspond au terme de la rigidité puisqu'il dépend de la vitesse des ondes de cisaillement et de ce fait du module de cisaillement.

Cette approximation, quoique simple à interpréter, reste assez difficile à inverser. Nous avons six paramètres à inverser. [Aki and Richards, 1980] dérivèrent une forme linéarisée des équations de [Zoeppritz, 1919] simplement paramétrée par les contrastes de densité, de vitesse P et de vitesse S à travers l'interface.

5.3 Approximation de Aki, Frasier et Richards

L'approximation de [Bortfeld, 1961] fut redéfinie par [Richards and Frasier, 1976] et par [Aki and Richards, 1980].

Nous rappelons ici l'approche de [Aki and Richards, 1980] pour calculer le coefficient de réflexion des ondes PP. Le calcul repose sur le principe de continuité du déplacement et des contraintes à une interface en $z = 0$ pour les composantes verticales et horizontales.

Soient les quatre ondes P et S incidentes ($\dot{P}_1, \dot{S}_1, \dot{P}_2$ et \dot{S}_2) et réfléchies ($\dot{P}_1, \dot{S}_1, \dot{P}_2$ et \dot{S}_2) sur l'interface en $z = 0$. Connaissant les déplacements (équation 2.3.20), [Aki and Richards, 1980] calculent les contraintes ($\tau_{xz}, \tau_{yz}, \tau_{zz}$) s'exerçant sur l'interface (équation 2.2.4),

$$\left\{ \begin{array}{l} \sin\theta_{P_r}(\dot{P}_1 + \dot{P}_1) + \cos\theta_{S_r}(\dot{S}_1 + \dot{S}_1) = \sin\theta_{P_t}(\dot{P}_2 + \dot{P}_2) + \cos\theta_{S_t}(\dot{S}_2 + \dot{S}_2) \\ \cos\theta_{P_r}(\dot{P}_1 - \dot{P}_1) - \sin\theta_{S_r}(\dot{S}_1 - \dot{S}_1) = \cos\theta_{P_t}(\dot{P}_2 - \dot{P}_2) - \sin\theta_{S_t}(\dot{S}_2 - \dot{S}_2) \\ 2\rho_1 V_{s1}^2 p \cos\theta_{P_r}(\dot{P}_1 - \dot{P}_1) + \rho_1 V_{s1}(1 - 2V_{s1}^2 p^2)(\dot{S}_1 - \dot{S}_1) \\ = 2\rho_2 V_{s2}^2 p \cos\theta_{P_t}(\dot{P}_2 - \dot{P}_2) + \rho_2 V_{s2}(1 - 2V_{s2}^2 p^2)(\dot{S}_2 - \dot{S}_2) \\ \rho_1 V_{p1}(1 - 2V_{s1}^2 p^2)(\dot{P}_1 + \dot{P}_1) - 2\rho_1 V_{s1}^2 p \cos\theta_{S_r}(\dot{S}_1 + \dot{S}_1) \\ = \rho_2 V_{p2}(1 - 2V_{s2}^2 p^2)(\dot{P}_2 + \dot{P}_2) - 2\rho_2 V_{s2}^2 p \cos\theta_{S_t}(\dot{S}_2 + \dot{S}_2) \end{array} \right. \quad (5.3.17)$$

Du système précédent, nous exprimons sous forme matricielle les champs réfléchis en fonction des champs incidents,

$$\mathbf{M} \begin{pmatrix} \dot{P}_1 \\ \dot{S}_1 \\ \dot{P}_2 \\ \dot{S}_2 \end{pmatrix} = \mathbf{N} \begin{pmatrix} \dot{P}_1 \\ \dot{S}_1 \\ \dot{P}_2 \\ \dot{S}_2 \end{pmatrix}, \quad (5.3.18)$$

avec,

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} -V_{p1}p & -\cos\theta_{S_r} & V_{s2}p & \cos\theta_{S_t} \\ \cos\theta_{P_r} & -V_{s1}p & \cos\theta_{P_t} & -V_{s2}p \\ 2\rho_1 V_{s2}^2 p \cos\theta_{P_r} & \rho_1 V_{s1}(1 - 2V_{s1}^2 p^2) & 2\rho_2 V_{s2}^2 p \cos\theta_{P_t} & \rho_2 V_{s2}(1 - 2V_{s2}^2 p^2) \\ -\rho_1 V_{p1}(1 - 2V_{s1}^2 p^2) & 2\rho_1 V_{s1}^2 p \cos\theta_{S_r} & \rho_2 V_{p2}(1 - 2V_{s2}^2 p^2) & -2\rho_2 V_{s2}^2 p \cos\theta_{S_t} \end{pmatrix}, \quad (5.3.19)$$

et,

$$\mathbf{N} = \begin{pmatrix} V_{p1}p & \cos\theta_{S_r} & -V_{s2}p & -\cos\theta_{S_t} \\ \cos\theta_{P_r} & -V_{s1}p & \cos\theta_{P_t} & -V_{s2}p \\ 2\rho_1 V_{s2}^2 p \cos\theta_{P_r} & \rho_1 V_{s1}(1 - 2V_{s1}^2 p^2) & 2\rho_2 V_{s2}^2 p \cos\theta_{P_t} & \rho_2 V_{s2}(1 - 2V_{s2}^2 p^2) \\ \rho_1 V_{p1}(1 - 2V_{s1}^2 p^2) & -2\rho_1 V_{s1}^2 p \cos\theta_{S_r} & -\rho_2 V_{p2}(1 - 2V_{s2}^2 p^2) & 2\rho_2 V_{s2}^2 p \cos\theta_{S_t} \end{pmatrix}. \quad (5.3.20)$$

Calculons \mathbf{M}^{-1} à partir de la forme générale de l'inverse de la matrice pour calculer le coefficient de réflexion de l'onde PP,

$$\mathbf{M}^{-1} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} & a_{14} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} & a_{24} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} & a_{34} \\ a_{41} & a_{42} & a_{43} & a_{44} \end{pmatrix}^{-1} = \frac{1}{\det(\mathbf{M})} \begin{pmatrix} A_{11} & -A_{12} & A_{13} & -A_{14} \\ -A_{21} & A_{22} & -A_{23} & A_{24} \\ A_{31} & -A_{32} & A_{33} & -A_{34} \\ -A_{41} & A_{42} & -A_{43} & A_{44} \end{pmatrix}^t, \quad (5.3.21)$$

où les $(-1)^{i+j}A_{ij}$ sont les cofacteurs de la matrice \mathbf{M} .

Le coefficient de réflexion de l'onde PP devient alors,

$$\dot{P}\dot{P} = \frac{1}{\det(\mathbf{M})} (A_{11}; -A_{21}; A_{31}; -A_{41}) \begin{pmatrix} N_{11} \\ N_{21} \\ N_{31} \\ N_{41} \end{pmatrix}. \quad (5.3.22)$$

En posant,

$$\begin{aligned} a &= \rho_2(1 - 2V_{s2}^2 p^2) - \rho_1(1 - 2V_{s1}^2 p^2) & , \\ b &= \rho_2(1 - 2V_{s2}^2 p^2) + 2\rho_1 V_{s1}^2 p^2 & , \\ c &= \rho_1(1 - 2V_{s1}^2 p^2) + 2\rho_2 V_{s2}^2 p^2 & , \\ d &= 2\rho_2 V_{s2}^2 - 2\rho_1 V_{s1}^2 & , \\ F &= b \frac{\cos\theta_{S_r}}{V_{s1}} + c \frac{\cos\theta_{S_t}}{V_{s2}} & , \\ H &= a - d \frac{\cos\theta_{P_t}}{V_{p2}} \frac{\cos\theta_{S_t}}{V_{s1}} & , \end{aligned} \quad (5.3.23)$$

nous trouvons finalement,

$$\dot{P}\dot{P} = \left[\left(b \frac{\cos\theta_{P_r}}{V_{p1}} - c \frac{\cos\theta_{P_t}}{V_{p2}} \right) F - \left(a + d \frac{\cos\theta_{P_r}}{V_{p1}} \frac{\cos\theta_{S_t}}{V_{s2}} \right) H p^2 \right] / D. \quad (5.3.24)$$

Supposons que les paramètres élastiques varient selon $\Delta V_p = V_{p1} - V_{p2}$, $\Delta V_s = V_{s1} - V_{s2}$, $\Delta \rho = \rho_1 - \rho_2$, et les rapports $\frac{\Delta V_p}{V_p}$, $\frac{\Delta V_s}{V_s}$ et $\frac{\Delta \rho}{\rho} < 1$, V_p , V_s et ρ étant respectivement les valeurs moyennes de vitesses des ondes de compression et de cisaillement et de densité.

Nous pouvons ainsi réécrire l'équation (5.3.24),

$$R_p(\theta) = \dot{P}\dot{P} = \frac{1}{2\cos^2\theta} \frac{\Delta V_p}{V_p} + \frac{4V_s^2}{V_p^2} \sin^2\theta \frac{\Delta V_s}{V_s} + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{4V_s^2}{V_p^2} \sin^2\theta\right) \frac{\Delta\rho}{\rho} \quad , \quad (5.3.25)$$

où θ est l'angle moyen entre θ_{P_r} et θ_{P_t} .

Le calcul des attributs AVA ($\frac{\Delta V_p}{V_p}$, $\frac{\Delta V_s}{V_s}$ et $\frac{\Delta\rho}{\rho}$) par régression linéaire nécessite la connaissance du rapport $\frac{V_s}{V_p}$. Ce rapport n'est connu qu'au niveau de puits si et seulement si nous en disposons. Dans de nombreuses études d'analyse AVA, ce rapport des vitesses des ondes P sur les ondes S est posé comme étant égal à 2 ($V_p = 2 \times V_s$). Ce rapport est supérieur au sable saturé en gaz dont le rapport des vitesses des ondes P sur les ondes S est de l'ordre de 1,6 à 1,7. La limite principale de cette approximation réside dans le fait que le rapport de vitesse des ondes P sur les ondes S est rarement connu de manière exacte.

5.4 Approximation de Shuey

[Shuey, 1985] reprend l'approximation de [Aki and Richards, 1980] (équation 5.3.25) et l'exprime en fonction de l'angle θ , moyenne des angles de réflexion et de transmission,

$$R_p(\theta) = \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\Delta V_p}{V_p} + \frac{\Delta\rho}{\rho} \right) \right] + \left[\frac{1}{2} \frac{\Delta V_p}{V_p} - 4 \frac{V_s^2}{V_p^2} \frac{\Delta V_s}{V_s} - 2 \frac{V_s^2}{V_p^2} \frac{\Delta\rho}{\rho} \right] \sin^2\theta + \left[\frac{1}{2} \frac{\Delta V_p}{V_p} \right] (\tan^2\theta - \sin^2\theta) \quad . \quad (5.4.26)$$

[Shuey, 1985] rappelle la dépendance entre les paramètres lithologiques et le coefficient de Poisson σ , observée par [Koefoed, 1955]. Ce coefficient caractérise en fait le rapport entre les déformations verticales et horizontales et relie au mieux la réflectivité avec l'angle,

$$V_s^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{1-2\sigma}{1-\sigma} \right) V_p^2 \quad , \quad (5.4.27)$$

puis par différentiation,

$$\frac{\Delta V_s}{V_s} = \frac{\Delta V_p}{V_p} - \frac{1}{2} \frac{\Delta\sigma}{(1-\sigma)(1-2\sigma)} \quad . \quad (5.4.28)$$

Ainsi en substituant les équations (5.4.27) et (5.4.28) dans l'équation (5.4.26), l'équation de [Aki and Richards, 1980] s'écrit sous la forme,

$$\frac{R(\theta)}{R_0} \approx 1 + A \sin^2\theta + B (\tan^2\theta - \sin^2\theta) \quad , \quad (5.4.29)$$

avec R_0 le coefficient de réflexion à incidence normale,

$$R_0 = \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta V_p}{V_p} + \frac{\Delta\rho}{\rho} \right) \quad , \quad (5.4.30)$$

$$A = A_0 + \frac{1}{(1-\sigma)^2} \frac{\Delta\rho}{R_0} \quad , \quad (5.4.31)$$

$$A_0 = B - 2(1 + B) \frac{1 - 2\sigma}{1 - \sigma} \quad , \quad (5.4.32)$$

$$B = \frac{\Delta V_p / V_p}{\Delta V_p / V_p + \Delta \rho / \rho} \quad , \quad (5.4.33)$$

et finalement,

$$R(\theta) \approx R_0 + \left[A_0 R_0 + \frac{\Delta \sigma}{(1 - \sigma)^2} \right] \sin^2 \theta + \frac{1}{2} \frac{\Delta V_p}{V_p} (\tan^2 \theta - \sin^2 \theta) \quad . \quad (5.4.34)$$

Le premier terme de cette équation est la réflectivité à incidence normale. Ce terme reste constant quel que soit l'angle d'incidence. Pour des angles θ inférieurs à 30 degrés ($\sin^2 \theta \gg \tan^2 \theta - \sin^2 \theta$), le troisième terme, appelé courbure, est négligeable par rapport au second terme, il vient,

$$R(\theta) \approx R_0 + G \sin^2 \theta \quad , \quad \theta = [0^\circ, 30^\circ] \quad . \quad (5.4.35)$$

Cette dernière équation est connue comme l'équation AVA deux termes de Shuey. R_0 , le coefficient de réflexion à incidence normale, est appelé "intercept" ou ordonnée à l'origine par référence à son estimation par régression linéaire par rapport au paramètre $\sin^2 \theta$. Le paramètre G est appelée "gradient" ou "pente".

Pour $\sigma = \frac{1}{3}$, valeur intermédiaire du coefficient de Poisson, le gradient de l'équation deux termes de Shuey devient,

$$G = -R_0 + \frac{9}{4} \Delta \sigma \quad , \quad (5.4.36)$$

d'où,

$$\Delta \sigma = \frac{4}{9} (R_0 + G) \quad , \quad (5.4.37)$$

où $\Delta \sigma$ est l'attribut AVO des variations du coefficient de Poisson [Hilterman, 1983].

Cette approximation ne tient pas compte lors du calcul des attributs AVA (intercept, gradient et courbure), du rapport des vitesses des ondes P et S. Ce rapport intervient uniquement lors de l'interprétation des sections des attributs AVA. C'est pour cette raison que l'approximation de [Shuey, 1985] est la plus utilisée et que nous l'utiliserons aussi principalement dans cette thèse.

5.5 Approximation de Smith et Gidlow

[Smith and Gidlow, 1987] reprennent l'équation de [Aki and Richards, 1980],

$$R_p(\theta) = \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta V_p}{V_p} + \frac{\Delta \rho}{\rho} \right) - 2 \frac{\Delta V_s^2}{V_p^2} \left(2 \frac{\Delta V_s}{V_s} + \frac{\Delta \rho}{\rho} \right) \sin^2 \theta + \frac{1}{2} \frac{\Delta V_p}{V_p} \tan^2 \theta \quad . \quad (5.5.38)$$

Puis ils appliquent la loi empirique de [Gardner et al., 1974] mettant en évidence la dépendance de la densité à la vitesse des ondes P,

$$\rho = kV_p^{0,25} \quad , \quad \frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{1}{4} \frac{\Delta V_p}{V_p} \quad . \quad (5.5.39)$$

Pour la plupart des roches saturées en eau (sauf les évaporites), k vaut $\frac{1}{4}$. Notons que les vitesses s'expriment en pied/s.

En combinant cette dernière équation avec l'équation de [Aki and Richards, 1980] (équation 5.3.25), on obtient,

$$R_p(\theta) = A \frac{\Delta V_p}{V_p} + B \frac{\Delta V_s}{V_s} \quad , \quad (5.5.40)$$

où,

$$A = \frac{5}{8} - \frac{1}{2} \frac{V_s^2}{V_p^2} \sin^2\theta + \frac{1}{2} \tan^2(\theta) \quad B = -4 \frac{V_s^2}{V_p^2} \sin^2\theta \quad . \quad (5.5.41)$$

Une inversion linéarisée des moindres carrés permet d'extraire les cartes $\frac{\Delta V_p}{V_p}$ et $\frac{\Delta V_s}{V_s}$, qui sont deux attributs nous permettant de calculer deux autres paramètres AVA :

1. Le pseudo coefficient de Poisson :

L'équation (5.4.28) nous avait permis de définir une relation entre $\frac{\Delta V_p}{V_p}$, $\frac{\Delta V_s}{V_s}$ et $\frac{\Delta\sigma}{\sigma}$,

$$\frac{1}{2} \frac{\Delta\sigma}{(1-\sigma)(1-2\sigma)} = \frac{\Delta V_p}{V_p} - \frac{\Delta V_s}{V_s} \quad . \quad (5.5.42)$$

[Smith and Gidlow, 1987] définissent un pseudo coefficient de Poisson,

$$\frac{\Delta\sigma'}{\sigma'} = \frac{\Delta V_p}{V_p} - \frac{\Delta V_s}{V_s} \quad . \quad (5.5.43)$$

2. Le facteur de fluide :

[Castagna et al., 1985] définissent une relation linéaire entre la vitesse des ondes P et celle des ondes S. Cette droite, appelée la ligne boue-roche ("mudrock line" en anglais) est représentée par l'équation,

$$V_p = c_0 + c_1 V_s \quad . \quad (5.5.44)$$

Les coefficients scalaires c_0 et c_1 sont déterminés de manière empirique pour différents types de roches. Castagna propose une valeur $c_0=1360$ et $c_1=1.16$ pour des roches classiques saturées en eau. Pour des grès saturés en gaz, la ligne vitesse se situe au-dessus de la ligne boue-roche. Enfin, pour des roches carbonatées, elle se situe au-dessous.

Ainsi pour quantifier le réservoir, Smith et Gidlow proposent de définir le facteur de fluide,

attribut qui indique la propriété des roches par rapport à la ligne boue-roche.

Par différentiation de chaque côté de l'équation (5.5.44), nous obtenons,

$$\frac{\Delta V_p}{V_p} = c_1 \frac{V_s}{V_p} \frac{\Delta V_s}{V_s} \quad , \quad (5.5.45)$$

pour définir le facteur de fluide ΔF par soustraction des données par rapport au modèle,

$$\Delta F = \frac{\Delta V_p}{V_p} - c_1 \frac{V_s}{V_p} \frac{\Delta V_s}{V_s} \quad . \quad (5.5.46)$$

Si ΔF est proche de zéro, le milieu est constitué de roches saturées en eau. S'il s'agit de roches saturées en hydrocarbures, ΔF sera négatif au sommet du réservoir et positif à la base. Le facteur de fluide est souvent utilisé comme indicateur d'hydrocarbures.

5.6 Approximation de Fatti

[Fatti et al., 1994] utilisent l'équation de [Aki and Richards, 1980] mais l'expriment en fonction des impédances des ondes P et S,

$$I_p = V_p \rho \quad , \quad (5.6.47)$$

$$I_s = V_s \rho \quad . \quad (5.6.48)$$

Par différentiation des deux équations précédentes, nous obtenons,

$$\frac{\Delta I_p}{I_p} = \frac{\Delta V_p}{V_p} + \frac{\Delta \rho}{\rho} \quad , \quad (5.6.49)$$

$$\frac{\Delta I_s}{I_s} = \frac{\Delta V_s}{V_s} + \frac{\Delta \rho}{\rho} \quad . \quad (5.6.50)$$

En substituant $\frac{\Delta V_p}{V_p}$ et $\frac{\Delta V_s}{V_s}$ par $\frac{\Delta I_p}{I_p}$ et $\frac{\Delta I_s}{I_s}$, l'équation de [Aki and Richards, 1980] s'écrit,

$$R_p(\theta) = \left[\frac{1}{2} (1 + \tan^2 \theta) \right] \frac{\Delta I_p}{I_p} - \left[4 \frac{V_s^2}{V_p^2} \sin^2 \theta \right] \frac{\Delta I_s}{I_s} - \left[\frac{1}{2} \tan^2 \theta - 2 \frac{V_s^2}{V_p^2} \sin^2 \theta \right] \frac{\Delta \rho}{\rho} \quad . \quad (5.6.51)$$

Comme pour l'approximation de [Shuey, 1985], [Fatti et al., 1994] montrent que le troisième terme est négligeable pour des angles inférieurs à 30 degrés. L'équation (5.6.51) se simplifie dès lors par,

$$R_p(\theta) = \left[\frac{1}{2} (1 + \tan^2 \theta) \right] \frac{\Delta I_p}{I_p} - \left[4 \frac{V_s^2}{V_p^2} \sin^2 \theta \right] \frac{\Delta I_s}{I_s} \quad . \quad (5.6.52)$$

Le calcul de $\frac{\Delta I_p}{I_p}$ et de $\frac{\Delta I_s}{I_s}$ se fait comme pour le calcul des attributs AVA précédents par une inversion linéarisée des moindres carrés. La limite de cette approximation, comme pour les approximations de [Aki and Richards, 1980] et [Smith and Gidlow, 1987], réside dans le fait que le calcul des attributs AVA nécessitent la connaissance du rapport des vitesses des ondes P et S.

5.7 Approximation de Goodway

En utilisant les attributs $\frac{\Delta I_p}{I_p}$ et $\frac{\Delta I_s}{I_s}$ estimés par l'approximation de [Fatti et al., 1994], [Goodway et al., 1999] calculent deux autres attributs AVA dépendants des constantes de Lamé (λ et μ) et de la porosité (ρ).

Les vitesses V_p et V_s sont exprimées en fonction des constantes de Lamé et de la densité par,

$$V_p^2 = \frac{\lambda + 2\mu}{\rho} \quad , \quad (5.7.53)$$

$$V_s^2 = \frac{\mu}{\rho} \quad . \quad (5.7.54)$$

En substituant l'équation (5.7.53) à l'équation (5.6.47), nous obtenons la relation,

$$(\lambda + 2\mu)\rho = I_p^2 \quad . \quad (5.7.55)$$

De même, en substituant l'équation (5.7.54) à l'équation (5.6.48),

$$\mu\rho = I_s^2 \quad . \quad (5.7.56)$$

En combinant les deux équations précédentes,

$$\lambda\rho = I_p^2 - 2I_s^2 \quad . \quad (5.7.57)$$

En différenciant les équations (5.7.56) et (5.7.57),

$$\frac{\Delta\mu\rho}{\mu\rho} = 2\frac{\Delta I_s}{I_s} \quad , \quad (5.7.58)$$

$$\frac{\Delta\lambda\rho}{\lambda\rho} = 2\frac{\Delta I_p}{I_p} - 4\frac{\Delta I_s}{I_s} \quad . \quad (5.7.59)$$

L'approximation de [Goodway et al., 1999] permet ainsi d'exprimer à partir de l'approximation de [Fatti et al., 1994] les contrastes des coefficients de Lamé.

5.8 Conclusion

La figure (5.2) illustre la variation des coefficients de réflexion des ondes P calculés avec les équations de [Zoeppritz, 1919] et les approximations de [Bortfeld, 1961], [Aki and Richards, 1980], [Shuey, 1985] et [Smith and Gidlow, 1987].

Les principales observations que nous pouvons faire sur la figure (5.2) sont les suivantes :

1. Pour ce modèle de vitesse où le contraste des vitesses reste assez faible, l'angle critique s'observe à $\theta=75,40$ degrés. Cet angle sera rarement atteint sur des données de sismique pétrolière.

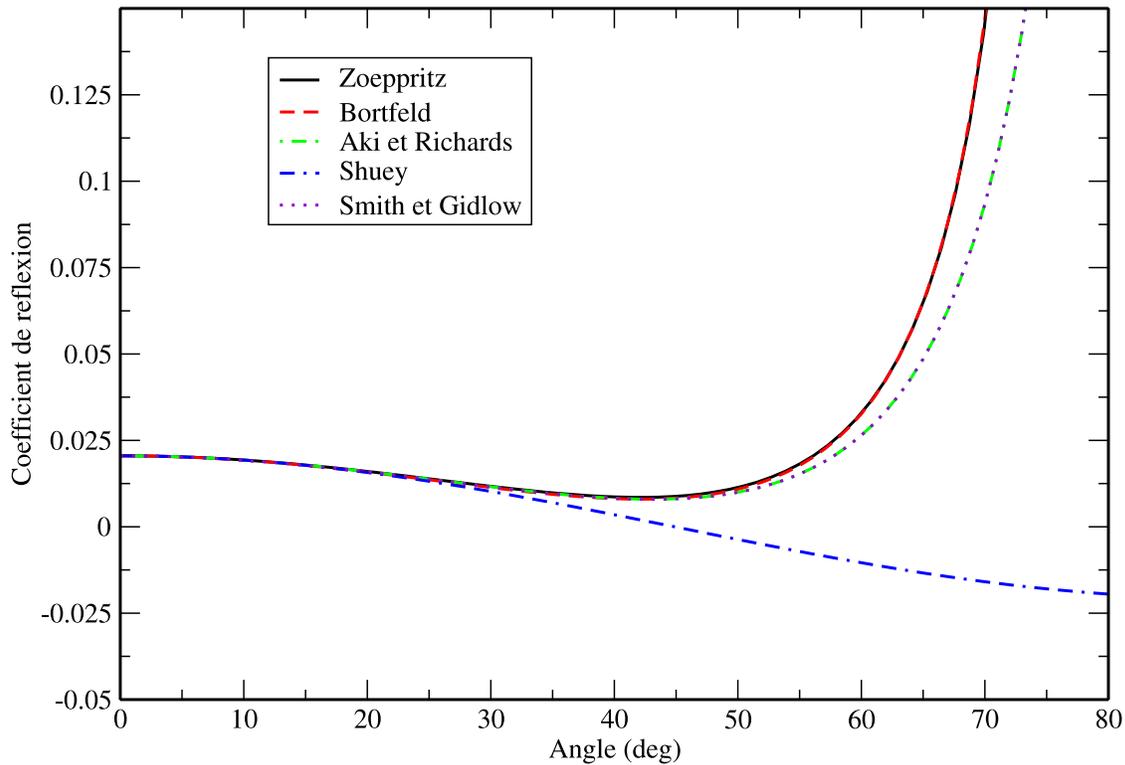


FIG. 5.2 – Variation de la réflectivité en fonction de l'angle d'incidence en utilisant les équations de [Zoeppritz, 1919] et les approximations de [Bortfeld, 1961], [Aki and Richards, 1980], [Shuey, 1985] et [Smith and Gidlow, 1987]. Les paramètres du modèle géologique sont les suivants : unité supérieure ($V_p=3000$ m/s, $V_s=1414$ m/s et $\rho=2400$ kg/m³) et unité inférieure ($V_p=3100$ m/s, $V_s=1500$ m/s et $\rho=2420$ kg/m³).

2. L'approximation de [Bortfeld, 1961] reste l'approximation la plus proche des équations de [Zoeppritz, 1919].
3. L'approximation de [Aki and Richards, 1980] dont les approximations de [Shuey, 1985] et [Smith and Gidlow, 1987] sont issues, diffère de l'approximation de [Zoeppritz, 1919] pour des angles supérieurs à 50 degrés. Il s'agit aussi d'angles rarement observés sur des données de sismiques pétrolières.
4. L'approximation deux termes de [Shuey, 1985] diffère des autres approximations pour des angles supérieurs à 25 degrés. Dans la quatrième partie de la thèse où seront traitées des données réelles, nous utiliserons principalement l'approximation deux termes pour des événements s'exprimant jusqu'à des angles de 30 degrés sur les Iso-X en angle. Pour les

autres cas, nous appliquerons l'approximation trois termes.

Dans cette thèse, nous avons principalement utilisé les approximations où la réflectivité s'exprime en fonction de l'angle d'incidence. L'inversion de ces approximations donne des attributs d'interfaces.

Mais depuis quelques années, [Gluck et al., 1996] après sommation, ou [Whitcomb et al., 2000] et [Tonellot et al., 1999] avant sommation, proposent d'inverser les impédances. Cette inversion donne des attributs stratigraphiques en couches comme les impédances P et S ou des impédances élastiques [Connolly, 1999]. La formulation de l'impédance élastique est développée dans la partie annexe de cette thèse (annexe A).

Dans le prochain chapitre, nous nous intéresserons à la régression linéaire qui permet d'estimer les attributs AVA à partir des différentes approximations développées dans ce chapitre.

Chapitre 6

Régressions linéaires robustes

6.1 Introduction

La régression linéaire consiste à ajuster une fonction à une série de m points expérimentaux. Nous supposons que, pour chaque observation k , la valeur observée de la variable dépendante (y_k) est distribuée selon une loi normale de moyenne \hat{y}_k (\hat{y}_k étant la valeur calculée de la variable dépendante) et de variance v_k .

La valeur calculée \hat{y}_k est une fonction de la variable indépendante x_k et du vecteur des n paramètres de la régression, $\mathbf{B} = [\mathbf{b}_0, \mathbf{b}_1, \dots, \mathbf{b}_n]$,

$$\hat{y}_k = f(x_k, \mathbf{B}) \quad . \quad (6.1.1)$$

La méthode des moindres carrés consiste à chercher les valeurs des paramètres \mathbf{B} qui rendent minimale la somme des carrés des écarts résiduels SS_r entre les valeurs observées y_k et les valeurs calculées de \hat{y}_k ,

$$SS_r = \sum_{k=1}^m (y_k - \hat{y}_k)^2 = \phi(\mathbf{B}) \quad . \quad (6.1.2)$$

Cette relation fait apparaître la somme des carrés des écarts comme une fonction des paramètres b_i pour ($i = 1, \dots, n$). Lorsque cette fonction est minimale, les dérivées par rapport à b_i s'annulent,

$$\frac{\partial \phi}{\partial b_k}(\mathbf{B}) = \mathbf{0} \quad . \quad (6.1.3)$$

Les estimations des valeurs de b_i par la méthode des moindres carrés sont présentées dans la partie annexe de cette thèse (annexe B).

La méthode des moindres carrés, quoique très efficace, reste optimale uniquement lorsque l'on reste dans le cadre gaussien. Malheureusement, cette hypothèse s'avère parfois inexacte sur des données réelles où la présence de bruits sur les données créent des valeurs aberrantes qui faussent l'inversion.

Deux solutions apparaissent dès lors pour assurer la robustesse de la régression. La première

consiste à créer le modèle le plus précis possible du système considéré et la seconde à traiter au mieux les perturbations [Sansom et al., 1991].

Dans le premier cas, il est raisonnable de penser qu'une modélisation et une estimation correcte des paramètres intrinsèques de la réflectivité permettraient d'améliorer les résultats. Cependant, il semble évident qu'établir un catalogue de toutes les sources de valeurs aberrantes et proposer une solution analytique pour traiter chacune d'entre elles est un travail complexe voire même impossible à réaliser.

Dans cette thèse, nous préférons la deuxième solution en introduisant des estimateurs robustes permettant de quantifier la confiance dans chacune des données et, si nécessaire, de les rejeter. La méthode utilisée ici repose sur des M-estimateurs [Press et al., 1986]. Le nom de M-estimateurs vient de *Maximum Likelihood Types Estimates* car ce sont des estimateurs de maximum de vraisemblance dans le cas où le bruit des données n'est pas gaussien. Cet estimateur pondère les données de telle manière que celles qui sont erronées ne contribuent que peu au critère minimisé grâce à l'utilisation d'une fonction de pondération croissant moins vite que le carré des résidus.

6.2 Régressions linéaires pondérées robustes

Les M-estimateurs, comme l'approche des moindres carrés, minimisent la somme de la fonction de pondération ρ des résidus r_k/σ ,

$$\min \sum_{k=1}^m \rho(r_k/\sigma) \quad , \quad (6.2.4)$$

où σ représente la valeur de l'écart type du bruit sur les "bonnes" mesures. La fonction de pondération ρ est symétrique, définie positive avec un unique minimum en zéro. Cette fonction dépend de la distribution du bruit de mesure. Sa dérivée, appelée fonction d'influence, mesure l'influence des données observées sur les paramètres estimés. Dans le cas de l'approche des moindres carrés, la fonction d'influence $\psi(x) = x$, dérivée de la fonction $\rho(x) = x^2/2$, croît linéairement avec la taille de l'erreur, montrant ainsi la sensibilité de la méthode des moindres carrés aux données aberrantes.

Soit \mathbf{p} le vecteur paramètre de dimension n à estimer. Le vecteur \mathbf{p} est solution des n équations suivantes,

$$\sum_{k=1}^m \psi(r_k/\sigma) \frac{\partial(r_k/\sigma)}{\partial p_j} = 0, \quad j = 1, n \quad . \quad (6.2.5)$$

Si nous définissons la fonction poids comme,

$$w(r_k) = \frac{\psi(r_k/\sigma)}{r_k/\sigma} \quad , \quad (6.2.6)$$

alors l'équation (6.2.5) peut s'écrire,

$$\sum_{k=1}^m w(r_k/\sigma)(r_k/\sigma) \frac{\partial(r_k/\sigma)}{\partial p_j} = 0 \quad . \quad (6.2.7)$$

C'est exactement le système d'équations de la méthode des moindres carrés pondérés itérés,

$$\sum_k w((r_k/\sigma)^{(i-1)}) \cdot (r_k/\sigma)^2 \quad , \quad (6.2.8)$$

où l'indice (i) indique le nombre d'itérations. Le poids $w((r_k/\sigma)^{(i-1)})$ est recalculé après chaque itération pour être utilisé à l'itération suivante.

L'expérience montre que les M-estimateurs sont relativement robustes au changement de distribution de l'erreur de mesure. Cependant, ils ne garantissent pas une convergence de la somme de la fonction de pondération des résidus vers zéro. C'est pour cette raison que nous limiterons le nombre d'itérations à trois.

Parmi les diverses fonctions de pondération ρ qui existent dans la littérature, nous avons retenu les fonctions de Cauchy (Figure 6.1), Huber (Figure 6.2) et Andrew (Figure 6.3).

Le modèle de Cauchy, de par la plus lente décroissance de la loi de Cauchy, permet de mieux rendre compte de l'apparition des données aberrantes. La fonction de Huber diminue de façon asymptotique l'influence des données aberrantes. Son facteur de proportionnalité c est souvent fixé à $c = 1,2107$ ce qui représente 95% d'efficacité dans le cas d'un bruit gaussien. Ce facteur est fixé à $c = 2,1$ pour la fonction de Andrews.

Estimateur	Fonction de pondération $\rho(x)$	Fonction d'influence $\psi(x)$
Moindre carré	$\rho(x) = \frac{1}{2}x^2$	$\psi(x) = x$
Cauchy	$\rho(x) = \ln(1 + (x/2)^2)$	$\psi(x) = \frac{x}{1 + (x/2)^2}$
Huber	$\rho(x) = \begin{cases} x^2/2 & x \leq c \\ c x - \frac{c^2}{2} & x > c \end{cases}$	$\psi(x) = \begin{cases} -c & x < -c \\ x & x \leq c \\ c & x > c \end{cases}$
Andrews	$\rho(x) = \begin{cases} 1 - \cos(x/c) & x \leq c\pi \\ 2 & x > c\pi \end{cases}$	$\psi(x) = \begin{cases} \sin(x/c) & x \leq c\pi \\ 0 & x > c\pi \end{cases}$

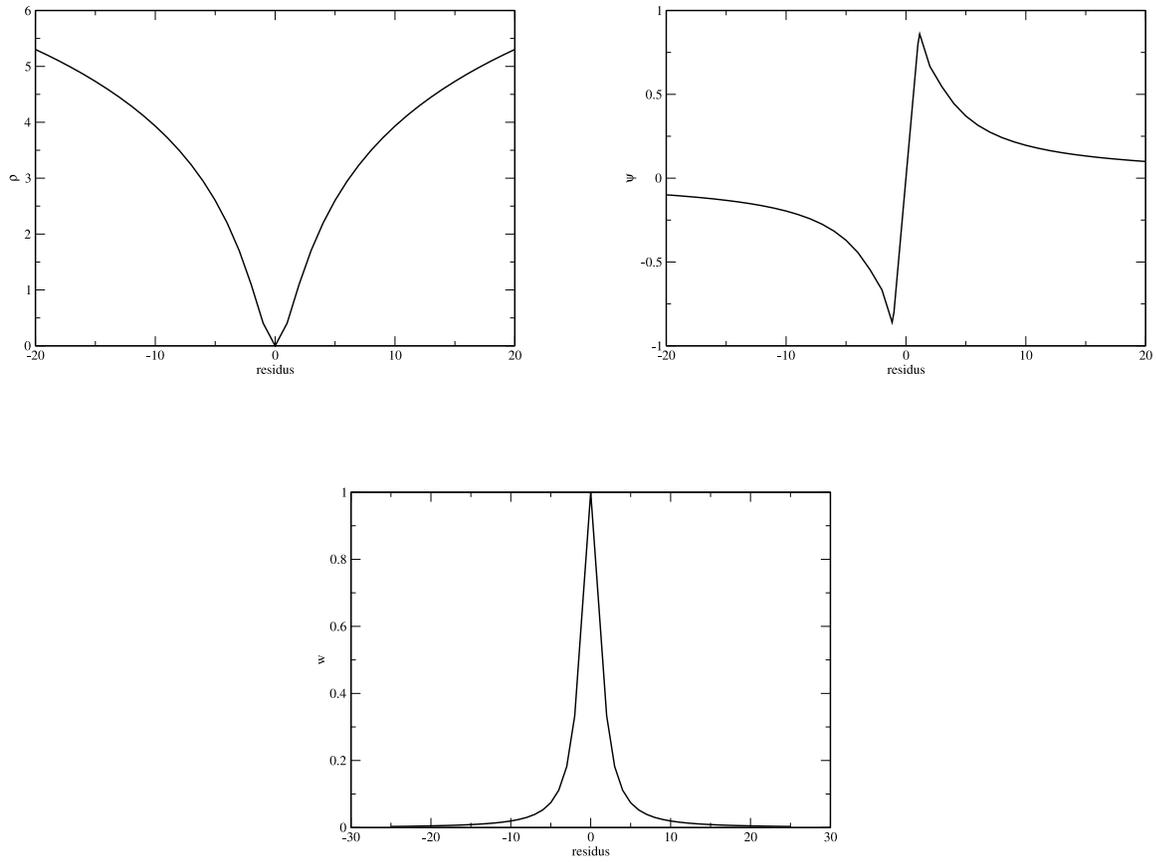


FIG. 6.1 – Fonction de pondération $\rho(r_k)$ de l'estimateur de Cauchy, fonction d'influence $\psi(r_k)$ et fonction poids $w(r_k)$.

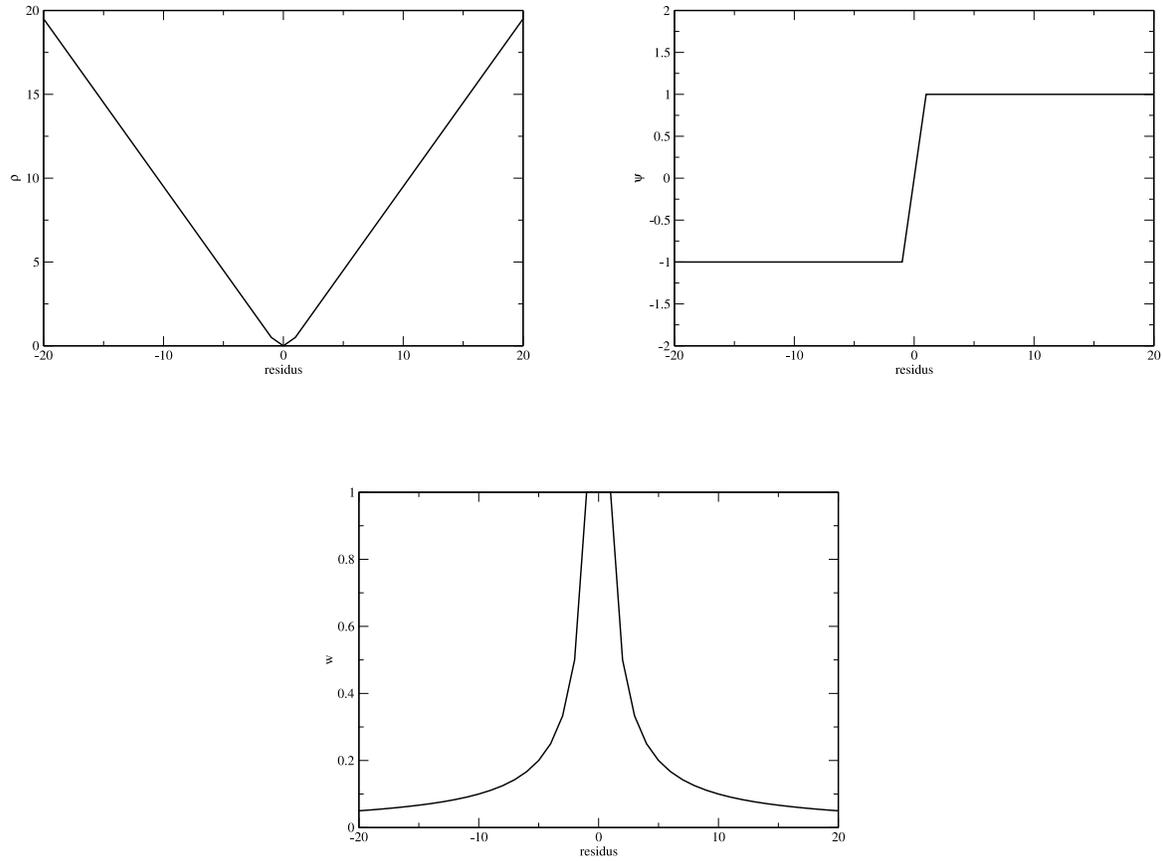


FIG. 6.2 – Fonction de pondération $\rho(r_k)$ de l'estimateur de Huber, fonction d'influence $\psi(r_k)$ et fonction poids $w(r_k)$.

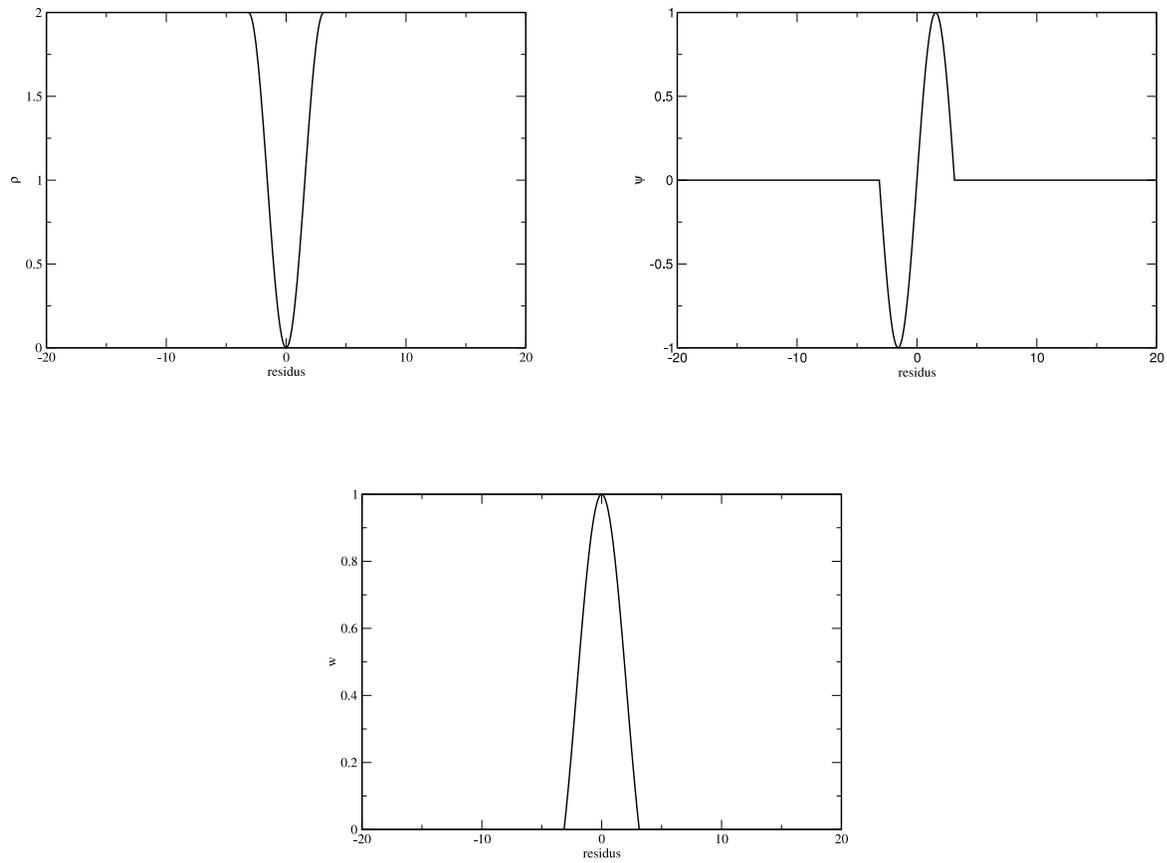
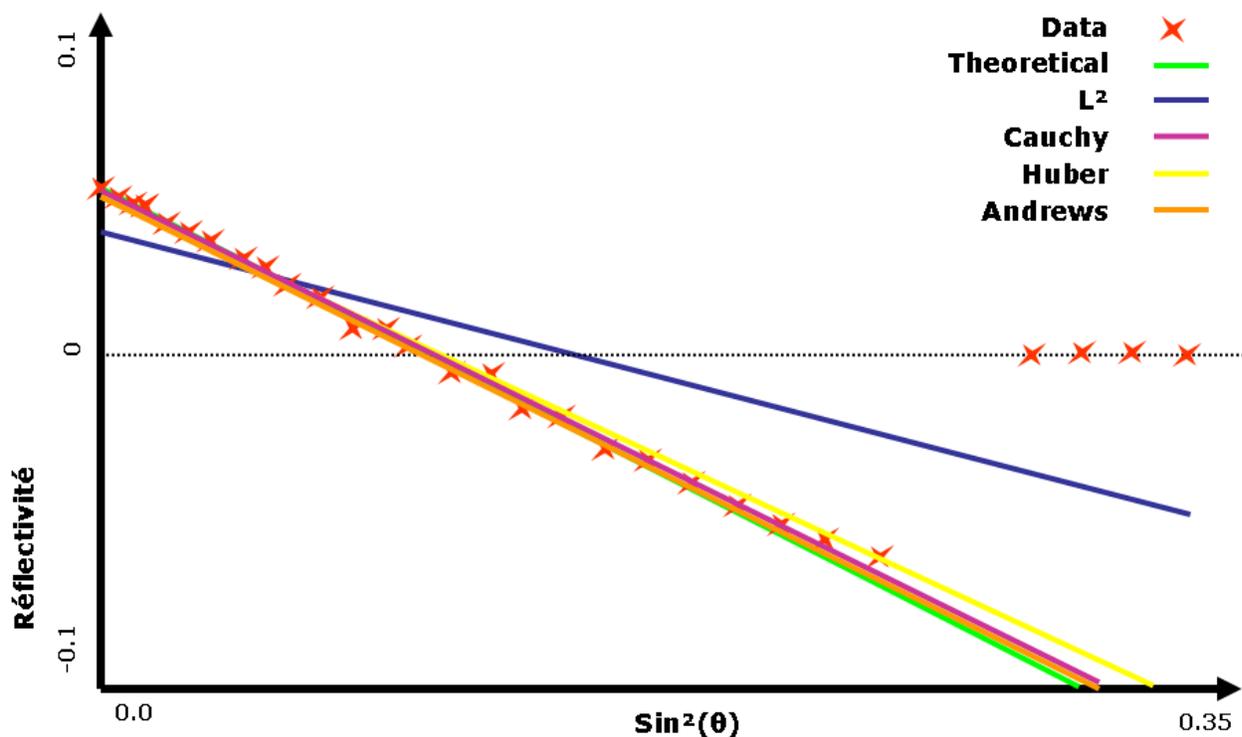


FIG. 6.3 – Fonction de pondération $\rho(r_k)$ de l'estimateur de Andrews, fonction d'influence $\psi(r_k)$ et fonction poids $w(r_k)$.



	R_0	G	Coefficient de corrélation	Nombre d'itérations
Théorique	0.05	-0.5		
L^2	0.03770920	-0.2882137	0.7892264	
Cauchy	0.04937845	-0.4890760	0.9999790	3
Huber	0.04931925	-0.4877618	0.9999122	3
Andrews	0.04949534	-0.4921972	0.9999979	2

FIG. 6.4 – Variation de la réflectivité avec l'angle. Les valeurs de réflectivité à inverser (étoiles rouges) sont obtenues à partir de données synthétiques migrées en profondeur. Quatre valeurs nulles, qui apparaissent comme aberrantes par rapport à la droite que forme les autres valeurs ont été rajoutées aux angles lointains. Les estimateurs de Cauchy, Huber et Andrews détectent correctement la présence des données aberrantes et ne tiennent pas compte de ces quatre valeurs lors du calcul des paramètres de régression.

La figure (6.4) montre la variation de la réflectivité avec l'angle d'incidence. Les valeurs de la réflectivité à inverser (étoiles rouges) proviennent de données synthétiques migrées en profondeur. Ces valeurs suivent l'approximation deux termes de [Shuey, 1985] puisque la réflectivité est exprimée en fonction du carré du sinus de l'angle d'incidence. Quatre valeurs nulles ont été rajoutées. Ces valeurs apparaissent comme aberrantes par rapport à la droite que forme les autres valeurs. Dans cet exemple, le bruit n'étant pas gaussien, l'estimation par moindres carrés s'avère inexacte (coefficient de corrélation de 0,78). La droite de couleur bleue, modélisée à partir des valeurs d'intercept et de gradient, elles-mêmes estimées par la méthode des moindres carrés, diffère de la droite théorique de couleur verte.

Les estimateurs de Cauchy, Huber et Andrews détectent correctement la présence des données aberrantes et ne tiennent pas compte de ces quatre valeurs en leur mettant un poids proche de

zéro lors du calcul des paramètres de régression. Le coefficient de corrélation est proche de 1. Pour cet exemple, les estimateurs de Cauchy et de Andrews donnent de meilleurs résultats que l'estimateur de Huber. D'autre part, nous avons constaté que l'estimateur de Andrews converge plus rapidement, en terme de nombre d'itérations, que l'estimateur de Cauchy.

6.3 Conclusion

Les estimateurs robustes permettent d'atténuer la présence de valeurs aberrantes. De plus, les temps de calcul des estimateurs robustes sont similaires à ceux du schéma des moindres carrés sans itération. Par exemple, l'inversion AVA de 4801 Iso-X comportant 501 échantillons en profondeur avec 41 gammes d'angles, donne un temps de 45 secondes après inversion des moindres carrés sans itération et de une minute et 15 secondes après inversion des moindres carrés pondérés et itérés.

Par défaut, nous allons donc utiliser l'estimateur de Andrews sur la base des tests synthétiques même si sur certains exemples de très bonne qualité les résultats des moindres carrés non pondérés pourraient être comparables.

Dans le prochain chapitre, nous allons nous intéresser aux différents attributs AVA calculés à partir des approximations deux ou trois termes.

Chapitre 7

Comparaison des différentes approximations

7.1 Introduction

[Shuey, 1985], [Smith and Gidlow, 1987] et [Fatti et al., 1994] ont montré la validité de leurs approximations limitées à deux termes. Dans ce chapitre, nous proposons de comparer les attributs AVA calculés à partir des approximations deux termes et ceux calculés à partir des approximations trois termes.

Pour comparer ces différentes approximations, un modèle à quatre couches est utilisé. Les données ont été générées à l'aide d'un programme de modélisation à amplitude préservée où l'amplitude des réflecteurs est définie à partir des valeurs intercept, de gradient et de courbure de l'approximation de [Shuey, 1985].

Le modèle et les données synthétiques furent générés à partir des paramètres élastiques et des paramètres AVA (intercept, gradient et courbure) suivants :

Profondeur (m)	V_p, V_s, ρ (km/s, g/cm ³)	V_p/V_s	Intercept, gradient et courbure
0	2.50, 1.25, 2.05	2.0	
800	3.00, 1.50, 2.10	2.0	0.103, -0.103, 0.09091
880	2.40, 1.45, 2.00	1.65	-0.135, -0.040, -0.11111
980	3.00, 1.50, 2.10	2.0	0.135, 0.040, 0.11111
990	2.40, 1.20, 2.00	2.0	-0.135, 0.135, -0.11111

La réflectivité en tout point de profondeur z en fonction du déport a été estimée en utilisant un code de migration en profondeur à amplitude préservée, puis nous avons converti cette réflectivité en fonction de l'angle d'incidence.

Pour comparer les différentes approximations, nous allons inverser par régression linéaire robuste (estimateur de Andrews) les différentes approximations deux termes et trois termes de [Shuey, 1985], [Aki and Richards, 1980], [Smith and Gidlow, 1987] et [Fatti et al., 1994]. Les attributs AVA ainsi calculés seront comparés avec les valeurs définies initialement sur les deux

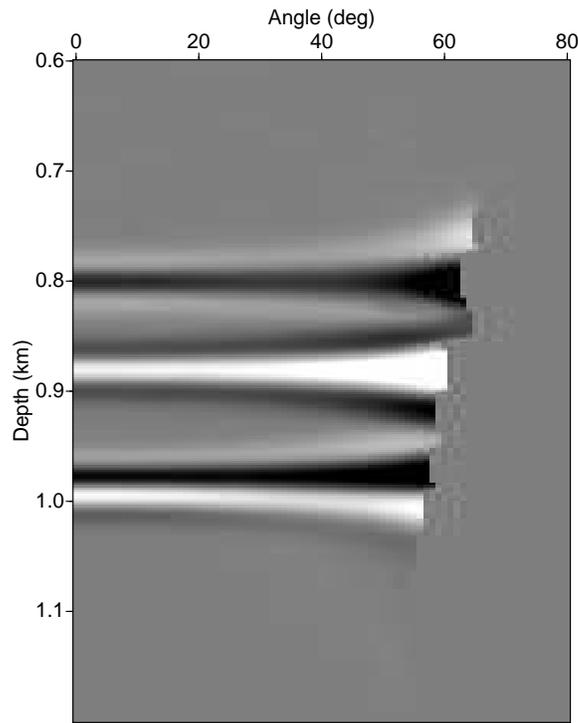
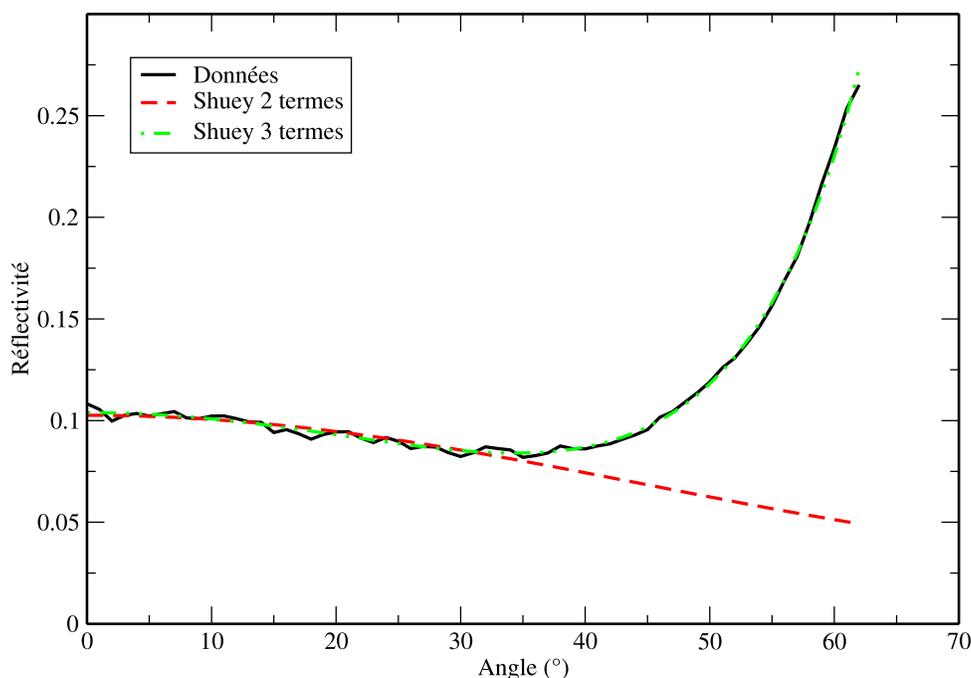


FIG. 7.1 – *Iso-X en angle après migration avant sommation à amplitude préservée dans le modèle considéré.*

premiers réflecteurs. Le but dans ce chapitre est de tester l'unicité de la réponse pour ces différentes approximations en les comparant sur une cible avec des valeurs communes. Le premier réflecteur marque la transition entre une unité supérieure et une unité inférieure avec un rapport des vitesses V_p/V_s de 2. Pour le deuxième réflecteur, le rapport des vitesses V_p/V_s est de 2 pour l'unité supérieure et de 1,65 pour l'unité inférieure.

Comme l'analyse porte sur les deux premiers réflecteurs, les valeurs théoriques des rapports $\frac{\Delta V_p}{V_p}$, $\frac{\Delta V_s}{V_s}$, $\frac{\Delta \rho}{\rho}$, $\frac{\Delta I_p}{I_p}$ et $\frac{\Delta I_s}{I_s}$ de ces deux réflecteurs ont aussi été calculées,

Profondeur	$\frac{\Delta V_p}{V_p}$, $\frac{\Delta V_s}{V_s}$, $\frac{\Delta \rho}{\rho}$	$\frac{\Delta I_p}{I_p}$, $\frac{\Delta I_s}{I_s}$
800	0.182, 0.182, 0.024	0.206, 0.206
880	-0.222, -0.034, -0.048	-0.270, -0.0826



	Intercept	Gradient	Courbure
2 termes	0.1026150	-0.06846177	
% erreur	0.37	33.53	
3 termes	0.1039463	-0.1052213	0.09109534
% erreur	0.92	2.15	0.2

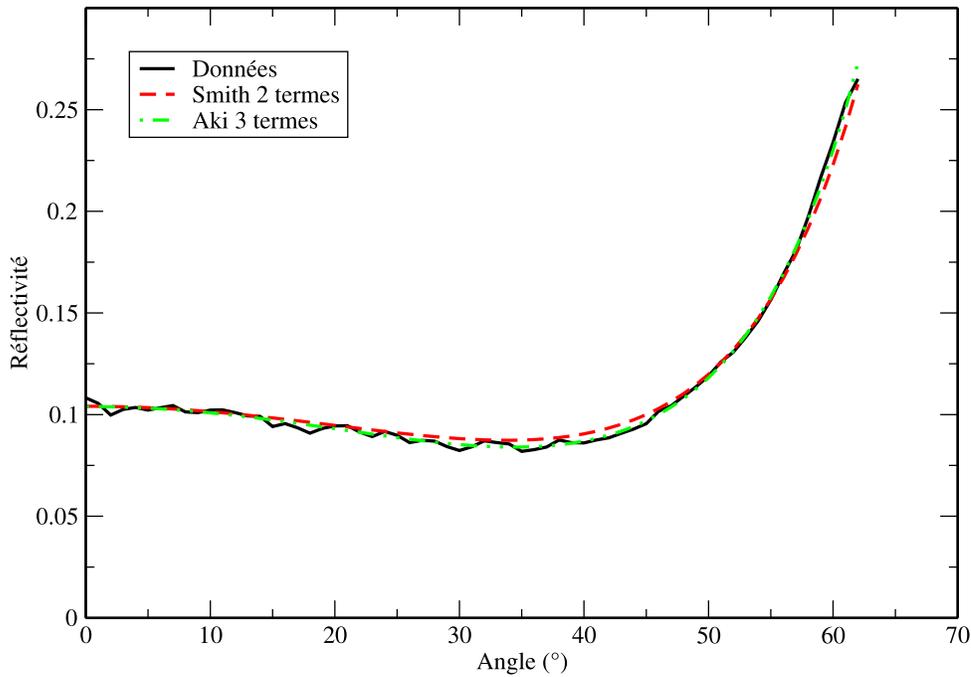
FIG. 7.2 – Modélisation de la réflectivité du premier réflecteur à partir des valeurs intercept, gradient et courbure de l'approximation de [Shuey, 1985].

7.2 Approximation du premier réflecteur

Il apparaît, en analysant les différentes figures (figures (7.2), (7.3) et (7.4)), que la réflectivité du premier réflecteur décroît jusqu'à un angle de 35 degrés, puis croît jusqu'à un angle de 60 degrés.

Les attributs AVA calculés par régression linéaire de toutes les valeurs de réflectivités (i.e. tous les angles) à partir de l'approximation trois termes de [Shuey, 1985] (figure 7.2) sont proches des valeurs d'intercept, de gradient et de courbure définies initialement (les pourcentages d'erreur sont inférieurs à 2,15). La valeur d'intercept calculée à partir de l'approximation deux termes de [Shuey, 1985] jusqu'à un angle de 35 degrés reste conforme à la valeur du modèle initial (pourcentage d'erreur de 0,92). Cependant la valeur de gradient calculée diffère avec un pourcentage d'erreur de 33 %.

La réflectivité modélisée à partir des attributs AVA de [Shuey, 1985] suit la réflectivité sélectionnée



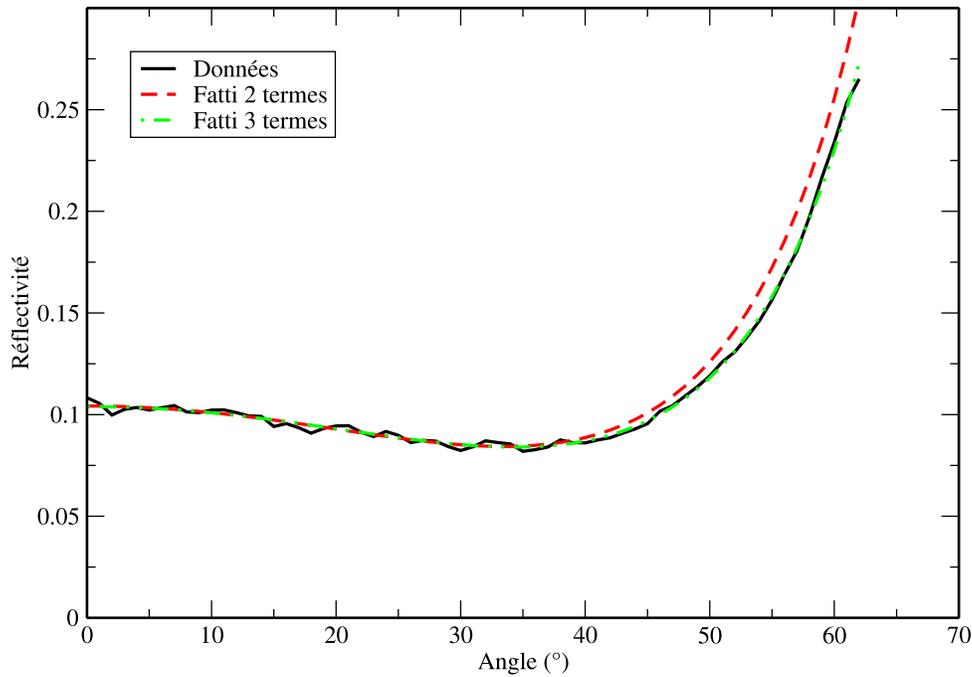
	$\frac{\Delta V_p}{V_p}$	$\frac{\Delta V_s}{V_s}$	$\frac{\Delta \rho}{\rho}$
2 termes	0.1665604	0.1539315	
% erreur	8.48	15.43	
3 termes	0.1821907	0.1834667	0.02570184
% erreur	0.10	0.80	7.10

FIG. 7.3 – Modélisation de la réflectivité du premier réflecteur à partir des valeurs $\frac{\Delta V_p}{V_p}$, $\frac{\Delta V_s}{V_s}$ et $\frac{\Delta \rho}{\rho}$ de l'approximation de [Aki and Richards, 1980] et des valeurs $\frac{\Delta V_p}{V_p}$ et $\frac{\Delta V_s}{V_s}$ de l'approximation de [Smith and Gidlow, 1987]. Le rapport des vitesses V_p/V_s utilisé est de 2.

sur les données initiales jusqu'à un angle de 35 degrés, pour les attributs calculés à partir de l'approximation deux termes et sur tous les angles pour l'approximation trois termes.

Sur la figure (7.3), les réflectivités modélisées à partir de l'approximation deux termes $\frac{\Delta V_p}{V_p}$ et $\frac{\Delta V_s}{V_s}$ de [Smith and Gidlow, 1987] et trois termes $\frac{\Delta V_p}{V_p}$, $\frac{\Delta V_s}{V_s}$ et $\frac{\Delta \rho}{\rho}$ de [Aki and Richards, 1980] suivent la réflectivité théorique mais avec des valeurs d'attribut différentes.

Des attributs de même nature mais de valeur différente donnent la même variation de la



	$\frac{\Delta I_p}{I_p}$	$\frac{\Delta I_s}{I_s}$	$\frac{\Delta \rho}{\rho}$
2 termes	0.2084430	0.2152151	
% erreur	1.18	4.47	
3 termes	0.2078928	0.2091685	0.02570169
% erreur	0.92	1.53	7.09

FIG. 7.4 – Modélisation de la réflectivité du premier réflecteur à partir des valeurs $\frac{\Delta I_p}{I_p}$, $\frac{\Delta I_s}{I_s}$ et $\frac{\Delta \rho}{\rho}$ de l’approximation de [Fatti et al., 1994]. Le rapport des vitesses V_p/V_s utilisé est de 2.

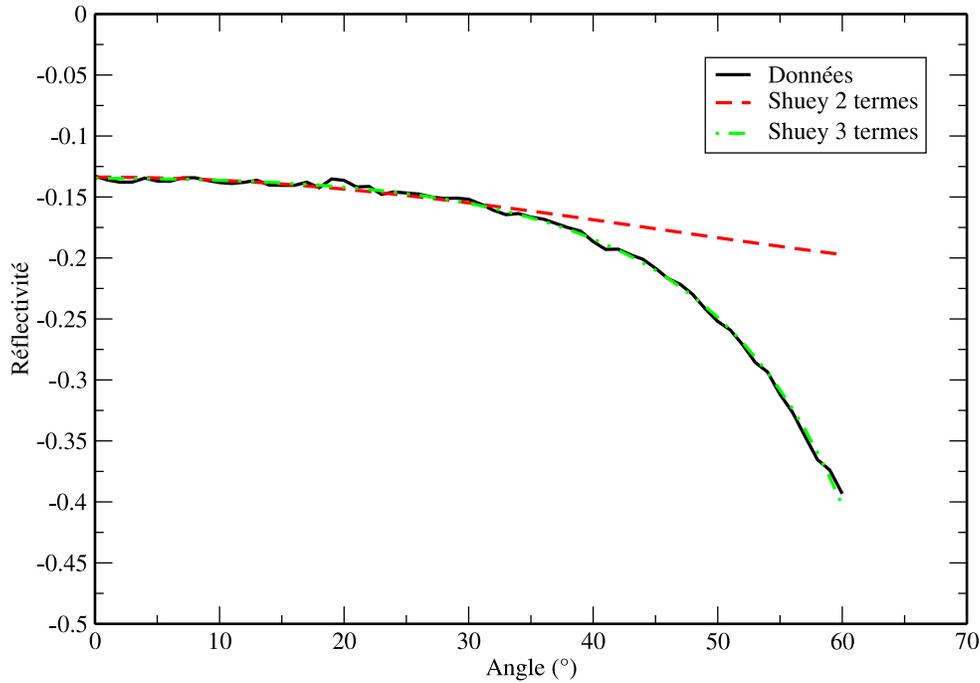
réflectivité en fonction de l’angle d’incidence. Le rapport des vitesses V_p et V_s , introduit dans le calcul des attributs et dans la modélisation de la réflectivité, est de deux. Il s’agit du vrai rapport de vitesse des ondes P et S à cette interface. Les valeurs calculées à partir de l’approximation trois termes de [Aki and Richards, 1980] sont identiques aux valeurs définies dans le modèle initial. L’approximation deux termes de [Smith and Gidlow, 1987] est une variante de l’approximation trois termes de [Aki and Richards, 1980]. [Smith and Gidlow, 1987] “suppriment” le troisième terme qui correspond au rapport des contrastes de densité en utilisant la loi de [Gardner et al., 1974]. Le contraste de densité qui ne représente pas pour cet exemple le quart du contraste des vitesses des ondes P, explique en partie les pourcentages d’erreur de 8 et 15 %.

Les valeurs calculées à partir des approximations deux ou trois termes de [Fatti et al., 1994] sont proches des valeurs définies dans le modèle initial (figure 7.4). Les pourcentages d'erreur sont inférieurs à 7%. La réflectivité modélisée à partir des trois attributs de l'approximation trois termes de [Fatti et al., 1994] suit parfaitement la variation de réflectivité des données initiales. La réflectivité modélisée à partir de ces deux attributs reste valable jusqu'à l'angle maximum de validité de cette approximation, c'est-à-dire 35 degrés (figure 7.4).

Les premières conclusions sont :

1. La valeur d'intercept de l'approximation deux termes de [Shuey, 1985] est identique à l'approximation trois termes de [Shuey, 1985].
2. L'approximation de [Smith and Gidlow, 1987] est à utiliser avec précaution si le rapport des contrastes de densité ne représente pas le quart du rapport des contrastes de vitesse.
3. L'approximation deux termes de [Fatti et al., 1994] donne les mêmes attributs que l'approximation trois termes de [Fatti et al., 1994].

Nous avons étudié un réflecteur dont le rapport des vitesses V_p/V_s est de 2. Cette valeur est souvent utilisée en l'absence de données de puits. Le deuxième réflecteur marque la transition entre une unité supérieure avec un rapport des vitesses P et S de 2 et une unité inférieure avec un rapport des vitesses P et S de 1,65.



	Intercept	Gradient	Courbure
2 termes	-0.1336860	-0.08471703	
% erreur	0.97	111.8	
3 termes	-0.1347315	-0.04756925	-0.1033892
% erreur	0.20	18.9	6.95

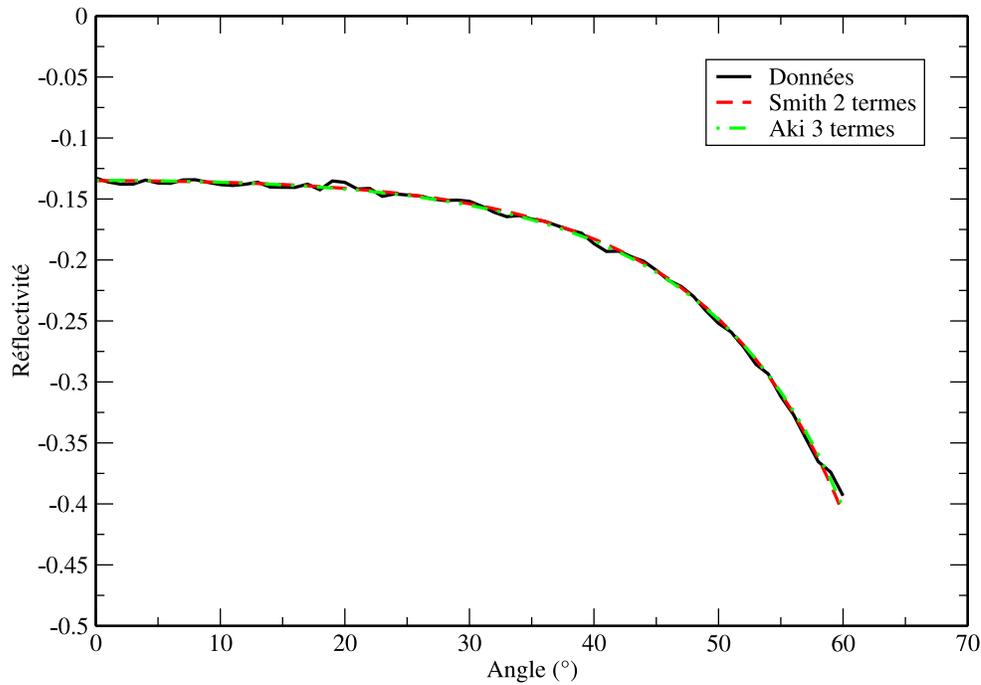
FIG. 7.5 – Modélisation de la réflectivité du deuxième réflecteur à partir des valeurs intercept, gradient et courbure de l’approximation de [Shuey, 1985].

7.3 Approximation du deuxième réflecteur

La réflectivité du deuxième réflecteur décroît jusqu’à un angle de 60 degrés.

Comme pour le réflecteur précédent, les attributs AVA après inversion trois termes de l’approximation de [Shuey, 1985] sont proches des valeurs du modèle initial (figure 7.5). Comme précédemment, la réflectivité modélisée à partir des attributs de [Shuey, 1985] reste valable jusqu’à un angle de 35 degrés pour les attributs calculés à partir de l’approximation deux termes et sur tous les angles pour l’approximation trois termes. Ces deux exemples nous montrent qu’il est préférable d’utiliser l’approximation trois termes pour une estimation plus robuste du gradient.

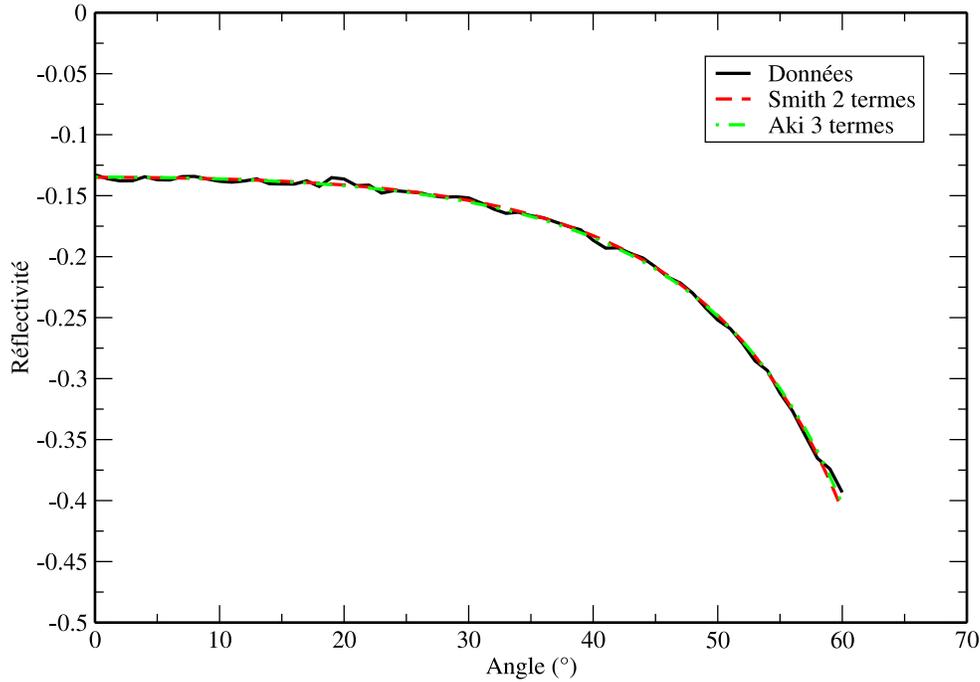
Le rapport des vitesses V_p et V_s est de 2 sur la figure (7.6) et de 1,83 sur la figure (7.7). Ce chiffre correspond à la moyenne des vitesses des ondes P et S au-dessus et au-dessous de l’inter-



	$\frac{\Delta V_p}{V_p}$	$\frac{\Delta V_s}{V_s}$	$\frac{\Delta \rho}{\rho}$
2 termes	-0.2159372	-0.04111603	
% erreur	2.73	20.93	
3 termes	-0.2067771	-0.02447513	-0.06268699
% erreur	6.85	28	30.6

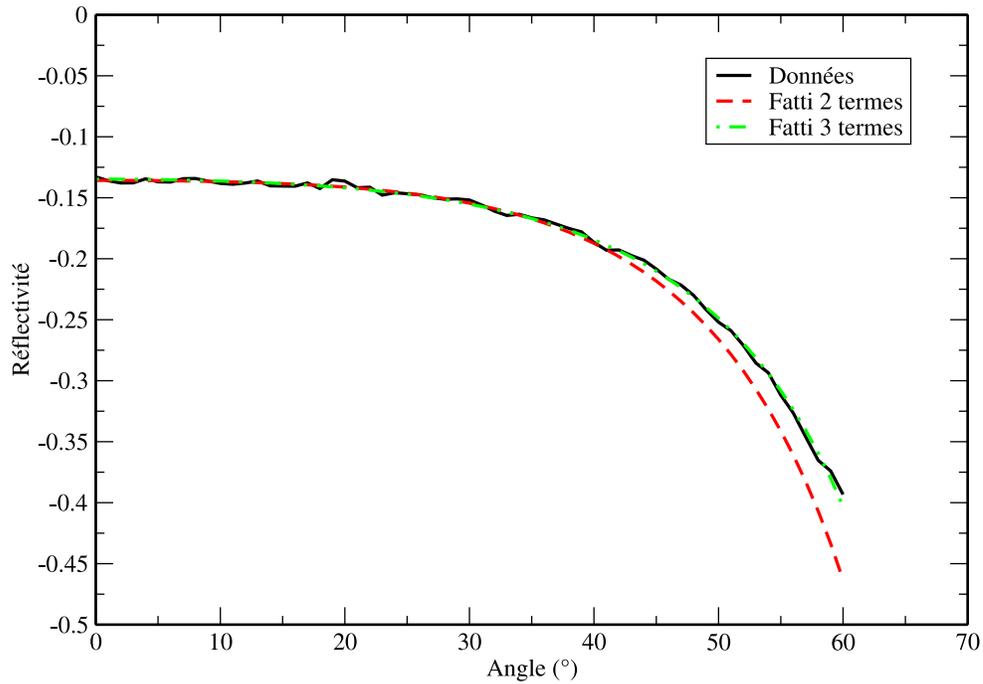
FIG. 7.6 – Modélisation de la réflectivité du premier réflecteur à partir des valeurs $\frac{\Delta V_p}{V_p}$, $\frac{\Delta V_s}{V_s}$ et $\frac{\Delta \rho}{\rho}$ de l'approximation de [Aki and Richards, 1980] et des valeurs $\frac{\Delta V_p}{V_p}$ et $\frac{\Delta V_s}{V_s}$ de l'approximation de [Smith and Gidlow, 1987]. Le rapport des vitesses V_p/V_s utilisé est de 2.

face. Dans les deux cas, les réflectivités modélisées à partir des approximations deux termes de [Smith and Gidlow, 1987] et trois termes de [Aki and Richards, 1980] suivent la réflectivité des données initiales. Les valeurs des rapports $\frac{\Delta V_p}{V_p}$ et $\frac{\Delta \rho}{\rho}$ sont identiques quel que soit le rapport des vitesses. Le rapport des vitesses intervient dans le calcul du rapport des contrastes des vitesses S. $\frac{\Delta V_p}{V_p}$ reste assez proche des valeurs du modèle initial (moins de 6,85 % d'erreur).



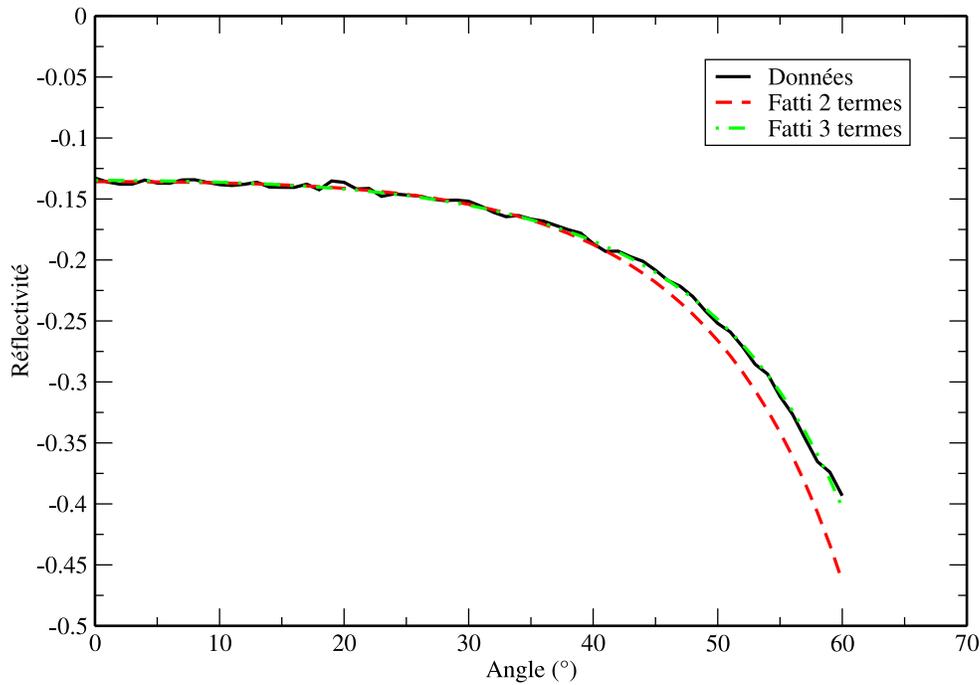
	$\frac{\Delta V_p}{V_p}$	$\frac{\Delta V_s}{V_s}$	$\frac{\Delta \rho}{\rho}$
2 termes	-0.2159372	-0.03006112	
% erreur	2.73	11.58	
3 termes	-0.2067782	-0.01541693	-0.06268468
% erreur	6.85	54.65	30.59

FIG. 7.7 – Modélisation de la réflectivité du premier réflecteur à partir des valeurs $\frac{\Delta V_p}{V_p}$, $\frac{\Delta V_s}{V_s}$ et $\frac{\Delta \rho}{\rho}$ de l'approximation de [Aki and Richards, 1980] et des valeurs $\frac{\Delta V_p}{V_p}$ et $\frac{\Delta V_s}{V_s}$ de l'approximation de [Smith and Gidlow, 1987]. Le rapport des vitesses V_p/V_s utilisé est de 1.83.



	$\frac{\Delta I_p}{I_p}$	$\frac{\Delta I_s}{I_s}$	$\frac{\Delta \rho}{\rho}$
2 termes	-0.2715683	-0.1065041	
% erreur	0.58	28.94	
3 termes	-0.2694626	-0.08716050	-0.06268534
% erreur	0.20	5.52	30.6

FIG. 7.8 – Modélisation de la réflectivité du deuxième réflecteur à partir des valeurs $\frac{\Delta I_p}{I_p}$, $\frac{\Delta I_s}{I_s}$ et $\frac{\Delta \rho}{\rho}$ de l'approximation de [Fatti et al., 1994]. Le rapport des vitesses V_p/V_s utilisé est de 2.



	$\frac{\Delta I_p}{I_p}$	$\frac{\Delta I_s}{I_s}$	$\frac{\Delta \rho}{\rho}$
2 termes	-0.2715683	-0.08921739	
% erreur	0.19	8.01	
3 termes	-0.2694622	-0.07810125	-0.06268366
% erreur	0.19	5.44	30.59

FIG. 7.9 – Modélisation de la réflectivité du deuxième réflecteur à partir des valeurs $\frac{\Delta I_p}{I_p}$, $\frac{\Delta I_s}{I_s}$ et $\frac{\Delta \rho}{\rho}$ de l'approximation de [Fatti et al., 1994]. Le rapport des vitesses V_p/V_s utilisé est de 1.83.

Nous constatons aussi sur les figures (7.8) et (7.9) que les valeurs des rapports $\frac{\Delta I_p}{I_p}$ et $\frac{\Delta \rho}{\rho}$ sont identiques quel que soit le rapport des vitesses. Le rapport des vitesses intervient comme précédemment dans le calcul du rapport des contrastes des impédances S. Les rapports des contrastes des impédances P estimées à partir des approximations deux et trois termes sont très proches des valeurs du modèle initial (moins de 0.58 % d'erreur).

7.4 Conclusion

L'analyse sur ces deux réflecteurs a principalement montré :

1. Qu'il est préférable d'utiliser l'approximation trois termes de [Shuey, 1985]. L'intercept, ou la réflectivité à incidence nulle, apparaît être l'attribut dont le calcul reste le plus fiable.
2. L'approximation de [Aki and Richards, 1980] donne des résultats corrects uniquement pour le calcul du rapport du contraste des vitesses P . De plus son estimation est indépendante du rapport des vitesses P et S .
3. L'approximation de [Fatti et al., 1994] donne aussi des résultats corrects pour l'estimation du rapport du contraste des impédances P . Le calcul du rapport du contraste d'impédance S reste fiable (moins de 8% d'erreur) lorsque les données sont inversées à partir des approximations trois termes quel que soit le rapport des vitesses P et S , et deux termes si le rapport exact des vitesses P et S est connu.
4. L'estimation du contraste des densités est indépendante du rapport des vitesses P et S . La valeur de ce contraste a été retrouvée pour le premier réflecteur mais pas pour le second réflecteur.

Dans la suite, pour "éviter" le problème de l'obtention du rapport des vitesses P et S , nous utiliserons principalement l'approximation trois termes de [Shuey, 1985].

De plus, depuis [Rutherford and Williams, 1989] et [Castagna and Swan, 1997], les signes de l'intercept et du gradient définissent quatre types de sables gazeux. La classification des réservoirs sera le thème du prochain chapitre.

Chapitre 8

Analyse des sections intercept et gradient

8.1 Introduction

Pour décrire les différents domaines qui constituent le cadre général des études AVA, nous pouvons énumérer les quatre thèmes qui ont suscité ou initié de nombreuses activités de recherche :

1. Le choix de l'approximation des équations de [Zoeppritz, 1919] :
Ce point a été abordé dans le chapitre (5).
2. La technique d'inversion :
Ce point a été présenté dans le chapitre (6). Nous avons axé nos développements sur une inversion robuste, mais tout autre type de résolution du système $y = ax + b$ peut être envisagé.
3. La représentation souvent appelée "Cross-plotting" en anglais :
Notre inversion après migration nous permet d'obtenir des sections des attributs AVA. Les études AVA/AVO menées sur des données avant sommation sur quelques réflecteurs et quelques points milieux communs, se concluent par une représentation sur un graphique du gradient en fonction de l'intercept permettant d'identifier une anomalie dans la variation de la réflectivité.
4. La classification des anomalies :
Cette classification qui est directement liée au mode de représentation, permet de caractériser et de classifier une anomalie en fonction de sa position sur le graphique gradient en fonction de l'intercept.

Nous allons aborder ces deux derniers points dans ce chapitre.

8.2 Graphique gradient en fonction de l'intercept

Lorsque l'on représente sur un graphique les valeurs du gradient en fonction des valeurs d'intercept, nous constatons que la plupart des points s'alignent sur une droite appelée la ligne de

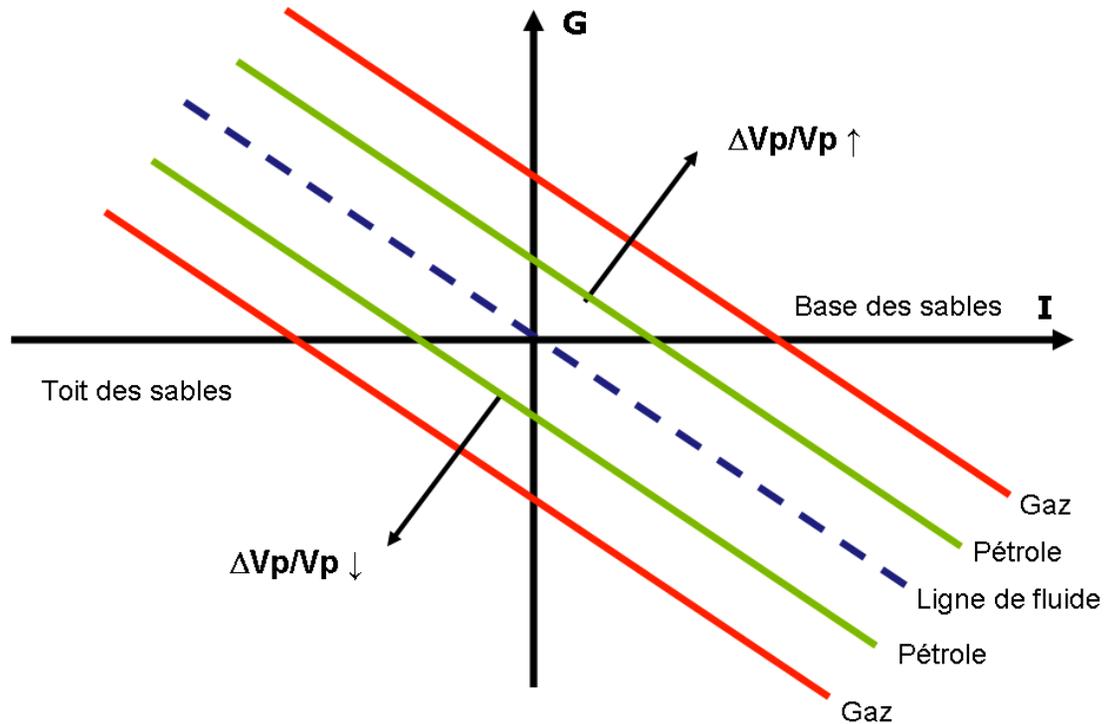


FIG. 8.1 – Réponses observées sur un graphique gradient (G) en fonction de l'intercept (I) pour le toit et la base d'un sable saturé en fluide, pétrole ou gaz. D'après [Foster and Keys, 1999].

fluide. Cette droite passant par l'origine est du type $G(R_0) = \alpha R_0$. L'intercept et le gradient de l'approximation de [Shuey, 1985] sont définis par,

$$R_0 = \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta V_p}{V_p} + \frac{\Delta \rho}{\rho} \right) \quad , \quad (8.2.1)$$

et,

$$G = \frac{1}{2} \frac{\Delta V_p}{V_p} - 4 \frac{V_s^2}{V_p^2} \left(\frac{\Delta \rho}{2\rho} + \frac{\Delta V_s}{V_s} \right) \quad . \quad (8.2.2)$$

En combinant l'équation de [Gardner et al., 1974],

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} \approx g \frac{\Delta V_p}{V_p} \quad , \quad (8.2.3)$$

où $g = 1/4$ pour la plupart des roches sédimentaires saturées en fluide.

À partir de la relation linéaire des vitesses P et S de [Castagna et al., 1985],

$$V_p = mV_s + c \quad (8.2.4)$$

où m et c sont des constantes empiriques, [Castagna et al., 1998] définissent une relation entre le gradient et l'intercept,

$$G = \frac{R_0}{1+g} \left[1 - 4 \frac{V_s}{V_p} \left(\frac{2}{m} + g \frac{V_s}{V_p} \right) \right] \quad . \quad (8.2.5)$$

Il s'agit d'une relation linéaire passant par l'origine.

D'après les équations de [Gassmann, 1951], la présence d'hydrocarbures ou de gaz réduit la vitesse des ondes P ainsi que la densité, ce qui entraîne des rapports $\frac{\Delta V_p}{V_p}$ et $\frac{\Delta \rho}{\rho}$ négatifs.

À partir des équations (8.2.1) et (8.2.2), il apparaît que pour les réflexions des toits des couches sableuses, la saturation en gaz entraîne des valeurs d'intercept et de gradient plus faibles que lors d'une saturation en fluide. Ce décalage des valeurs d'intercept et de gradient pour des sables saturés en hydrocarbures ou en gaz est représenté sur la figure (8.1).

Le même phénomène s'observe à la base des sables saturés en gaz, où l'augmentation de la vitesse des ondes P entraîne un décalage des intercepts et des gradients vers des valeurs plus élevées que lors d'une saturation en fluide des sables.

Ce sont ces valeurs d'intercept et de gradient décalées de la ligne de fluide que nous essayons de mettre en valeur par l'intermédiaire d'un graphique gradient en fonction de l'intercept.

À partir de l'observation de ce décalage, [Rutherford and Williams, 1989] ont défini trois types de sables saturés en gaz pour des valeurs négatives du gradient.

8.3 Les différentes classes AVA

Cette classification a pour origine les travaux de [Rutherford and Williams, 1989] qui définissent trois types de sables suivant le signe de l'intercept R_0 tout en considérant le gradient G négatif (figure 8.2), c'est-à-dire des réflectivités décroissant avec les angles d'incidence (figure 8.3). En valeur absolue, cette réflectivité croît pour les classes II et III.

À cette classification, [Castagna and Swan, 1997] ont remarqué que certains réservoirs de classe III présentaient des amplitudes baissant faiblement pour les angles élevés, et ont ainsi ajouté une quatrième classe pour un gradient G de signe positif :

1. **Classe I** ($R_0 > 0$ et $G < 0$) : Sable à impédance élevée par rapport à l'encaissant.
2. **Classe II** ($R_0 \cong 0$ et $G < 0$) : Sable ayant un contraste d'impédance presque nul avec son encaissant.
3. **Classe III** ($R_0 < 0$ et $G \ll 0$) : Sable à faible impédance par rapport à l'encaissant.
4. **Classe IV** ($R_0 \ll 0$ et $G > 0$) : Sable très peu consolidé.

8.3.1 Classe I - Réflectivité tendant vers zéro (“Dim spot” en anglais)

Les réservoirs de classe I sont constitués de sables très consolidés (porosité inférieure à 15% et vitesse des ondes P supérieure à 3 650 m/s). Ces réservoirs ont une impédance élevée par rapport à l'encaissant argileux. L'anomalie d'amplitude est essentiellement liée au contraste de

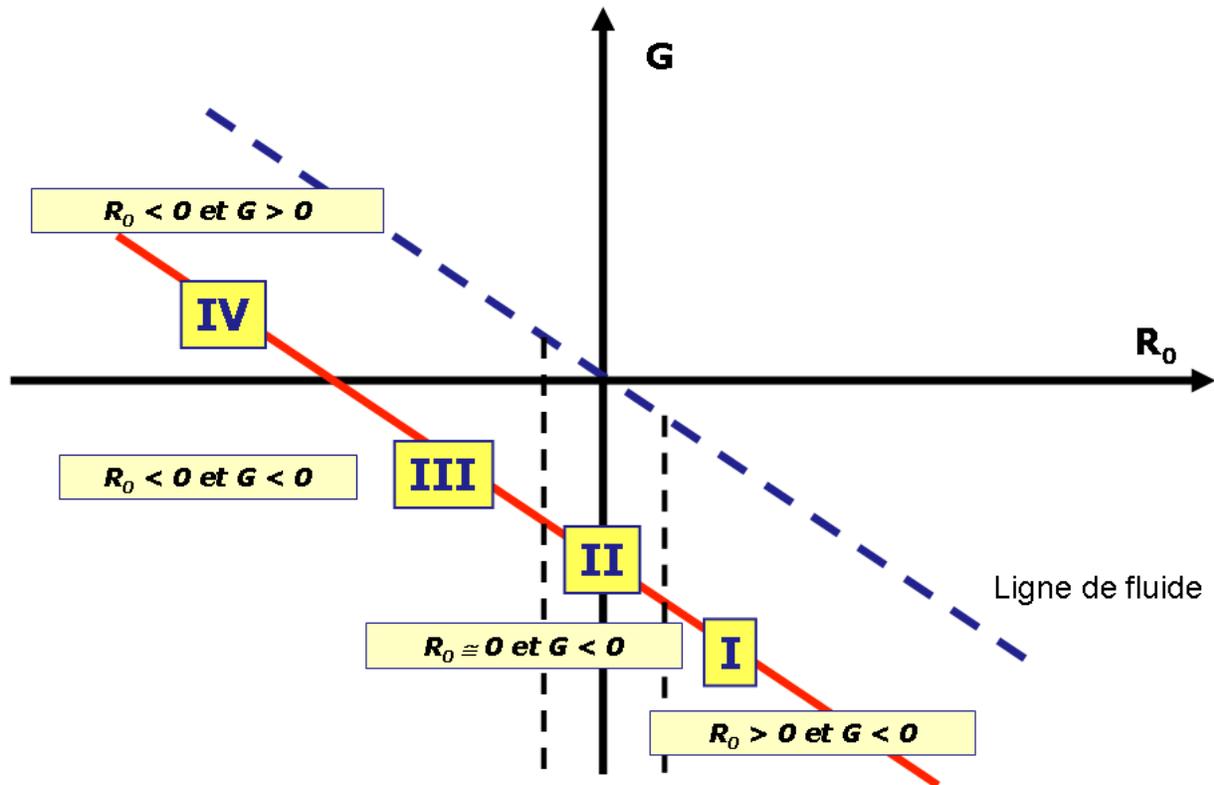


FIG. 8.2 – Graphique gradient en fonction de l'intercept représentant les quatre classes AVA pour le toit des couches de sables saturés en gaz.

densité avec l'encaissant. Ces réservoirs se trouvent principalement sur des champs d'hydrocarbures terrestres dans des roches datant du paléozoïque ou du mésozoïque [Roden et al., 2005].

D'un point de vue sismique, les réservoirs de classe I se caractérisent par une baisse de l'amplitude avec des angles croissants et un changement de phase possible sur les sections sommées des angles ou dépôts lointains. Sur les sections sommées, les amplitudes des zones réservoirs en hydrocarbures peuvent être inférieures à celle des zones saturées en eau. La présence d'hydrocarbures se caractérisant par des amplitudes pouvant tendre vers zéro pour les angles lointains [Hilterman, 2001], l'interprétation des réservoirs de classe I demande donc une confiance absolue à l'acquisition et aux traitements effectués auparavant sur les données.

8.3.2 Classe II - Changement de phase (“Phase reversal” en anglais)

Les réservoirs de classe II sont moins consolidés que les réservoirs de classe I mais plus consolidés que ceux de classe III. Ce sont des sables modérément compactés (porosité comprise entre 15 et 25%). La vitesse d'intervalle de propagation des ondes P dans ces sables est comprise entre 2650 et 3 650 m/s. Le contraste d'impédance de ces réservoirs avec leur encaissant est presque nul.

L'amplitude diminuant et changeant de signe aux angles lointains, ces réservoirs de classe II

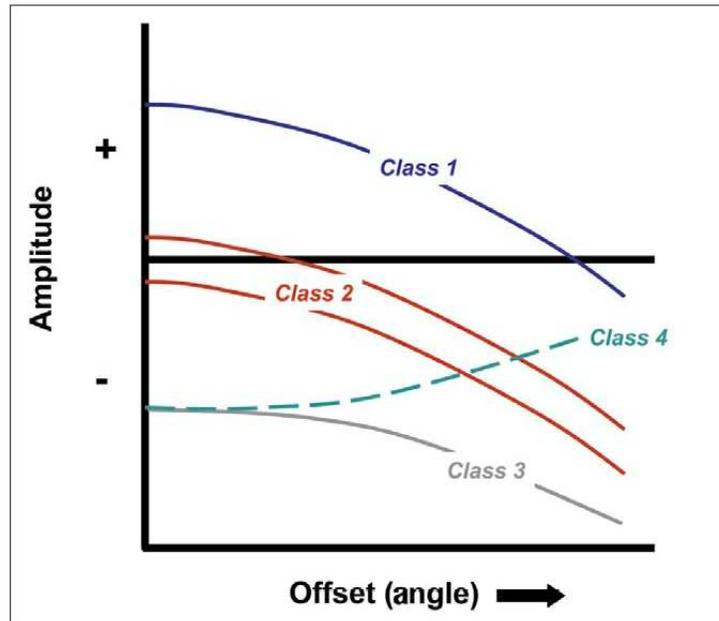


FIG. 8.3 – Variations de l'amplitude en fonction du déport ou de l'angle du toit des couches de sables saturés en gaz des différentes classes AVO/AVA [Rutherford and Williams, 1989, Castagna and Swan, 1997]).

sont souvent difficiles à distinguer sur les sections sommées. Ils sont aussi quasiment invisibles sur la section intercept tout en étant présents sur la section gradient.

8.3.3 Classe III - Point vif (“Bright spot” en anglais)

Ce sont des réservoirs constitués de sables à faible impédance par rapport à l'encaissant. Nous les trouvons principalement dans des roches datant de l'ère tertiaire. Ces réservoirs ont des porosités supérieures à 25% et la vitesse d'intervalle de propagation des ondes P dans ces sables est souvent inférieure à 2 650 m/s. Ces réservoirs se trouvaient autrefois exclusivement dans des champs marins. Grâce aux progrès de l'acquisition et du traitement, nous les observons aujourd'hui fréquemment dans des champs terrestres.

La prédiction d'hydrocarbures s'avère possible à partir de la section sommée de tous les angles ou déports, l'amplitude en valeur absolue y étant plus élevée que pour les autres classes.

8.3.4 Classe IV

Ces réservoirs constitués de sables très peu consolidés sont identiques aux réservoirs de classe III, à la seule différence qu'ils sont recouverts de couches plus dures (argiles, carbonates) avec des vitesses de propagation des ondes de compression plus élevées, ce qui génère un fort contraste et une variation particulière par rapport aux classes III. La vitesse des ondes de cisaillement des couches au-dessus du réservoir est supérieure à celle du réservoir (ce qui est le contraire pour les autres classes).

En dehors du mode de représentation et de la classification associée, il existe d'autres méthodes pour localiser les anomalies à partir de combinaisons de plusieurs attributs AVA. Les fortes valeurs positives de section produit ($R_0 \times G$) permettent de localiser les sables saturés en gaz de classe II et III. Le facteur de fluide défini par [Smith and Gidlow, 1987] est une autre combinaison d'attributs AVA qui permet de localiser des sables saturés en gaz.

8.4 Facteur de fluide

Nous avons rappelé la définition du facteur de fluide donnée par [Smith and Gidlow, 1987] dans le chapitre (5). Le facteur de fluide représente la différence entre les données et leur modèle correspondant à un modèle de roches saturées en eau. [Smith and Gidlow, 1987] le calculent à partir des vitesses V_p et V_s .

[Castagna and Smith, 1994], [Cambois, 2002] et [Gidlow and Smith, 2003] ont proposé différentes formulations du facteur de fluide à partir des valeurs de l'intercept et du gradient.

8.4.1 Définition de [Castagna and Smith, 1994]

Rappelons l'approximation de [Shuey, 1985],

$$R(\theta) \approx \frac{1}{2} \left[\frac{\Delta V_p}{V_p} + \frac{\Delta \rho}{\rho} \right] + \left[\frac{1}{2} \frac{\Delta V_p}{V_p} - 2 \left(\frac{V_s^2}{V_p^2} \right) \left(2 \frac{\Delta V_s}{V_s} + \frac{\Delta \rho}{\rho} \right) \right] \sin^2(\theta) + \left[\frac{1}{2} \frac{\Delta V_p}{V_p} \right] (\sin^2(\theta) \tan^2(\theta)) \quad . \quad (8.4.6)$$

En négligeant le troisième terme et en supposant que le rapport des vitesses V_p/V_s est de 2, l'équation précédente s'écrit,

$$R(\theta) \approx R_p + (R_p - 2R_s) \sin^2(\theta) \quad , \quad (8.4.7)$$

où R_p et R_s sont respectivement la réflectivité à incidence normale des ondes P et S :

$$R_p = \frac{(V_p \rho)_2 - (V_p \rho)_1}{(V_p \rho)_2 + (V_p \rho)_1} = \frac{1}{2} \left[\frac{\Delta V_p}{V_p} + \frac{\Delta \rho}{\rho} \right] \quad , \quad (8.4.8)$$

$$R_s = \frac{(V_s \rho)_2 - (V_s \rho)_1}{(V_s \rho)_2 + (V_s \rho)_1} = \frac{1}{2} \left[\frac{\Delta V_s}{V_s} + \frac{\Delta \rho}{\rho} \right] \quad . \quad (8.4.9)$$

En combinant l'équation deux termes de [Shuey, 1985], $R(\theta) = R_0 + G \sin^2(\theta)$, avec l'équation (8.4.7), nous obtenons l'équation de [Wiggins et al., 1983],

$$R_0 + G = R_p + (R_p - 2R_s) = 2(R_p - R_s) \quad . \quad (8.4.10)$$

[Castagna and Smith, 1994] montrent que R_p et R_s sont proches voire même égaux pour des sables et argiles saturés en eau salée. L'équation (8.4.10) devient alors $R_0 + G = 0$.

En revanche, en présence de sables saturés en gaz, les coefficients R_p et R_s ne sont pas égaux et la somme $R_0 + G$ s'éloigne de zéro. L'équation $R_0 + G$ peut alors être considérée comme

équivalente au facteur de fluide d'après la définition donnée par [Smith and Gidlow, 1987].

Suivant la même démarche que [Castagna and Smith, 1994], [Verm and Hiltermann, 1995] reprennent l'équation de [Shuey, 1985],

$$\begin{aligned} R(\theta) &= R_0(\sin^2(\theta) + \cos^2(\theta)) + G\sin^2(\theta) \\ &= R_0\cos^2(\theta) + (R_0 + G)\sin^2(\theta) \\ &= R_0\cos^2(\theta) + PR\sin^2(\theta) \quad , \end{aligned} \tag{8.4.11}$$

et introduisent le terme de réflectivité de Poisson,

$$PR = \frac{\Delta\sigma}{(1 - \sigma)^2} \quad , \tag{8.4.12}$$

où σ est la moyenne des coefficients de Poisson et $\Delta\sigma$ les variations du coefficient de Poisson d'une interface. D'après le modèle elastique défini précédemment, PR , qui est la somme de l'intercept et du gradient, correspond aussi au facteur de fluide.

Cependant, dans la pratique, nous observons que les valeurs du gradient et de l'intercept ne s'expriment pas à la même échelle. Il n'est pas rare d'observer des rapports supérieurs à 10. Cette différence s'explique souvent par des limitations de dépôts et par la présence de bruit. [Castagna and Smith, 1994, Fatti et al., 1994] recommandent d'égaliser les échelles avant la sommation $R_0 + G$. Dans la pratique, il s'agit de sélectionner la pente principale du modèle observé sur un graphique gradient en fonction de l'intercept, puis d'appliquer ce facteur aux données.

8.4.2 Définition de [Cambois, 2002]

Dans un article précédent à l'article de 2002, [Cambois, 1998] montre que l'intercept et le gradient sont statistiquement corrélés, et qu'en présence de bruit, le modèle statistique domine le graphique.

[Cambois, 2002] reprend donc le système permettant le calcul de R_0 et de G par inversion des moindres carrés et définit deux nouveaux termes S et F ,

$$\begin{cases} R_0 + \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \sin^2(\theta_i)\right)G = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N R_i = S & , \\ R_0 + \left(\frac{\sum_{i=1}^N \sin^4(\theta_i)}{\sum_{i=1}^N \sin^2(\theta_i)}\right)G = \frac{\sum_{i=1}^N R_i \sin^2(\theta_i)}{\sum_{i=1}^N \sin^2(\theta_i)} = F & . \end{cases} \tag{8.4.13}$$

Le terme S de la première équation équivaut à un terme de sommation S des traces. Le deuxième terme F , introduit dans la seconde équation, correspond à une sommation des traces à grands angles. Ce dernier terme peut être considéré comme un terme indicateur d'hydrocarbures pour les classes II et III où les valeurs absolues du coefficient de réflexion sont élevées aux angles lointains.

Soit Ω tel que,

$$\sin^2(\Omega) = \frac{\sum_{i=1}^N \sin^4(\theta_i)}{\sum_{i=1}^N \sin^2(\theta_i)} \quad . \quad (8.4.14)$$

Nous avons, d'après les équations (8.4.14) et (8.4.11),

$$\begin{aligned} F &= R_0 + G \sin^2(\Omega) \\ F &= R_0 \cos^2(\Omega) + PR \sin^2(\Omega) \quad , \end{aligned} \quad (8.4.15)$$

où,

$$R_0 - \frac{F}{\cos^2(\Omega)} = -PR \frac{\sin^2(\Omega)}{\cos^2(\Omega)} \quad . \quad (8.4.16)$$

Dans un graphique F en fonction de R_0 , l'équation $R_0 - \frac{F}{\cos^2(\Omega)}$ représente le modèle des données. Les valeurs de R_0 et F des sables saturés en gaz doivent donc s'éloigner de cette droite.

D'où la définition du facteur de fluide proposée par [Cambois, 2002],

$$\Delta F = -PR \tan^2(\Omega) \quad . \quad (8.4.17)$$

Ce facteur de fluide représente la somme de $R_0 + G$ pondérée par un facteur $\tan^2(\Omega)$.

8.4.3 Définition de [Gidlow and Smith, 2003]

Seize années après leur article de 1987, [Gidlow and Smith, 2003] redéfinissent le facteur de fluide à partir des valeurs d'intercept et de gradient. Ils définissent un angle Φ entre l'axe horizontal de l'intercept et la ligne de boue. La plupart des données des couches saturées en eau suit cette droite marquant la tendance générale des données. L'angle Φ est calculé sur des petites fenêtres glissantes telles que,

$$\tan(\Phi) = -\frac{G}{R_0} \quad . \quad (8.4.18)$$

De la dernière équation, les couples (R_0, G) des couches saturées en eau suivent l'équation,

$$\begin{aligned} R_0 \tan(\Phi) &= -G \\ R_0 \sin(\Phi) &= -G \cos(\Phi) \quad . \end{aligned} \quad (8.4.19)$$

Le facteur de fluide ΔF correspondant à la différence entre les données et la tendance générale de ces données, nous déduisons ΔF de la dernière équation,

$$\Delta F = R_0 \sin(\Phi) + G \cos(\Phi) \quad , \quad (8.4.20)$$

Le facteur de fluide est nul pour les roches saturées en eau, non nul et négatif pour le sommet des couches de sables gazeux et non nul et positif à la base de ces couches.

Dans le même article, [Gidlow and Smith, 2003] rappellent que les valeurs de réflectivité des classes I, II et IV de [Rutherford and Williams, 1989, Castagna and Swan, 1997] (figure 8.3)

changent de signe aux angles élevés. Dès lors, ils définissent un angle θ_f appelé angle du facteur de fluide pour lequel la réflectivité s'annule,

$$\begin{aligned} R(\theta_f) &= R_0 + G \sin^2(\theta_f) = 0 \\ \sin^2(\theta_f) &= -\frac{R_0}{G} \quad . \end{aligned} \quad (8.4.21)$$

En combinant les équations (8.4.19) et (8.4.21), l'angle de facteur de fluide s'écrit,

$$\sin^2(\theta_f) = \cotan(\Phi) \quad . \quad (8.4.22)$$

8.5 Conclusion

Les graphiques gradient en fonction de l'intercept et la classification AVO/AVA permettent de mettre en évidence la présence d'hydrocarbures et de qualifier les réservoirs. De toutes les définitions du facteur de fluide, nous retiendrons pour les tests sur des données réelles la formulation de [Gidlow and Smith, 2003]. Cette formulation ne nécessite pas d'égaliser les échelles des sections intercept et gradient avant leur sommation.

Malheureusement, le décalage des valeurs d'intercept et de gradient par rapport à la ligne des fluides n'est pas toujours dû à la présence d'hydrocarbures. Il peut s'expliquer par la stratification ou avoir été engendré par des roches à vitesse lente encaissées dans un milieu à vitesse beaucoup plus rapide. L'effet des bancs fins peut aussi créer de fausses anomalies AVA ou détruire les anomalies AVA existantes.

Chapitre 9

Conclusion

Dans cette partie, nous avons introduit les différentes approximations de [Zoeppritz, 1919]. Parmi toutes ces approximations, nous avons retenu l'approximation de [Shuey, 1985], qui ne tient pas compte, lors du calcul des attributs AVA (intercept, gradient et courbure), du rapport des vitesses P et S.

Nous avons axé nos développements pour estimer les attributs AVA sur une régression linéaire pondérée et itérative en utilisant des estimateurs robustes. Les estimateurs robustes pondèrent les données de telle sorte que celles qui sont erronées contribuent peu ou sont même rejetées de la régression.

Puis, nous avons testé les différentes approximations sur un exemple synthétique avec des rapports V_p/V_s différents. L'objectif dans cette partie était de vérifier l'unicité de la réponse des différentes approximations en les comparant sur une cible avec des valeurs communes. De ce chapitre (7), nous avons retenu qu'il est préférable d'utiliser l'approximation trois termes de [Shuey, 1985] lorsque la réflectivité s'exprime pour des angles d'incidence supérieurs à 35-40 degrés. L'intercept, ou la réflectivité à incidence nulle, apparaît être l'attribut dont le calcul reste le plus fiable. Les autres approximations donnent des résultats corrects mais l'estimation des attributs AVA nécessite la connaissance du rapport des vitesses P et S.

Les graphiques gradient en fonction de l'intercept permettent de mettre en évidence de manière assez rapide la présence de gaz ou d'hydrocarbures. Cependant, des phénomènes peuvent être à l'origine d'erreurs qui peuvent créer de fausses anomalies AVA ou détruire les anomalies AVA existantes. Parmi ces différentes erreurs, nous distinguons :

1. L'influence du bruit aux angles lointains qui peut fausser l'inversion AVA.
2. Les Iso-X qui ne sont pas toujours parfaitement plats.
3. L'effet des bancs fins (effet de tuning en anglais). La courbure des indicatrices de réflexion diminuant avec la profondeur, la différence de temps entre deux réflexions proches diminue lorsque le déport augmente. Il en résulte une interférence des ondelettes associées à chaque réflexion. Cet effet peut se traduire par une augmentation ou une diminution de l'amplitude en fonction du déport et de l'épaisseur des bancs.

Tous ces points seront développés dans la prochaine partie (partie III) de cette présente thèse.

Troisième partie

Traitement après migration avant inversion AVA

Chapitre 10

Introduction

Cette partie constitue le coeur du mémoire puisque nous y développons les aspects théoriques des traitements permettant de corriger les pentes résiduelles des événements, l'étirement de l'ondelette et l'interférence des ondelettes associées aux réflexions des bancs fins.

L'inversion AVA peut se faire directement sur les Iso-X en sélectionnant la variation du coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence. Cette inversion directe suppose que les Iso-X présentent des événements horizontaux, quelle que soit la complexité du sous-sol. Or, en analysant des données migrées exprimées en fonction du déport ou de l'angle, de nombreuses réflexions restent mal corrigées. Ce décalage des réflecteurs s'explique dans la plupart des cas par des estimations trop approximatives du modèle de vitesse mais aussi par l'impact des statiques résiduelles, l'anisotropie et plus généralement par toutes les réflexions dont les lois de propagation des ondes ne sont pas hyperboliques (ce qui revient à une mauvaise détermination des vitesses).

Tous les outils développés dans cette partie, et qui forment une contribution majeure pour cette thèse, se placent dans le cadre d'applications à des cas réels.

Comme nous l'avons déjà précisé, l'inversion AVA est un concept bien éprouvé qui fonctionne parfaitement dans un monde parfait, malgré les limites intrinsèques des données (gamme de fréquence limitée, déport limité, ...). Dans le cas où le champ de vitesse est parfaitement connu, une inversion après correction dynamique (milieu tabulaire) ou après migration, doit permettre de localiser et de classifier cette anomalie AVA.

Cependant, dans les cas réels que nous étudierons, la plupart des Iso-X réels montre une bonne horizontalité au moins pour les déports ou angles proches, avant que n'apparaisse toute déviation ou bruit linéaire.

Partant de ce constat, voire de cette hypothèse, et suite à la méthode développée par [Jin et al., 1996], nous proposons dans un premier temps de ne sélectionner pour l'inversion AVA que la gamme angulaire où les événements apparaissent relativement plats après correction dynamique ou migration. En dehors de cette zone $[\theta_{min}, \theta_{max}]$, nous appliquons une mise à zéro ("mute" en anglais) qui sera présentée dans le chapitre (11).

Cette inversion AVA dans la zone où les événements sont plats et cohérents permet l'obtention d'attributs AVA (Intercept et gradient par exemple) par inversion d'une approximation de

[Zoeppritz, 1919] valable pour des angles faibles. Comme nous le verrons dans le cas réel avec très peu de déport, l'intercept est à priori robuste, le gradient plus instable donnant une forte dispersion des couples (intercept, gradient) sur un graphique gradient en fonction de l'intercept. Cependant, des corrections pour aplatir les événements peuvent nous permettre d'utiliser l'information donnée par tous les angles.

La plupart des corrections permettant d'aplatir les événements sont basées sur des techniques d'ajustement. Ces techniques, présentées dans la première partie du chapitre (12) ont été testées avec succès par [Ursin and Ekren, 1995] et [ElOuair, 2003], elles ne corrigent pas toujours les pentes résiduelles de tous les événements dont le signe de la variation de l'amplitude change avec les angles croissants (les réservoirs de classe II AVA par exemple).

À partir des attributs AVA calculés dans la zone où les événements sont plats, nous proposons de modéliser pour chaque événement la variation de la réflectivité (deuxième partie du chapitre 12). Puis nous essayons de trouver la valeur la plus proche de la valeur estimée pour quelques échantillons au-dessus et au-dessous de l'événement. Cette technique nous permet de suivre la trajectoire des événements dans les Iso-X tout en conservant les amplitudes et en tenant compte par exemple des changements de polarité engendrés par certains réservoirs de classe II. L'inversion AVA est dès lors appliquée le long de ces trajectoires.

Un des avantages du calcul des trajectoires est que l'effet de l'étirement ne fausse pas l'inversion le long des trajectoires puisque la variation de l'amplitude est sélectionnée sur le maximum en valeur absolue de l'ondelette. Dans la première partie du chapitre (13), nous aborderons tout de même la correction de l'étirement de l'ondelette car la connaissance de la modélisation de l'ondelette étirée nous permettra de corriger dans ce même chapitre les corrections dues à l'interférence des ondelettes associées à la réflexion de couches voisines l'une de l'autre (bancs minces).

En effet l'inversion AVA le long des trajectoires s'avère fausse si l'épaisseur des réservoirs est mince. [Widess, 1973] a mis en évidence l'effet de l'épaisseur d'un réservoir sur l'amplitude des événements réfléchis. Ainsi, pour une épaisseur de réservoir supérieure ou de l'ordre de la longueur d'onde, peu ou pas d'interférences entre les signaux réfléchis au toit et à la base du réservoir sont observables. Pour des bancs de plus en plus minces, ces signaux interfèrent de façon constructive puis de façon destructive. L'amplitude de l'ondelette composite atteint son maximum pour une épaisseur du quart de la longueur d'onde. L'amplitude étant modifiée, ce phénomène d'interférence ("tuning" en anglais) a un impact sur l'analyse AVA. Il doit être assimilé à un effet de géométrie de banc et non pas à une variation des propriétés du milieu. Dans la deuxième partie du chapitre (13), nous indiquerons comment nous corrigeons l'effet des bancs minces pour des trajectoires séparées d'une épaisseur inférieure à la longueur d'onde.

Chapitre 11

Calcul de la limite angulaire

11.1 Introduction

Les données aux dépôts ou angles lointains apparaissent souvent avec des artefacts (bruits, problèmes de vitesse, étirement des ondelettes, présence d’anisotropie). La présence de ces artefacts fausse les sections sommées mais aussi les résultats de l’inversion AVA.

Une solution, habituellement utilisée, consiste à supprimer ces artefacts en sélectionnant manuellement sur les Iso-X la limite de la zone à partir de laquelle les échantillons “bruités” des traces aux angles lointains sont mis à zéro (“mute” en anglais). [Jin et al., 1996] ont proposé une méthode pour calculer automatiquement les limites de la zone où les événements apparaissent relativement plats après correction dynamique ou migration. Leurs travaux sont basés sur des techniques d’extraction de contours, utilisées en imagerie médicale ou satellitaire et permettant de différencier différents objets contenus dans l’image [Gonzales and Woods, 2001].

[Jin et al., 1996] appliquent aux Iso-X une fonction de cohérence 2D. Cette fonction permet de mieux distinguer les zones où les événements sont plats des zones bruitées. Cette fonction de cohérence est définie de telle sorte que deux traces consécutives avec des événements positionnés à la même profondeur et non bruités ont des valeurs de cohérence proche. La zone de mise à zéro des traces est délimitée en détectant les changements abrupts de l’image de cohérence.

11.2 Fonction de cohérence

[Jin et al., 1996] définissent leur fonction de cohérence par,

$$C(i, j) = 1000 \times \left(1 - \frac{\sum_{k=-h}^h |\sum_{l=-v}^v P(i+k, j+l)|}{\sum_{k=-v}^v |\sum_{l=-h}^h P(i+l, j+k)|} \right), \quad (11.2.1)$$

où $P(i, j)$ est l’amplitude d’un échantillon de la trace, i est le numéro de la trace et j celui de l’échantillon en profondeur, h et v sont les longueurs des demi-fenêtres horizontales et verticales.

Nous définissons trois traces identiques constituées de trois échantillons en profondeur,

$$\begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ -1 & -1 & -1 \\ 1 & 1 & 1 \end{pmatrix} . \quad (11.2.2)$$

Le numérateur de la fraction de l'équation (11.2.1) représente la somme dans la direction horizontale des $2h + 1$ valeurs absolues correspondant à la somme des $2v + 1$ échantillons de chacune des $2h + 1$ traces. Dans le cas de notre modèle, nous obtenons une valeur de 3 ($3 \times |1 - 1 + 1|$). Le dénominateur représente la somme dans la direction verticale des $2v + 1$ valeurs absolues correspondant à la somme des $2h + 1$ échantillons de chacune des $2v + 1$ positions profondeur. Ceci donne pour notre modèle un dénominateur de 9 ($3 + |-3| + 3$). La cohérence pour ce modèle sera de 666. Les trois traces étant identiques, nous espérons pour ce modèle une cohérence de 1 000.

De façon à obtenir une nouvelle fonction variant de 0 (si aucune corrélation entre les traces) à 1 000 (pour des traces consécutives identiques), nous utilisons une fonction modifiée (Reda Baina - communication personnelle) de la fonction de [Jin et al., 1996],

$$C(i, j) = 1000 * \frac{\sum_{k=-v}^{+v} |\sum_{l=-h}^h P(i+k, j+l)|}{\sum_{k=-v}^{+v} \sum_{l=-h}^h |P(i+k, j+l)|} . \quad (11.2.3)$$

Avec cette fonction, la cohérence de notre modèle est alors bien égale à 1 000.

11.3 Détection des contours

Les régions marquant la transition entre les zones à haute et faible cohérence sont les zones où nous souhaitons appliquer la limite angulaire. De nombreuses méthodes de détection des contours existent et sont regroupées en deux familles :

1. Les méthodes privilégiant une approche par frontières (méthodes dérivatives, surfaciques, morphologiques) appelées segmentation.
2. Celles privilégiant une approche par régions (méthodes markoviennes et structurales).

Parmi toutes ces méthodes, nous retiendrons la méthode dérivative pour détecter les variations locales d'intensité. Les contours seront obtenus par extraction des maxima locaux de la dérivée première.

Nous avons choisi une méthode développée par [Deriche, 1987] pour calculer le gradient de la fonction de cohérence. Cette méthode s'effectue avec des filtres à réponse impulsionnelle infinie. Son implémentation se fait de façon récursive. Les travaux de [Deriche, 1987] font suite aux travaux de [Canny, 1986] concernant la réalisation d'un filtre optimal satisfaisant aux contraintes de bonne détection, de bonne localisation et d'unicité de la réponse.

11.3.1 Filtre optimal de Canny

Soit $I(x)$ un signal à une dimension représentant un saut d'amplitude A noyé dans un bruit gaussien $n(x)$ de moyenne nulle et de variance n_0^2 ,

$$I(x) = Au(x) + n(x) \quad , \quad (11.3.4)$$

où $u(x)$ désigne la fonction de Heaviside.

Soit $\Theta(x_0)$, la sortie au point x_0 de la convolution du signal $I(x)$ avec un opérateur de détection $f(x)$,

$$\Theta(x_0) = \int_{-\infty}^{\infty} I(x)f(x_0 - x)dx \quad . \quad (11.3.5)$$

Le problème posé consiste à trouver $f(x)$ tel que $\Theta(x_0)$ soit maximal sous les trois contraintes suivantes :

1. Bonne détection :

Ce critère consiste à maximiser Σ dépendant du rapport signal sur bruit RSB (signal du filtre au point de discontinuité / écart type de la réponse du filtre bruit),

$$RSB = \frac{A}{n_0} \Sigma = \frac{A \int_{-\infty}^0 f(x)dx}{n_0 \sqrt{(\int_{-\infty}^{+\infty} f^2(x)dx)}} \quad . \quad (11.3.6)$$

2. Bonne localisation :

Ce critère consiste à maximiser l'écart type de la position des passages par zéro, c'est à dire l'inverse de l'espérance de la distance entre le vrai point de contour et le point de contour détecté,

$$\lambda = \frac{A}{n_0} \Lambda = \frac{A|f'(0)|}{n_0 \sqrt{(\int_{-\infty}^{\infty} f'^2(x)dx)}} \quad . \quad (11.3.7)$$

3. Une unique réponse :

Le détecteur ne doit pas fournir plusieurs réponses à un seul contour. Pour cela, nous imposons une distance moyenne entre les maxima locaux, notée x_{max} , contrainte à l'égalité suivante,

$$x_{max} = 2\pi \sqrt{\frac{\int_{-\infty}^{\infty} f'^2(x)dx}{\int_{-\infty}^{\infty} f''^2(x)dx}} \quad . \quad (11.3.8)$$

Trouver $f(x)$ qui maximise le produit $\Sigma\Lambda$ sous la contrainte que le troisième critère soit fixé à une constante k revient alors à trouver la solution de l'équation différentielle suivante,

$$2f(x) - 2\lambda_1 f''(x) + 2\lambda_2 f''''(x) + \lambda_3 = 0 \quad , \quad (11.3.9)$$

où,

$$\lambda_2 - \lambda_1^2/4 > 0 \quad , \quad (11.3.10)$$

et les réels α et w sont définis par,

$$\alpha^2 - w^2 = \frac{\lambda_1}{2\lambda_2} \quad 4\alpha^2 w^2 = \frac{-\lambda_1^2 + 4\lambda_2}{4\lambda_2^2} \quad . \quad (11.3.11)$$

Cette équation admet comme solution générale,

$$f(x) = a_1 e^{\alpha x} \sin(\omega x) + a_2 e^{\alpha x} \cos(\omega x) + a_3 e^{-\alpha x} \sin(\omega x) + a_4 e^{-\alpha x} \cos(\omega x) + a_5 \quad . \quad (11.3.12)$$

[Deriche, 1987], utilisant la même démarche que [Canny, 1986], a cherché une réalisation de l'opérateur sous la forme d'un filtre à réponse impulsionnelle infinie (RII). Il aboutit à la même équation différentielle. Seules les conditions aux limites sont différentes. Pour le filtre de [Deriche, 1987], les conditions aux limites sont données par,

$$f(0) = 0 \quad f(+\infty) = 0 \quad f'(0) = S \quad f'(+\infty) = 0 \quad , \quad (11.3.13)$$

où S est une constante inconnue égale à la pente de la fonction $f(x)$ à son origine.

En appliquant ces conditions aux limites à l'équation (11.3.12), nous obtenons alors : $a_1 = a_2 = a_4 = a_5 = 0$. D'où le filtre optimal,

$$f(x) = \frac{S}{w} e^{-\alpha x} \sin(\omega x) \quad . \quad (11.3.14)$$

En évaluant pour cet opérateur les différentes intégrales intervenant dans le calcul des critères de performance, nous obtenons les résultats suivants,

$$\Sigma = \sqrt{2\alpha} \quad \Sigma = \sqrt{\frac{2\alpha}{\alpha^2 + w^2}} \quad . \quad (11.3.15)$$

En posant $\alpha = mw$, nous obtenons les trois cas suivants,

$$\begin{array}{llllll} \mathbf{1} & m \gg 1 & \Lambda = \sqrt{2\alpha} & \Sigma = \sqrt{\frac{2}{\alpha}} & \Sigma\Lambda = 2 & x_{max} = 0.44 \\ \mathbf{2} & m = 1 & \Lambda = \sqrt{2\alpha} & \Sigma = \sqrt{\frac{1}{\alpha}} & \Sigma\Lambda = \sqrt{2} & x_{max} = 0.58 \\ \mathbf{3} & m = \sqrt{3} & \Lambda = \sqrt{2\alpha} & \Sigma = \sqrt{\frac{3}{2\alpha}} & \Sigma\Lambda = \sqrt{3} & x_{max} = 0.5 \end{array} \quad (11.3.16)$$

Le premier cas présente la meilleure réponse. Il correspond à la limite de l'opérateur de [Deriche, 1987] pour w tendant vers zéro. Cette limite correspond à l'opérateur de dérivation,

$$g(x) = kx e^{-\alpha|x|} \quad , \quad (11.3.17)$$

où,

$$k = \frac{(1 - e^{-\alpha})^2}{e^{-\alpha}} \quad . \quad (11.3.18)$$

Le filtre de lissage h s'obtient par intégration du filtre de dérivation,

$$h(x) = b(\alpha|x| + 1)e^{-\alpha|x|} \quad . \quad (11.3.19)$$

Deux filtres sont ainsi à mettre en œuvre, celui de dérivation du type $kx.e^{-\alpha|x|}$ et celui de lissage du type $b(\alpha|x| + 1).e^{-\alpha|x|}$.

Le facteur α définit la largeur du filtre, donc le compromis entre la détection et la localisation. Plus α est grand, plus le contour est localisé précisément. Plus α est petit, plus la présence des contours est détectée facilement.

Nous développerons dans les deux prochaines parties la procédure pour implémenter de manière récursive l'opérateur de [Deriche, 1987] ainsi que son intégrale qui va servir comme opérateur de lissage.

11.3.2 Filtre de dérivation

La mise en œuvre récursive du filtre optimal $f(x)$ s'obtient en appliquant les techniques de la transformée en Z . Soit $f(n)$ les échantillons du filtre de dérivation $f(x)$ et $F(Z)$ sa transformée en Z ,

$$F(Z) = \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} f(n)Z^{-n} \quad . \quad (11.3.20)$$

La séquence $f(n)$ n'étant pas causale, une étape préliminaire est sa transformation en une somme de deux séquences causales. Pour cela, [Deriche, 1987] réécrit $f(n)$ sous la forme d'une somme d'une séquence causale $f_-(n)$ et anti-causale $f_+(n)$ telles que,

$$f(n) = f_-(n) + f_+(n) \quad , \quad (11.3.21)$$

$$f_-(n) = \begin{cases} 0 & \text{si } n \geq 0, \\ cne^{\alpha n} & \text{si } n < 0; \end{cases} \quad f_+(n) = \begin{cases} cne^{-\alpha n} & \text{si } n \geq 0, \\ 0 & \text{si } n < 0. \end{cases} \quad (11.3.22)$$

En utilisant la transformée en Z , $F(Z)$ devient,

$$F(Z) = F_-(Z) + F_+(Z^{-1}) \quad , \quad (11.3.23)$$

avec,

$$F_+(Z^{-1}) = \frac{a_1 Z^{-1}}{1 + b_1 Z^{-1} + b_2 Z^{-2}} \quad F_-(Z) = \frac{a_2 Z}{1 + b_1 Z + b_2 Z^2} \quad , \quad (11.3.24)$$

et,

$$a_1 = ce^{-\alpha} \quad a_2 = -ce^{-\alpha} \quad b_1 = -2e^{-\alpha} \quad b_2 = e^{-2\alpha} \quad . \quad (11.3.25)$$

$F_+(Z^{-1})$ converge pour $|e^{-\alpha}Z^{-1}| < 1$ et $F_-(Z)$ pour $|e^{\alpha}Z| > 1$. La réponse $y(n)$ à $x(n)$ comme entrée d'un système ayant $f(n)$ comme réponse impulsionnelle peut être obtenue de manière récursive,

$$\begin{aligned} y_1(n) &= a_1x(n-1) + b_1y_1(n-1) + b_2y_1(n-2) \text{ pour } n=1,\dots,N & , \\ y_2(n) &= a_2x(n+1) + b_1y_2(n+1) + b_2y_2(n+2) \text{ pour } n=N,\dots,1 & , \end{aligned} \quad (11.3.26)$$

où $y_1(n)$ est l'image après la passe causale du filtrage et $y_2(n)$ l'image après la passe anti-causale,

$$y(n) = y_1(n) + y_2(n) \text{ pour } n=1,\dots,N \quad . \quad (11.3.27)$$

La constante c peut être fixée par la contrainte de la normalisation,

$$\sum_{n=0}^{+\infty} f(n) = - \sum_{n=-\infty}^0 = -1 \quad , \quad (11.3.28)$$

ce qui donne,

$$c = - \frac{(1 - e^{-\alpha})^2}{e^{-\alpha}} \quad , \quad (11.3.29)$$

d'où,

$$a_1 = ce^{-\alpha} = -(1 - e^{-\alpha})^2 \quad a_2 = -ce^{-\alpha} = (1 - e^{-\alpha})^2 \quad . \quad (11.3.30)$$

11.3.3 Filtre de lissage

Les échantillons $h(n)$ de la primitive $h(x)$ de $f(x)$ peuvent être implémentés de manière récursive. En effet, $H(Z)$ sa transformée en Z s'écrit,

$$H(Z) = H_-(Z) + H_+(Z^{-1}) \quad , \quad (11.3.31)$$

avec,

$$H_+(Z^{-1}) = \frac{k + a_1Z^{-1}}{1 + b_1Z^{-1} + b_2Z^{-2}} \quad F_-(Z) = \frac{a_1Z + a_2Z^2}{1 + b_1Z + b_2Z^2} \quad , \quad (11.3.32)$$

et,

$$a_1 = k(\alpha - 1)e^{-\alpha} \quad a_2 = -k\alpha e^{-2\alpha} \quad b_1 = 2e^{-\alpha} \quad b_2 = -e^{-2\alpha} \quad . \quad (11.3.33)$$

Ayant le même dénominateur que $F_+(Z^{-1})$ et respectivement de $F_-(Z)$, ces deux transformées en Z correspondent de la même manière à deux filtres récursifs stables et de second ordre.

La sortie $y(n)$ résultant de la convolution de la séquence $x(n)$ avec la réponse impulsionnelle $f(n)$ s'obtient alors comme suit,

$$\begin{aligned} y_1(n) &= kx(n) + a_1x(n-1) + b_1y_1(n-1) + b_2y_1(n-2) & \text{pour } n=1,\dots,N & , \\ y_2(n) &= a_1x(n+1) + a_2x(n+2) + b_1y_2(n+1) + b_2y_2(n+2) & \text{pour } n=N,\dots,1 & . \end{aligned} \quad (11.3.34)$$

où $y_1(n)$ est l'image après la passe causale et $y_2(n)$ l'image après la passe anti-causale,

$$y(n) = y_1(n) + y_2(n) \quad . \quad (11.3.35)$$

La constante k est fixée par la contrainte de normalisation suivante,

$$\sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} h(n) = 1 \quad . \quad (11.3.36)$$

Nous obtenons alors,

$$k = \frac{(1 - e^{-\alpha})^2}{1 + 2\alpha e^{-\alpha} - e^{-2\alpha}} \quad . \quad (11.3.37)$$

11.4 Discussion

Pour les angles lointains, toutes les fortes valeurs négatives de la dérivée, impliquant une transition allant de fortes à faibles valeurs de cohérence, sont sélectionnées. Pour les angles faibles, les fortes valeurs positives sont choisies. Puis, par interpolation linéaire, les points sélectionnés sont reliés, définissant ainsi la ligne de mise à zéro des échantillons.

Sur la figure (11.1), nous illustrons un exemple de cette méthode. À partir d'un Iso-X dans le domaine angle, nous calculons sa fonction de cohérence à l'aide de l'équation (11.2.3). Cette fonction varie de 0 (couleur bleue foncée si aucune corrélation entre les traces) à 1 000 (couleur rouge foncée pour des traces consécutives identiques).

Afin de délimiter les différentes zones de cohérence, sa dérivée horizontale a été calculée à partir des équations de filtres récursifs de Deriche (équations 11.3.26 et 11.3.34).

Pour des angles lointains, une forte dérivée négative marque le passage entre le signal et le bruit (cohérence forte du signal à cohérence plus faible pour le bruit). Cette limite est marquée par le trait rouge sur le troisième Iso-X représenté sur la figure (11.1). Sur le dernier Iso-X de cette même figure, nous avons représenté les limites de mute sur l'Iso-X.

Le temps de calcul d'un corridor reste assez raisonnable. Par exemple, l'inversion AVA de 4 801 Iso-X comportant 501 échantillons en profondeur avec 41 gammes d'angle, donne un temps de 9 minutes et 30 secondes après inversion des moindres carrés pondérés et itérés précédée du calcul du corridor et d'une minute et 15 secondes après inversion sans calcul du corridor.

Cette segmentation nous permet de ne pas fausser l'inversion AVA avec des valeurs aberrantes même si la technique d'inversion devrait ne pas y être sensible (chapitre 6). En revanche, la segmentation ne résout pas le problème du non-aplatissement des Iso-X pour les grands angles ou les dépôts lointains. L'estimation du corridor permet aussi d'améliorer la qualité des sections sommées, comme un mute pourrait le faire, mais sans prendre en compte toutes les contributions. Un exemple sera présenté à l'aide de données réelles dans la partie IV.

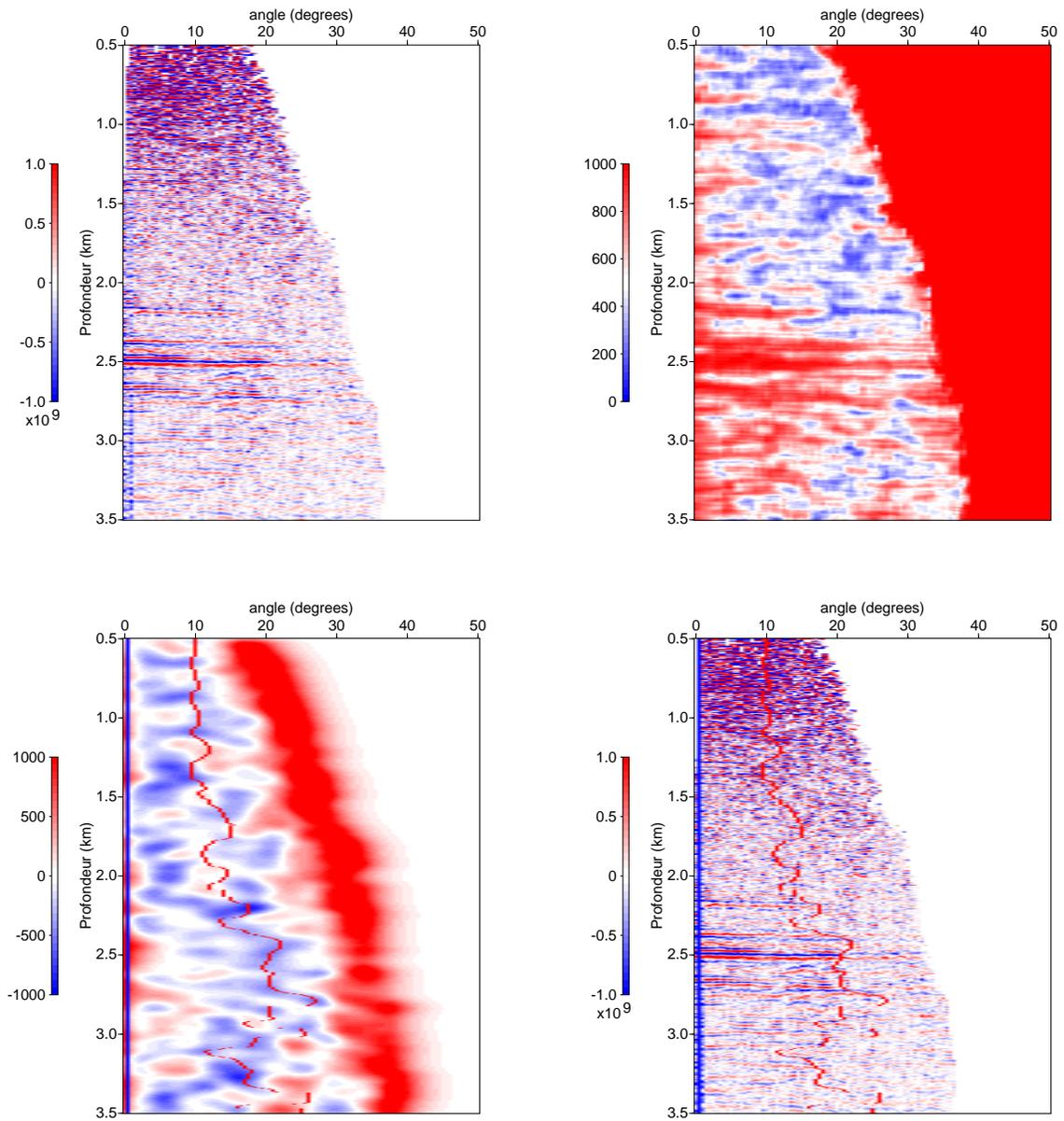


FIG. 11.1 – Exemple d'un Iso-X dans le domaine angle : Iso-X, attribut de cohérence, dérivée et ligne de mute.

Chapitre 12

Correction des pentes résiduelles

12.1 Introduction

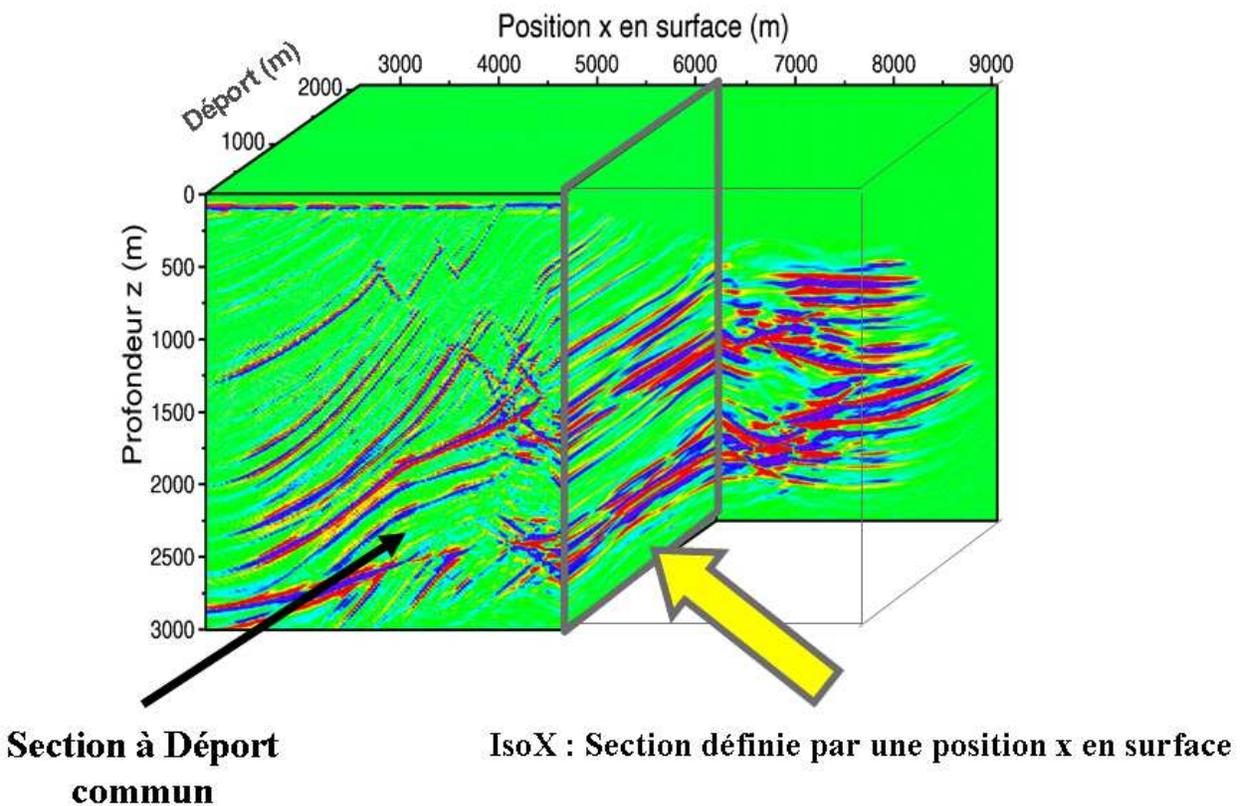


FIG. 12.1 – Résultat d’une migration en profondeur 2D donnant un cube migré. Les trois directions sont la profondeur, la position en surface et le déport (distance source-récepteur). Pour une position en surface, les panneaux à déports variables sont appelés les Iso-X (“Common Image Gathers” en anglais). Les événements sont plats si le modèle exact de vitesse est utilisé lors de la migration. (Schéma d’après [Chauris, 2000]).

Lorsque le modèle de vitesse utilisé pendant la migration est correct, la position en profondeur

d'une interface, qui est unique, ne doit pas dépendre du déport ou de l'angle [Al-Yahya, 1989]. Les Iso-X doivent donc présenter des événements horizontaux, quelle que soit la complexité du sous-sol (figure 12.1).

Si les événements dans les Iso-X penchent vers le bas pour les déports croissants, la vitesse est considérée comme étant trop élevée. Nous observons l'inverse avec des événements penchant vers le haut lorsque la vitesse est trop lente. Ces courbures dans les Iso-X sont appelées les pentes résiduelles (figure 12.2).

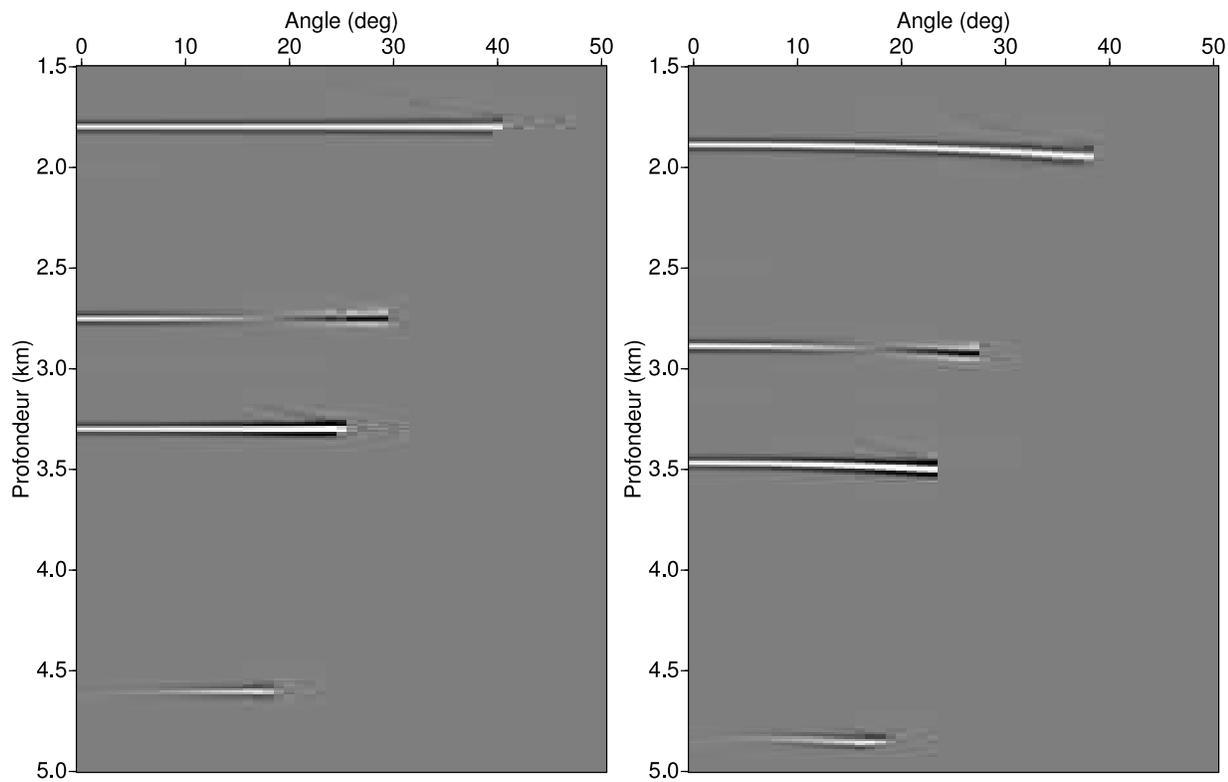


FIG. 12.2 – Iso-X en angle (à gauche) migré avec le bon modèle de vitesse ($V_{mig}=3500$ m/s). Le même Iso-X à droite migré avec un modèle de vitesse supérieur de 5% ($V_{mig}=3675$ m/s). Les événements ne sont plus plats et penchent vers le bas. Nous notons des profondeurs différentes pour les événements. La courbure résiduelle, qui est liée à l'erreur sur les vitesses est hyperbolique. Dans la réalité, ce type de courbure purement hyperbolique ne se rencontre jamais seul.

Le modèle de vitesse intervenant dans le noyau de la migration à amplitude préservée, les données migrées avec un modèle de vitesse loin de la réalité présentent des événements avec des profondeurs et des amplitudes fausses. Donc, si les erreurs de vitesse sont trop importantes, il est nécessaire de corriger le modèle de vitesse, puis de remigrer les données.

Les méthodes d'analyse de vitesse par migration, (MVA, c'est-à-dire "Migration Velocity Analysis" en anglais), utilise la migration des données pour contrôler et retrouver le modèle de vitesse. Il s'agit d'un processus itératif, puisque le résultat de la migration sert à estimer un nouveau modèle de vitesse, qui sert à une nouvelle migration, et ainsi de suite jusqu'à obtention

d'un résultat correct. L'approche de MVA décrite par [Al-Yahya, 1989] est à l'origine de ce type de technique.

Dans mes travaux, je fais l'hypothèse que les Iso-X sont suffisamment plats, c'est-à-dire que le modèle de vitesse de migration était suffisamment juste ou judicieusement corrigé par les méthodes d'analyse de vitesse par migration. Nous ne travaillons donc ici que sur des courbures résiduelles qui ne sont pas que hyperboliques.

La méthode présentée fonctionne heureusement très bien dans le cas simple des courbures résiduelles hyperboliques ou dans le cas de courbures résiduelles hyperboliques et aléatoires.

12.2 Correction par intercorrélation

Les corrections de pentes résiduelles couramment utilisées par l'industrie sont basées sur des techniques d'ajustement. Chaque échantillon d'une trace sismique est déplacé de manière à ce que cette trace en angle ou en déport s'ajuste avec la trace en angle ou en déport précédente. L'opérateur mathématique de base permettant l'ajustement en estimant le retard entre deux signaux est la fonction d'intercorrélation.

Soit deux traces voisines l'une de l'autre $R(z, i - 1)$ et $R(z, i)$ composées chacune de N échantillons. L'intercorrélation, $\phi(z)$, est le produit scalaire de $R(z, i - 1)$ et $R(z, i)$ avec un décalage τ , pour toutes les valeurs de τ possible,

$$\begin{aligned} \phi(\tau) &= R(z, i - 1) \otimes R(z, i) \\ &= \langle R(z, i - 1), R(z - \tau, i) \rangle = \langle R(z - \tau, i - 1), R(z, i) \rangle \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} R(z, i - 1)R(z - \tau, i)dz = \int_{-\infty}^{\infty} R(z + \tau, i - 1)R(z, i)dz \quad . \end{aligned} \tag{12.2.1}$$

La valeur de l'échantillon correspondant au maximum de l'intercorrélation entre deux signaux représente le retard. Ainsi, la sélection du maximum de la fonction d'intercorrélation $\phi(\tau)$ nous permet de translater l'un des deux signaux afin d'obtenir la meilleure ressemblance avec l'autre.

La fonction d'intercorrélation permet d'estimer le retard entre deux traces. Or dans un Iso-X en angle ou en déport, le décalage entre deux traces successives est rarement constant le long de l'axe vertical. En effet, pour un même Iso-X, certains événements peuvent être, en raison du modèle de vitesse, sur-correctés et d'autres sous-correctés. Pour cette raison, les événements sont aplatis sur des petites fenêtres glissantes.

L'algorithme développé ici considère la trace résultant de la sommation des premières traces comme la trace de référence en terme de positionnement profondeur. Nous ne souhaitons pas replacer les événements à leur vraie profondeur mais caler les traces des autres angles ou déport par rapport à cette trace de référence. Nous procédons ainsi en quatre étapes :

1. Suréchantillonnage des signaux :

Pour chaque Iso-X, les traces sont sur-échantillonnées dans le domaine de Fourier. Cette opération vise à donner à la correction résiduelle une précision supérieure à celle du pas initial en profondeur tout en évitant la détérioration de la signature fréquentielle du signal.

2. Comparaison de la trace $R(i)$ avec la trace précédente $R(i - 1)$:
 Cette comparaison se fait par une analyse en fenêtre glissante. Pour chaque échantillon en profondeur z_i de la trace $R(i)$, nous calculons l'intercorrélation de cette trace avec la précédente sur une fenêtre symétrique centrée sur l'échantillon z_i .
3. Translation de l'échantillon z_i de la trace $R(i)$:
 La position du maximum de la fonction d'intercorrélation nous donne le nombre d'échantillons qu'il faut translater à l'échantillon z_i de la trace $R(i)$.
4. Rééchantillonnage de la trace :
 Lorsque tous les échantillons de la trace $R(i)$ ont été comparés et corrigés, la trace $R(i)$ est rééchantillonnée avec le pas d'échantillonnage initial de l'Iso-X.

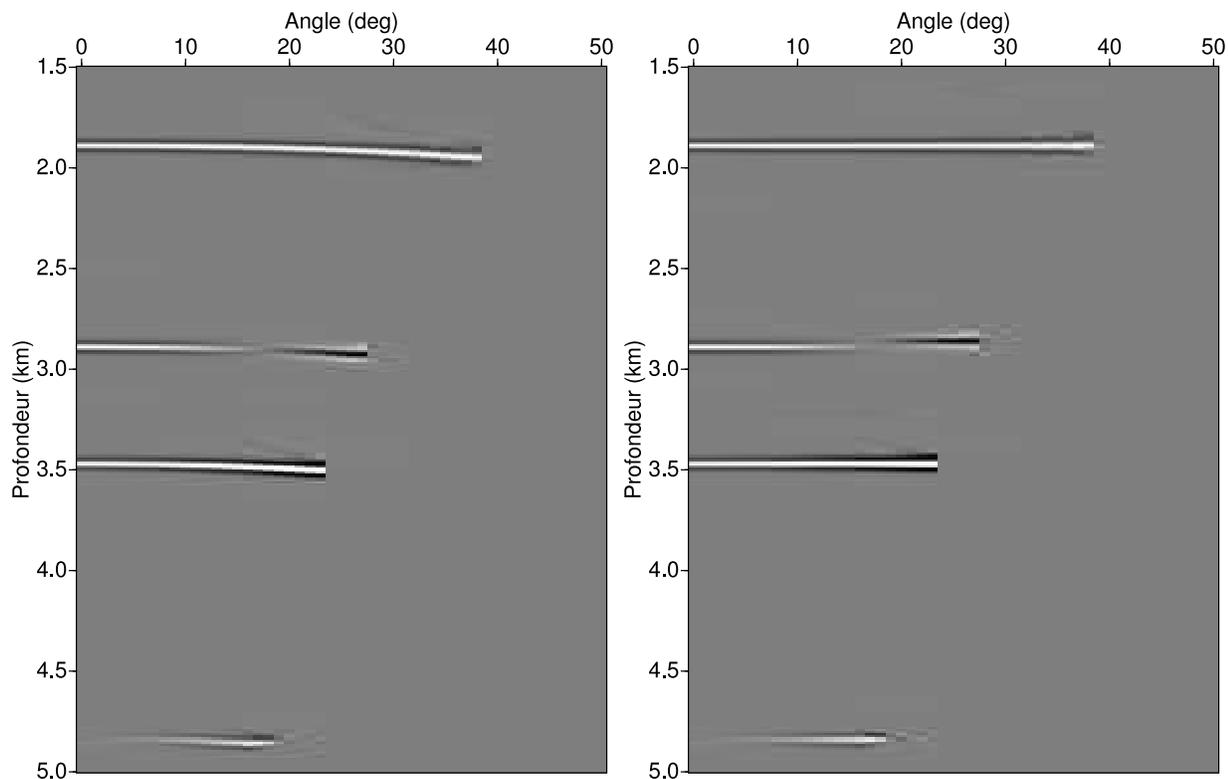


FIG. 12.3 – Iso-X en angle résultant de données migrées avec une erreur de 5% dans le modèle de vitesse (à gauche). Le même Iso-X après correction des pentes résiduelles avec correction par intercorrélation (à droite). Nous arrivons à aplatir tous les événements sauf le second (changement de signe de l'événement).

Le pas de suréchantillonnage qui contrôle le calcul du décalage doit être suffisamment petit pour permettre une correction résiduelle de haute précision.

Sur la figure (12.3), les traces, initialement constituées de 501 échantillons avec un pas en échantillonnage de 10 mètres ont été rééchantillonnées en 16×501 échantillons. Après correction des pentes résiduelles, nous arrivons à aplatir l'ensemble des événements mis à part le second

réflecteur. La réflectivité de ce réflecteur change de signe avec les angles croissants. La correction des pentes résiduelles place l'enveloppe de l'ondelette après changement de signe à la même position que l'événement avant le changement de signe.

12.3 Préliminaires au calcul des trajectoires

Les temps de calcul importants liés au suréchantillonnage des données et les événements dont l'amplitude change de signe avec les dépôts croissants qui sont difficiles à corriger, nous ont poussé à nous intéresser à d'autres méthodes.

Parmi les différentes méthodes existantes dans la littérature, [Lemaistre et al., 2001] proposent une technique assez intéressante en estimant les pentes résiduelles par approximation parabolique [Hampson, 1986] ou hyperbolique [de Bazelaire, 1988]. Ils quantifient les pentes résiduelles en calculant un index d'aplatissement. Cet index correspond à la différence entre la profondeur ΔZ de l'événement relevée aux proches dépôts et celle relevée aux dépôts lointains. Une valeur ΔZ de zéro signifie que les événements sont plats, donc un modèle de vitesse parfait. Une valeur ΔZ négative signifie que les vitesses de propagation des ondes ont été sous-estimées, le contraire si ΔZ est positif.

[Lemaistre et al., 2001] calculent pour différentes valeurs de ΔZ , les pentes résiduelles. Ils sélectionnent le meilleur index en comparant les modèles avec les pentes modélisées. Outre des corrections pour aplatir les événements, cet index permet de contrôler la qualité du modèle de vitesse et aussi détecter les zones pour lesquelles une analyse plus fine du modèle de vitesse est nécessaire. Cette méthode est plus orientée pour l'imagerie structurale par sommation des événements qui tiennent compte des ΔZ .

Une autre technique pour corriger la pente résiduelle est la méthode utilisée par [van Wijngaarden, 1998] dans sa thèse à l'Université de Delft. [van Wijngaarden, 1998] calcule pour chaque événement les lignes où la valeur absolue de l'amplitude est maximale. Cette technique a été développée par [Herrmann, 1997] pour sélectionner l'arrivée première permettant de corriger les statiques. Au lieu d'utiliser le maximum de l'amplitude comme [van Wijngaarden, 1998], nous proposons de modéliser pour chaque événement la variation de la réflectivité à partir des attributs AVA calculés dans la zone où les événements sont plats. Cette technique de "prédiction-détection" permet de suivre la pente résiduelle des événements tout en conservant les amplitudes et en tenant compte par exemple des changements de polarité engendrés par certains réservoirs de classe II.

Nous allons donc modéliser la variation de réflectivité en fonction de l'angle à partir des valeurs d'intercept et de gradient de la première inversion, et rechercher ces nouvelles valeurs de réflectivité le long des événements en considérant un certain intervalle de tolérance pour sélectionner la réflectivité observée sur les panneaux.

12.4 Trajectoires

Le calcul de la détection des trajectoires nécessite dans un premier temps la connaissance de la position des événements.

La détection des événements se fait sur la section intercept, puisque cette section est considérée comme étant plus fiable que la section gradient (chapitres 7 et 8). Nous amplifions cette section par correction AGC pour accentuer son aspect structural, puis chacune des traces est normée par rapport à sa valeur maximale. Pour trouver les événements correspondant au maximum des valeurs absolues, la dérivée de la valeur absolue de chacune des traces est estimée. L'opérateur de dérivée utilisé est l'opérateur de [Deriche, 1987] introduit dans le chapitre précédent (chapitre 11). La position des événements correspond au passage par zéro de la dérivée des valeurs absolues de la trace. L'utilisateur définit la valeur maximale limitant le nombre d'événements qu'il souhaite détecter. Plus la valeur est basse, plus le nombre d'événements détectés sera élevé.

Dès lors, à partir de la section intercept calculée entre les valeurs minimum et maximum du corridor, nous pouvons prédire, à la profondeur z , grâce à l'approximation trois termes de [Shuey, 1985], la valeur de la réflectivité $R_{cal}(\theta_i)$ à partir de la valeur de la réflectivité $R(\theta_{i-1})$ à l'angle précédent,

$$R_{cal}(\theta_i) = \frac{1}{\sin^2\theta_{i-1}} [R(\theta_{i-1})\sin^2(\theta) + R_0(\sin^2(\theta_{i-1}) - \sin^2(\theta))] + 4 * \frac{4}{5} R_0 \tan^2(\theta) \sin^2(\theta_{i-1}) + \tan^2(\theta_{i-1}) \sin^2(\theta) \quad . \quad (12.4.2)$$

Nous utilisons l'approximation trois termes de [Shuey, 1985] car les corrections des pentes résiduelles s'appliquent principalement à des événements s'exprimant à des angles supérieurs à 30-35 degrés.

Le troisième terme C de l'équation de [Shuey, 1985] s'exprime en fonction de R_0 à partir de l'équation (5.5.39) de [Gardner et al., 1974],

$$\begin{aligned} C &= \frac{1}{2} \frac{\Delta V_p}{V_p} \quad , \\ &= \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta V_p}{V_p} + \frac{\Delta \rho}{\rho} \right) - \frac{1}{2} \frac{\Delta \rho}{\rho} \quad , \\ &= R_0 - \frac{1}{8} \frac{\Delta V_p}{V_p} = R_0 - \frac{1}{4} C \quad , \end{aligned} \quad (12.4.3)$$

soit,

$$C = \frac{4}{5} R_0 \quad . \quad (12.4.4)$$

Puis, nous essayons de trouver la valeur de réflectivité estimée sur la trace $R_{cal}(\theta_i)$ pour quelques échantillons (1 à 2) au-dessus et au-dessous de l'échantillon correspond à la profondeur z de l'événement à la trace précédente en considérant un intervalle de tolérance de l'ordre de 50% pour localiser la bonne valeur.

Donc depuis le corridor, nous inversons avec l'équation à deux termes. Puis nous modélisons les valeurs avec l'équation à trois termes en considérant un intervalle de tolérance pour sélectionner les valeurs exactes de l'événement. Les $R_{cal}(\theta)$ et $R_{obs}(\theta)$ diffèrent donc, mais nous n'avons alors

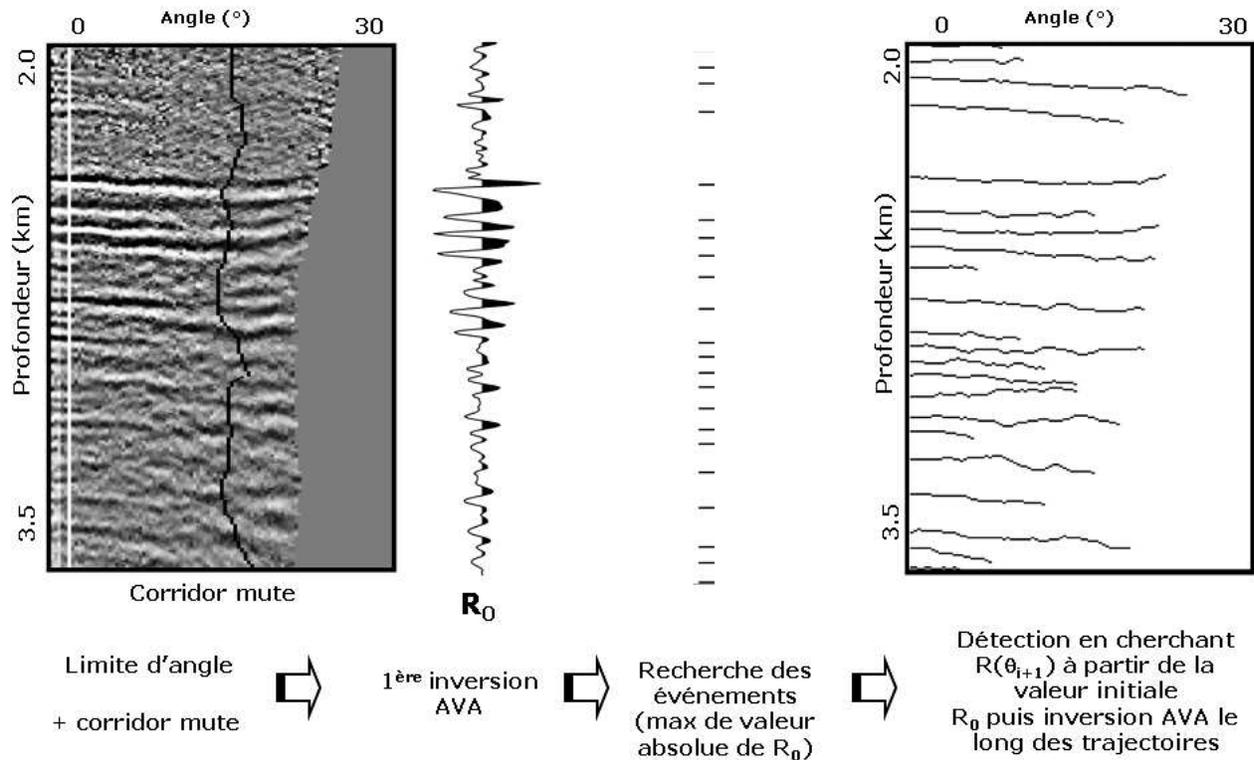


FIG. 12.4 – Illustration de la détection des trajectoires sur un Iso-X en angle de données réelles. La première inversion AVA entre les limites du corridor nous donne une première valeur de R_0 . À partir de cette section, nous estimons la position des événements puis leurs trajectoires. L'inversion AVA se fait dès lors le long des trajectoires.

pas besoin de minimiser l'écart entre ces deux fonctions, car une inversion directe trois termes de ce dernier $R_{obs}(\theta)$ suivant les trajectoires nous fournit un résultat optimal.

Cette technique de “prédiction-détection”, qui est résumée sur la figure (12.4) permet de suivre la pente résiduelle des événements tout en conservant les amplitudes et en tenant compte par exemple des changements de polarité engendrés par certains réservoirs de classe II (figure 12.5).

Sur la figure (12.6), les événements sont horizontaux jusqu'à des angles de 30 degrés. Cet exemple illustre bien qu'il est préférable d'utiliser l'approximation trois termes de [Shuey, 1985].

L'inversion AVA faite le long des trajectoires permet de représenter, sur un graphique gradient en fonction de l'intercept, uniquement les points correspondant à l'événement.

De plus, en sélectionnant le premier angle où la trajectoire de l'événement apparaît, nous obtenons un “squelette” géologique de la structure (figure 12.7).

Ce squelette est un résultat important de ces travaux. Il m'a cependant pas été totalement exploité dans le cadre de cette thèse. Néanmoins, il demeure intéressant dans le cadre de perspectives que nous allons développer dans la section suivante.

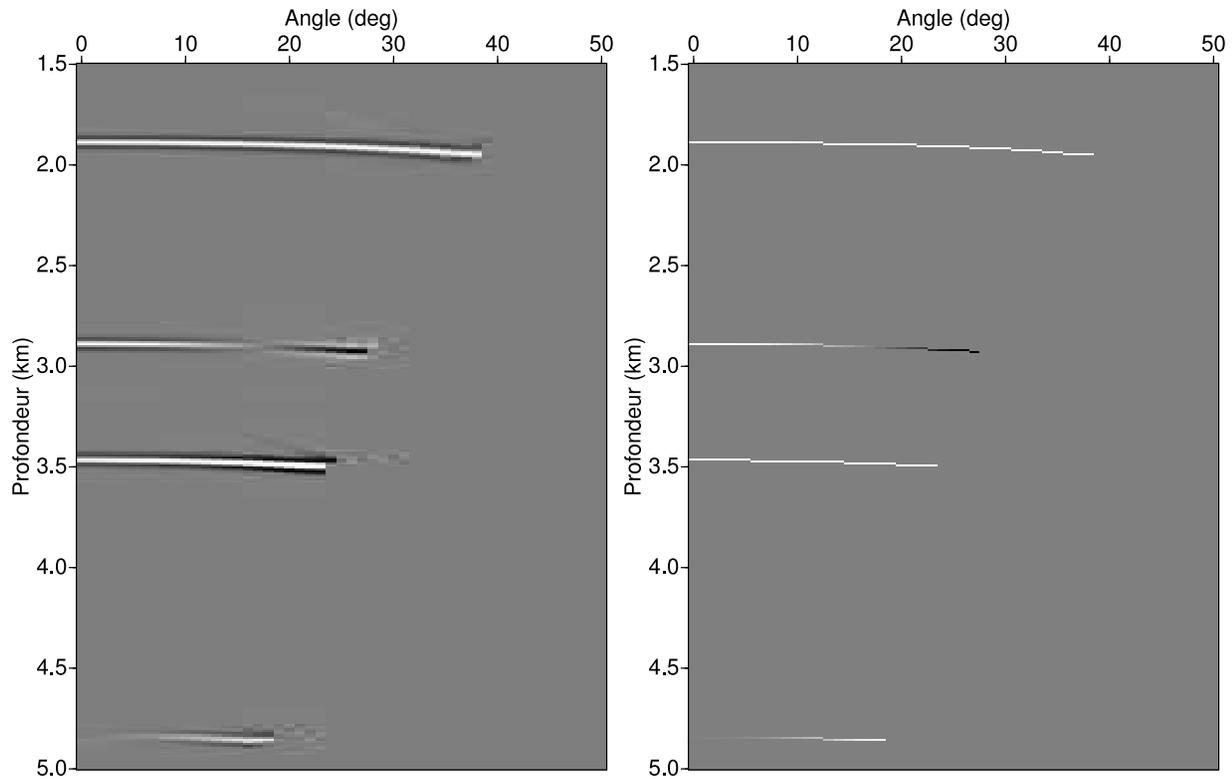


FIG. 12.5 – Iso- X en angle résultant de données migrées avec une erreur de 5% dans le modèle de vitesse (à gauche). Les trajectoires du même Iso- X (à droite). Nous arrivons parfaitement à suivre le second événement qui se caractérise par un changement de signe avec les angles croissants.

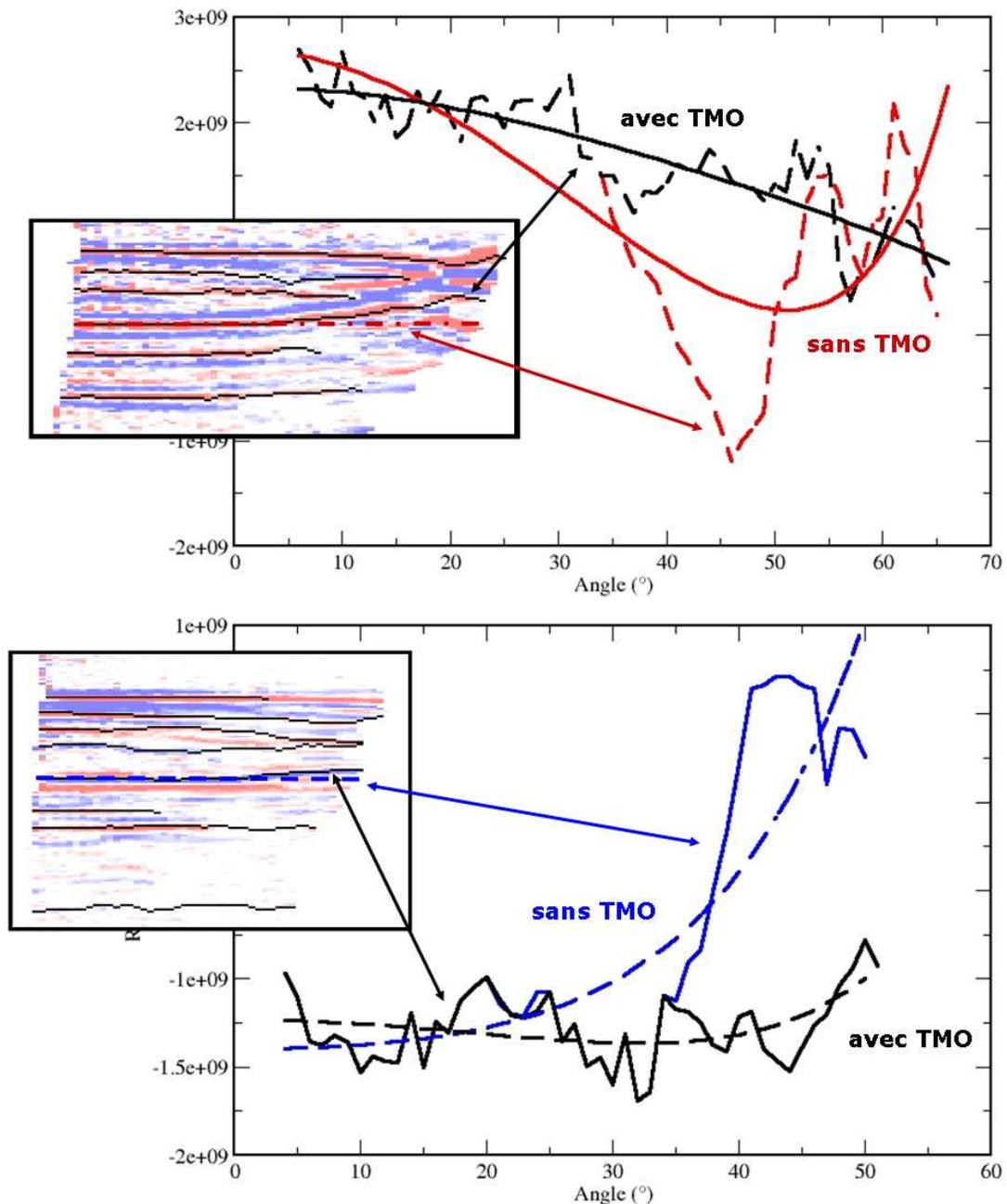


FIG. 12.6 – Exemples réels montrant la validité de l'inversion AVA le long des trajectoires. La variation du coefficient de réflexion de l'événement diffère de la réflectivité sélectionnée à une profondeur constante pour des angles supérieurs à 35 degrés. Cette méthode permet de suivre parfaitement la variation de la réflectivité des événements complexes aux grands angles et ainsi de trouver de "meilleures" valeurs des attributs AVA.

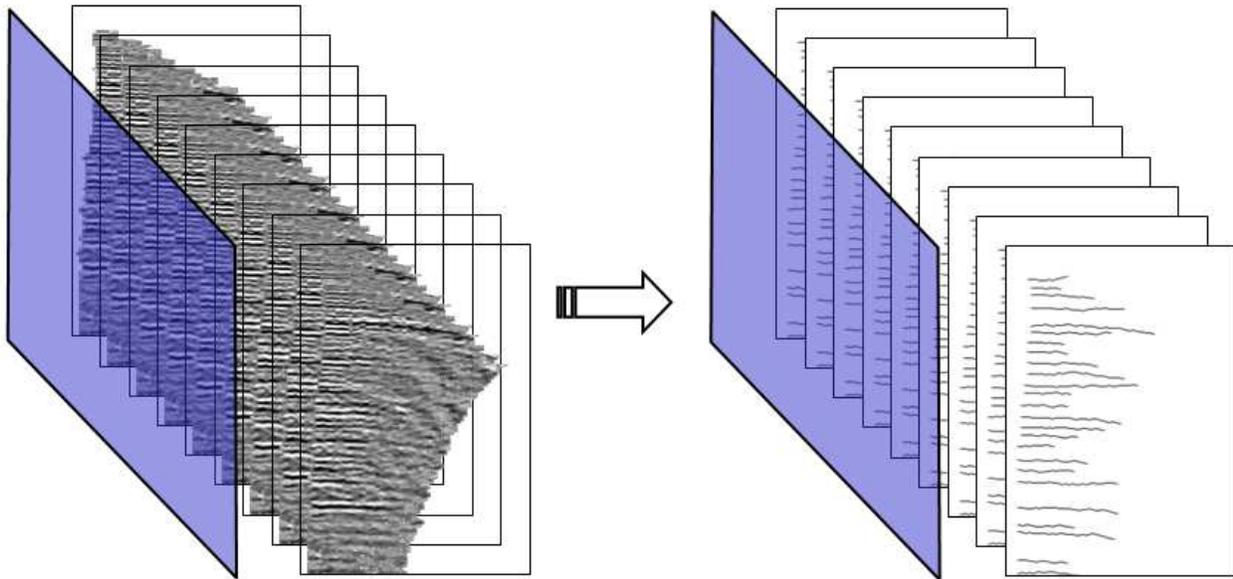


FIG. 12.7 – Illustration de l'obtention de la section squelette en sélectionnant le premier angle où la trajectoire de l'événement apparaît.

12.5 Squelette

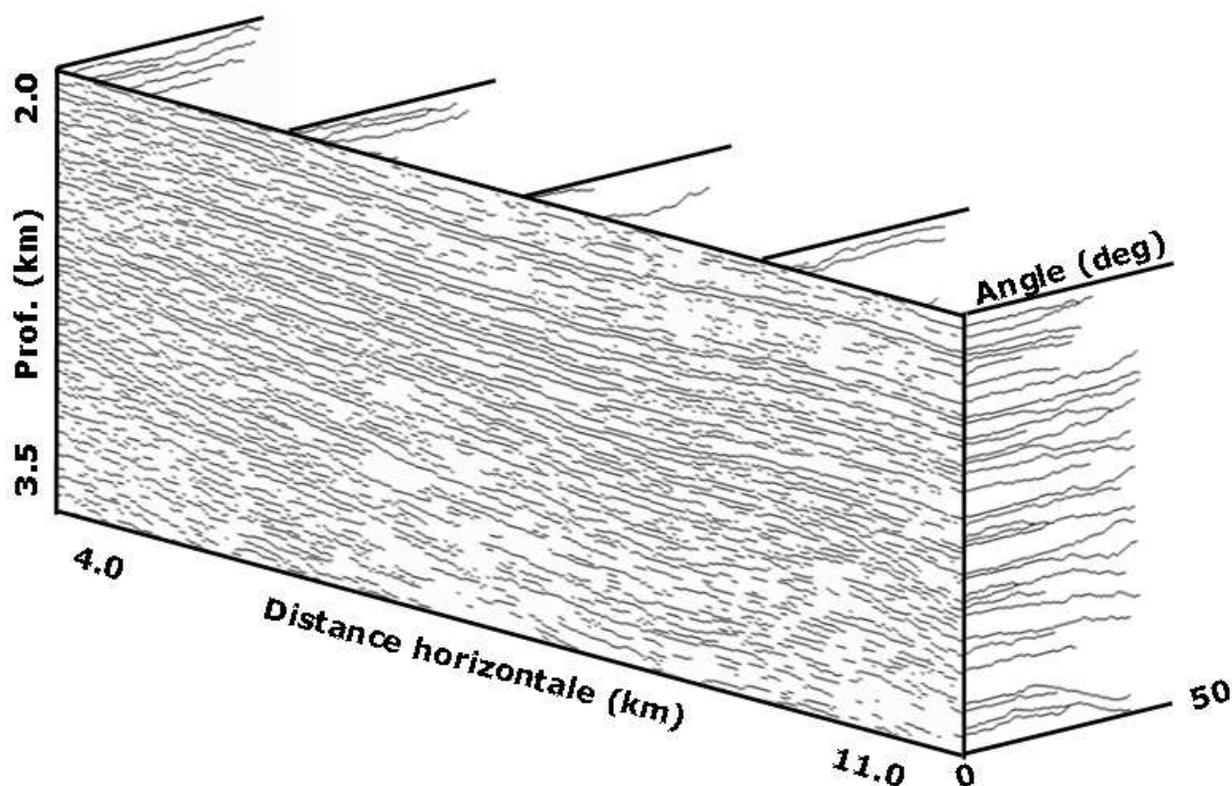


FIG. 12.8 – “Squelette” d’une image 2D. Après détection des trajectoires dans les Iso-X, nous obtenons, à partir de la section à proche angle, une interprétation en profondeur des structures.

Comme nous venons de le préciser, le squelette de la structure est obtenu directement après détection des trajectoires par “extraction” des segments des trajectoires présents sur la section proche départ ou proche angle.

Ce squelette contient donc :

1. Un segment pour chaque trajectoire “détectée” ce qui satisfait donc l’approximation AVA utilisée pour la modélisation au moins pour quelques déports ou angles. Ce pointé, lorsque nous le comparons à un pointé des évènements réalisés sur une section sommée après migration, permet d’éliminer automatiquement les pointés qui n’auraient aucune signification géophysique.
2. Tous les attributs AVA sont associés à chaque segment, mais d’autres sont issus de la migration, tels que le pendage, les composantes du vecteur lenteur et les valeurs minimum et maximum de l’angle d’incidence.
3. Les segments ne subissent pas l’étirement de l’ondelette en profondeur lié à la migration en profondeur. Le squelette “portant” un quelconque attribut AVA peut donc être

convolué par une ondelette dans la gamme fréquentielle de la sismique pour donner une section sans étirement.

Nous voyons maintenant les utilisations les plus réalistes du squelette qui sont :

1. Création d'un géo-modèle : cette interprétation automatique que représente le squelette et donc les éléments qui peuvent être à la fois sélectionnés (voire éliminés) sur la base de critères géophysiques (dépendance angulaire, semblance horizontale, ...), mais aussi associés à des grandeurs physiques (contraste d'impédance acoustique, pendages, etc ...), est directement effectuée en profondeur, dans le cadre de la migration avant sommation en milieux hétérogènes.
2. Amélioration du modèle de vitesse en vue de refaire une passe de migration. C'est la base des méthodes de MVA [Chauris, 2000], où la pente résiduelle est sélectionnée sur les Iso-X le long d'événements localement cohérents tout comme les pendages sur la section sismique. Dans le cas des trajectoires et du squelette, tous les paramètres nécessaires sont disponibles, et une extension à 3D (nécessaire aussi pour le point précédent) permettrait de réaliser un squelette, tel un pointé volumique, où les dépendances latérales pourraient être contraintes par les valeurs de pendages dans les deux directions horizontales avec la trajectoire et la pente résiduelle associées à chaque segment.
3. Pour l'obtention de l'impédance acoustique par inversion stratigraphique qui nécessite un pointé des interfaces associées à des données de puits et à une "amplitude" sismique.

Cependant, le squelette a quelques limites :

1. Il ne peut contenir que ce que les ondes ont pu voir au cours de leur propagation.
2. Les multiples non éliminés durant le pré-traitement seront toujours présents. Nous notons d'ailleurs que les multiples du fond de l'eau ont une signature très pentée (après migration) sur les Iso-X qui les rendent très facilement identifiables et éliminables sur le squelette.
3. La continuité des interfaces visibles sur le squelette n'est évidemment pas parfaite. Une interpolation géométrique des éléments discontinus du squelette est réalisable d'autant qu'elle peut être contrainte par des grandeurs physiques associées à chaque segment.
4. Le positionnement en profondeur des interfaces est évidemment dépendant de la qualité du champ de vitesse utilisé pour la migration. Dans ce cas, en étudiant la semblance horizontale, il nous est possible d'associer une incertitude à chaque position profondeur.

Ce sont tous ces points qui ont, en fait, été à l'origine de la thèse de François Schaub à l'Ecole des Mines dans le cadre d'une collaboration entre les Centres de Géophysique et de Géostatistique.

Le squelette, mais surtout les attributs et paramètres sismiques associés peuvent-ils être transmis à la caractérisation sismique des réservoirs sans perdre d'information, c'est-à-dire pas uniquement sous la forme d'un cube sismique, noté \mathcal{S} et dont nous ne connaissons pas l'origine ?

Prenons un squelette, exprimé en profondeur, et supposons que nous ayons deux puits aux deux extrémités de cette section. Supposons aussi, dans un premier temps, que le champ de vitesse de migration est parfait, de ce fait le squelette est bien calé aux puits. Via le squelette, préalablement nettoyé de ces segments "non géophysiques" (mauvaise semblance, trop courte dépendance angulaire) et interpolé, voire légèrement lissé, il nous est alors possible d'effectuer une simulation géostatistique de la distribution de l'impédance acoustique, disponible aux puits et sous contrainte des interfaces du squelette (figure 12.9).

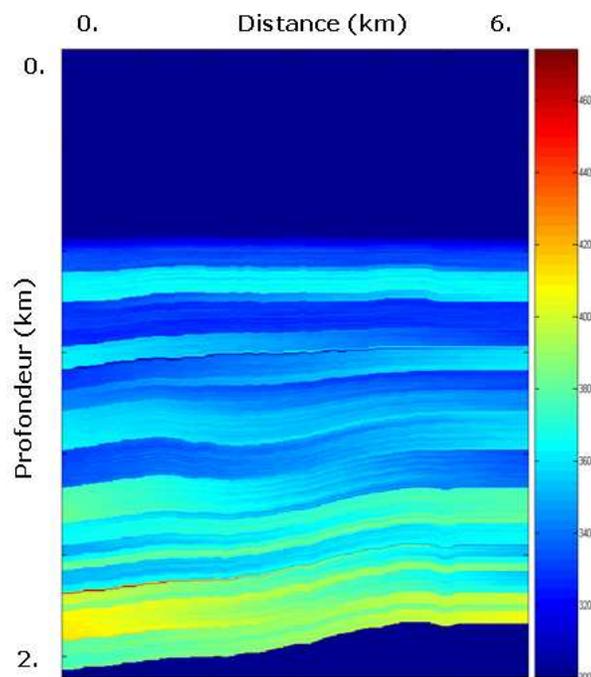


FIG. 12.9 – Exemple de simulation géostatistique de l'impédance acoustique contrainte par 2 puits aux extrémités de la section et par le squelette et ses attributs. La simulation est réalisée très rapidement sur toute la section (et non pas uniquement sur une cible donnée) à l'échelle du puits ou de l'image migrée. La simulation s'effectue après mise à plat des couches définies par le squelette puis remise en forme dans la section. Communication personnelle de F. Schaub.

À partir de la section impédance ainsi obtenue, il redevient alors possible de modéliser un contraste d'impédance R_{0cal} , comparable à la section intercept issue de la chaîne de traitement

(PAPsDM + AVA inversion), notée R_{0obs} . De même, il est possible de modéliser le contraste de réflectivité $R(\mathbf{x}, \theta)$ en utilisant les équations de [Zoeppritz, 1919] ou l'une de ses approximations et de comparer ce contraste aux Iso-X obtenus après migration.

Nous avons donc présenté dans ce chapitre le calcul des trajectoires qui permet de suivre la pente résiduelle des événements tout en conservant les amplitudes et en tenant compte des changements de polarité de certains réservoirs.

Ces trajectoires, associées à un schéma d'inversion robuste, permettent d'assurer la qualité des attributs AVA y compris dans les cas où les Iso-X montrent un caractère compliqué. Les trajectoires permettent l'obtention d'une section squelette de la structure et ouvrent de réelles opportunités à très court terme pour contraindre la simulation de l'impédance acoustique.

L'inversion AVA le long des trajectoires ne tient pas compte de l'effet d'étirement de l'ondelette car la variation de l'amplitude est sélectionnée sur le maximum en valeur absolue de l'ondelette, ce qui est un avantage dans la plupart des cas.

Cependant l'amplitude sélectionnée pour des réflecteurs dont la distance est inférieure à la longueur d'onde est affectée par l'interférence des ondelettes associées à chacune des réflexions.

Cette correction des amplitudes sera abordée dans le prochain chapitre (chapitre 13).

Chapitre 13

Correction de l'étirement de l'ondelette

13.1 Introduction

Les corrections dynamiques (NMO) et les migrations avant sommation en temps ou en profondeur aplatissent les événements mais étirent les ondelettes du signal sismique aux dépôts lointains.

Ce phénomène d'étirement de l'ondelette s'explique par le fait que la longueur d'onde d'une onde plane illuminant un milieu varie en fonction de l'angle d'incidence, de la vitesse et de la fréquence. La longueur d'onde verticale λ_z est en effet liée à la fréquence w , à la vitesse v et à l'angle d'incidence θ par l'équation,

$$\lambda_z = \frac{2\pi v}{w \cos(\theta)} \quad . \quad (13.1.1)$$

Cet étirement qui détériore le contenu fréquentiel aux dépôts lointains, peut créer de fausses anomalies AVA ou détruire des anomalies AVA existantes [Swan, 1991].

Les valeurs sélectionnées le long des trajectoires ne sont pas affectées par l'étirement de l'ondelette car l'amplitude est sélectionnée sur la pointe de l'ondelette. Cependant, dans le cas de bancs fins, l'interférence des ondelettes ajoutée à l'étirement de l'ondelette entraînent une augmentation ou une diminution de l'amplitude en fonction du dépôt et de l'épaisseur du banc.

Dans la première partie du chapitre, nous rappellerons les différentes méthodes utilisées pour corriger l'étirement de l'ondelette. Nous proposerons une méthode qui permet de compenser les distorsions de la bande passante en appliquant un filtre d'égalisation sur des fenêtres centrées autour d'événements détectés par les trajectoires. Ces corrections permettent entre autres d'améliorer les sections sommées.

La connaissance acquise dans la première partie de ce chapitre, nous permet de modéliser l'ondelette étirée des bancs fins. Dans la deuxième partie de ce chapitre, les variations de l'amplitude en fonction de l'angle seront estimées par une déconvolution en utilisant des filtres de Wiener de l'Iso-X et de l'ondelette modélisée.

13.2 Étirement de l'ondelette

13.2.1 Historique des traitements

Pour corriger les distorsions de l'ondelette, [Swan, 1997] applique un filtre sur les attributs AVA de [Shuey, 1985]. [Dong and Ponton, 1999] calculent, pour des ondelettes de Ricker, des sections intercept R'_0 et gradient G' en temps, corrigées des effets d'étirement de l'ondelette,

$$\begin{aligned} R'_0 &= e^{-\eta^2} (1 - 2\eta^2) R_0 \quad , \\ G' &= e^{-\eta^2} [(1 - 2\eta^2)G + \eta^2(3 - 2\eta^2)R_0] \quad , \end{aligned} \quad (13.2.2)$$

avec,

$$\eta = 2\pi\delta z f_0/v \quad . \quad (13.2.3)$$

Les corrections faites à partir de ces méthodes s'appliquent sur des sections intercept et gradient calculées auparavant sur des données dont les pentes résiduelles ont été corrigées, ou ne nécessitant pas de corrections, c'est-à-dire que ces développements supposent des événements qui, d'une façon ou d'une autre, sont parfaitement plats. Nous pourrions donc appliquer ce type de technique après notre inversion faite le long des trajectoires, mais il nous a paru plus cohérent de corriger les Iso-X des distorsions de l'ondelette avant l'inversion.

Dans la même optique, [Castoro et al., 2001] proposent de compenser dans le domaine des fréquences la déformation de la bande passante directement sur des données après correction NMO. Cependant, leur approche n'est applicable que sur des zones ciblées auparavant, et non sur toute la trace.

Comme [Lazaratos and Finn, 2004], nous avons implémenté un algorithme pour corriger l'ensemble de la trace dans les Iso-X. Notre connaissance de la position des événements liée au calcul des trajectoires nous permet de considérer les événements indépendants les uns des autres via des fenêtres glissantes. Nous compensons ensuite pour chaque événement les distorsions de la bande passante en appliquant un filtre d'égalisation sur des fenêtres centrées autour d'événements détectés par les trajectoires.

13.2.2 Filtre d'égalisation

Pour valider les corrections d'étirement de l'ondelette le long des trajectoires, nous avons créé un modèle à quatre couches. Les données ont été générées à l'aide d'un programme de modélisation modifié à partir d'un code de Seismix Unix à amplitude préservée par [Baina et al., 2002], où l'amplitude des réflecteurs est définie à partir des valeurs intercept, gradient et courbure de l'approximation de [Shuey, 1985].

Le modèle et les données synthétiques furent générés à partir des paramètres AVA (intercept, gradient et courbure) suivants :

Profondeur	Intercept	gradient	courbure
800	0.103	-0.103	0.09091
880	-0.135	-0.040	-0.11111
980	0.135	0.040	0.11111
990	-0.135	0.135	-0.11111

Nous avons calculé la réflectivité en tout point de profondeur z en fonction du départ en utilisant notre code de migration en profondeur à amplitude préservée. Sur la figure (13.1), nous voyons les effets de l'étirement de l'ondelette. La longueur de l'ondelette à départ lointain est le double de celle à proche départ.

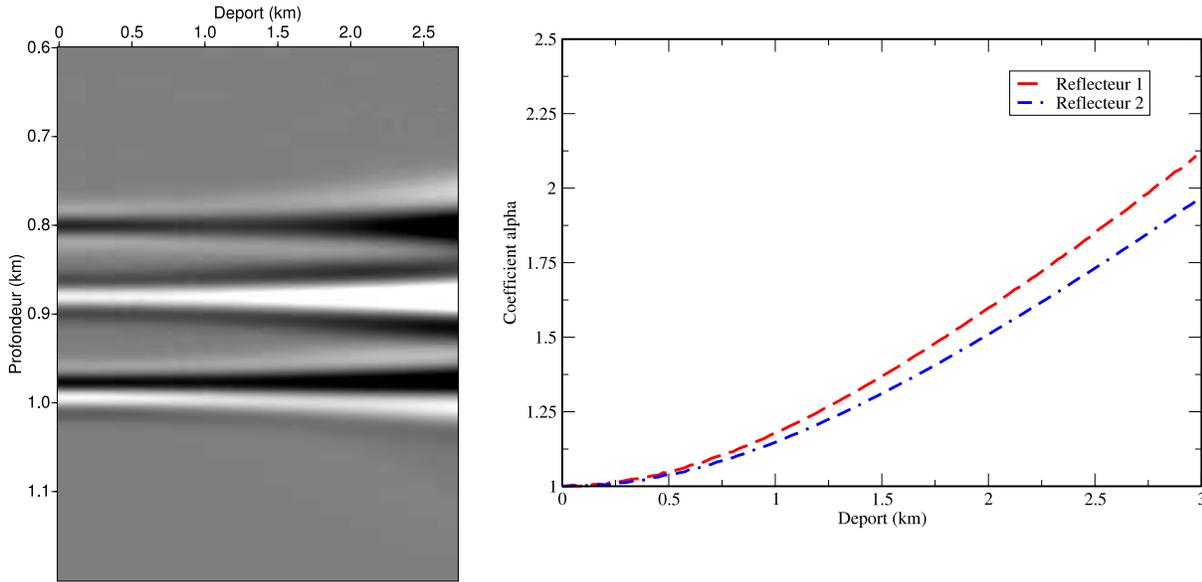


FIG. 13.1 – *Iso-X migré initial (gauche). La longueur de l'ondelette à départ lointain est le double de celle à proche départ (droite).*

L'étirement de l'ondelette m_0 après migration en profondeur a été quantifié par [Tygel et al., 1994]. Il s'agit tout simplement de la composante verticale du vecteur lenteur \mathbf{q} , somme des vecteurs lenteurs reliant la source au point image p_s et le récepteur au point image p_r ,

$$m_0 = q_z = \frac{2}{V} \cos(\theta) \cos(\epsilon) \quad , \quad (13.2.4)$$

où V est la vitesse de propagation des ondes, θ l'angle d'incidence et ϵ le pendage du réflecteur.

En projetant \mathbf{q} sur l'axe vertical,

$$q_z = p_{sz}(x, z) + p_{rz}(x, z) \quad . \quad (13.2.5)$$

Nous pouvons exprimer q_z en fonction de paramètres accessibles pendant la migration grâce au tracé de rais. Nous le migrons comme un attribut $q_z(\mathbf{x}, h)R(\mathbf{x}, h)$ [Nguyen, 2003]. Le calcul de

$q_z(\mathbf{x}, h)$ en fonction du déport se fait par une division de $q_z(\mathbf{x}, h)R(\mathbf{x}, h)$ par $R(\mathbf{x}, h)$ effectuée pour chaque point profondeur et pour chaque déport par une inversion des moindres carrés sur de petites fenêtres glissantes (chapitre 3.5). Le calcul de $q_z(\mathbf{x}, h)$ est similaire au calcul du cosinus de l'angle spéculaire présenté dans le chapitre (3).

De nombreux auteurs dont [Jones and Fruehn, 2003] proposent, pour atténuer les effets de l'étirement de l'ondelette, de mettre à zéro les échantillons migrés pour lesquels la valeur du facteur q_z dépasse une valeur seuil. Cette méthode, simple et pragmatique, reste valable pour l'obtention d'images des structures géologiques mais pas pour des études AVA, dont l'objectif consiste à utiliser au maximum l'information à déport lointain.

Considérons un événement sismique $s(z, h)$ non affecté par l'étirement de l'ondelette à une profondeur z et un déport h donnés. L'événement sismique affecté par l'étirement de l'ondelette $s_{stretch}(z, h)$ est défini d'après [Dukin and Levin, 1973] par,

$$s_{stretch}(z, h) = s\left(\frac{1}{\alpha(h)}(z, h)\right) \quad . \quad (13.2.6)$$

Sa transformée de Fourier s'écrit,

$$\tilde{S}_{stretch}(f, h) = \alpha(h)\tilde{S}(f\alpha(h), h) \quad . \quad (13.2.7)$$

Le facteur d'étirement α est défini comme le rapport du facteur m_0 au déport h et celui à proche déport. Ce facteur α varie en fonction du déport. Il est supérieur ou égal à 1.

[Castoro et al., 2001] expriment le facteur de compression (l'inverse du facteur α) après correction NMO en fonction du temps double t , du temps double à déport nul t_0 et de la vitesse NMO V_{NMO} ,

$$c(t, h) = \frac{\partial t}{\partial t_0} \approx \frac{t}{t_0} \left(1 - \frac{2(t - t_0)}{V_{NMO}} \frac{\partial t_{NMO}}{\partial t_0}\right) \quad . \quad (13.2.8)$$

[Bakke and Ursin, 1998] proposent une expression équivalente en fonction du déport h , des vitesses rms V_{rms} et d'intervalle V ,

$$c(t, h) = \frac{t_0}{t} \left(1 + \frac{V_{rms}^2 - V^2}{2t_0^2 V_{rms}^4} h^2\right) \quad . \quad (13.2.9)$$

Pour de faibles contrastes de vitesse, le dernier terme de l'équation (13.2.9) peut être ignoré.

L'équation (13.2.7) et la figure (13.2) nous montrent bien que la migration en profondeur, comme la migration en temps ou l'imagerie après correction NMO, réduit progressivement la bande passante des données vers les basses fréquences, les sections à proche déport contenant plus d'énergie à haute fréquence que les sections à déport lointain.

Notre méthode consiste à utiliser la trajectoire des événements (figure 13.2.2). Pour chaque trajectoire et chaque déport, nous appliquons une transformée de Fourier sur une fenêtre de la taille de $N\alpha(h)$ échantillons centrée sur la trajectoire des événements. D'après l'équation (13.2.7), nous prenons les N premiers échantillons de la transformée de Fourier de l'ondelette

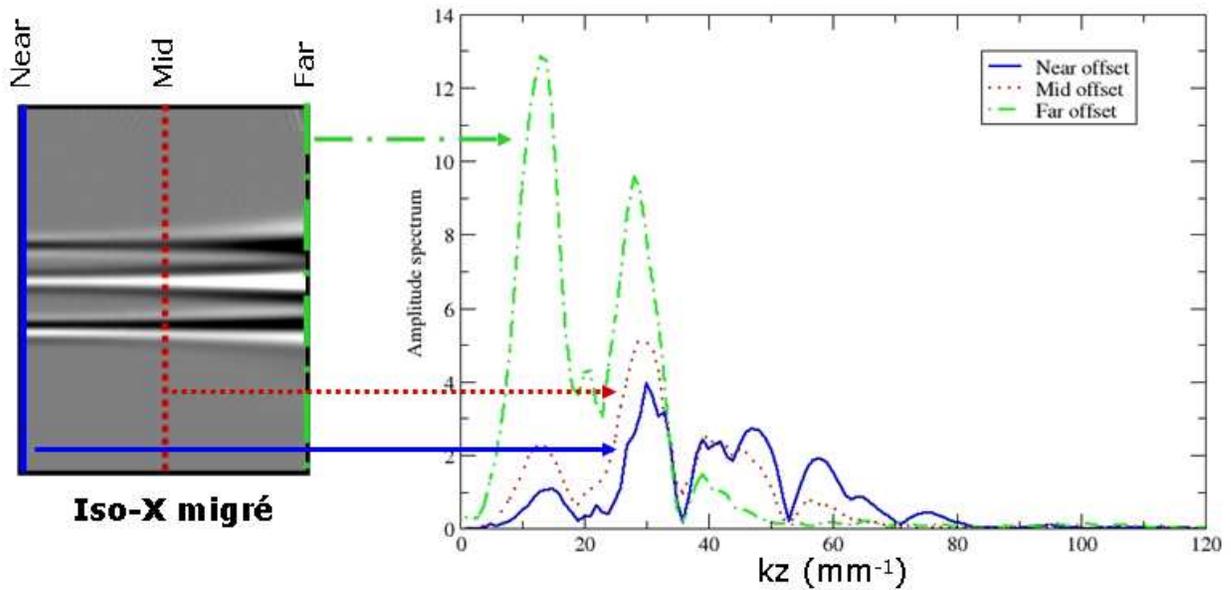


FIG. 13.2 – *Iso-X migré et amplitude de son spectre pour des traces à proche, moyen et lointain départ. Au départ lointain, le contenu fréquentiel est multiplié d'un facteur α .*

distordue $\tilde{S}_{stretch}(f/\alpha(h), h)$ puis nous les multiplions par $1/\alpha(h)$ pour obtenir une estimation de la transformée de Fourier de l'ondelette non étirée $\tilde{S}(f, h)$.

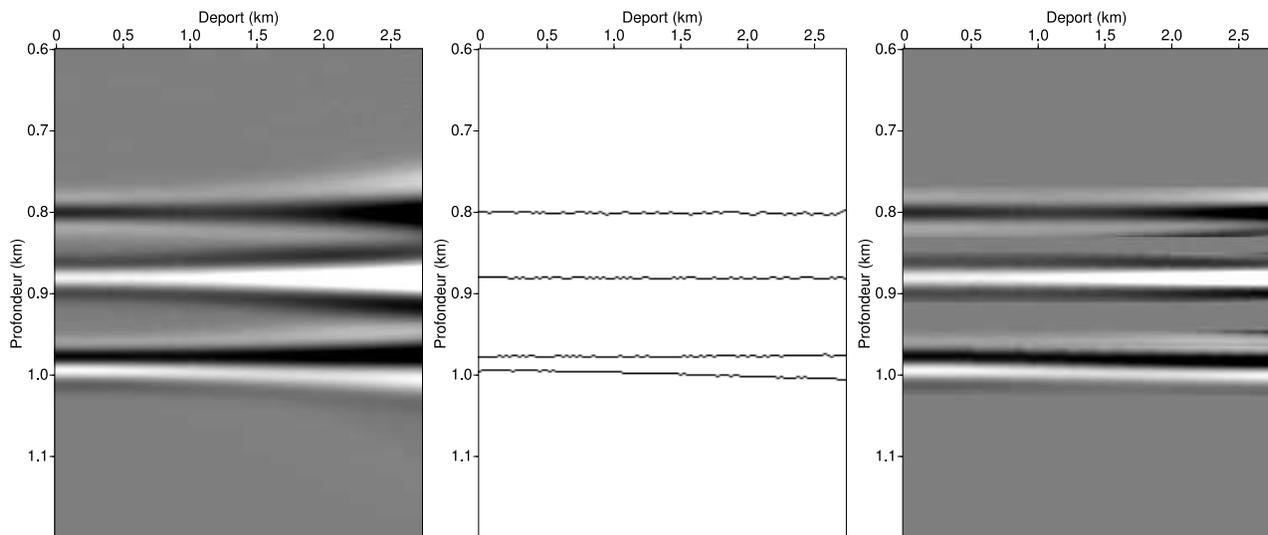
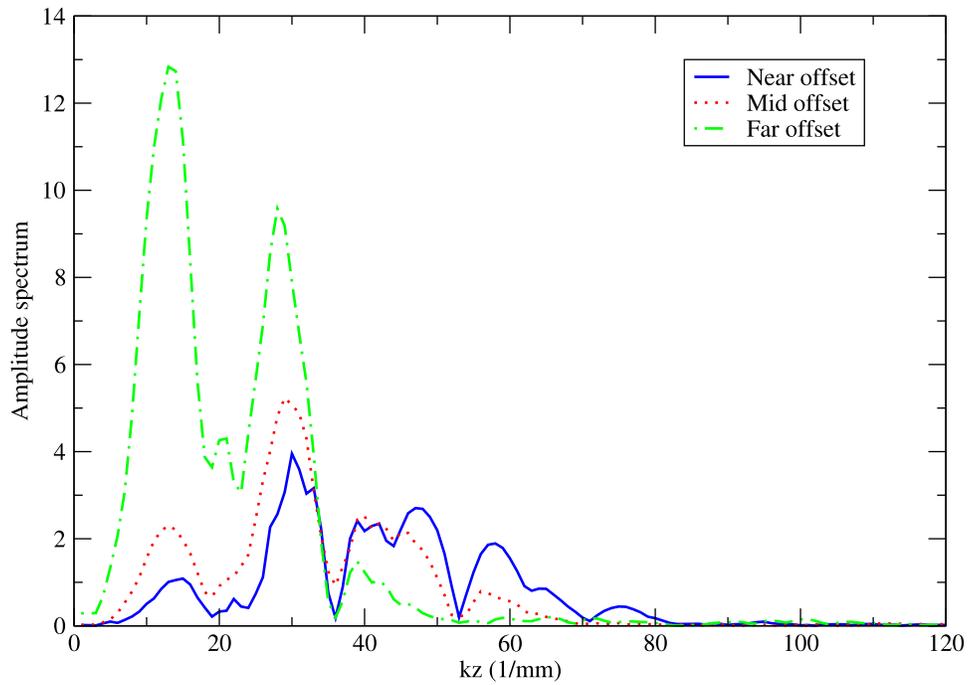
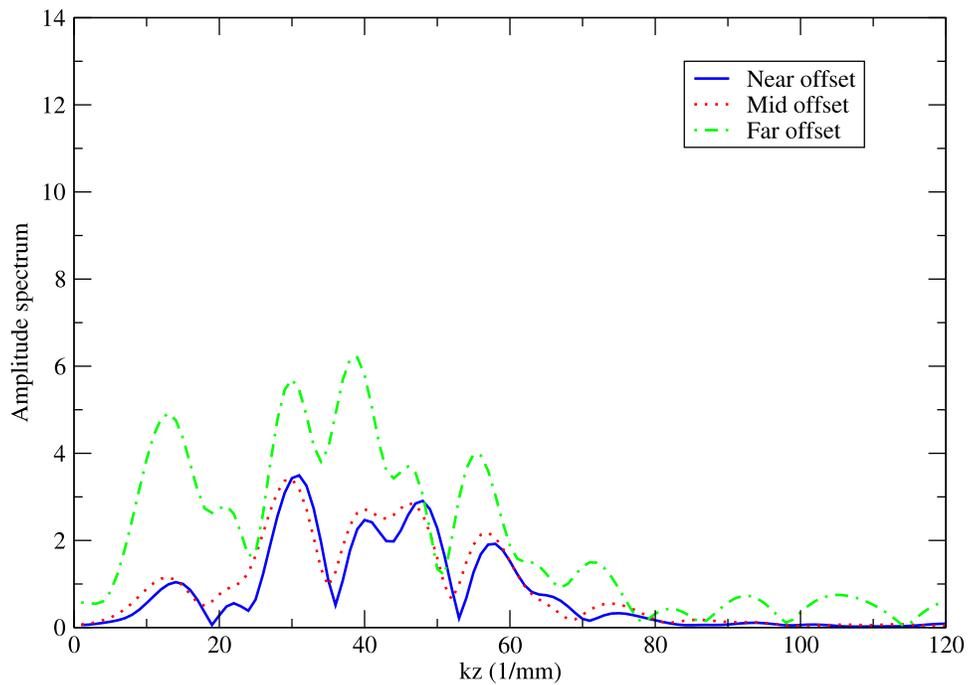


FIG. 13.3 – *Iso-X migré initial (gauche) avec les trajectoires correspondant aux événements contenus dans cet Iso-X (milieu) et Iso-X corrigé des effets d'étirement de l'ondelette (droite). La taille de l'ondelette à départ lointain est doublée par rapport à l'ondelette à proche départ. L'égalisation des spectres est appliquée sur des petites fenêtres autour des trajectoires.*

Cette méthode permet d'augmenter le contenu fréquentiel des hautes fréquences pour les départs lointains. Nous observons la même bande passante pour tous les départs. Le rapport entre le

maximum d'amplitude de spectre à proche et lointain départ est seulement dû aux variations d'amplitudes (figure 13.5).

Après inversion AVA sur les Iso-X corrigés, nous corrigeons sur la section gradient les “ondelettes” des deux premiers réflecteurs (figure 13.6). Pour les troisième et quatrième réflecteurs, des effets d'interférences se traduisant par des variations de phase et d'amplitude du signal sismique ne sont pas corrigés par ce traitement.

FIG. 13.4 – *Spectre d'une trace à proche, moyen et lointain déport avant égalisation des spectres*FIG. 13.5 – *Spectre d'une trace à proche, moyen et lointain déport après égalisation des spectres.*

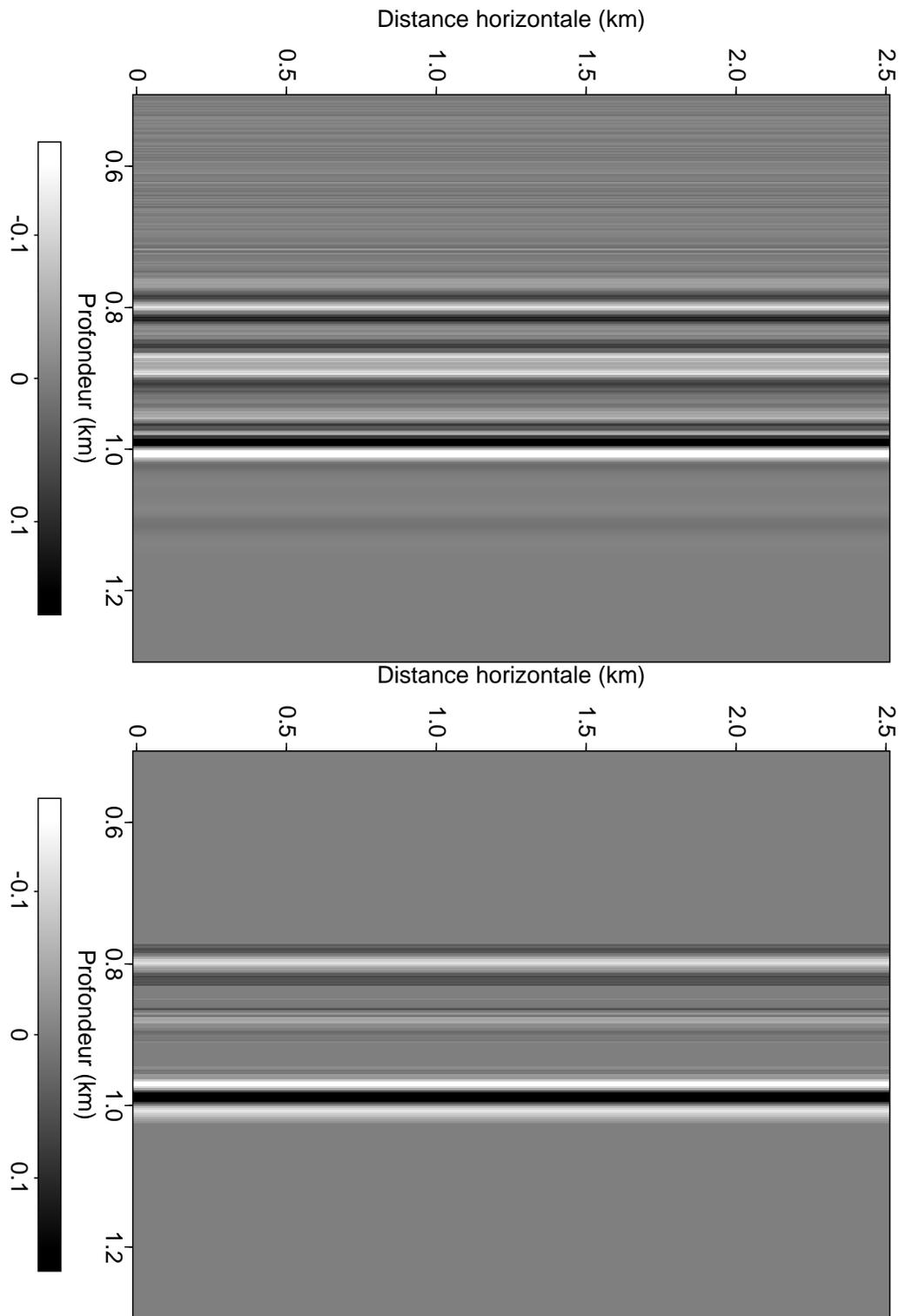


FIG. 13.6 – Section gradient avant (haut) et après égalisation des spectres (bas). “L’ondelette” des deux premiers réflecteurs est bien retrouvée, mais ce traitement ne permet pas de corriger l’amplitude du banc fin.

13.2.3 Conclusion

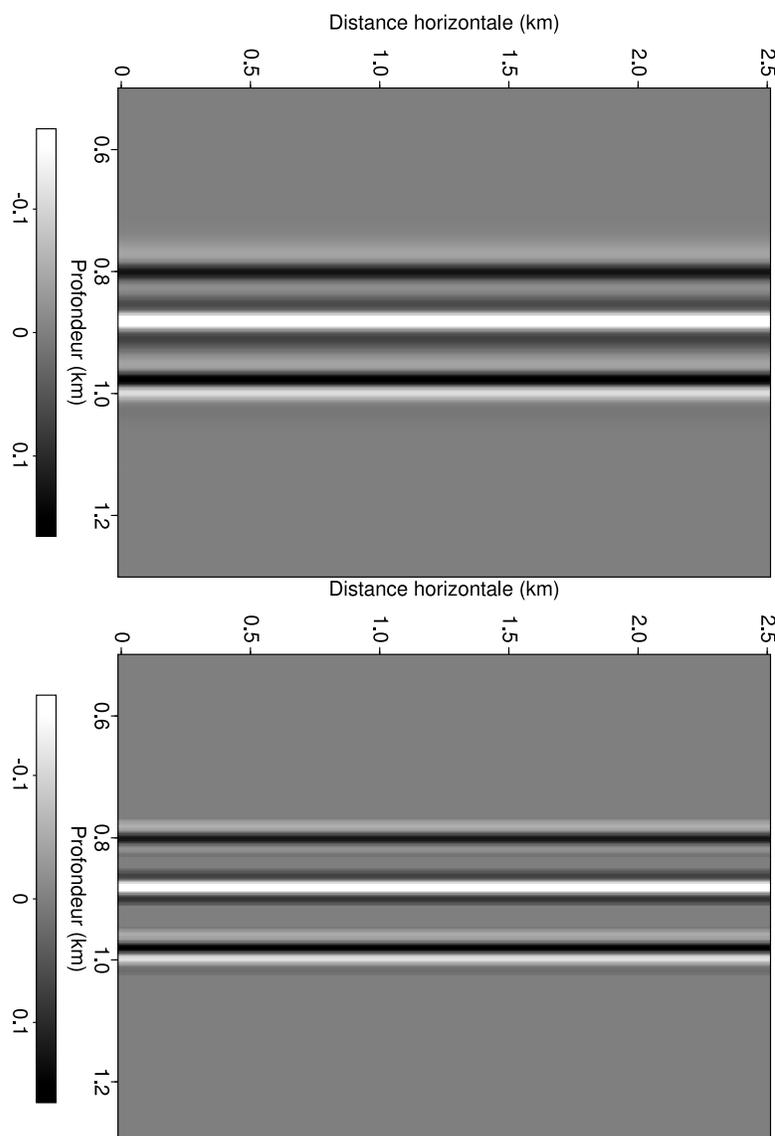


FIG. 13.7 – *Section sommée avant (haut) et après égalisation des spectres (bas). Les réflecteurs se distinguent plus clairement après correction des effets d'étirement de l'ondelette.*

Nous avons présenté, avec un exemple synthétique, la validité des traitements appliqués pour corriger l'étirement de l'ondelette le long des trajectoires. Ce traitement nous permet d'améliorer la qualité des sections sommées (figure 13.7).

La correction de l'étirement de l'ondelette n'intervient pas dans nos analyses AVA, puisque l'estimation des attributs AVA le long des trajectoires se fait sur la pointe de l'ondelette.

Cependant, le fait que nous soyons capables de modéliser l'ondelette étirée va nous permettre dans la prochaine partie, de nous intéresser à la correction de l'amplitude affectée par l'effet des bancs fins.

13.3 Cas des bancs fins

Dans la seconde partie de ce chapitre, nous nous intéresserons à la correction de l'amplitude des bancs fins le long des trajectoires.

Une interférence entre les réflexions créées au toit et à la base de la couche, se traduisant par des variations de phase et d'amplitude du signal sismique, s'observe pour des bancs d'épaisseur inférieure ou égale à la demi longueur d'onde sismique.

Nous définirons dans un premier temps les différents types de bancs fins, puis dans un second temps, nous introduirons un traitement permettant de déterminer les variations de réflectivité tout en tenant compte de l'interférence des ondelettes.

13.3.1 Les quatre modèles de bancs fins

[Chung and Lawton, 95] ont défini quatre types de bancs fins en fonction de la polarité et de la magnitude des coefficients de réflexion du toit et de la base du banc :

Type I	Polarité opposée et amplitude identique	$\frac{V_{p1}, \rho_1}{V_{p2} < V_{p1}, \rho_2 < \rho_1}$
Type II	Polarité et amplitude identique	$\frac{V_{p1}, \rho_1}{V_{p2} > V_{p1}, \rho_2 > \rho_1}$ $V_{p3} > V_{p2}, \rho_3 > \rho_2$
Type III	Polarité opposée et amplitude différente	$\frac{V_{p1}, \rho_1}{V_{p2} < V_{p1}, \rho_2 < \rho_1}$ $V_{p3} > V_{p2}, V_{p3} > V_{p1}, \rho_3 > \rho_2, \rho_3 > \rho_1$
Type IV	Même polarité et amplitude différente	$\frac{V_{p1}, \rho_1}{V_{p2} > V_{p1}, \rho_2 > \rho_1}$ $V_{p3} > V_{p2}, \rho_3 > \rho_2$

FIG. 13.8 – Présentation des différents types de bancs fins ainsi que de leurs contrastes de vitesse et de densité.

Modèle de réflectivité de type I

Le modèle de réflectivité de type I représente un banc fin incrusté dans un milieu homogène isotrope. La vitesse de propagation des ondes P du banc fin est inférieure au milieu entourant le banc. Même s'il représente très peu de cas réel, ce modèle, de par sa simplicité, est souvent étudié dans l'analyse des bancs fins.

[Widess, 1973] a illustré les effets des interférences des ondelettes dans ce modèle pour une onde ayant une incidence normale sur le banc. La résolution verticale maximum pour ce modèle apparaît lorsque l'épaisseur du banc atteint le quart de la longueur d'onde dominante du signal sismique. Lorsque l'épaisseur du banc est égale au huitième de la longueur d'onde, l'ondelette composite est la dérivée temporelle de l'ondelette incidente. [Widess, 1973] a proposé une formulation simple de l'estimation de l'épaisseur d'un banc mince en fonction de la fréquence et de l'amplitude de l'ondelette composite. L'amplitude d'une réflexion créée par un banc mince est égale en première approximation à $4\pi Ab/\lambda_d$, où b est l'épaisseur du banc, λ_d la longueur d'onde calculée à l'aide de la vitesse du banc et de la fréquence dominante du signal. Cette approximation de [Widess, 1973] n'exprime pas l'effet du banc mince avec le déport, elle ne pourra donc pas nous servir pour une étude AVA.

Modèle de réflectivité de type II

Dans ce cas, la vitesse de propagation des ondes P du banc fin est supérieure à la vitesse de la couche au-dessus de ce banc et inférieure à la vitesse de la couche au-dessous de ce banc. Les deux coefficients de réflexion ont les mêmes magnitudes.

Modèle de réflectivité de type III

Dans ce cas, la vitesse de propagation des ondes P du banc fin est inférieure aux couches au-dessus et au-dessous de ce banc. Ce modèle est similaire au modèle de réflectivité de type I à la différence que les coefficients de réflexion ont des magnitudes différentes. Le type III, contrairement au type I, se retrouve plus fréquemment dans des situations de données réelles.

Modèle de réflectivité de type IV

La vitesse de propagation des ondes P du banc fin est supérieure à la vitesse de la couche au-dessus de ce banc et inférieure à la vitesse de la couche au-dessous de ce banc. Ce modèle est similaire au modèle de réflectivité de type II sauf que les coefficients de réflexion ont des magnitudes différentes.

Conclusion

Dans la suite, pour simplifier nos calculs, nous corrigerons uniquement l'amplitude des réservoirs de type I et II.

13.3.2 Historique des traitements

Après correction NMO, [Lin and Phair, 1993] proposent de corriger les sections intercept et gradient affectées par les effets d'interférences d'ondelettes dans le modèle de type I. Ils expriment la réflectivité R_{tuning} par,

$$R_{tuning}(\theta) = \frac{4\pi b \cos(\theta)}{VT} R(\theta) \quad , \quad (13.3.10)$$

où b est l'épaisseur du banc fin et V sa vitesse d'intervalle. En reprenant l'approximation deux termes de [Shuey, 1985], l'équation précédente s'écrit,

$$R_{tuning}(\theta) = \frac{4\pi b \cos(\theta)}{VT} (R_0 + G \sin^2(\theta)) \quad , \quad (13.3.11)$$

puis après simplification trigonométrique,

$$\begin{aligned} R_{tuning}(\theta) &= \frac{4\pi b}{VT} (R_0 + (G - \frac{1}{2}R_0) \sin^2(\theta)) \\ &= R_{0tuning} + G_{tuning} \sin^2(\theta) \quad . \end{aligned} \quad (13.3.12)$$

Par conséquent, l'amplitude de la section intercept affectée par les effets d'interférences d'ondulettes est exactement l'amplitude de [Widess, 1973] pour une onde à incidence normale,

$$R_{0tuning} = \frac{4\pi b}{VT} R_0 \quad , \quad (13.3.13)$$

et la section gradient G_{tuning} est définie par,

$$G_{tuning} = \frac{4\pi b}{VT} (G - \frac{1}{2}R_0) \quad . \quad (13.3.14)$$

[Bakke and Ursin, 1998] ont généralisé et étendu les travaux de [Lin and Phair, 1993]. Ils utilisent l'approximation de [Dix, 1955] pour estimer le temps d'arrivée des deux ondes. Le temps d'arrivée t_1 de l'onde réfléchiée sur la première interface (toit du banc mince) en fonction du temps s'écrit,

$$t_1^2(h) = t_0^2 + \frac{h^2}{V_{rms1}^2} \quad , \quad (13.3.15)$$

où h est le déport et V_{rms1} la vitesse quadratique de propagation des ondes jusqu'à la première interface.

Pour l'onde réfléchiée sur la deuxième interface (base du banc mince),

$$t_2^2(h) = \left(t_0 + \frac{2b}{V} \right)^2 + \frac{h^2}{V_{rms2}^2} \quad . \quad (13.3.16)$$

En utilisant la formule de calcul de la vitesse quadratique et après simplification, [Bakke and Ursin, 1998] écrivent l'équation (13.3.16) sous la forme suivante,

$$t_2^2(h) = t_1^2(h) + 2 \left[\frac{2b}{V} t_0 \left(1 + \frac{h^2}{2t_0^2 V_{rms1}^4} (V_{rms1}^2 - V^2) \right) \right] \quad . \quad (13.3.17)$$

En utilisant le fait que $\Delta t(h) \ll t_1(h)$, nous avons,

$$t_2^2(h) = (t_1(h) + \Delta t(h))^2 \approx t_1^2(h) \left(1 + \frac{2\Delta t(h)}{t_1(h)} \right) \quad , \quad (13.3.18)$$

[Bakke and Ursin, 1998] quantifient la différence de temps entre les deux arrivées par la formule suivante,

$$\begin{aligned}\Delta t(h) &\approx \frac{t_2^2(h) - t_1^2(h)}{2t_1^2(h)} \\ &\approx \frac{t_0}{\sqrt{t_0^2 + \frac{h^2}{V_{rms1}^2}}} \frac{2b}{V} \left[1 - \frac{V^2 - V_{rms1}^2}{2t_0^2 V_{rms1}^4} h^2 \right] .\end{aligned}\quad (13.3.19)$$

Donc, pour des bancs très minces ($b < \lambda/8$), la réflectivité affectée par l'effet des bancs minces s'écrit,

$$R_{tuning}(t, h) \approx R(t, h)\Delta t(h)p(t - t_1(h)) \quad , \quad (13.3.20)$$

où p représente l'ondelette composite.

[Widess, 1973] rappelle que l'ondelette est proche de sa dérivée pour une épaisseur de banc fin égale ou inférieure au huitième de la longueur d'onde. Le rapport entre l'amplitude maximale de l'ondelette et celle de sa dérivée est sensiblement égal à $\frac{\lambda}{2\pi}$,

$$R_{tuning}(t, h) \approx R(t, h)\Delta t(h)\frac{2\pi}{\lambda} \quad . \quad (13.3.21)$$

Ainsi, [Bakke and Ursin, 1998] calculent un facteur de correction dépendant du déport et permettant de retrouver les vrais coefficients de réflexion. Ces facteurs sont indépendants de l'épaisseur du banc fin et nécessitent de connaître l'ondelette.

13.3.3 Correction des amplitudes des modèles de type I et II

Dans le cas où l'amplitude le long des trajectoires est affectée par l'interférence de bancs fins, nous préférons estimer l'ondelette étirée puis déconvoluer les données avec cette ondelette par filtre de Wiener. Nous préférons déconvoluer par filtre de Wiener que de diviser dans le domaine de Fourier. En effet la présence de valeurs nulles rend instable cette division.

Modélisation de l'ondelette étirée

Considérons l'événement sismique $s(z, h)$, résultant de la convolution de la réflectivité $r(z, h)$ par l'ondelette $w(z)$. La transformée de Fourier de cet événement est donnée par,

$$\tilde{S}(f, h) = \tilde{R}(f, h)\tilde{W}(f, h) \quad . \quad (13.3.22)$$

D'après l'équation (13.2.7) l'événement sismique étiré s'écrit dès lors,

$$\begin{aligned}\tilde{S}_{stretch}(f, h) &= \alpha(h)\tilde{S}(f\alpha(h), h) \\ &= \alpha(h)\tilde{R}(f, h)\tilde{W}(f\alpha(h), h) \quad .\end{aligned}\quad (13.3.23)$$

Les effets de la migration en profondeur [Castoro et al., 2001] sur une ondelette $\tilde{W}(f, h)$ sont,

$$\tilde{W}_{stretch}(f, h) = \alpha(h)\tilde{W}(f\alpha(h), h) \quad . \quad (13.3.24)$$

Dans notre cas, où nous n'avons pas de données de puits pour extraire $\tilde{W}(f, h)$, nous proposons d'estimer l'ondelette initiale non étirée en prenant simplement la forme d'onde des événements à faible profondeur de la section intercept, où les événements réfléchis sont isolés et non affectés par les effets d'étirement de l'ondelette (figure 13.9).

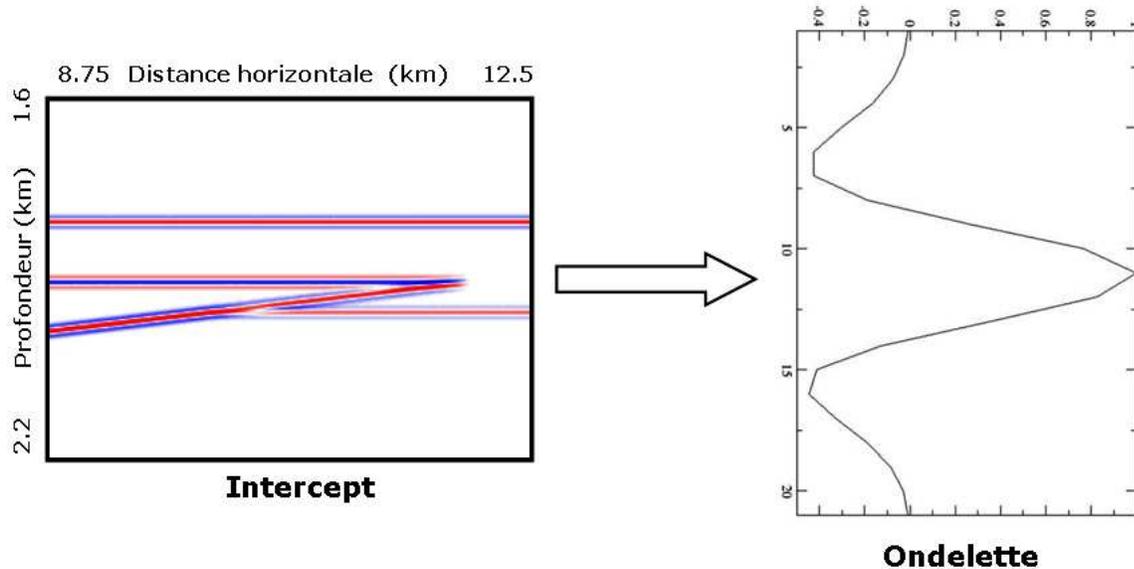


FIG. 13.9 – Exemple de calcul de l'ondelette initiale.

L'ondelette étirée $W_{stretch}(f, h)$ est calculée d'après l'équation (13.3.24) comme la somme de deux ondelettes non étirées $W(f, h)$ de même magnitude et de polarité opposée ou identique, séparées par l'épaisseur du banc fin, pour le modèle de type I de [Chung and Lawton, 95]. Dans le cas du modèle de type II de [Chung and Lawton, 95], l'ondelette calculée est la somme de deux ondelettes de magnitude et de polarité identique (figure 13.10). Les variations de l'amplitude en fonction du déport sont calculées par une déconvolution par filtre de Wiener de l'Iso-X et de l'ondelette modélisée.

Déconvolution par filtre de Wiener

La méthode la plus simple pour calculer la réflectivité consiste, à diviser, dans le domaine de Fourier, les données $D(f)$ avec l'ondelette étirée modélisée $W(f)$,

$$R(f) = D(f)/W(f) \quad , \quad (13.3.25)$$

avec pour module M_r et phase Φ_r ,

$$\begin{aligned} M_r(f) &= M_d(f)/M_s(f) \quad , \\ \Phi_r(f) &= \Phi_d(f) - \Phi_s(f) \quad . \end{aligned} \quad (13.3.26)$$

Malheureusement, tout signal n'a pas nécessairement un inverse stable. La division des modules peut diverger. Pour cette raison, nous préférons réaliser la déconvolution par le filtre de Wiener.

Ondelette étirée :

Somme de deux ondelettes

- de même amplitude,
- de polarité opposée,
- séparées par l'épaisseur du banc fin.

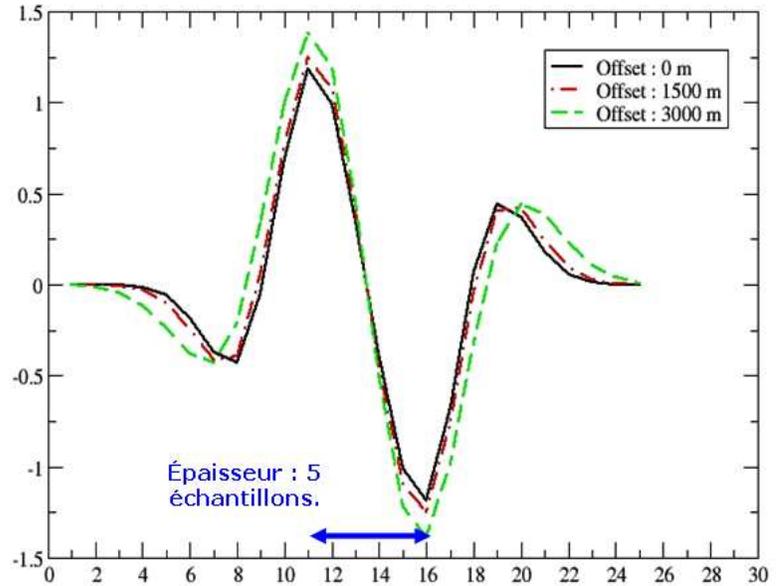


FIG. 13.10 – Ondelettes de banc fin modélisées pour différents déports.

Le filtre de Wiener r_z est une estimation aux moindres carrés qui minimise la partie non corrélée des données d_z avec l'ondelette étirée modélisée w_z ,

$$\|w_z * r_z - d_z\|^2 \quad . \quad (13.3.27)$$

Pour écrire cette quantité sous forme matricielle, il faut exprimer le produit de convolution sous forme d'un produit d'une matrice par un vecteur. En effet $d_z * r_z$ peut s'écrire,

$$\begin{pmatrix} w_0 & 0 & 0 & \dots & \dots & \dots & \dots & 0 \\ w_1 & b_0 & 0 & \dots & \dots & \dots & \dots & 0 \\ w_2 & w_1 & w_0 & 0 & \dots & \dots & \dots & 0 \\ \dots & \dots \\ w_m & w_{m-1} & 0 & \dots & \dots & \dots & \dots & w_0 \\ \dots & \dots \\ w_n & w_{n-1} & 0 & \dots & \dots & \dots & \dots & w_{n-m} \\ \dots & \dots \\ \dots & \dots \\ \dots & w_n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_0 \\ r_1 \\ \dots \\ \dots \\ \dots \\ r_m \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_0 \\ c_1 \\ \dots \\ \dots \\ \dots \\ \dots \\ \dots \\ c_{n+m} \end{pmatrix} \quad (13.3.28)$$

ce qui s'écrit $W.R = C$.

W n'étant pas une matrice carrée dans la relation matricielle $W.R = D$, nous multiplions W par sa transposée W^t et nous obtenons,

$$\begin{aligned} W^t.W.R &= W^t.D \\ (W^t.W)^{-1}.(W^t.W).R &= (W^t.W)^{-1}.W^t.D \quad , \end{aligned} \quad (13.3.29)$$

soit,

$$R = (W^t.W)^{-1}.W^t.D \quad . \quad (13.3.30)$$

Le filtre r_z , solution de cette minimisation, sera le filtre de Wiener.

Pour illustrer les variations de l'amplitude dues aux effets d'interférence en fonction de l'épaisseur du banc fin, nous avons créé un modèle simple de biseau (figure 13.3.3) et calculé les sismogrammes synthétiques.

Modèle synthétique

Après migration avant sommation en profondeur à amplitude préservée et inversion AVA, les valeurs d'intercept du deuxième réflecteur (figure 13.3.3) deviennent fausses, par rapport au modèle défini initialement, à une distance de 11,5 kilomètres. A cette position, le toit et la base du banc, séparés de 20 mètres, produisent des interférences destructives. Cette épaisseur représente la moitié de la longueur d'onde. L'interférence constructive apparaît à $x = 11,75$ kilomètres. A cette position, l'épaisseur du banc fin est le quart de la longueur d'onde ($\lambda_d/4$).

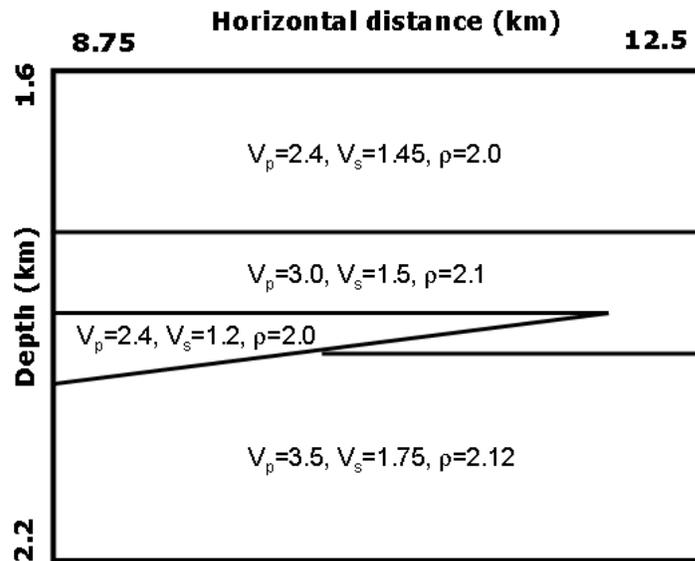


FIG. 13.11 – *Modèle synthétique avec les valeurs de V_p , V_s et ρ . Les données sismiques ont été générées en estimant les valeurs de R_0 , G et C à partir des rapports des contrastes de V_p , V_s et ρ .*

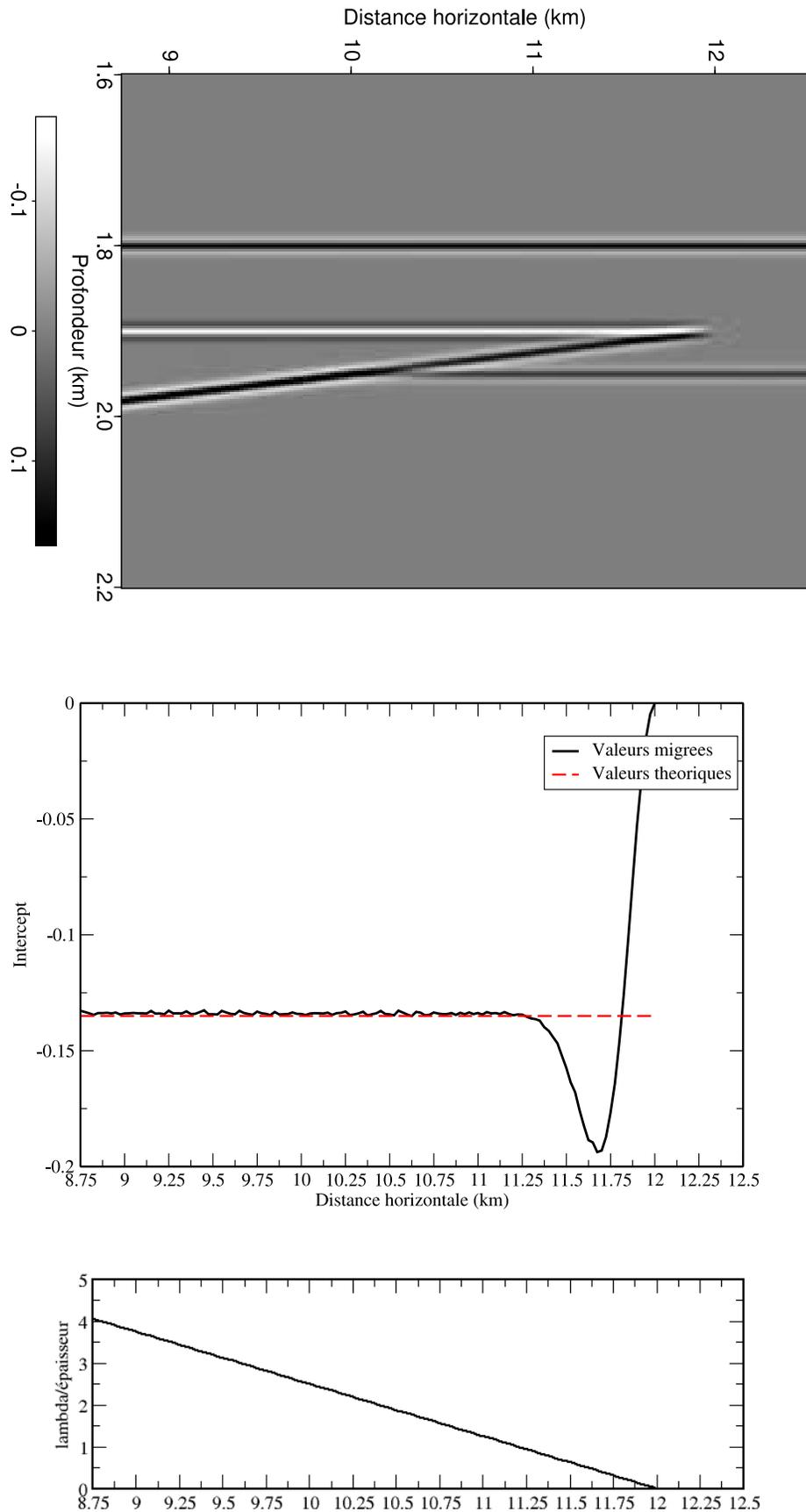


FIG. 13.12 – Section intercept (haut). Les valeurs d'intercept sélectionnées sur le second réflecteur sont représentées sur le graphique (milieu). Comparées aux valeurs théoriques du modèle, les valeurs d'intercept deviennent fausses quand la différence entre les deux couches est inférieure à 20 mètres, ce qui représente la moitié de la longueur d'onde de l'ondelette à une position $x = 11,75$ kilomètres (bas).

Nous avons calculé les trajectoires suivant la procédure décrite dans le chapitre (12). Sur la figure (13.13), nous avons représenté la section squelette avec les valeurs initiales de l'intercept. Les amplitudes du deuxième et troisième réflecteur étant identiques et de signes opposés (Type I), l'intercept au niveau du biseau est nul. Par la méthode des trajectoires, les réflecteurs du premier biseau ont été détectés jusqu'à une distance de 11,9 kilomètres, correspondant à une épaisseur de $\lambda_d/16$. Les corrections des amplitudes des bancs fins vont donc pour ce cas synthétique pouvoir s'appliquer jusqu'à une épaisseur du banc fin de $\lambda_d/16$.

Pour des bancs fins dont l'épaisseur est inférieure à $\lambda_d/2$, nous estimons l'ondelette étirée puis déconvoluons les données avec l'ondelette calculée, afin de calculer l'amplitude des interfaces, corrigée des effets d'interférence (figure 13.14). Avant les corrections de bancs fins, les coefficients de réflexion des ondes PP variaient avec une erreur comprise entre 10 et 40% par rapport aux coefficients de réflexion théoriques. Après correction des amplitudes, les erreurs sont inférieures à 5 %. L'Iso-X représenté sur cette figure est situé à une position $x=11,5$ kilomètres et l'épaisseur de la couche à cette position est de $0,3125 \times \lambda_d$.

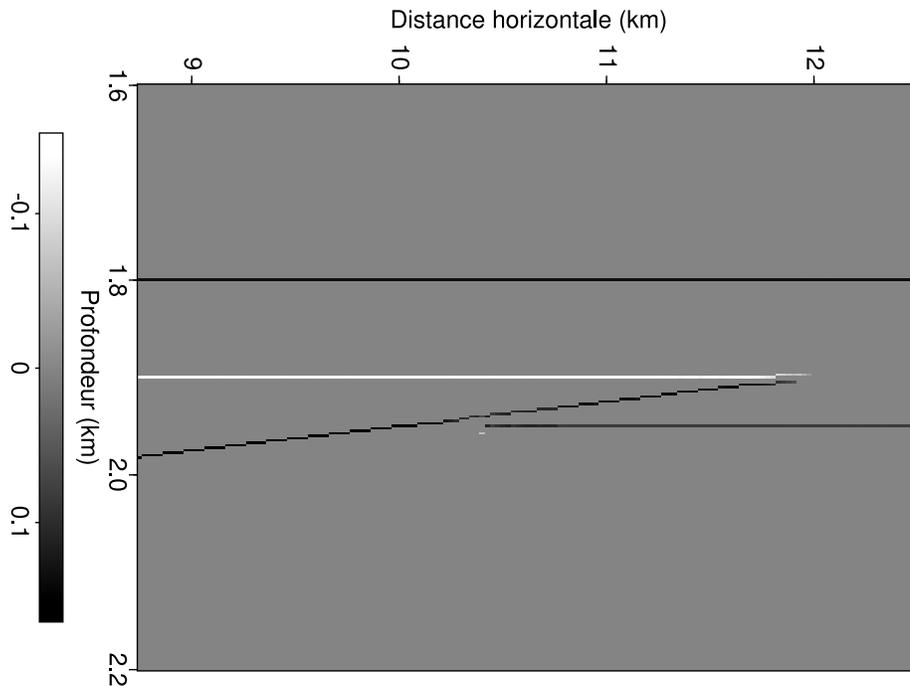


FIG. 13.13 – Section intercept initiale “squelettisée”. Nous arrivons à sélectionner les événements du biseau jusqu'à une distance de 11,9 kilomètres. L'épaisseur à cette position est de $\lambda_d/16$.

Nous recalculons les sections intercept et gradient sur les valeurs de réflectivité corrigées des effets d'interférence. (figure 13.15). Nous retrouvons les valeurs théoriques des attributs AVA jusqu'à une épaisseur de $\lambda_d/5$. Nous retrouvons les valeurs du modèle jusqu'à une position $x = 11,75$ kilomètres au lieu de la position $x = 11,25$ kilomètres avant traitement.

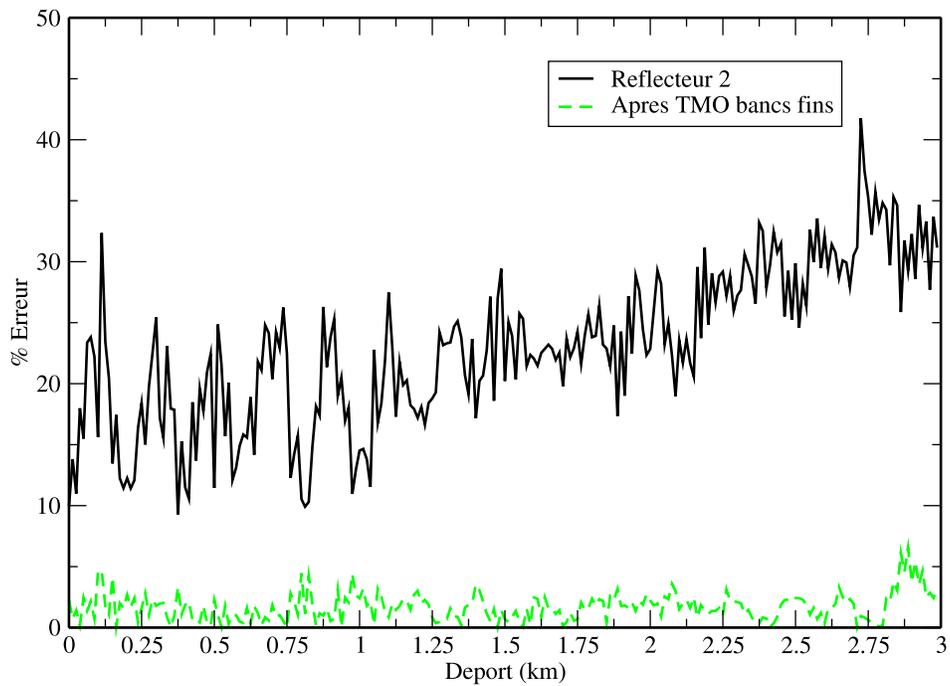
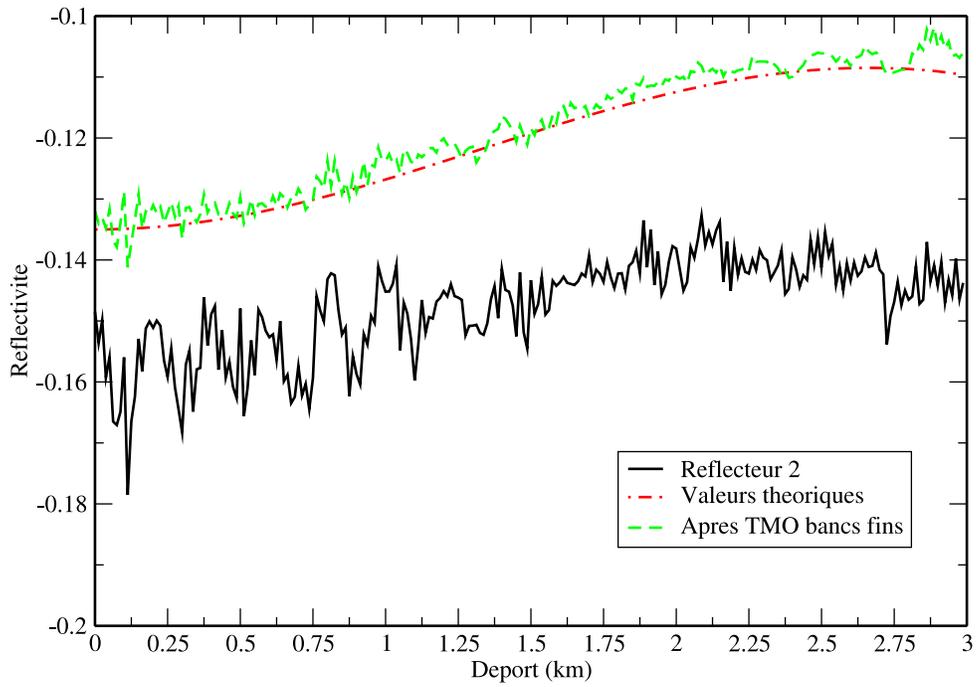


FIG. 13.14 – Variation de la réflectivité affectée par les effets de bancs fins (trait plein) puis après correction (trait pointillé vert). Les erreurs après correction sont inférieures à 5% et comprises entre 10 et 40 % avant correction. Cet Iso- X se situe à la position $x = 11,5$ kilomètres et l'épaisseur de la couche à cette position est de $0,3125 \times \lambda_d$.

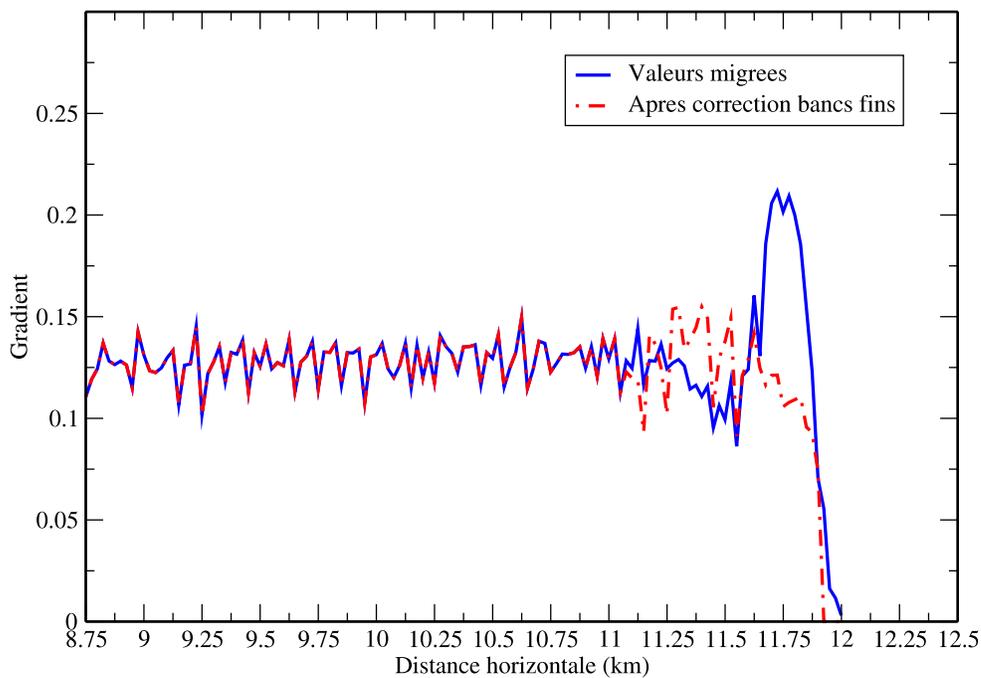
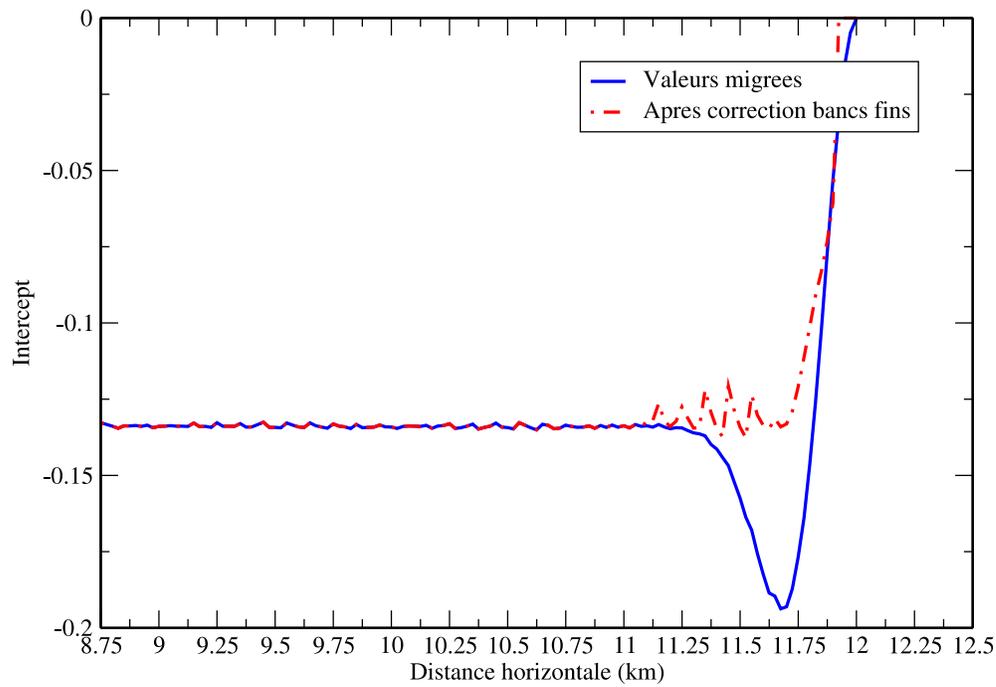


FIG. 13.15 – Valeurs d'intercept (haut) et de gradient (bas) quand l'inversion AVA est appliquée sur les données initiales après migration (trait plein) et après la déconvolution par filtre de Wiener des Iso-X (trait pointillé). La correction des effets d'interférence permet de retrouver les attributs AVA du modèle initial jusqu'à une position horizontale de 11,75 kilomètres, qui correspond à une épaisseur du banc fin de $\lambda_d/5$.

Chapitre 14

Conclusion

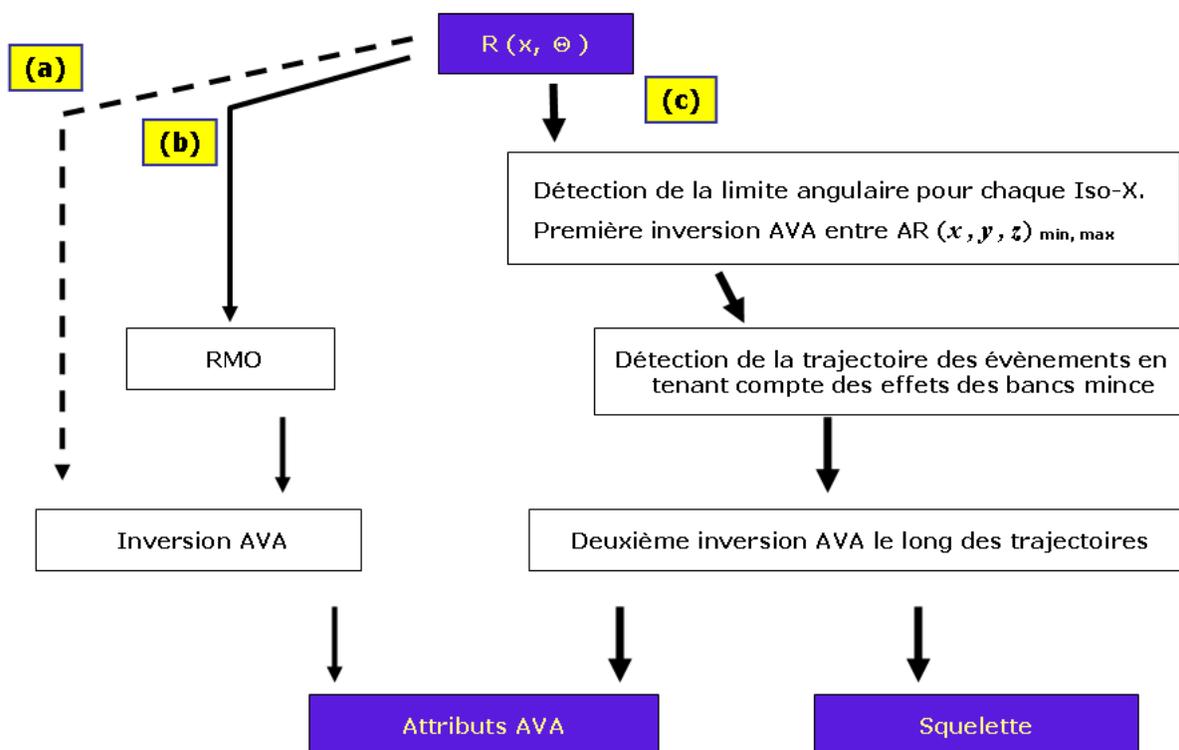


FIG. 14.1 – Illustration de notre séquence d'analyse AVA.

La figure (14.1) résume tous les points que nous avons abordés dans ce chapitre et qui nous conduisent à définir une chaîne de traitement après migration. Celle-ci sera à appliquer à la réflectivité exprimée en fonction de l'angle d'incidence et de la profondeur avant l'inversion AVA robuste telle qu'elle a été définie dans le chapitre (6).

En effet, la manière la plus simple et la plus rapide pour estimer les attributs AVA est d'inverser directement les Iso-X en angle sans appliquer de correction d'aplatissement des événements et sans tenir compte des effets des bancs fins (chemin (a) sur la figure 14.1). C'est la méthode la moins robuste et l'analyse AVA s'avérera fautive sauf si le modèle de vitesse utilisé par la migra-

tion est exact et si les événements se distinguent les uns des autres d'une distance supérieure à la longueur d'onde.

Il existe bien évidemment différentes corrections susceptibles d'aplanir les événements présents sur les Iso-X, basées sur des techniques d'intercorrélacion trace à trace via de petites fenêtres glissantes (figure 14.1.b). Ces techniques introduites dans le chapitre (12), donnent des résultats intéressants mais ne résolvent pas tous les cas comme par exemple les changements de polarité des événements. Pour préserver la variation des amplitudes le long des événements, il est aussi possible de suivre l'enveloppe et son évolution de manière à ne pas rater les changements de phases.

La solution que nous proposons (figure 14.1.c) s'avère beaucoup plus intéressante dans la mesure où elle ne se contente pas uniquement de préserver les amplitudes tout en gérant les changements de polarité.

Dans un premier temps, nous détectons la limite angulaire de tous les échantillons en profondeur en utilisant un algorithme de segmentation d'images pour chaque Iso-X.

Une première inversion AVA est dès lors réalisée dans ce corridor où les événements sont relativement plats, permettant une première approximation assez correcte des attributs AVA. Puis dans un second temps, à partir de ces premières valeurs d'intercept et de gradient, nous modélisons puis détectons les variations de la réflectivité le long d'événements présents sur les Iso-X.

Cette technique permet de suivre la trajectoire des événements dans les Iso-X en suivant les variations d'amplitude avec un intervalle de tolérance donné. Nous avons donc deux versions de la variation de l'amplitude. L'une est modélisée depuis la valeur initiale de l'intercept obtenue lors de la première passe d'inversion, et l'autre est détectée, sélectionnée puis inversée lors de la seconde "passe", pour fournir les attributs AVA finaux. Cette inversion finale est "directe" et nous ne cherchons pas à minimiser l'écart qu'il pourrait y avoir entre la variation modélisée et celle qui a été pointée.

En revanche, nous avons montré que les trajectoires pouvaient être utilisées pour éliminer l'effet de l'étirement de l'ondelette le long du déport ou de l'angle, mais ce test nous a surtout servi à démontrer qu'en utilisant les trajectoires, nous ne subissons pas ces effets d'étirement puisque l'inversion AVA est dans ce cas réalisé sur la trajectoire et non pas sur tous les points de la zone considérée. Nous tirons ainsi partie du caractère quantitatif de la migration à amplitude préservée avant sommation puisque le noyau de la migration inclut une correction d'étirement de l'ondelette via la composante verticale du vecteur lenteur qui corrige cet effet "propagatif" et maintient la préservation de l'amplitude du contraste sur le sommet de l'ondelette.

Finalement, nous avons aussi démontré qu'avec les trajectoires nous pouvions corriger des interférences liées aux bancs fins pour des événements distants de moins d'une demi-longueur d'onde.

Dans la prochaine partie, nous allons tester cette chaîne de traitement "post-migration" à amplitude préservée sur plusieurs jeux de données réelles.

Quatrième partie

Données réelles

Chapitre 15

Champ pétrolier de Oseberg

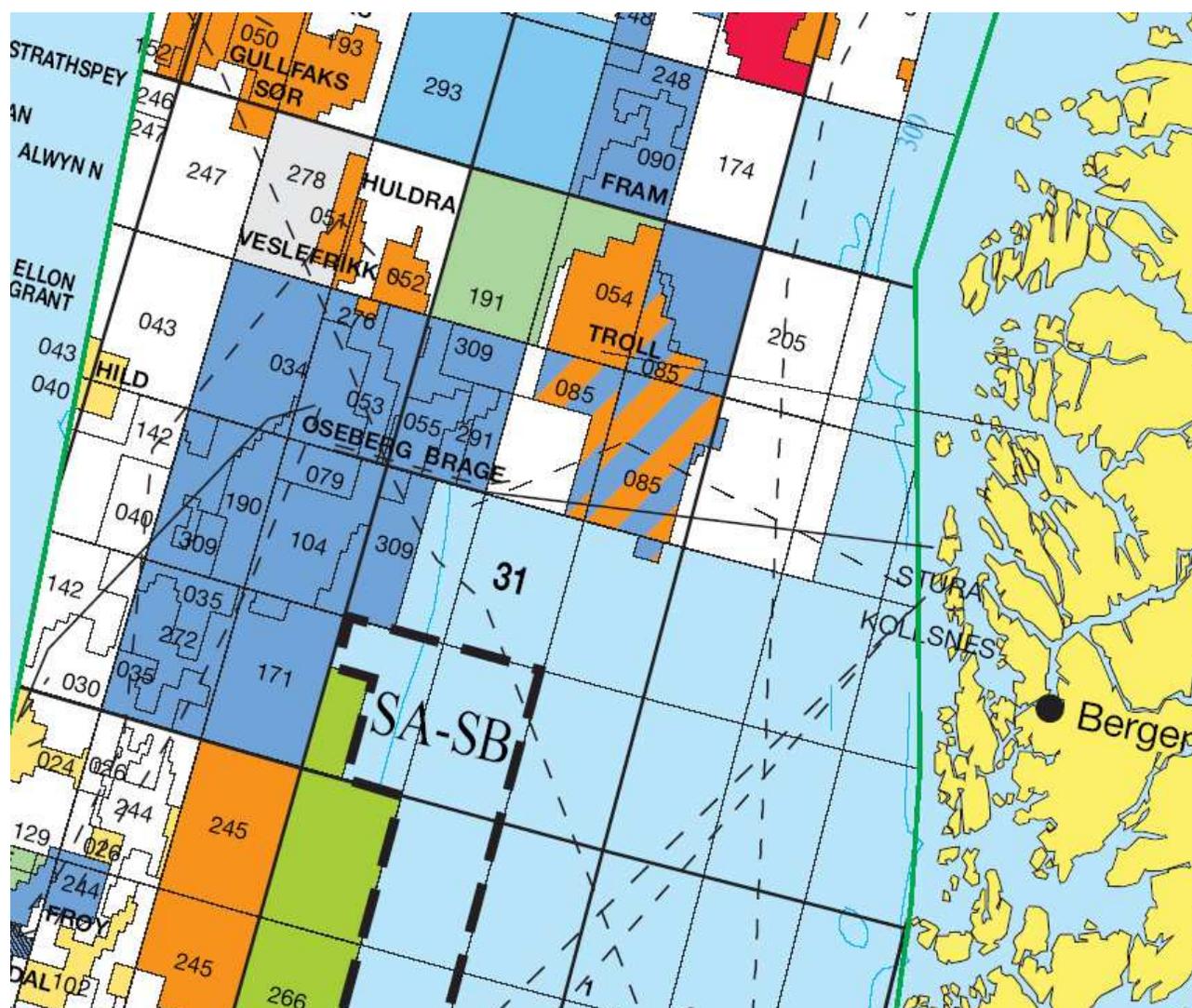


FIG. 15.1 – Localisation du champ pétrolier Oseberg (Mer du Nord) d'après le Norwegian Petroleum Directorate.

15.1 Localisation et description

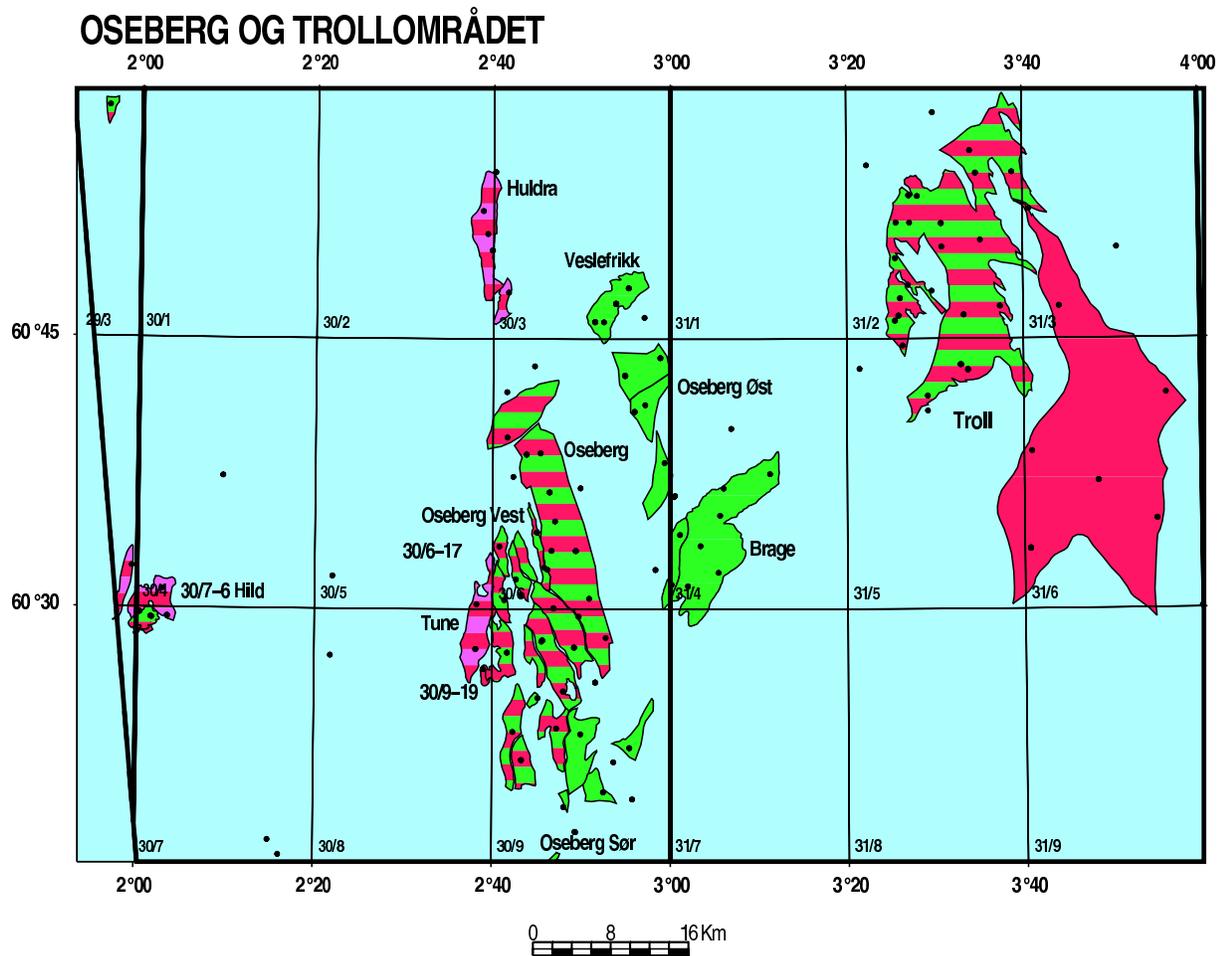


FIG. 15.2 – Carte du champ pétrolier Oseberg d'après le Norwegian Petroleum Directorate.

Les articles de [Hagen and Kvalheim, 1992] et [Johnstad et al., 1995] décrivent de manière assez complète le champ pétrolier de Oseberg dans la Mer du Nord à 130 kilomètres au Nord-Ouest de Bergen (figures 15.1 et 15.2). Ce champ a été découvert en 1979 et son exploitation a débuté en 1988. Les mêmes données ont déjà été utilisées dans les thèses de [Thierry, 1997], de [Billette, 1998] et de [Chauris, 2000].

D'un point de vue géologique, la structure correspond à une zone de rifts avec des blocs basculés comme nous pouvons le voir sur la coupe très schématique de la figure (15.3). Nous pouvons distinguer une première partie superficielle stratifiée. Cette formation Tertiaire vient couvrir une partie plus profonde caractérisée par des failles et des blocs basculés [Johnstad et al., 1995]. Le réservoir se situe dans des sables deltaïques du Brent (Jurassique moyen), recouverts par des argiles et des calcaires du Crétacé. D'une porosité supérieure à 20 %, le groupe du Brent bénéficie d'un taux de saturation en hydrocarbures assez élevé compris entre 60 et 90 %. Du gaz importé du champ pétrolier voisin de Troll est injecté pour maintenir une pression adéquate [Johnstad et al., 1995] qui permet d'extraire des quantités importantes d'huile du réservoir [Aarra et al., 1996]. Les contacts huile-eau et gaz-huile sont localisés à plus de 2 500 mètres de

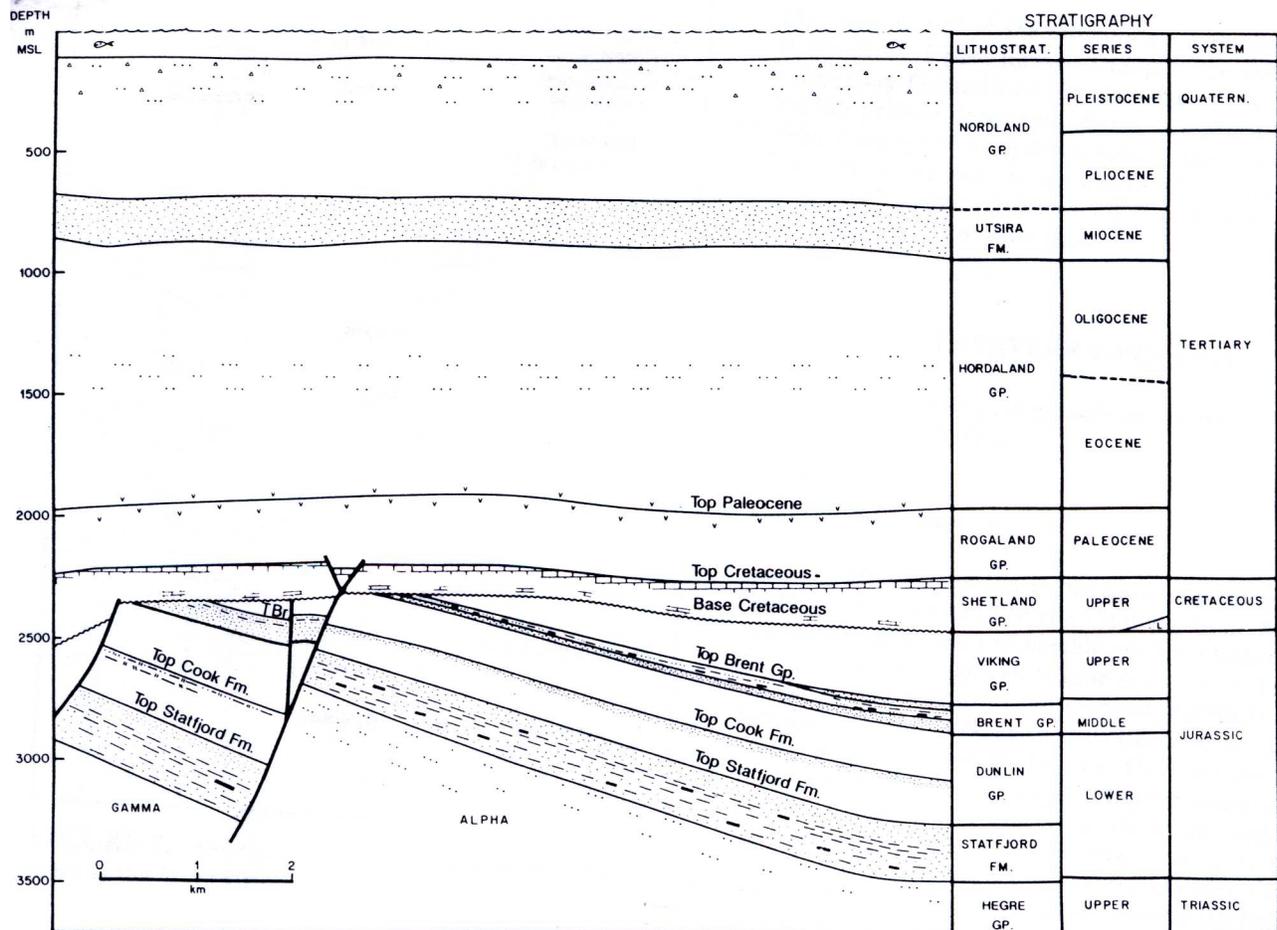


FIG. 15.3 – Contexte géologique du champ pétrolier Oseberg, d'après [Hagen and Kvalheim, 1992].

profondeur.

La ligne 2D est extraite d'une acquisition marine 3D. Les données ont été acquises entre 1989 et 1990 sous le nom NH8906. Elles ont été fournies au laboratoire par la compagnie norvégienne Norsk Hydro, aujourd'hui Hydro.

Cette ligne comprend 502 points de tirs espacés tous les 25 mètres. Chaque tir possède 120 récepteurs espacés d'environ 25 mètres, avec un premier déport à 75 mètres. Chaque trace est échantillonnée tous les 4 ms pendant 4 secondes après pré-traitement. Nous supposons la géométrie d'acquisition régulière, ce qui n'est pas tout à fait exact. La géométrie de la flûte révèle une déviation maximale de 200 mètres pour 3 kilomètres de déport sur la ligne de l'acquisition 3D.

Le pré-traitement des données, visant à améliorer le rapport signal sur bruit, a été réalisé par le centre Elf-Grc de Londres, avec le logiciel Promax :

1. Application d'un délai en temps à la source de 51.2 ms ;
2. Corrections statiques pour corriger les effets de la profondeur des sources (5 mètres) et des récepteurs (5.5 mètres) ;
3. Sous-échantillonnage des récepteurs (un sur deux pour avoir une distance d'environ 25 mètres) ;
4. Troncature de la longueur des traces au-delà de 4 secondes ;
5. Élimination automatique des pics anormaux et édition du bruit ;
6. Déconvolution prédictive pour l'atténuation des multiples ;
7. Application d'un filtre à bande passante [10,14,65,75] Hz.

Une mise à zéro des traces ("mute" en anglais) a été effectuée pour diminuer la prépondérance de l'arrivée directe présente en début des traces (figure 15.4).

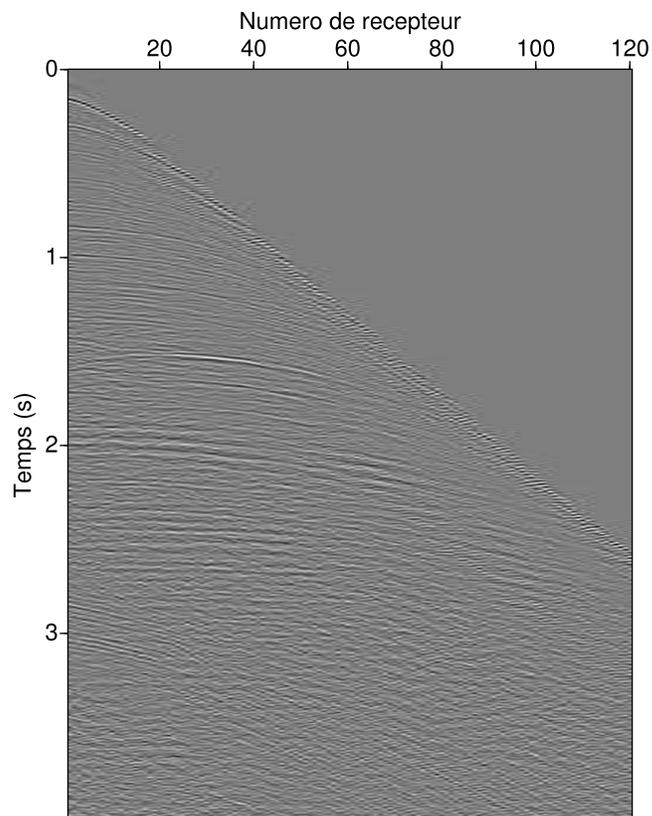


FIG. 15.4 – Représentation avec AGC et après pré-traitement du tir 200 de la ligne.

La section en temps pour le premier départ (figure 15.5) donne une première image de la structure du sous-sol. Le milieu est bien stratifié jusqu'à deux secondes. Un fort réflecteur est visible à deux secondes. Ce réflecteur surmonte une zone avec des blocs basculés avec failles. C'est dans cette zone que se trouve le réservoir Brent qui représente notre objectif d'analyse AVA.

En terme de complexité, nous considérons le champ de Oseberg comme un milieu simple localement complexe. Même si le champ de vitesse est globalement 1D, nous savons que la partie

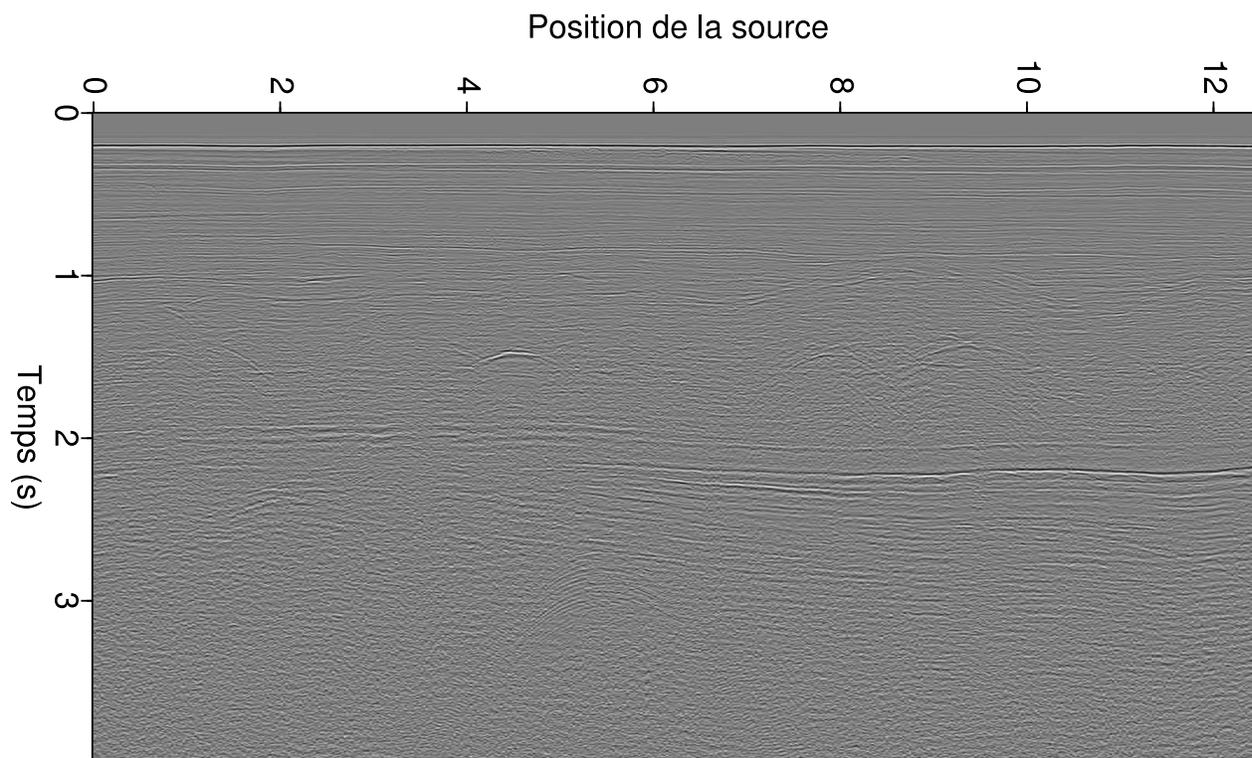


FIG. 15.5 – *Section en temps pour le premier départ après correction AGC. Le milieu semble quasiment 1D en dehors des diffractions entre 0.8 et 2 secondes. La zone des blocs basculés n'est évidemment pas visible en dehors des diffractions identifiables après 2 secondes en bas à gauche.*

superficielle renferme des lentilles diffractantes (voir la figure (15.5) entre 0.8 et 2 secondes) et qu'il existe des poches de gaz en proche surface [Ostomo et al., 1988].

Une faible anisotropie est présente au niveau du réservoir, ce qui peut altérer la qualité des Iso-X à grand départ. Sur la partie inférieure gauche des images présentées se trouve la zone des blocs basculés que notre migration mono-valuée ne permet pas d'imager correctement, d'autant que le champ de vitesse de migration considéré ne montre pas de structure particulière dans cette zone.

Considérant donc que cet exemple réel est relativement simple, nous allons tout d'abord présenter dans ce chapitre les résultats de l'analyse AVA conventionnelle en temps réalisée sur les données avant sommation (corrigées de NMO) et après migration temps avant sommation (PsTM). Nous comparerons ensuite ces résultats avec ceux de notre traitement AVA après migration profondeur à amplitude préservée couplé aux traitements spécifiques "post-migration" décrits dans les chapitres précédents.

Sachant que la viabilité des études AVA repose essentiellement sur un traitement minutieux, nous souhaitons démontrer que même pour des cas simples, tout artefact peut avoir un impact sur le résultat final et la classification des anomalies.

En guise d'hypothèse de départ, nous considérons dans cet exemple que le champ de vitesse de

migration est relativement correct et ne génère qu'un faible move-out résiduel sur les Iso-X, et donc que les profondeurs obtenues sont relativement correctes.

De plus nous savons qu'il existe de nombreux multiples internes au niveau du réservoir, visibles sur des données vers 2,5 secondes et générés par la couche à fort contraste du Crétacé.

15.2 Traitement AVO en temps

Les résultats des méthodes classiques habituellement utilisées par l'industrie ont été obtenus avec le logiciel Geovecteur de la Compagnie Générale de Géophysique (CGG).

Nous avons appliqué sur chaque point de la collection point-milieu une correction de divergence sphérique (module SDICO) afin de compenser les effets de la divergence du front d'onde sur les amplitudes. La correction est un facteur multiplicatif proportionnel au carré du temps de parcours.

La correction d'amplitude est suivie d'une correction dynamique de type NMO (module FANMO) (figure 15.6). Une migration 2D a aussi été effectuée avec un algorithme de Kirchhoff (module KIRCH) (figure 15.8).

Les événements dans les CDPs où les Iso-X sont plats (figures 15.6 et 15.8) prouvent la validité de notre modèle de vitesse obtenu par analyse de vitesse conventionnelle avec ce même logiciel. Les sections intercept et gradient sont calculées à l'aide du module AMPVO. Ce module convertit les données initialement exprimées en déport h en angle θ grâce à la formule de [Walden, 1991] pour des milieux 1D, comme nous l'avons détaillé sur la figure (3.3) dans le chapitre (3).

Sur les sections des attributs AVA obtenues après correction dynamique, nous observons quelques hyperboles de diffraction pour les sections intercept et gradient (figure 15.7). Nous observons aussi une mauvaise continuité des réflecteurs sur la section gradient. L'altération de la section gradient est assez significative. En effet, même si cette section n'a aucune "vocation" structurale puisqu'elle n'indique que le sens et la valeur de la variation de la réflectivité à incidence verticale (de la section intercept), nous savons que la détermination du gradient est la phase la plus sensible à la qualité des données durant l'inversion AVA.

Donc, le manque de continuité apparent des différents réflecteurs ne traduit pas des anomalies dans les variations de la réflectivité, mais plutôt de très fortes "disparités" dans les données inversées.

Sur les sections obtenues après migration (figure 15.9), les hyperboles de réflexion sont corrigées mais les sections des attributs apparaissent de même qualité que les sections obtenues après inversion des données corrigées dynamiquement (correction NMO). Toutefois, malgré ces artefacts, les sections des attributs AVA après traitement classique en temps restent tout de même interprétables. L'hypothèse d'un milieu 1D et le nombre réduit de valeurs de réflectivité en angle à inverser (5 à 6 échantillons) expliquent en partie la mauvaise qualité des sections gradient.

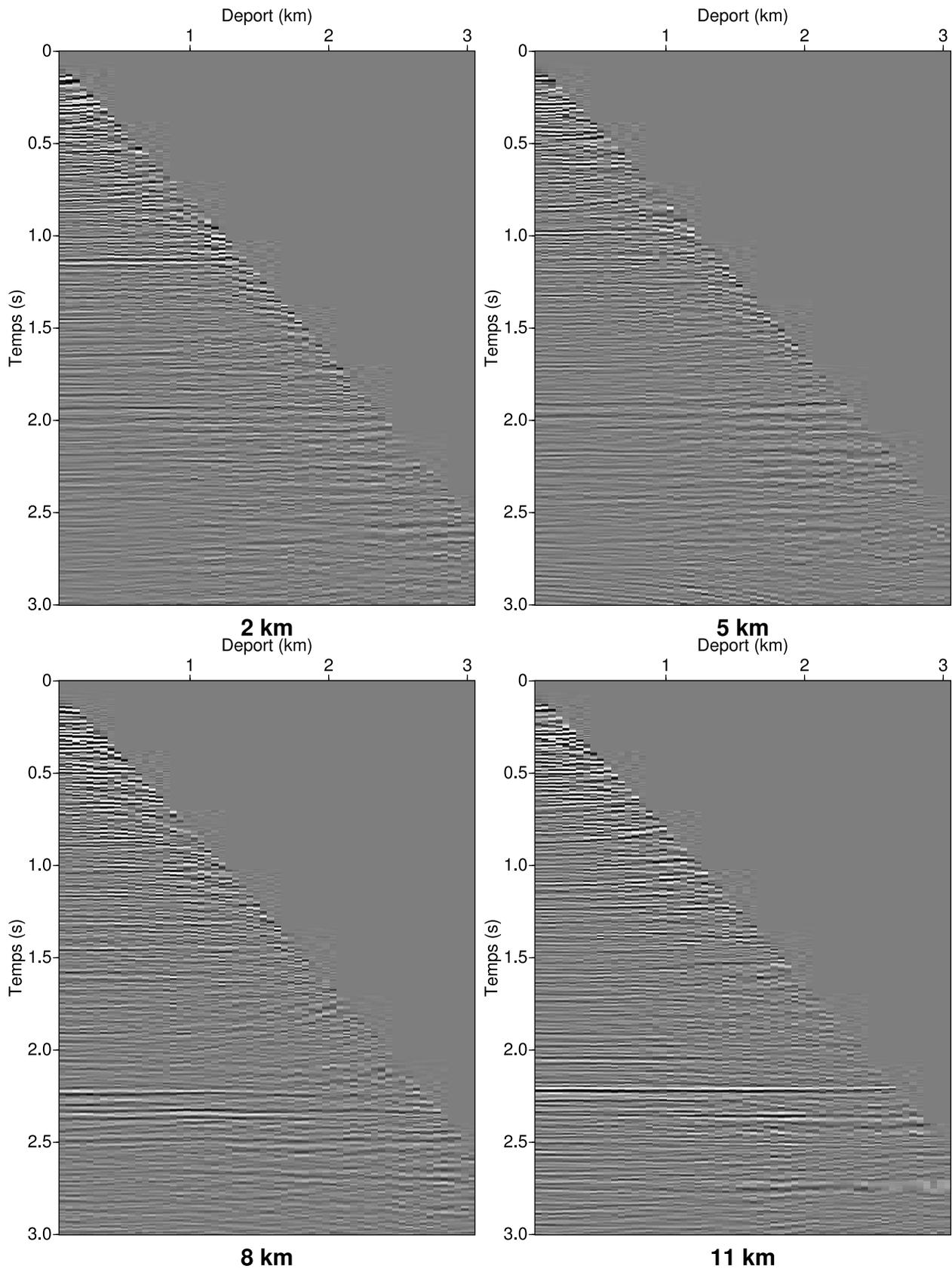


FIG. 15.6 – Quatre CDPs à la position $x=2, 5, 8$ et 11 kilomètres après corrections d'amplitude et dynamique. Nous observons des événements horizontaux prouvant la validité du modèle de vitesse.

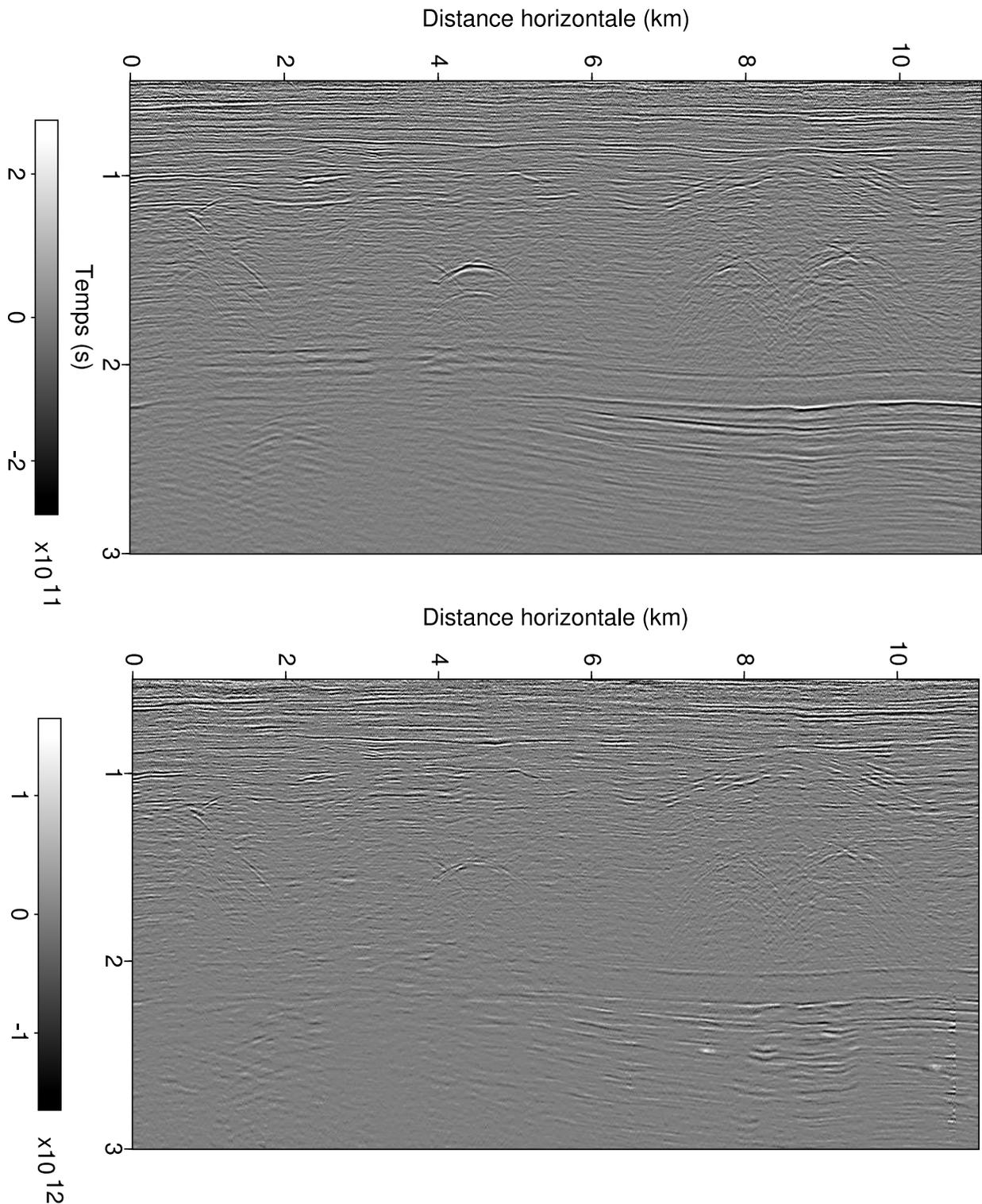


FIG. 15.7 – Intercept (haut) et gradient (bas) après corrections d'amplitude et dynamique. Nous observons quelques hyperboles de diffraction sur les deux images et une mauvaise continuité des réflecteurs sur la section gradient.

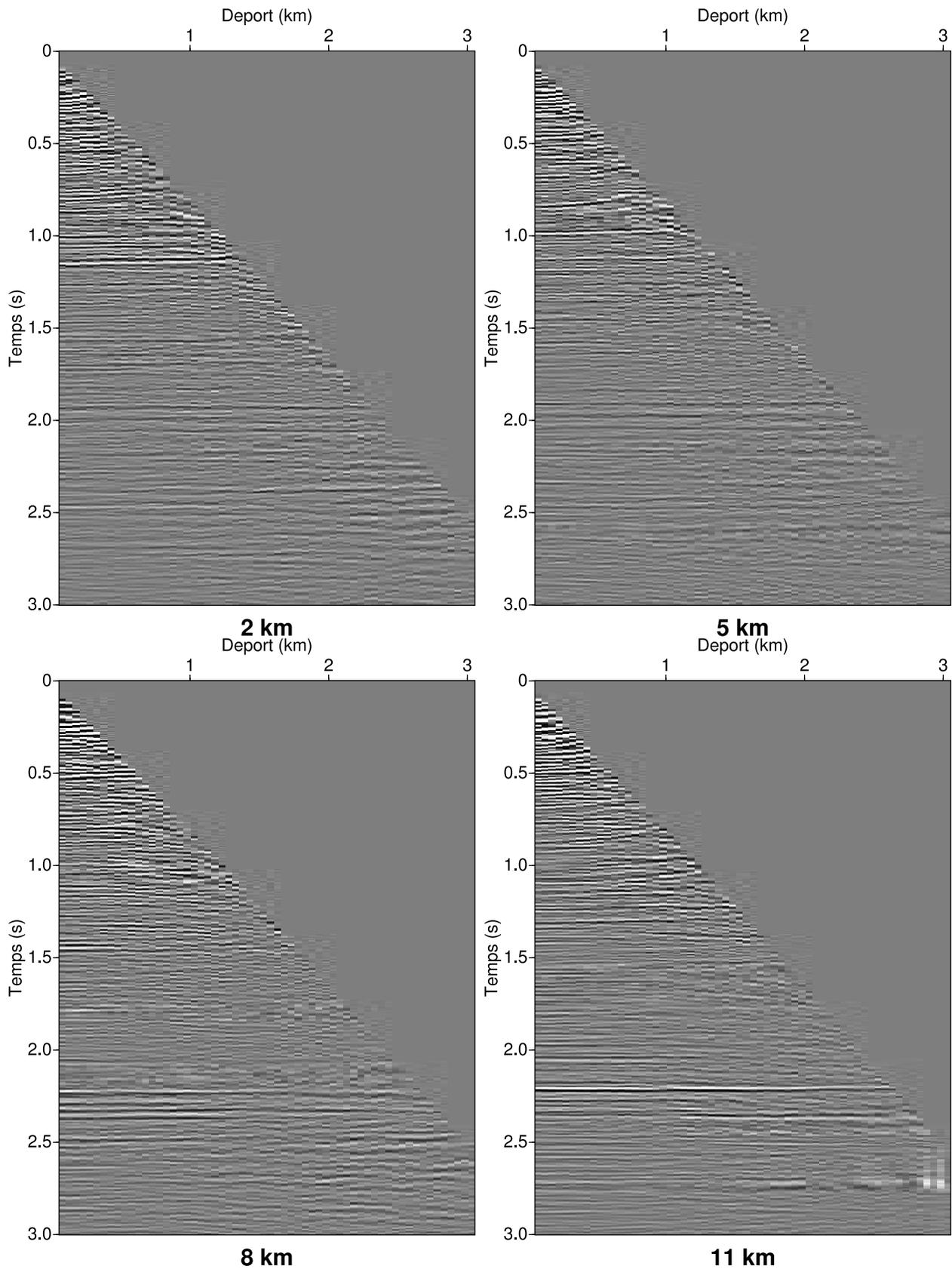


FIG. 15.8 – Quatre Iso- X après migration avant sommation en temps à la position $x=2, 5, 8$ et 11 kilomètres. Nous observons des événements horizontaux prouvant la validité du modèle de vitesse.

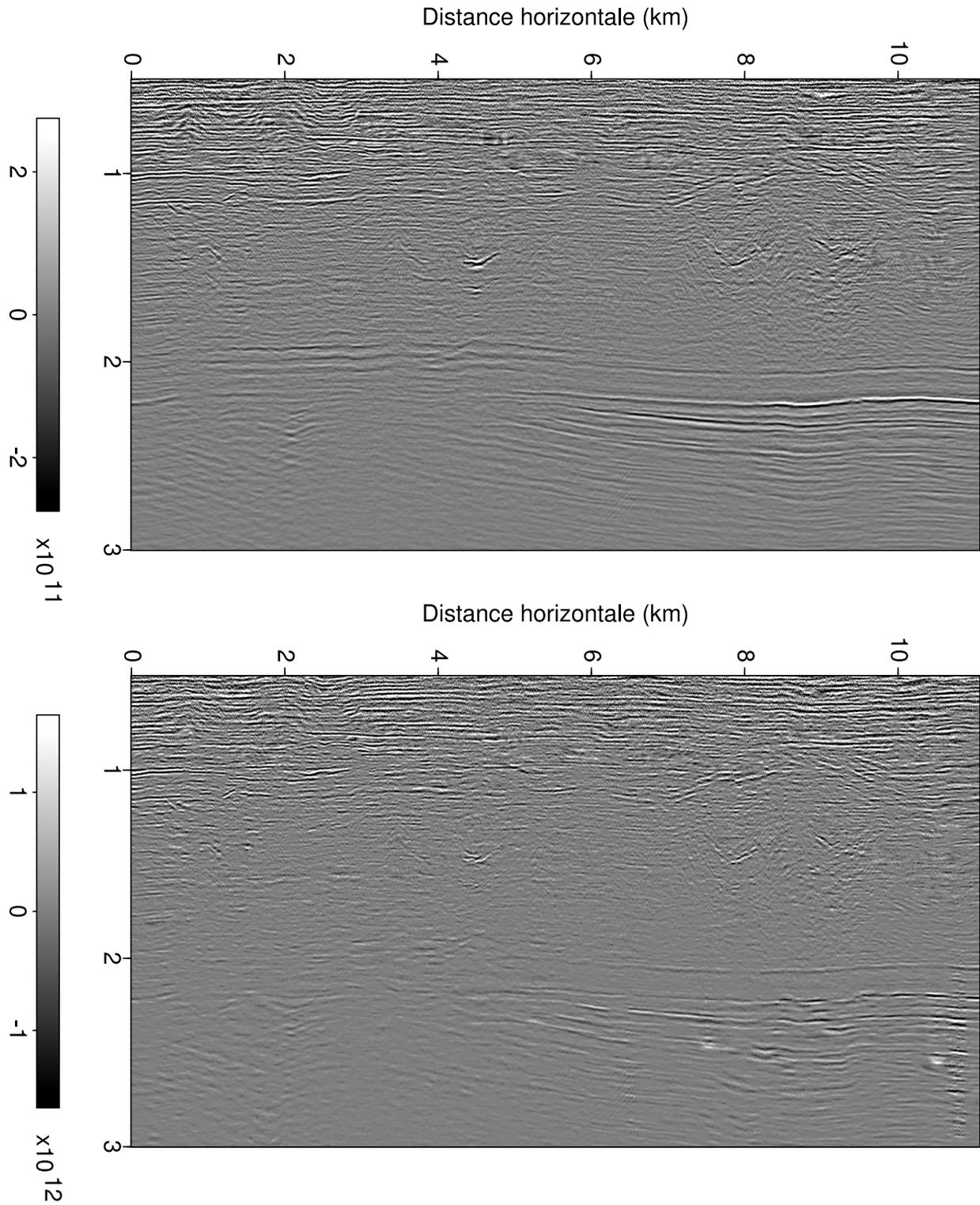


FIG. 15.9 – Intercept (haut) et gradient (bas) après corrections d'amplitude puis migration avant sommation en temps.

15.3 Traitement AVA en profondeur

15.3.1 Modèle de vitesse et migration

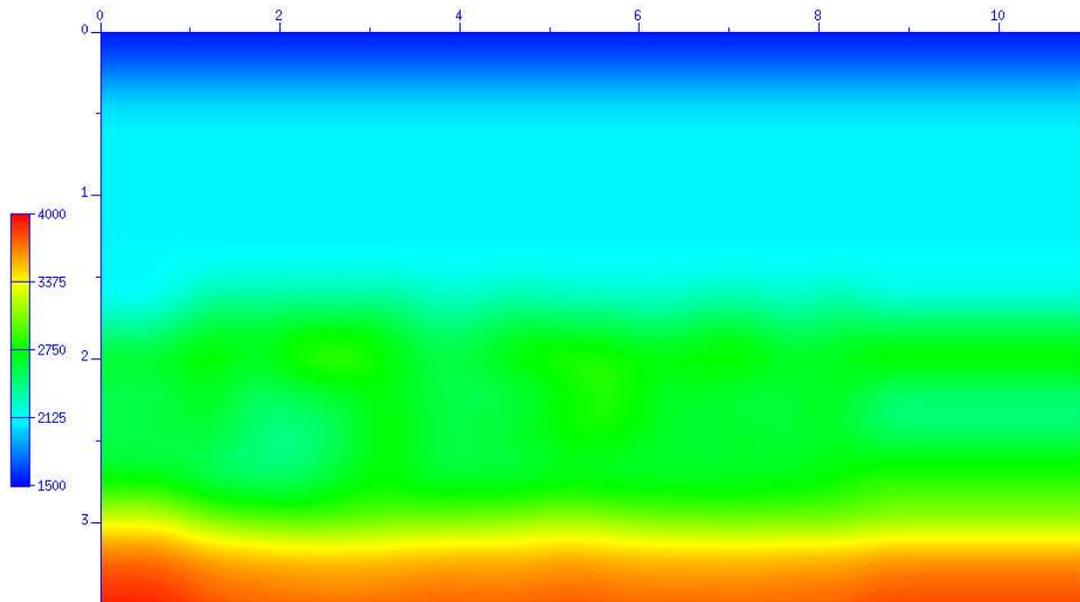


FIG. 15.10 – *Modèle de vitesse obtenu par la méthode DSO [Chauris, 2000].*

L'image migrée à amplitude préservée (figure 15.12) a été calculée à partir d'un modèle de vitesse (figure 15.10) obtenu par Hervé Chauris par la méthode de la semblance différentielle (DSO) [Chauris, 2000].

Quatre Iso-X sont représentés sur la figure (15.11). Ils montrent des événements horizontaux qui prouvent la validité du modèle de vitesse. Du bruit cohérent reste dans la partie la plus profonde, par exemple sur l'Iso-X à la position $x = 5\ 000$ mètres entre les profondeurs 3 200 et 3 500 mètres. Les événements à forte amplitude sont horizontaux, mais également ceux à faible amplitude. Ces Iso-X, exprimés en fonction du déport, ont été convertis en angle selon la méthode de double migration développée dans le chapitre (3).

Au regard de la complexité du milieu, nous sommes dans un cas où les migrations par gammes de déport ou d'angle sont équivalentes. Le plus important reste à estimer la relation entre le déport et l'angle en tenant compte des variations de vitesse, au lieu d'utiliser une technique de type [Walden, 1991].

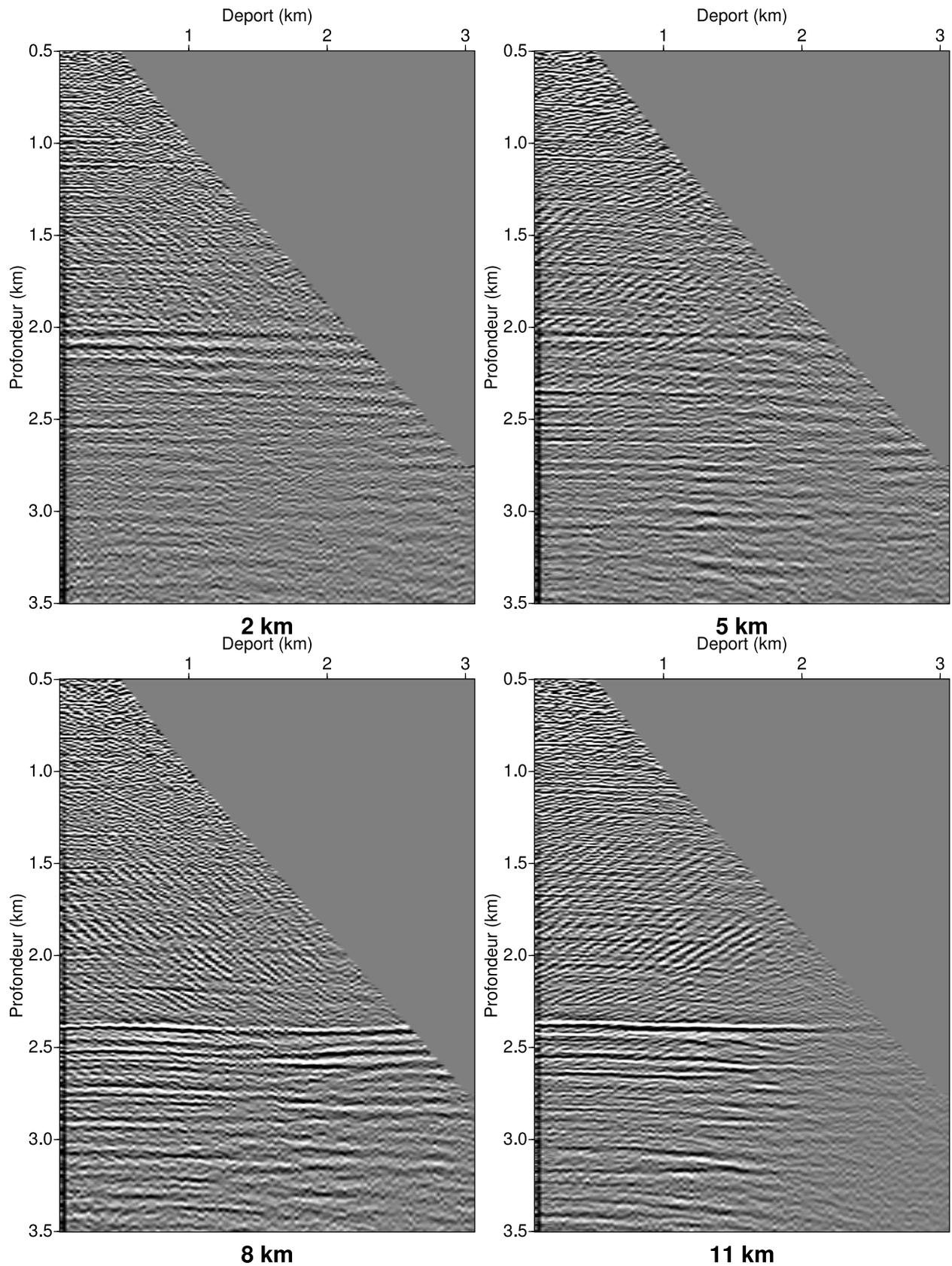


FIG. 15.11 – Quatre Iso-X montrant des événements horizontaux calculés à partir du modèle de vitesse de la figure (15.10). L'anti-aliasing n'a pas été utilisé au cours de la migration pour éviter d'altérer les amplitudes. Même si les Iso-X semblent visuellement plus bruités que ceux de la figure 15.8, la robustesse de la détection des trajectoires, allée à celle du schéma d'inversion, assure un calcul des attributs respectant les variations du signal initial.

Cependant, nous observons que les Iso-X après migration profondeur de la figure (15.11) sont apparemment plus bruités que ceux de la figure (15.8), obtenus par migration avant sommation en temps, mais aussi que les panneaux CMP de la figure (15.6) après correction dynamique.

Pourtant, si nous regardons la section intercept (figure 15.14), mais surtout la section gradient (figure 15.15), toutes les deux obtenues par inversion AVA des Iso-X issus de la migration profondeur, nous voyons très clairement que ces sections sont beaucoup plus “énergétiques” mais aussi plus homogènes. La continuité est plus prononcée pour chacun des événements.

Les Iso-X (figure 15.11) ont donc une apparente mauvaise qualité qui pourtant ne perturbe pas l'inversion. Il s'agit en fait du phénomène “d'aliasing” lié à l'opérateur de la migration profondeur qui peut tout à fait être atténué lors de la migration comme étudié par [Nguyen, 2003]. Cependant ce filtre “anti-aliasing” est lui aussi susceptible d'altérer la préservation des amplitudes, ce qui irait à l'encontre de nos besoins. Nous n'avons donc pas utilisé cette correction, ce qui explique cette apparence très bruitée des Iso-X comparés à ceux de la migration avant sommation en temps obtenus via un logiciel de traitement qui inclut l'anti-aliasing par défaut.

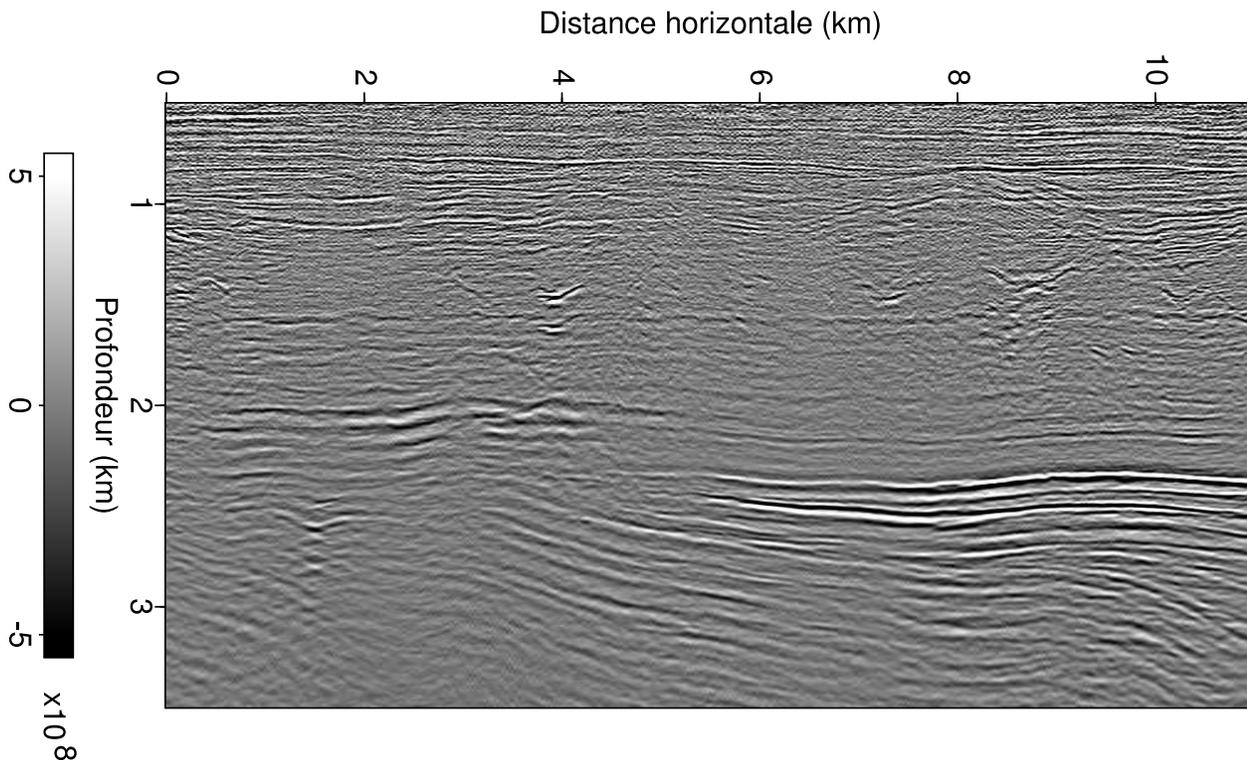


FIG. 15.12 – Somme de tous les angles migrés en profondeur après mise à zéro des échantillons aberrants. Cette section montre plus clairement les structures de blocs basculés délimités par des failles, à partir d'une profondeur de 2 kilomètres. Cette section sommée après migration ne reflète que la structure du sous-sol puisque l'on suppose implicitement que la réflectivité est constante pour réaliser la sommation. Ce type de section pourrait donc être regonflé pour la visualisation avec une correction AGC, ce qui n'est pas le cas ici.

Nous pouvons d'ailleurs remarquer sur la section sommée après migration en profondeur (fi-

gure 15.12) que l'aliasing n'est pas constructif lors de la sommation. De même, il ne perturbe pas outre mesure les valeurs d'amplitude. Le schéma d'inversion AVA robuste présenté précédemment est capable de retrouver les variations (intercept, gradient). Sur cette section, nous distinguons clairement jusqu'à une profondeur de 2 kilomètres une première partie stratifiée, puis les structures de blocs basculés délimités par des failles.

L'important réside donc dans le fait que le signal initial ne soit pas altéré au cours du pré-traitement, dans la mesure où la migration le préserve et où l'inversion AVA est suffisamment robuste.

L'autre avantage de cet exemple réel a été de tester la validité et la robustesse de la détection des trajectoires dans un cas où les Iso-X, au demeurant très plats, seraient fortement bruités.

15.3.2 Analyse AVA

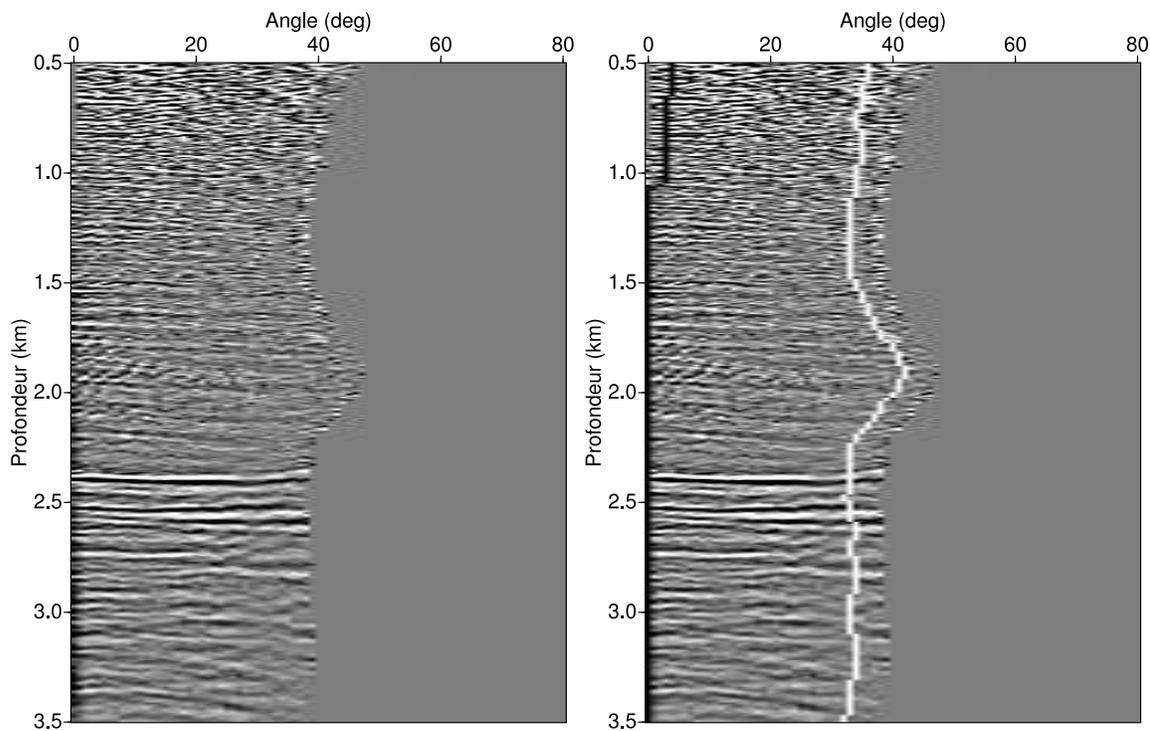


FIG. 15.13 – Iso-X en angle sans (gauche) et avec (droite) son corridor de mise à zéro des échantillons bruités.

Suivant le cheminement proposé pour notre traitement “post-migration” nous avons donc, avant de calculer les attributs AVA, déterminé les bornes inférieures et supérieures des événements cohérents (figure 15.13) sur les Iso-X en angle.

Nous savons que l'approximation deux termes de [Shuey, 1985] reste valable jusqu'à des angles de 30 à 35 degrés. Or sur les Iso-X en angle de la figure (15.13), la réflectivité pour des angles dépassant les 40 degrés, qu'il serait dommage de ne pas prendre en compte, nécessite l'approximation trois termes de [Shuey, 1985].

L'intérêt de ce test sur données réelles est donc :

1. de (re)démontrer l'avantage d'inverser une équation trois termes quand la gamme angulaire nécessaire est disponible ;
2. de mettre en évidence qu'avec l'aide de la détection des trajectoires, il est possible de suivre et d'inverser les variations d'amplitude au plus long déport ou angle, et que cette détection reste robuste malgré le bruit inhérent aux données réelles.

Les sections intercept et gradient calculées directement à partir des Iso-X et de l'approximation trois termes de [Shuey, 1985] sont représentées sur les figures (15.14) et (15.15.bas). La section gradient calculée à partir de l'approximation deux termes de [Shuey, 1985] est représentée en haut de la figure (15.15).

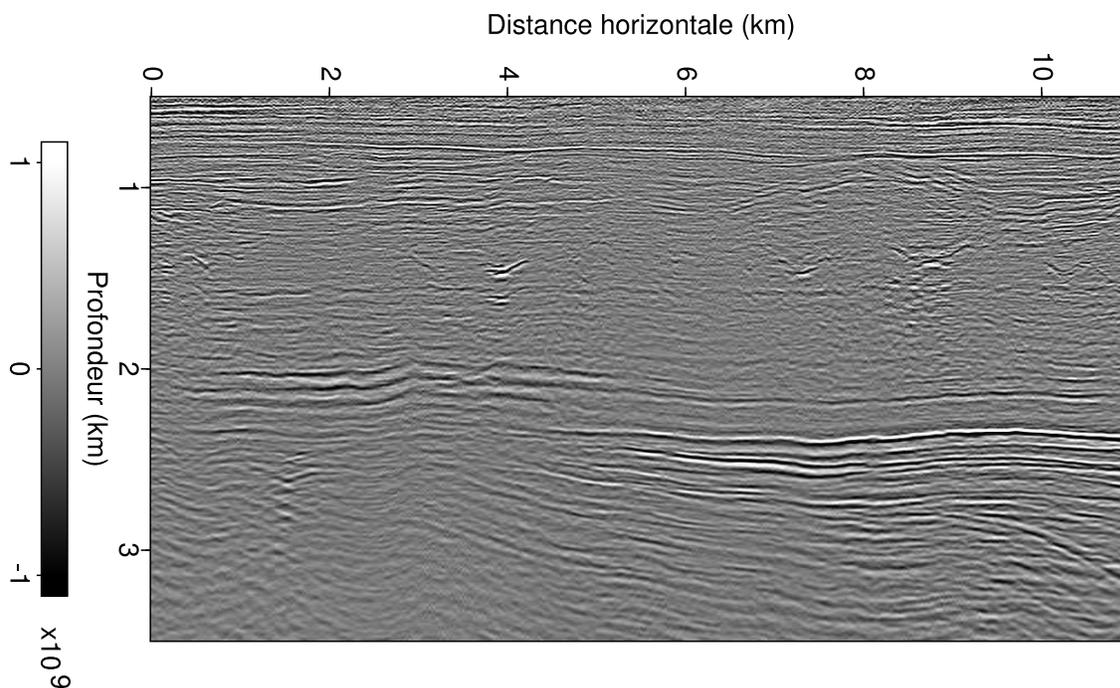


FIG. 15.14 – *Section intercept après inversion de l'équation trois termes de [Shuey, 1985]. La section intercept représente une grandeur physique réelle à comparer à la section sommée après migration qui n'a qu'une valeur structurale. Nous parlons ici de réflectivité à incidence verticale, ce qui correspond au contraste d'impédance acoustique ΔI_P . Selon la classification des anomalies AVA, seules les classes II ayant une réflectivité à incidence nulle ou proche de zéro, ne sont pas visibles sur ce type de section. En revanche, la variation d'amplitude associée peut se voir sur une section gradient.*

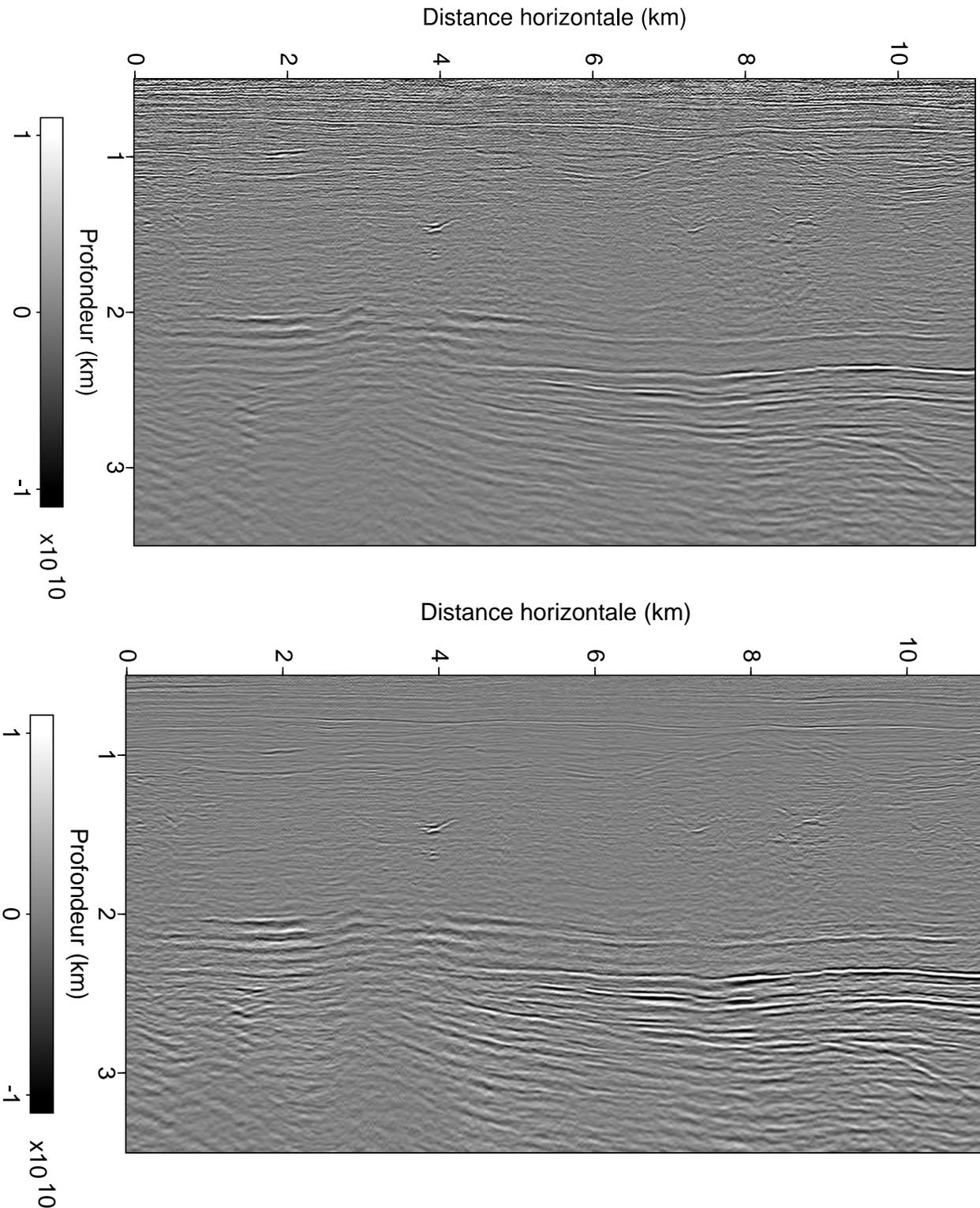


FIG. 15.15 – Section gradient après inversion de l'équation deux termes (haut) et trois termes (bas) de [Shuey, 1985].

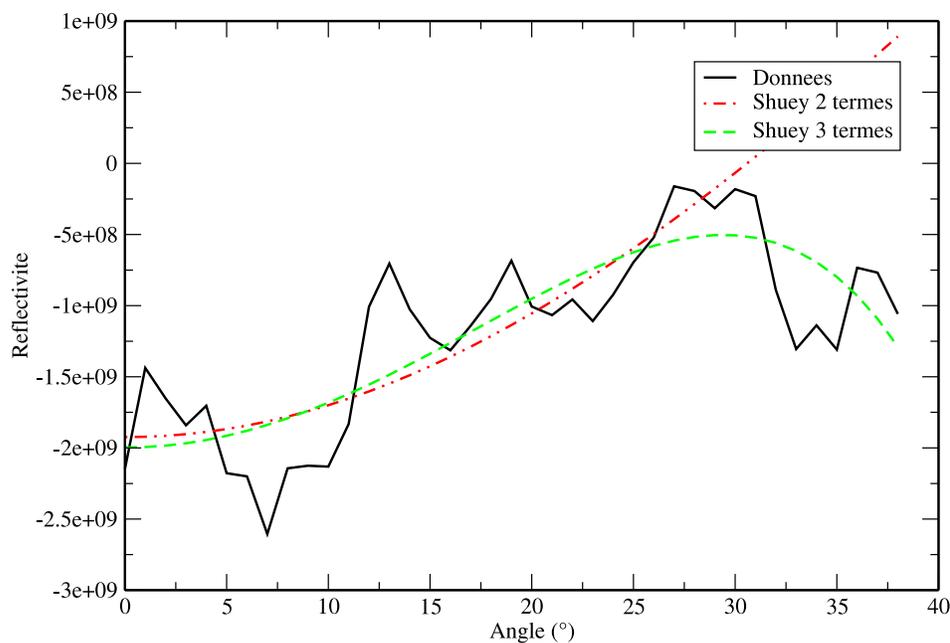
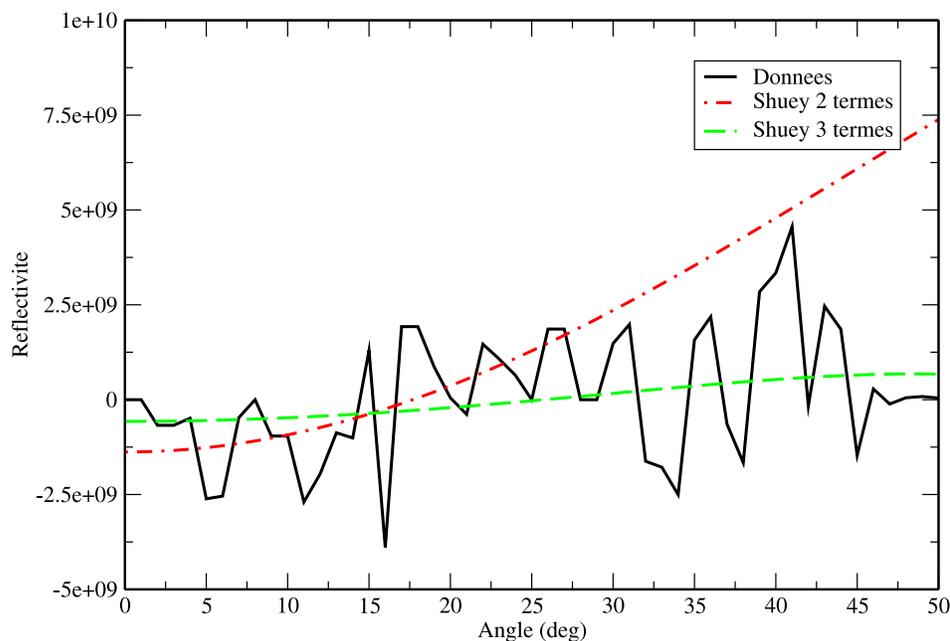


FIG. 15.16 – *En haut* : Variation de la réflectivité en fonction de l'angle pour un événement positionné à une profondeur de 425 mètres. La réflectivité croît légèrement, mais avec de fortes variations dues à la présence de bruit. Le gradient calculé à partir de l'approximation deux termes de [Shuey, 1985] jusqu'à des angles de 30 degrés s'avère être beaucoup trop élevé. *En bas* : Variation de la réflectivité en fonction de l'angle pour un événement positionné à une profondeur de 2,4 km. Nous avons modélisé la réflectivité à partir des approximations deux et trois termes de [Shuey, 1985]. La réflectivité deux termes suit la réflectivité sélectionnée jusqu'à un angle de 30 degrés.

Jusqu'à une profondeur de 1,5 kilomètres, la section gradient deux termes apparaît plus bruitée, avec de fortes valeurs de gradient, que la section trois termes.

Après 2 kilomètres de profondeur, le gradient des événements présente une amplitude plus forte après inversion trois termes qu'après inversion deux termes.

Pour expliquer ce résultat, nous avons représenté sur la figure (15.16.haut) la variation de la réflectivité pour un événement à une profondeur de 425 mètres. La réflectivité de cet événement croît lentement avec l'angle, mais avec de fortes oscillations dues à la présence de bruit. Le gradient calculé jusqu'à des angles de 30 degrés à partir de l'approximation deux termes de [Shuey, 1985] s'avère être beaucoup trop élevé.

De même, la variation de la réflectivité en fonction de l'angle pour un événement positionné à la profondeur de 2,4 kilomètres et à une distance horizontale de 6 kilomètres est représentée sur la figure (15.16.bas). La réflectivité de cet événement croît jusqu'à un angle de 30 degrés (angle limite de l'approximation deux termes de [Shuey, 1985]) puis décroît jusqu'à un angle de 40 degrés.

L'étude de ces premières sections, pour lesquelles nous n'avons fait qu'appliquer l'inversion AVA robuste dans la gamme angulaire fournie par le corridor mute, nous montre déjà la supériorité des résultats AVA après migration en profondeur.

Mais l'inversion AVA réalisée dans le domaine profondeur sur l'image globale nous fournit aussi différents attributs, tel que le facteur de fluide [Smith and Gidlow, 1987], présenté dans le chapitre 8.

Le facteur de fluide indique la différence entre les données et leur tendance générale autour de la ligne de fluide. Le facteur de fluide est nul pour les roches saturées en eau et non nul pour les couches de sables saturées en gaz. Il est négatif au toit et positif à la base du réservoir.

Nous allons donc nous en servir pour définir deux zones d'études. Un agrandissement de la section du facteur de fluide autour des zones comportant des hydrocarbures dans les couches du Crétacé et du Jurassique, est représenté sur la figure (15.17).

Nous notons de fortes valeurs négatives du facteur de fluide dans deux zones indiquées par des rectangles noirs sur la figure (15.17). L'inversion AVA appliquée directement sur les Iso-X en angle ne tient pas compte des faibles erreurs du modèle de vitesse et des phénomènes physiques comme les effets d'interférences des bancs fins.

Nous proposons de focaliser notre analyse AVA sur ces deux zones tout en tenant compte des problèmes introduits précédemment en appliquant la procédure décrite dans la partie III. En l'absence de données de puits, il nous a été très difficile de localiser précisément les couches du Brent. De plus, de nombreuses réflexions multiples empêchent de distinguer clairement les couches du Brent sur les sections des attributs AVA.

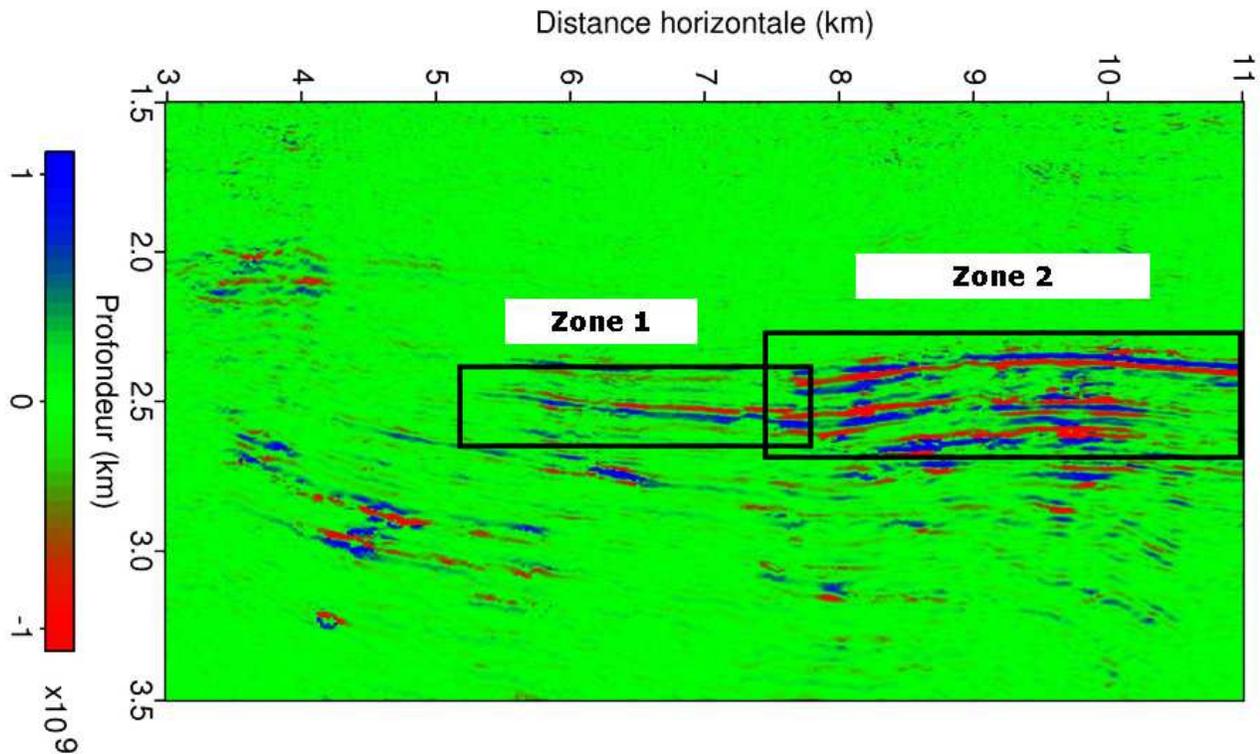


FIG. 15.17 – Agrandissement du facteur de fluide. Si le facteur de fluide ΔF est proche de zéro, le réservoir n'est pas prospectif (roche saturée en eau). Mais si $|\Delta F| > 0$, le réservoir est prospectif (roche saturée en gaz), ΔF sera négatif au toit et positif à la base du réservoir. De fortes valeurs négatives, indiquées par un rectangle noir, apparaissent dans les couches du Crétacé et du Jurassique supérieur.

15.3.3 Zone 1

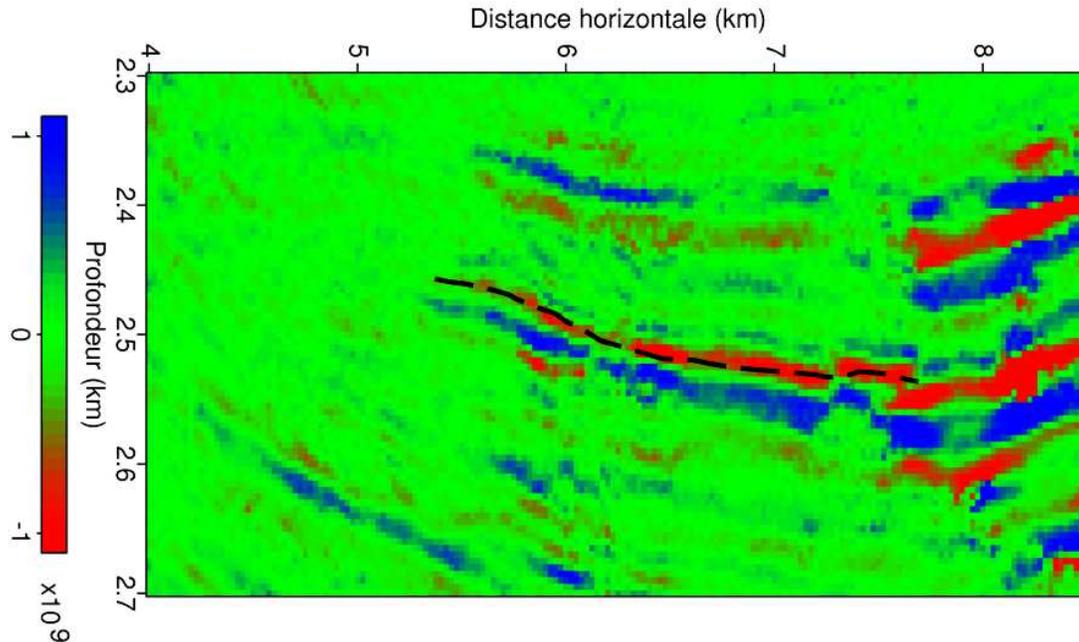


FIG. 15.18 – *Agrandissement de la section facteur de fluide sur la zone 1. L'événement étudié dans cette partie est indiqué par le trait pointillé.*

La figure (15.19) présente le graphique gradient en fonction de l'intercept correspondant à l'événement pointé sur l'agrandissement de la section du facteur de fluide de la figure (15.18).

Ces attributs AVA proviennent de l'inversion des Iso-X en angle après mise à zéro des échantillons dont les événements ne sont pas cohérents aux dépôts lointains. Les valeurs correspondant à l'événement (triangles bleus) se différencient clairement de la tendance générale des données. Ces valeurs se caractérisent par une valeur d'intercept négative et une valeur du gradient positive, correspondant à la classe IV de [Rutherford and Williams, 1989] et [Castagna and Swan, 1997].

Mais ces résultats ne tiennent pas compte des effets d'interférence des bancs fins et supposent des événements parfaitement plats dans les Iso-X.

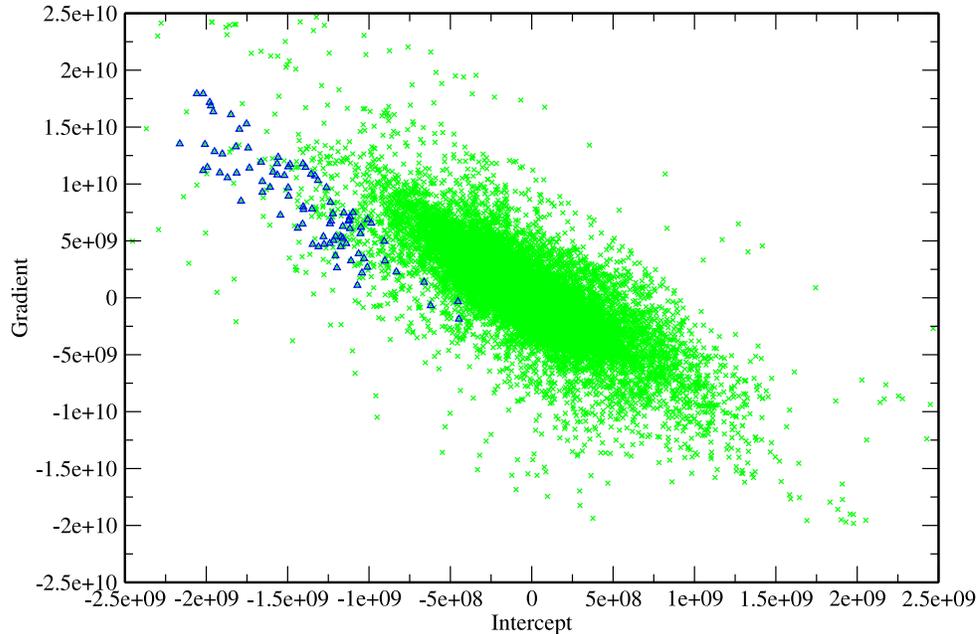


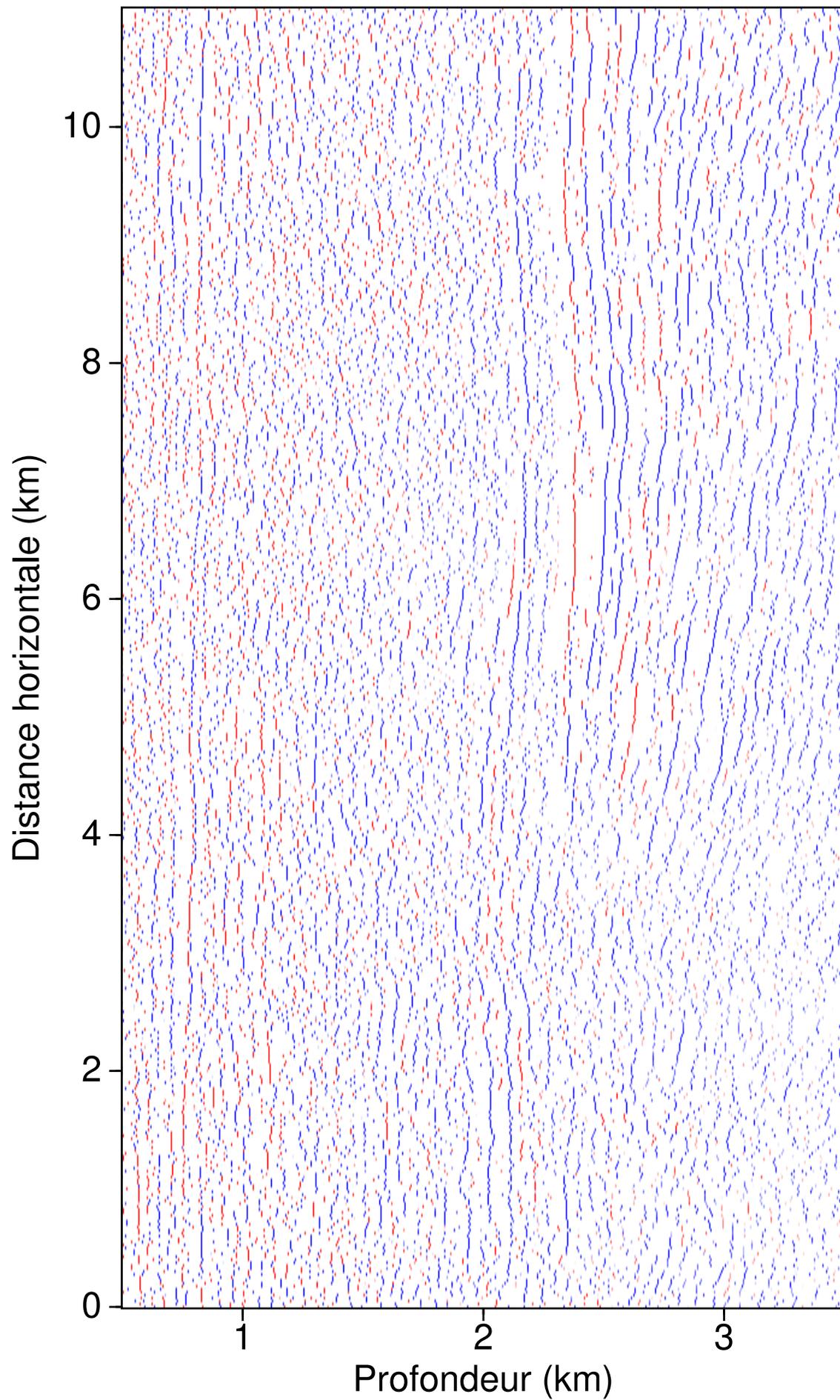
FIG. 15.19 – *Graphique gradient en fonction de l'intercept de la zone 1. Les valeurs de l'événement présentant une anomalie AVA sont représentées par des triangles bleus. L'inversion est réalisée sur toute la fenêtre de la figure 15.18 sans tenir compte des trajectoires.*

Il est donc intéressant d'utiliser la détection des trajectoires puisque la plupart des événements ne sont pas tout à fait horizontaux, y compris celui indiqué par une flèche sur la figure (15.21) pour lequel la valeur du facteur de fluide est fortement négative.

Le calcul des trajectoires permet tout d'abord d'obtenir le squelette des événements (figures 15.20 et 15.22). Cette section nous donne une première interprétation en profondeur des structures et pourrait être exploitée par la suite pour une simulation géostatistique de l'impédance acoustique contrainte par nos résultats de sismique comme nous l'avons détaillé au chapitre 12.

Dans notre cas, nous nous limitons à le représenter avec les valeurs d'intercept puisque tous les attributs AVA sont disponibles pour chaque segment du squelette (figure 15.22).

Le calcul des trajectoires (figure 15.21), qui suivent remarquablement bien les événements, nous confirme bien que ces derniers sont loin d'être parfaitement horizontaux.

FIG. 15.20 – *Squelette de l'ensemble des données Oseberg.*

La figure (15.23) présente un graphique après calcul des attributs AVA le long des trajectoires. Comme l'inversion AVA ne s'applique que sur l'événement et non pas sur son ondelette, l'inversion le long des trajectoires réduit le nombre d'échantillons à représenter sur un graphique gradient en fonction de l'intercept. Sur ce graphique, les valeurs correspondantes à l'événement ont aussi une valeur d'intercept négative et une valeur de gradient positive, confirmant la classe IV AVA.

Les réservoirs de sable gazeux de classe IV apparaissent quand une couche poreuse de sable est recouverte d'une couche avec des vitesses de propagation des ondes P plus élevées [Castagna et al., 1998].

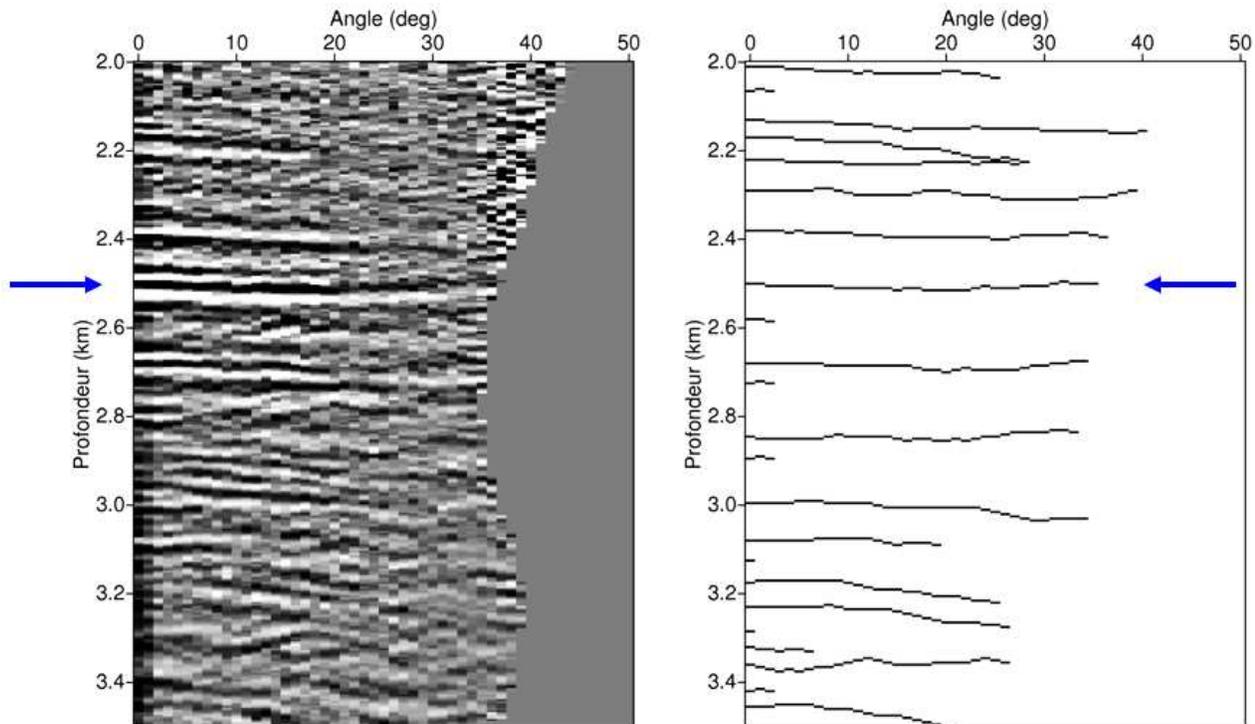


FIG. 15.21 – *Iso-X en angle (gauche) et ses trajectoires correspondantes. Cet Iso-X est situé à la position $x = 6,5$ km. La plupart des événements ont une “longueur angulaire” cohérente. La validation de cette longueur angulaire peut être utilisée pour éliminer les petits segments et ainsi partiellement nettoyer les trajectoires mais aussi le squelette.*

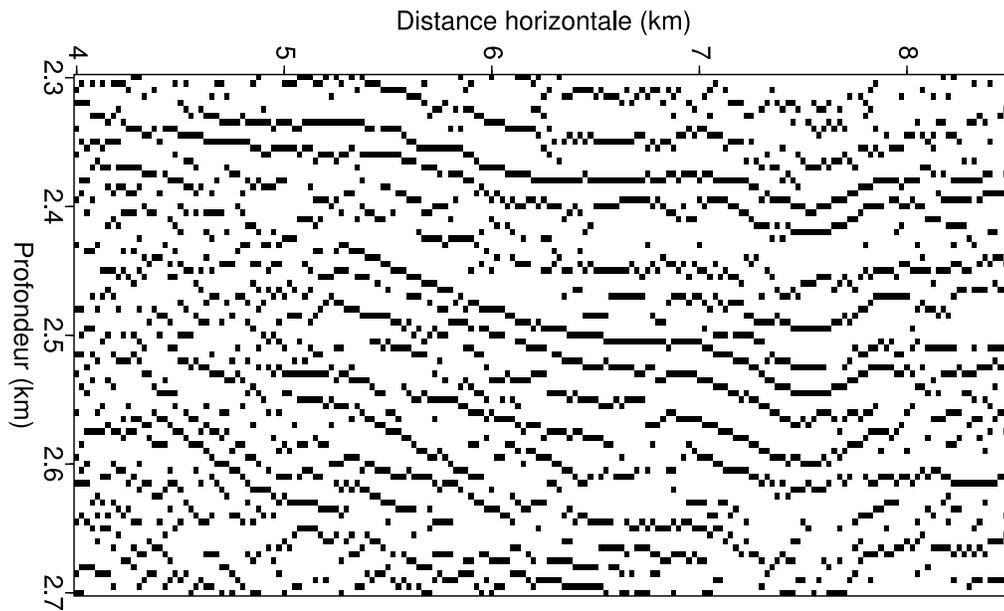


FIG. 15.22 – *Agrandissement du squelette des données Oseberg de la première zone.*

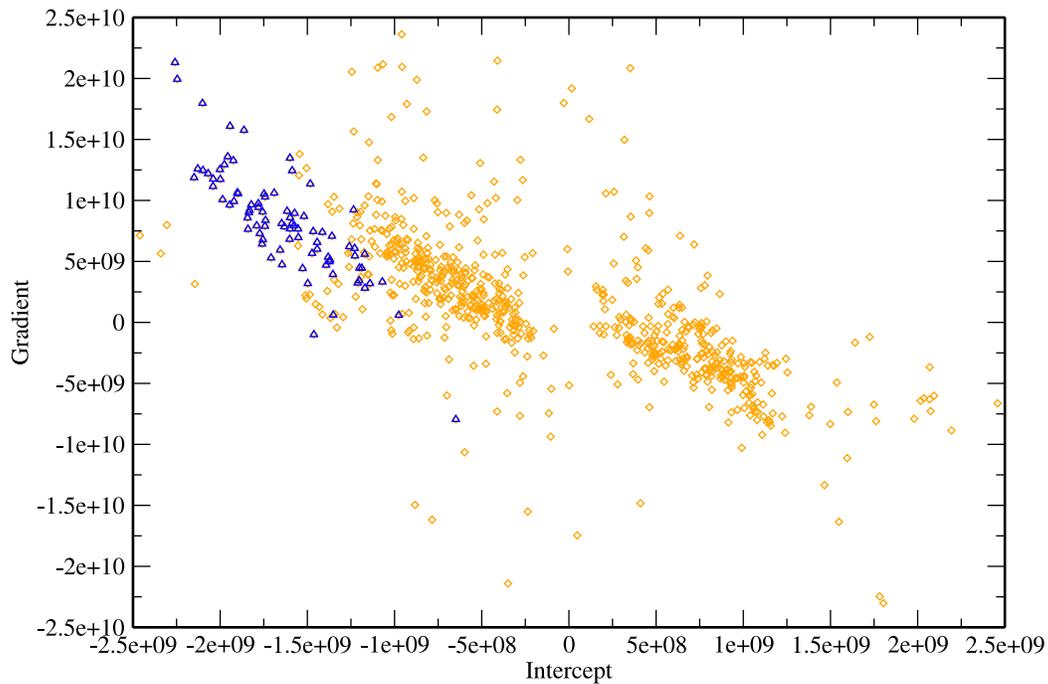


FIG. 15.23 – *Graphique gradient en fonction de l'intercept après inversion le long des trajectoires. Les valeurs de l'événement sont représentées par des triangles bleus.*

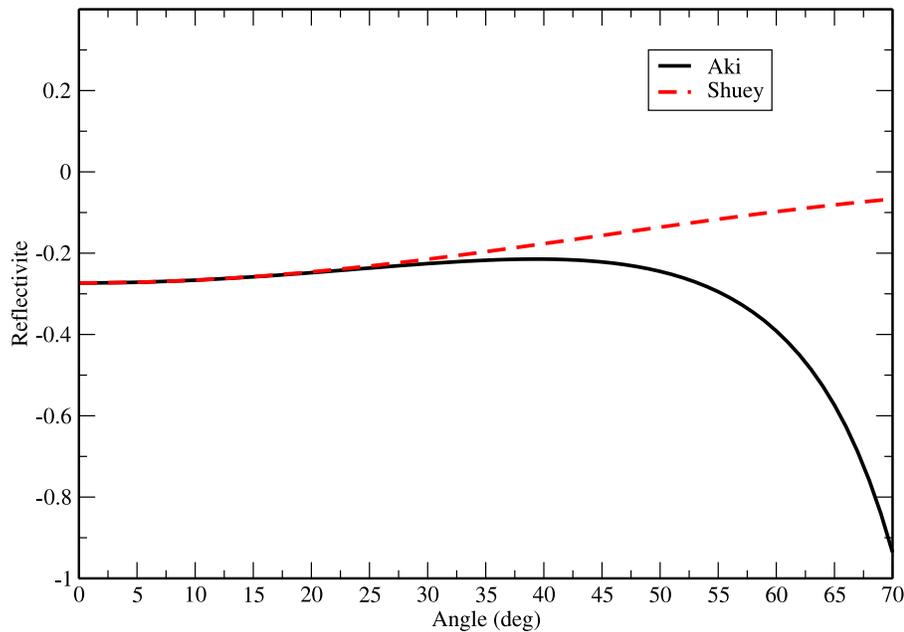


FIG. 15.24 – Réflectivité en fonction de l'angle d'incidence modélisée à partir des approximations de [Aki and Richards, 1980] et [Shuey, 1985]. Les paramètres du modèle, provenant de données de puits fournies par la compagnie Hydro sont les suivants : unité supérieure ($V_p = 3250$ m/s, $V_s = 1800$ m/s et $\rho = 2400$ kg/m³) et unité inférieure ($V_p = 2500$ m/s, $V_s = 1600$ m/s et $\rho = 1800$ kg/m³).

Des données de puits fournies par la compagnie Hydro pour le réservoir Brent ont indiqué des vitesses de propagation des ondes P élevées dans les couches au-dessus du réservoir du Brent. Même si l'anomalie étudiée n'est pas celle du Brent, nous avons modélisé la variation de la réflectivité en fonction de l'angle pour le réservoir Brent (figure 15.24) à partir des rapports $\frac{\Delta V_p}{V_p}$, $\frac{\Delta V_s}{V_s}$ et $\frac{\Delta \rho}{\rho}$ calculés à partir des données de puits, en utilisant les approximations de [Aki and Richards, 1980] et [Shuey, 1985]. Pour cet événement, la réflectivité modélisée à partir de l'approximation de [Aki and Richards, 1980] croît jusqu'à un angle de 40 degrés puis décroît. L'intercept, qui est la réflectivité à incidence nulle, est négatif et le gradient positif, ce qui correspond à une classe IV AVA.

Cette analyse ne confirme cependant pas le fait que l'anomalie étudiée indique des réservoirs de sables saturés en gaz de classe IV. Elle permet seulement d'affirmer l'existence d'un réservoir de classe IV dans les couches du Crétacé et du Jurassique du champ pétrolier d'Oseberg.

15.3.4 Zone 2

Un agrandissement de la seconde zone comportant de fortes valeurs du facteur de fluide est introduit par la figure (15.25). La position de l'événement dans cette zone est indiquée par le trait pointillé.

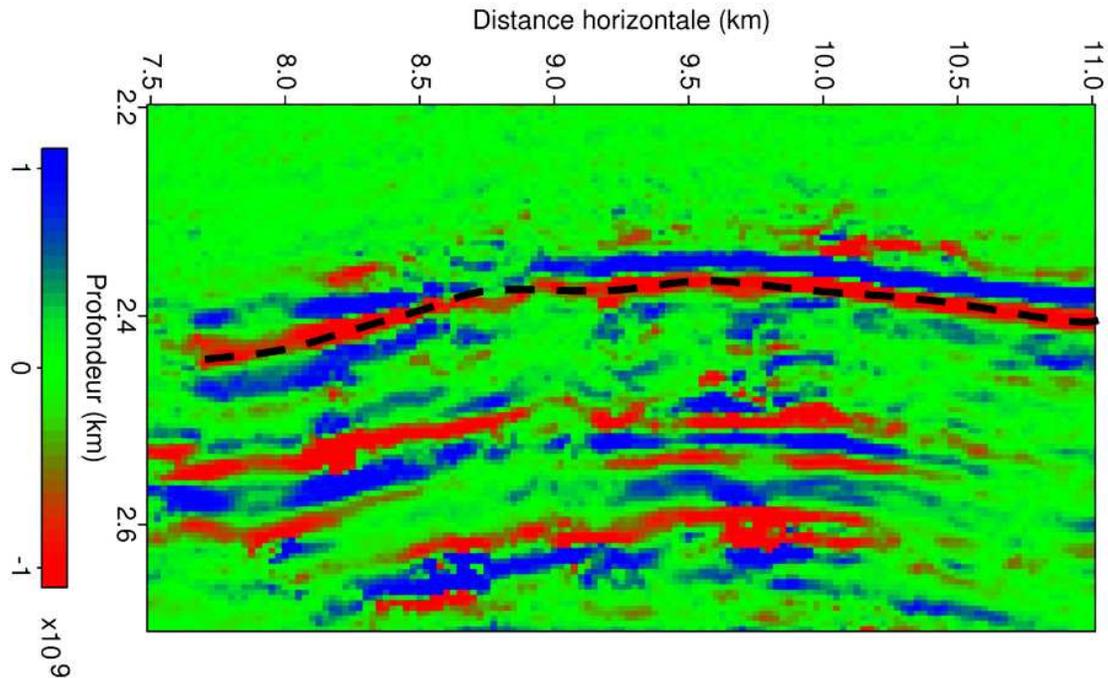


FIG. 15.25 – *Agrandissement de la section du facteur de fluide mettant en évidence l'anomalie AVA de la deuxième zone.*

La figure (15.26) présente un graphique gradient en fonction de l'intercept. Les sections intercept et gradient proviennent de l'inversion des Iso-X en angle après mise à zéro des échantillons dont les événements ne sont pas cohérents aux dépôts lointains. Les valeurs correspondant à l'événement se démarquent des valeurs de la ligne de fluide. Cependant, la classe AVA n'est pas facile à déterminer, variant d'une classe III à IV, puisque les valeurs de l'intercept apparaissent négatives et celles du gradient aussi bien positives que négatives. La population de valeurs négatives du gradient est équivalente à celle de valeurs positives du gradient.

Nous sommes donc ici dans un cas où la qualité des Iso-X devient primordiale.

La dispersion des valeurs du gradient s'explique évidemment par le fait que les événements ne sont pas horizontaux sur les Iso-X de cette zone.

La détection des trajectoires (figure 15.27) illustre parfaitement le problème de détection de pente résiduel qui n'est pas hyperbolique.

Le fait de réaliser l'inversion le long de ces trajectoires, mis à part la limitation du nombre de points, fournit un résultat très différent si l'on regarde les deux graphiques des figures (15.26) et (15.28), et permet de lever l'ambiguïté sur la classification de cette zone. L'inversion AVA le

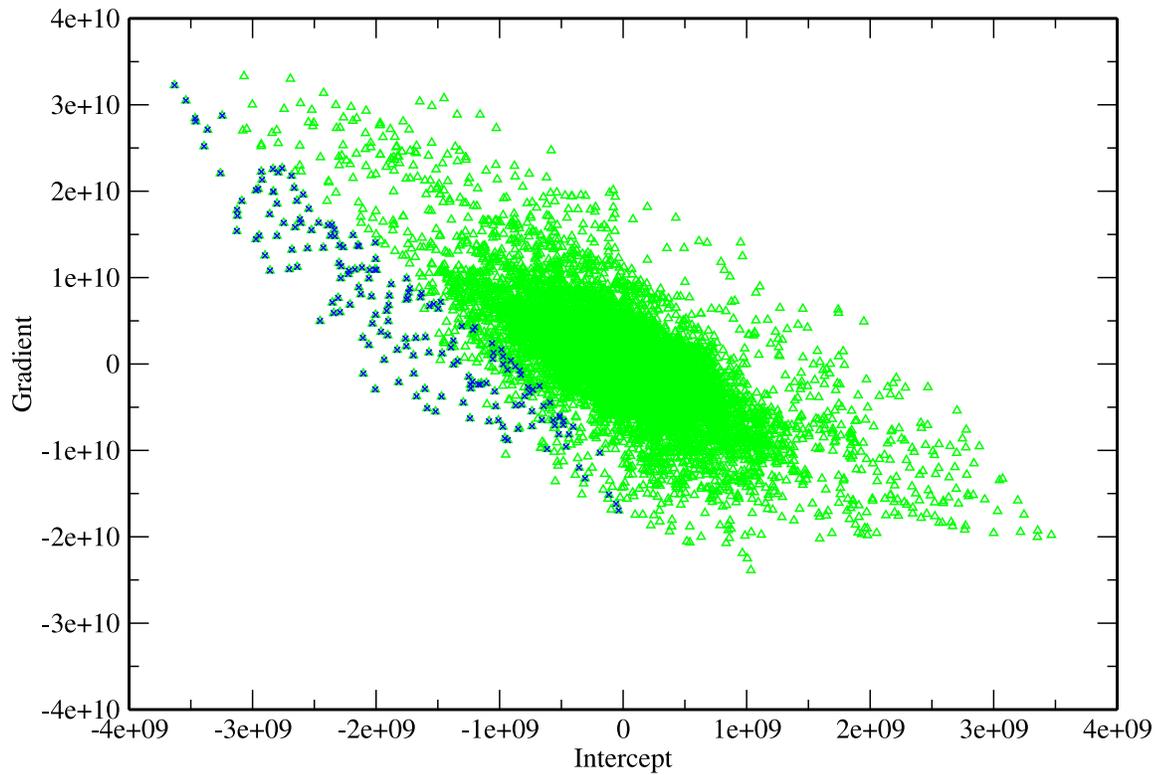


FIG. 15.26 – Graphique gradient en fonction de l'intercept de la zone 2. Les valeurs de l'événement sont représentées par des croix bleues. L'inversion est réalisée sur tous les points de l'image 15.25 sans tenir compte des trajectoires.

long des trajectoires fait ressortir des valeurs de gradient positives confirmant la présence d'un réservoir de classe IV, tout comme celui étudié sur la zone 1.

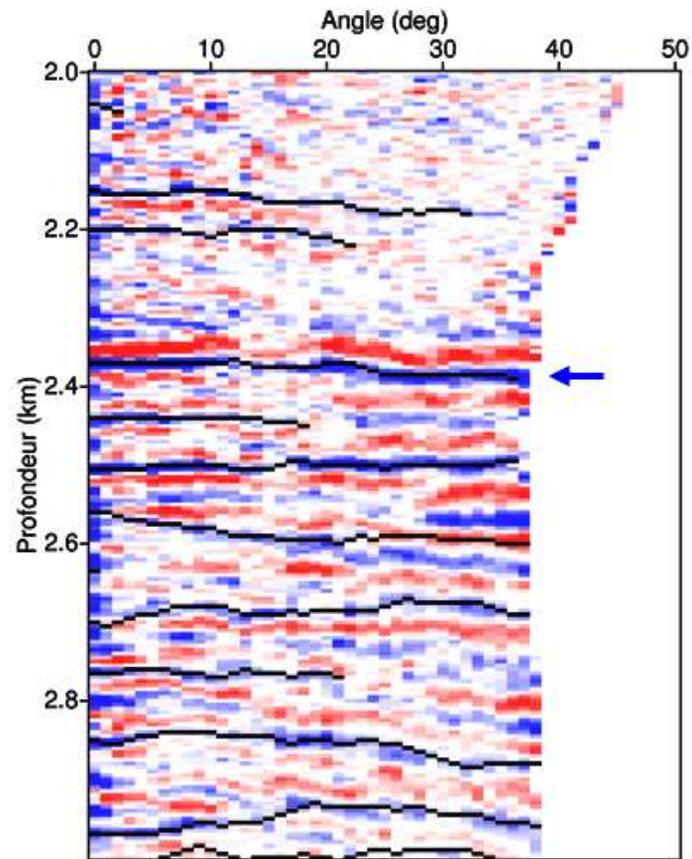


FIG. 15.27 – *Iso-X* à la position $X=8.875$ km.

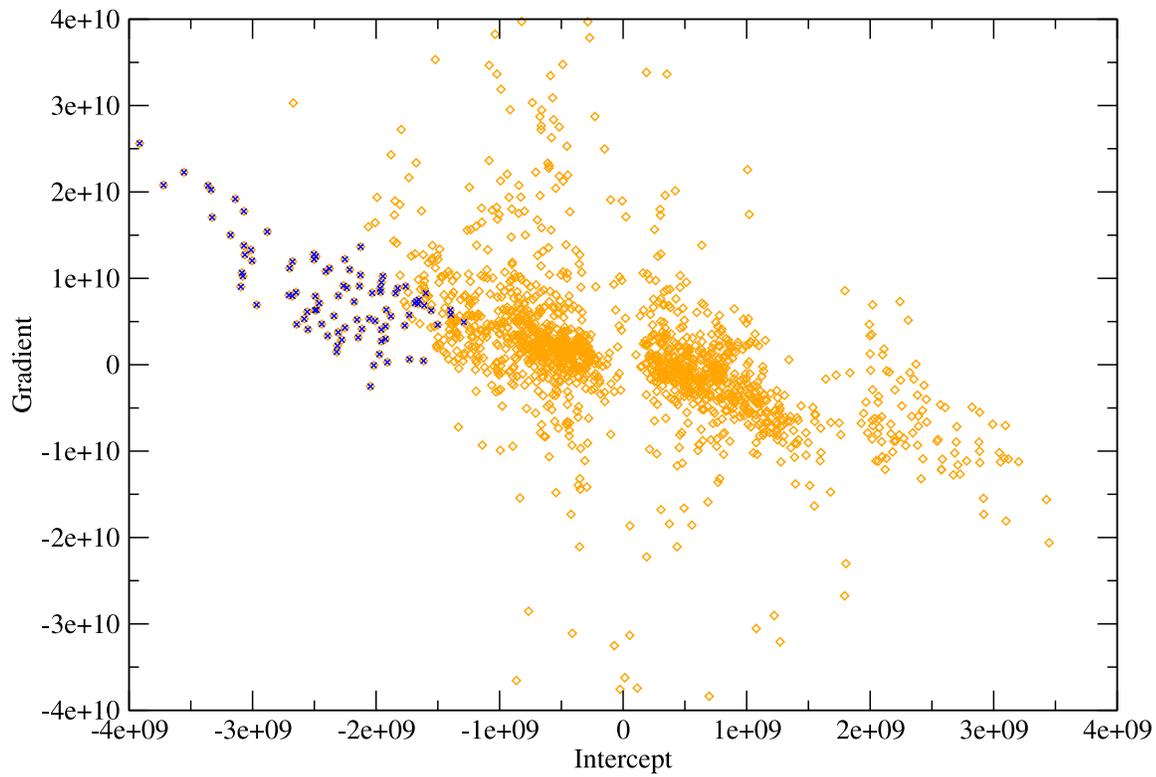


FIG. 15.28 – Graphique gradient en fonction de l'intercept après inversion le long des trajectoires. Les valeurs correspondant à l'événement sont représentées par des croix bleues.

15.4 Conclusion

Cette exemple met clairement en évidence l'avantage majeur de la migration en profondeur appliquée avant l'inversion AVA vis-à-vis des traitements classiques. La migration en profondeur, qui focalise l'énergie contenue dans les données de l'image obtenue, permet de réduire la dispersion inhérente aux données sismiques et autorise l'inversion dans des zones plus complexes.

Cette exemple indique également la sensibilité de l'inversion AVA. En effet, dans le cas des données Oseberg, la réussite de l'inversion dépend principalement des événements qui doivent être parfaitement horizontaux, c'est-à-dire positionnés à la même profondeur quel que soit le départ. Le calcul des trajectoires, permet non seulement de réduire le nombre de points à représenter rendant la compréhension des graphiques gradient en fonction de l'intercept plus simple mais aussi de déterminer au mieux la classe AVA des réservoirs.

L'étude AVA de ce champ de Oseberg, considéré comme un milieu simple localement complexe, nous a permis de valider la première partie de notre chaîne de traitement, incluant la migration profondeur à amplitude préservée, le traitement "post-migration" et l'inversion AVA.

Tout d'abord, l'analyse AVO classique faite sur des données avant sommation corrigées dynamiquement nous a montré ses limites. Même dans ce cas simple qui pourrait satisfaire les hypothèses 1D d'un milieu tabulaire, cette technique qui apparaît être aujourd'hui obsolète, ne peut pas être utilisée pour une étude régionale des anomalies d'amplitude.

Son unique avantage reste sa rapidité si nous ne souhaitons regarder que les variations sur une réflexion donnée (un événement) sur un nombre restreint de panneaux CDP.

L'utilisation de la migration avant sommation en temps est quant à elle, un peu plus large. Elle apporte la focalisation inhérente aux techniques de migration, mais ne garantit en rien la préservation de l'amplitude des contrastes de réflectivité même dans un milieu tel que celui de Oseberg, tout simplement parce que cette préservation n'est pas prise en compte dans la migration. Comme nous l'avons dit, la correction de divergence géométrique, appliquée sur les données avant sommation en supposant le milieu tabulaire, détruira les variations dès que les interfaces ne sont plus planes.

Nous aboutissons donc dans ce cas à l'obtention d'Iso-X cinématiquement corrects, mais ne permettant pas une inversion AVA optimale et se traduisant par des sections gradient de mauvaise qualité.

Il faut bien noter que ce n'est pas le concept de la migration avant sommation en temps qui est responsable des mauvais résultats, mais tout simplement l'altération du signal initial au cours de la phase de pré-traitement.

L'impact d'une mauvaise correction qui s'avère irréversible après migration a le même effet dans le domaine profondeur [Baina et al., 2002] et ne peut pas être corrigé.

Pour garantir une inversion optimale, le travail après migration profondeur s'avère être un

avantage, mais c'est surtout la compensation des effets propagatifs dans un milieu hétérogène (aspect quantitatif de la migration) qui garantira de bons résultats.

Cependant, même si nous ne disposons que d'Iso-X exprimés en profondeur et préservant les variations du signal, nous avons vu dans ce chapitre que l'accumulation de nombreux artefacts (acquisition, traitement, vitesse et migration) se traduit par de nombreux "parasites" dans les événements des Iso-X.

Dans ce cas simple, nous avons pu valider l'apport indéniable de l'étude des trajectoires, c'est-à-dire leur capacité à corriger les pentes résiduelle qui ne présentent pas de caractère hyperbolique, ou plus généralement qui ne peuvent pas s'expliquer par un polynôme simple.

L'inversion le long des trajectoires a permis de lever l'ambiguïté pour la classification d'un réservoir, mais a aussi simplifié l'étude des graphiques gradient en fonction de l'intercept, tout en limitant la durée de l'inversion et en fournissant un squelette ainsi que les attributs AVA associés sur toute la zone image.

Chapitre 16

Analyse AVA des hydrates de gaz

16.1 Hydrates et BSR (Bottom Simulation Reflector)

Le BSR (Bottom Simulating Reflector) est un réflecteur apparaissant dans certaines formations sédimentaires des marges continentales sous-marines et dans les zones de permafrost. Ce BSR est couramment associé à la base de la zone de stabilité des hydrates de méthane. Ces hydrates sont présents dans des zones où les conditions de pression et de température sont favorables à leur stabilité. Ce matériau est composé de petites structures de glace en forme de cage emprisonnant les molécules de méthane (figure 16.1). Les cristaux s'assemblent pour former un treillage serré. Les hydrates de gaz peuvent contenir uniquement de petites molécules de gaz, telles que le méthane et l'éthane. Dans des conditions normales, un volume d'hydrate de méthane saturé contient environ 189 volumes de gaz méthane. Un échantillon de ce gaz ressemble à une boule de neige, sauf qu'il est inflammable.

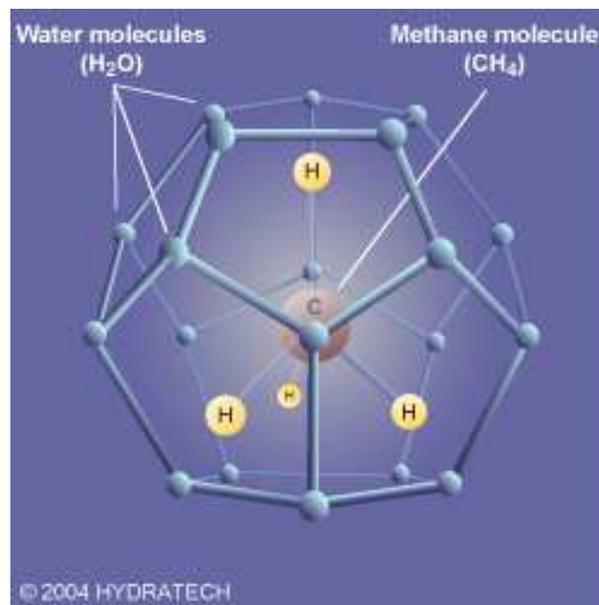


FIG. 16.1 – Structure cristalline d'un hydrate de gaz. Les molécules d'eau forment un cristal de glace, composé de dodécaèdres réguliers. L'intérieur de chaque dodécaèdre est occupé par une molécule de gaz retenue prisonnière.

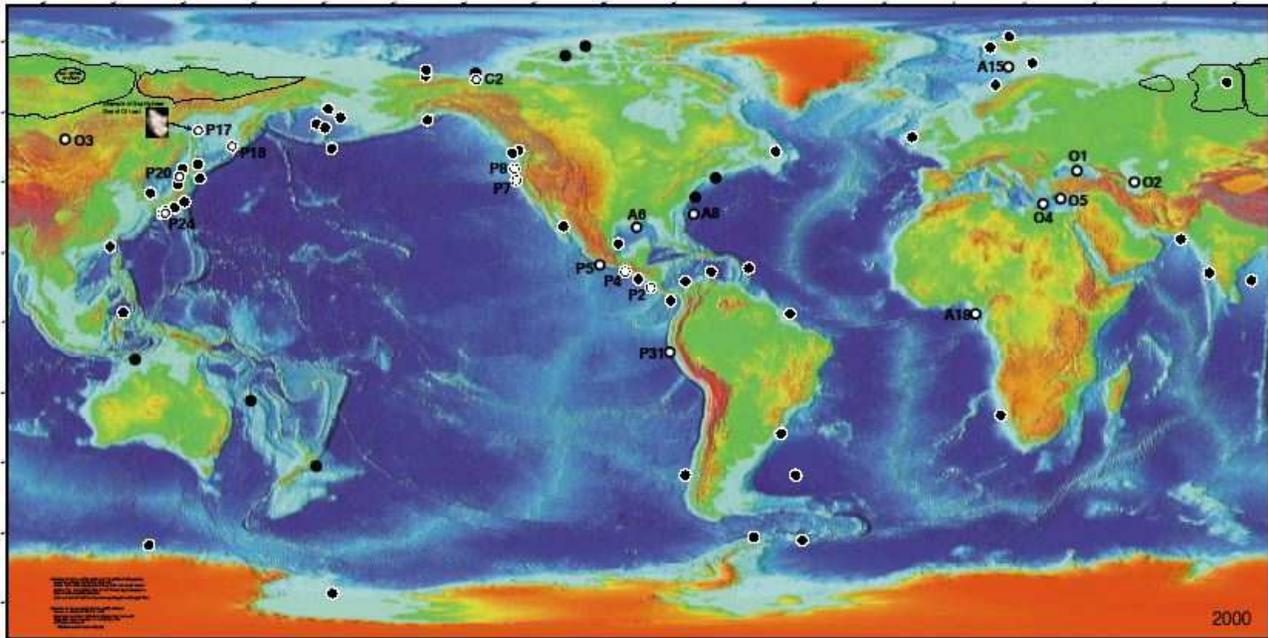


FIG. 16.2 – Accumulations d'hydrates de gaz connues (points blancs) et supposées (points noirs) par le biais de campagnes sismiques ou d'analyse de puits dans lesquelles des carottes ont été prélevées. Source : Keith Kvenvolden, USGS, 2000.

Les eaux profondes de la majorité des océans offrent une température suffisamment froide et une pression suffisamment élevée pour stabiliser les hydrates de gaz au niveau des fonds océaniques situés à plus de 500 mètres de profondeur. Cependant, la plupart des hydrates marins restent confinés autour des continents où l'eau, suffisamment profonde et riche en nutriments, dépose des matières organiques en décomposition permettant aux bactéries de se transformer en méthane. D'importantes accumulations d'hydrates de gaz ont été identifiées au large du Japon, dans la zone du Blake Ridge au large de la côte est des États-Unis, sur la marge continentale de Cascadia au large de Vancouver en Colombie-Britannique au Canada, au large de la Nouvelle Zélande et de la Norvège. En 1999, une campagne de prospection de l'Ifremer a confirmé la présence d'hydrates de gaz sur une superficie de l'ordre de 70 000 km² dans le bassin de Fairway au large de la Nouvelle Calédonie.

Les hydrates se forment également à proximité des terres, dans les zones de pergélisol en raison des températures dominantes très basses. Des gisements d'hydrates de gaz en pergélisol ont été découverts en Sibérie occidentale et sur le versant nord de l'Alaska.

Les hydrates de gaz sont un des enjeux du XXI^{ème} siècle. Le service géologique américain (USGS) a récemment estimé à $2 \cdot 10^{16}$ m³ la quantité de méthane présente sous forme d'hydrate dans les fonds marins et les sols gelés arctiques, soit deux fois le volume équivalent de méthane des réserves prouvées de charbon, de pétrole et de gaz réunis à la surface de la terre. Cependant cette ressource n'est toujours pas exploitée. Les gisements d'hydrates de gaz ne sont pas concentrés, mais étendus ou dispersés dans de larges volumes de matières solides. La technique d'extraction est assez complexe, car de l'énergie est nécessaire pour libérer le méthane piégé dans des particules de glace solide.

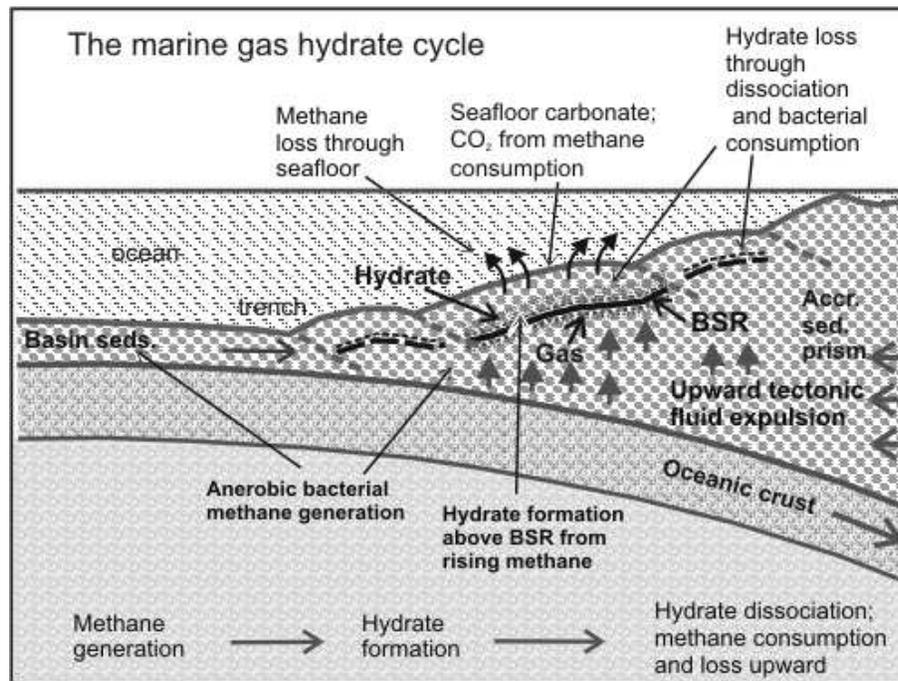


FIG. 16.3 – Description de la zone où les hydrates se forment et où le méthane se libère dans les couches supérieures de la Terre. D'après [Hyndman and Spence, 1992].

Les hydrates de gaz intéressent la communauté scientifique, car la variation de la profondeur d'eau ou du géotherme, liée au réchauffement actuel de la planète, peut avoir comme conséquence de libérer ou de retenir du méthane dans les couches supérieures de la Terre, avec un possible impact sur l'effet de serre ainsi que des effets d'instabilité de pente sur les marges océaniques, pouvant être à l'origine de phénomènes catastrophiques tels que les tsunamis.

En terme d'imagerie sismique, les hydrates semblent avoir un effet très modéré sur les vitesses sismiques selon certains auteurs [Singh et al., 1993, Singh and Minshull, 1994]. [Wood et al., 1994] montrent néanmoins, d'après une inversion des vitesses d'intervalle dans le domaine $\tau - p$ sur des données de la rive Blake, que dans les zones où un BSR est présent, la vitesse d'intervalle des ondes P peut localement être plus forte (2 000 m/s) sur une épaisseur de 150 mètres juste au-dessus du BSR par rapport à des zones où aucun BSR n'est observé. Le remplissage des pores du sédiment par les hydrates semble diminuer les contrastes d'impédance acoustique dans celui-ci. La présence de gaz libre sous les hydrates peut diminuer fortement la vitesse des ondes P. Toutefois la présence de gaz libre n'est pas nécessaire pour générer un BSR, le simple contact entre le sédiment rempli d'hydrates avec le même sédiment rempli d'eau suffit à provoquer une baisse de la vitesse [Hyndman and Spence, 1992]. Cette diminution de la vitesse se traduit sur l'image sismique par une polarité du BSR inverse à celle du fond de l'eau (figure 16.4).

Deux exemples de données sismiques comportant des hydrates de gaz seront présentés dans ce chapitre. Le premier jeu de données nous a été fourni par l'Ifremer et provient de la campagne sismique "Hydratech" effectuée au large de la Norvège. Il s'agit de données échantillonnées

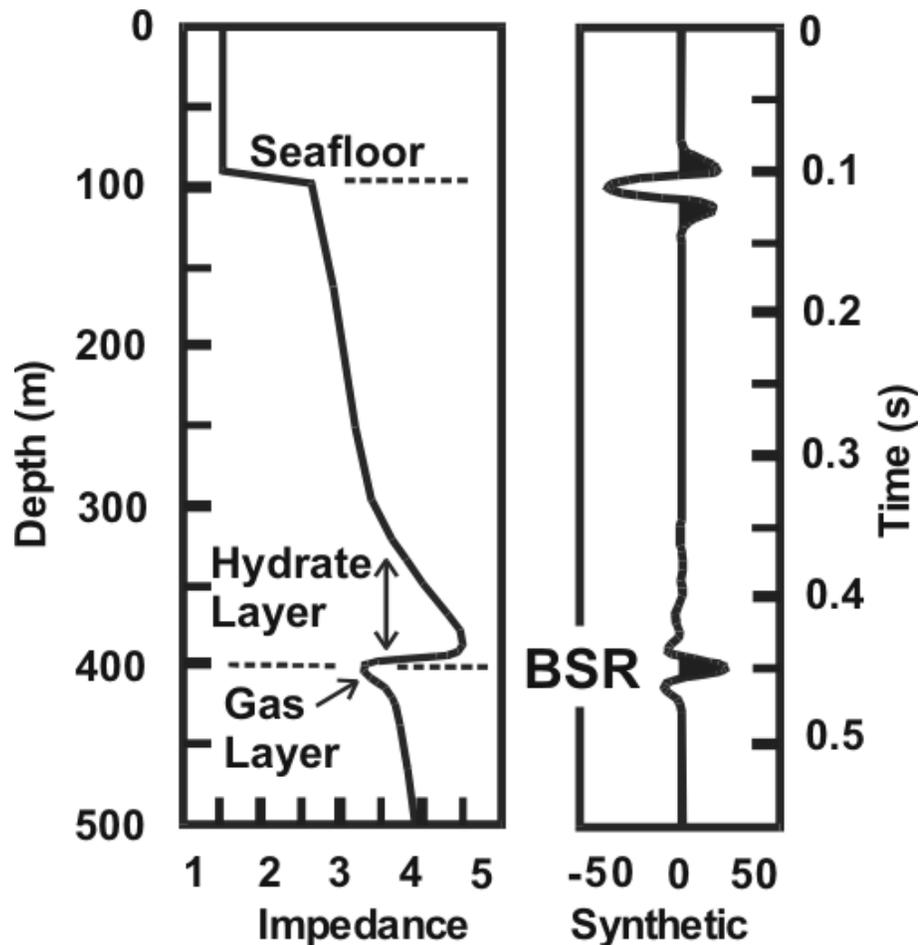


FIG. 16.4 – *Modèle simple d'un BSR [Yuan et al., 1994].*

toutes les millisecondes avec un déport variant de 80 à 830 mètres. Le deuxième jeu de données est issu d'une campagne sismique conduite sur le prisme de Nankai au large du Japon par l'Ifremer. Le déport des données varie de 190 à 2 690 mètres avec un pas d'échantillonnage en temps de 2 millisecondes. Ces données sont assimilées à des données pétrolières. Dans ce chapitre, nous proposons, à partir de ces deux jeux de données, d'analyser puis de caractériser la variation de la réflectivité du BSR en fonction de l'angle ou du déport.

16.2 Données Hydratech

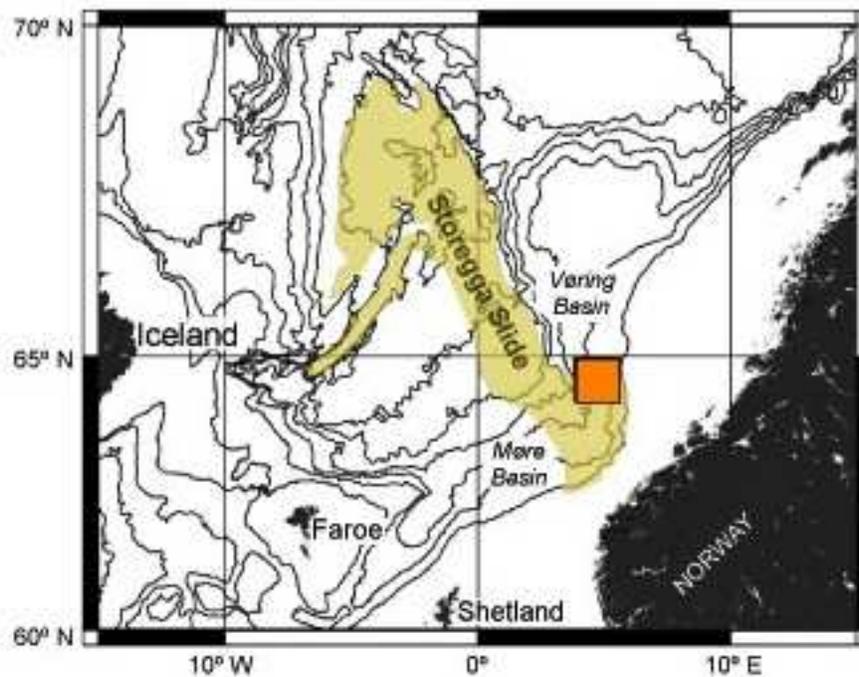


FIG. 16.5 – Carte situant la campagne Hydratech au large de la Norvège. Le carré orange montre la zone où les données sismiques ont été acquises.

Les données sismiques du projet “Hydratech” sont issues de la campagne sismique de juillet 2002 du navire océanographique Le Suroît de l’Ifremer au large de la Norvège. Cette campagne a permis la levée de données géophysiques à haute résolution sur la zone bordière septentrionale du glissement de Storegga, dans des profondeurs d’eau de l’ordre du kilomètre (figure 16.5). Le projet “Hydratech”, entrant dans le cadre de projets européens, regroupe de nombreux organismes dont l’Ifremer, les universités de Tromsø, Bergen, Birmingham et de Southampton, le NERC Southampton Oceanography Centre, Geomar, OGS, Rogaland Research et Sintef.

Les glissements de Storegga au Sud du plateau de Voring au large de la Norvège forment le contexte principal de cette étude. Ces glissements restent à ce jour les plus grands glissements connus sur une pente continentale. Les sédiments déplacés s’étendent sur 800 kilomètres, du haut de la pente continentale à la plaine abyssale du bassin norvégien. Les dernières datations indiquent que les trois principaux glissements se sont produits il y a 8 000 ans. La déstabilisation des hydrates de méthane contenus dans les sédiments de la pente continentale reste une des hypothèses pouvant expliquer le déclenchement des glissements. La campagne “Hydratech” propose un levé sismique s’étendant des sédiments déplacés dans les glissements aux sédiments non perturbés en amont de la pente.

Sachant que la présence d’hydrates de gaz peut générer une anomalie AVA, l’objet de ce chapitre est d’étudier l’apport des outils développés au cours de cette thèse, dans le cas de données très haute résolution mais ayant une couverture en déport relativement faible. De plus, une des

caractéristiques majeures des BSR est de “suivre” la topologie du fond de l’eau pour assurer son équilibre pression, température et donc de profondeur. Il est donc fréquent de voir un BSR couper la stratification des couches (comme les multiples pourraient le faire) sans que celui-ci puisse être considéré comme un artefact du traitement sismique.

L’utilisation de la détection des trajectoires pour l’inversion, associée à la création du squelette portant les attributs AVA peut donc s’avérer très bénéfique pour améliorer la qualité de l’inversion mais aussi pour mieux caractériser les variations de l’amplitude du BSR contenu dans ces données.

16.2.1 Données et migration en profondeur

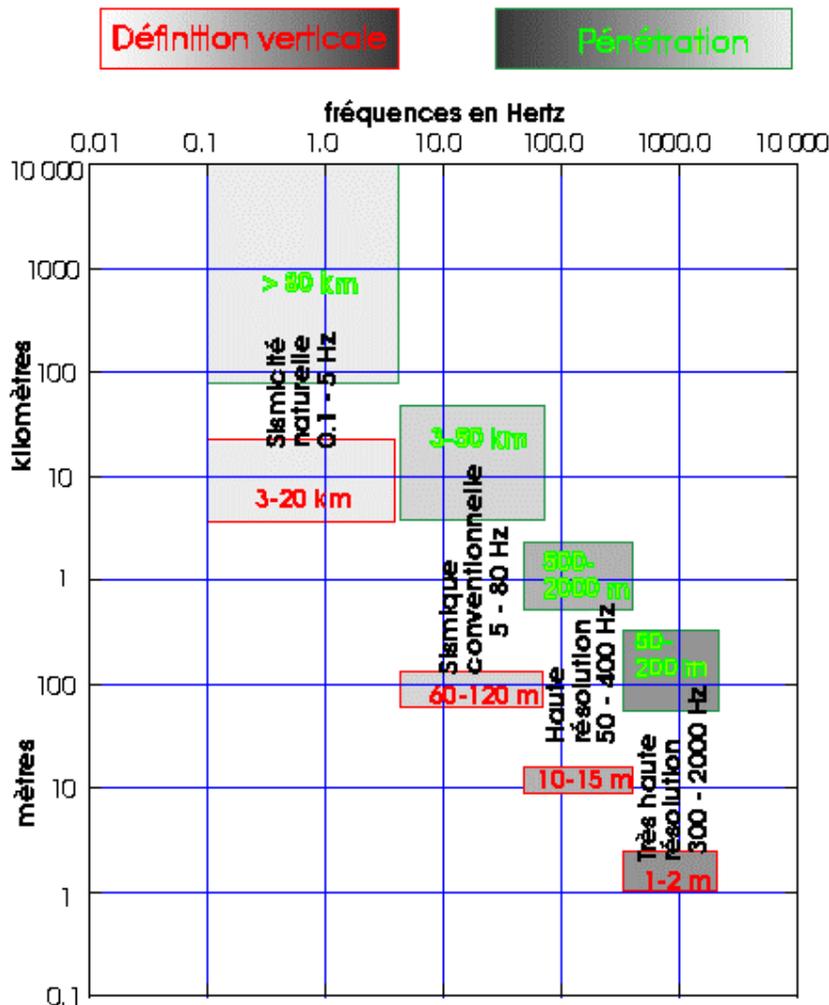


FIG. 16.6 – Pénétration et résolution verticale en fonction de la fréquence de la source sismique utilisée. Source : Ifremer.

L’Ifremer a développé un outil d’acquisition de données sismiques de très haute résolution 2D et 3D permettant l’acquisition de données avec une résolution horizontale et verticale de l’ordre du mètre (figure 16.6). Les données “Hydratech” ont été enregistrées avec une fréquence de la

source de 1 000 Hz.

Les données sismiques fournies sont échantillonnées toutes les millisecondes sur 3 secondes. Le déport des données varie de 80 à 830 mètres. L'espace entre les 3 000 points de tir est de 12,5 mètres et de 6,25 mètres entre les récepteurs.

La section en temps pour le premier déport (figure 16.7) donne une première image de la structure du sous-sol. Les réflexions multiples du fond de l'eau apparaissent à partir de 2 secondes. Ces multiples étant sous le BSR, nous n'avons pas essayé de les atténuer. La qualité de la section est altérée par la présence de nombreux pics dans les traces ("spike" en anglais).

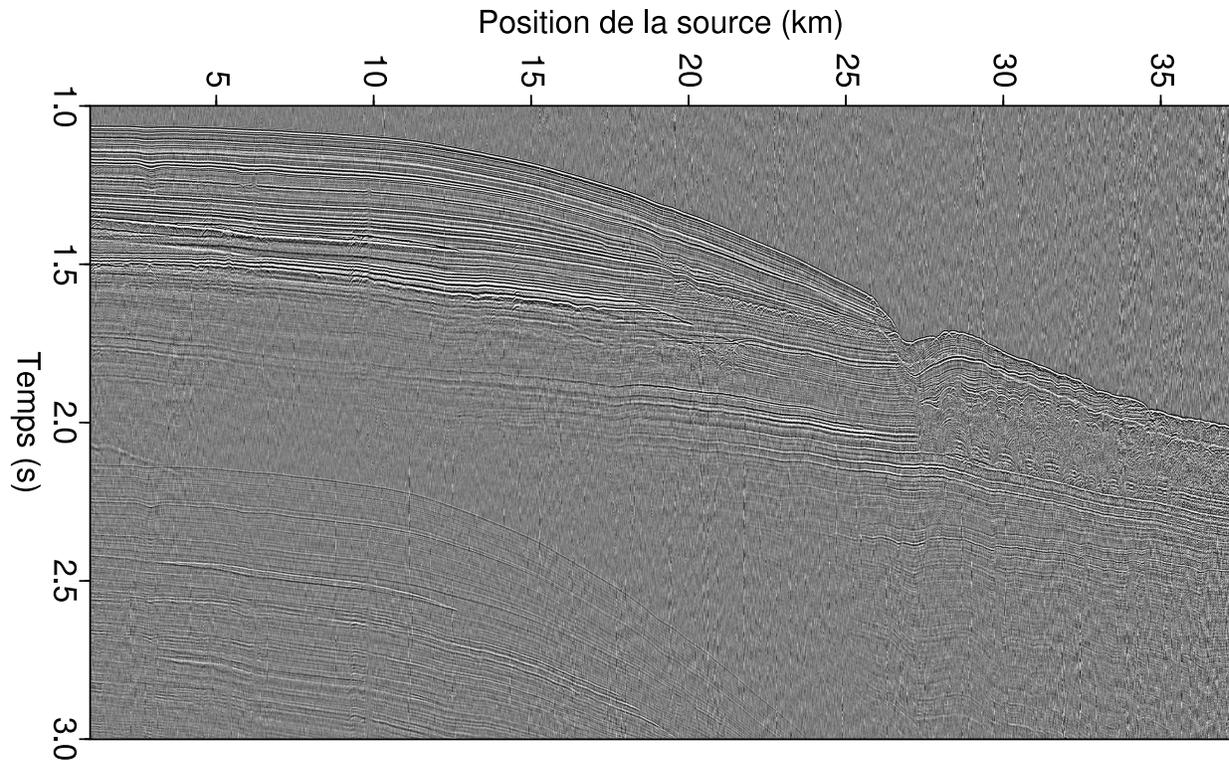


FIG. 16.7 – Section en temps pour le premier déport. À partir de 2 secondes, les réflexions multiples du fond de l'eau apparaissent.

Les données ont été migrées une première fois avec une vitesse constante de 1 475 m/s correspondant à la vitesse de propagation des ondes P dans l'eau. Cette première migration nous a permis de sélectionner le fond de l'eau. Le modèle de vitesse se compose ainsi de la vitesse de propagation des ondes dans l'eau de 1 475 m/s et d'un gradient vertical de 0,7 dans les sédiments (figure 16.8).

Les données migrées sont échantillonnées tous les 1,25 mètres en profondeur. L'espacement horizontal entre les 7 701 Iso-X est de 5 mètres. La figure (16.9) montre un exemple de transformation d'un Iso-X en déport $R(\mathbf{x}, h)$ en Iso-X en angle $R(\mathbf{x}, h)$ à l'aide de l'attribut migré $\theta(\mathbf{x}, h)$. Cet Iso-X fait apparaître des événements horizontaux de très bonne résolution. Le multiple du fond de l'eau s'observe à partir d'une profondeur de 1,4 kilomètres et présente une courbure typique.

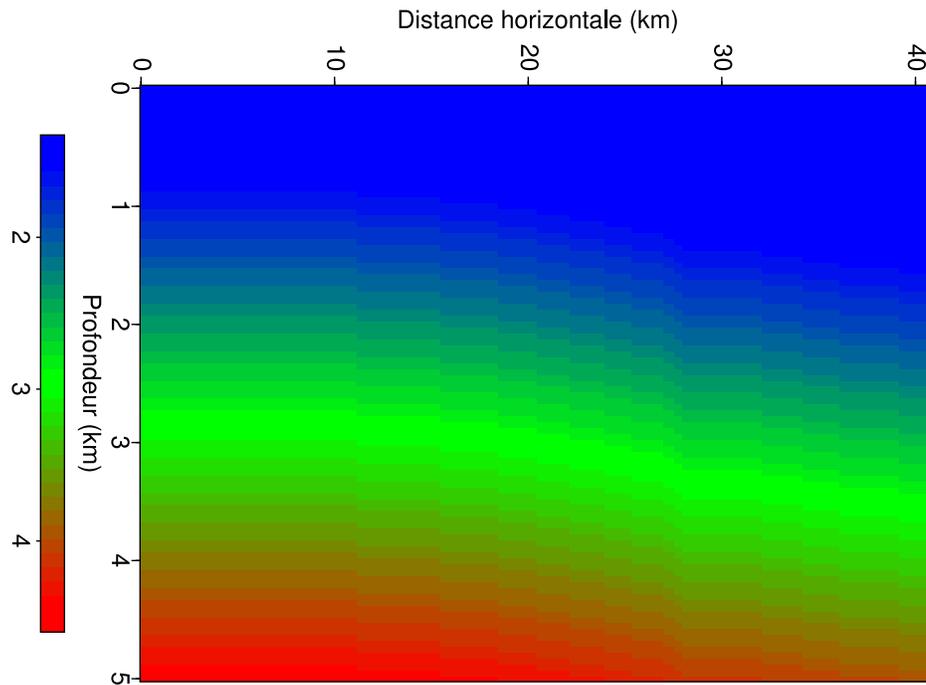


FIG. 16.8 – *Modèle de vitesse proposé par Mark Noble. Il se compose de la vitesse de propagation de l'eau 1 475 m/s et d'un gradient vertical de vitesse dans les sédiments de 0,7.*

Les Iso-X étant de très bonne qualité, le calcul des bornes inférieures et supérieures des événements cohérents n'est pas nécessaire pour ce jeu de données. La figure (16.10) montre la sommation de tous les angles migrés en profondeur. Cette sommation après migration donne une image structurale du sous-sol. En effet, sommer toutes les contributions revient à considérer que la variation de la réflectivité avec le déport ou l'angle est constante. Ce type de représentation, quoique couramment utilisé et généralement appelé "image migrée" diffère de la section intercept qui représente réellement une quantité physique, en l'occurrence la réflectivité à incidence verticale.

La figure (16.10) est représentée sans compensation d'amplitude, mais puisque la sommation "post migration" détruit les variations de la réflectivité, nous pouvons "amplifier" la représentation (figure 16.11) pour accentuer l'aspect structural de cette image. Les interfaces focalisent parfaitement et nous distinguons avec netteté les empilements sédimentaires.

Nous distinguons aussi de petites cheminées de gaz. Au regard du contenu fréquentiel de ces données et donc de leur "pouvoir de résolution", nous notons que ces cheminées ne "percent" pas la surface. Cependant, d'autres études réalisées par l'Ifremer à l'aide d'un sondeur de sédiments (fréquence d'acquisition entre 2 et 5 kHz) ont prouvé l'existence de ces cheminées au fond de l'eau.

Un artefact parallèle et de même signe que le fond de l'eau s'observe à moins de 200 mètres au-dessous du fond d'eau. L'Ifremer a effectué dans cette zone deux acquisitions (2D et 3D) où les sources utilisées dans les deux cas sont des canons de type GI (Generator Injector). La

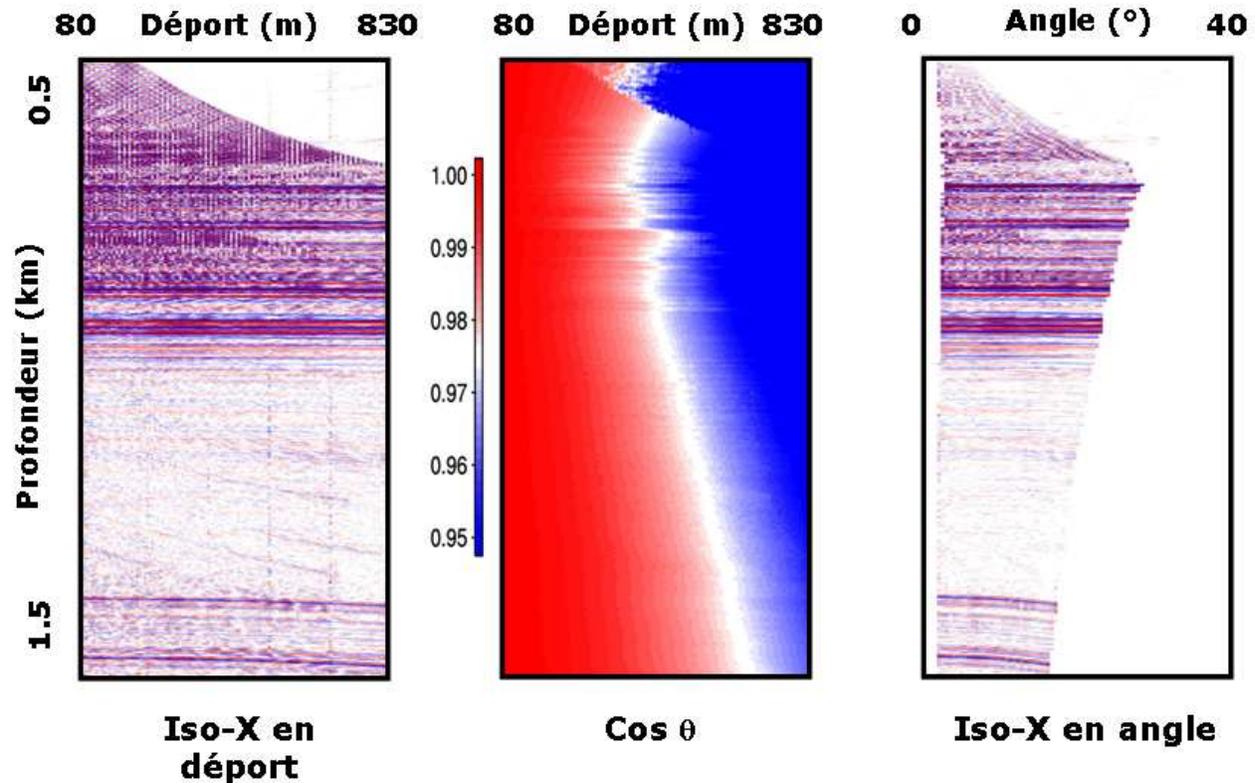


FIG. 16.9 – Illustration de la conversion déport en angle. L’Iso-X migré s’exprime initialement en fonction du déport (gauche) puis est converti pour être exprimé en fonction de l’angle (droite).

caractéristique de ces canons est de tirer en deux fois : le générateur tire, puis une fois la bulle formée et au maximum de son expansion, l’injecteur est tiré venant casser cette dépression et supprimant ainsi les oscillations des signatures de canon à air conventionnel.

L’Ifremer nous a précisé que cet artefact n’existe que sur les données 2D car l’injecteur d’un des deux canons était en panne et tirait trop tard, créant ainsi une “source secondaire”. En 3D, nous n’observons pas cet artefact car le dispositif ne comportait qu’un seul canon.

Cet artefact n’a pas pu être éliminé durant la phase de pré-traitement. Nous verrons par la suite que cet artefact se retrouve sous sa forme multiple au niveau du BSR.

Le BSR s’observe pour une distance horizontale comprise entre 4 et 22 kilomètres et sur une profondeur de 1 à 1,3 kilomètres. (figure 16.12). La réponse sismique du BSR n’est pas constante. Entre 4 et 12,5 kilomètres et entre 18 et 22 kilomètres, le BSR se remarque par un fort contraste d’amplitude des réflecteurs stratigraphiques. Les amplitudes au-dessus du BSR apparaissent plus faibles que les amplitudes au-dessous. Mais ce BSR est complètement absent entre 12,5 et 18 kilomètres. Ces différentes réponses s’expliquent par la présence ou l’absence de gaz libre sous les hydrates qui peut diminuer fortement la vitesse des ondes P.

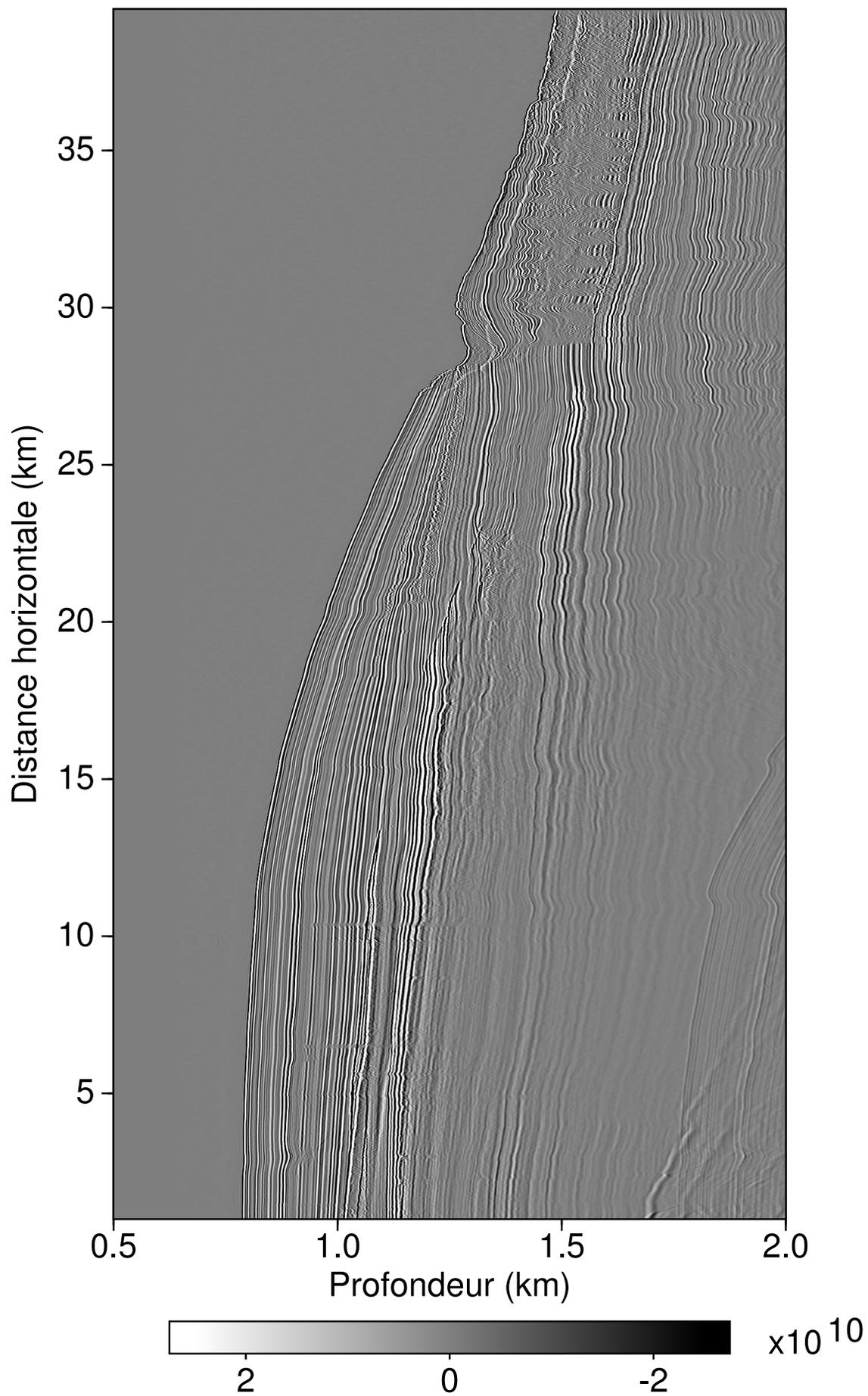


FIG. 16.10 – Sommation de tous les angles migrés en profondeur. Cette section structurale est représentée sans gain.

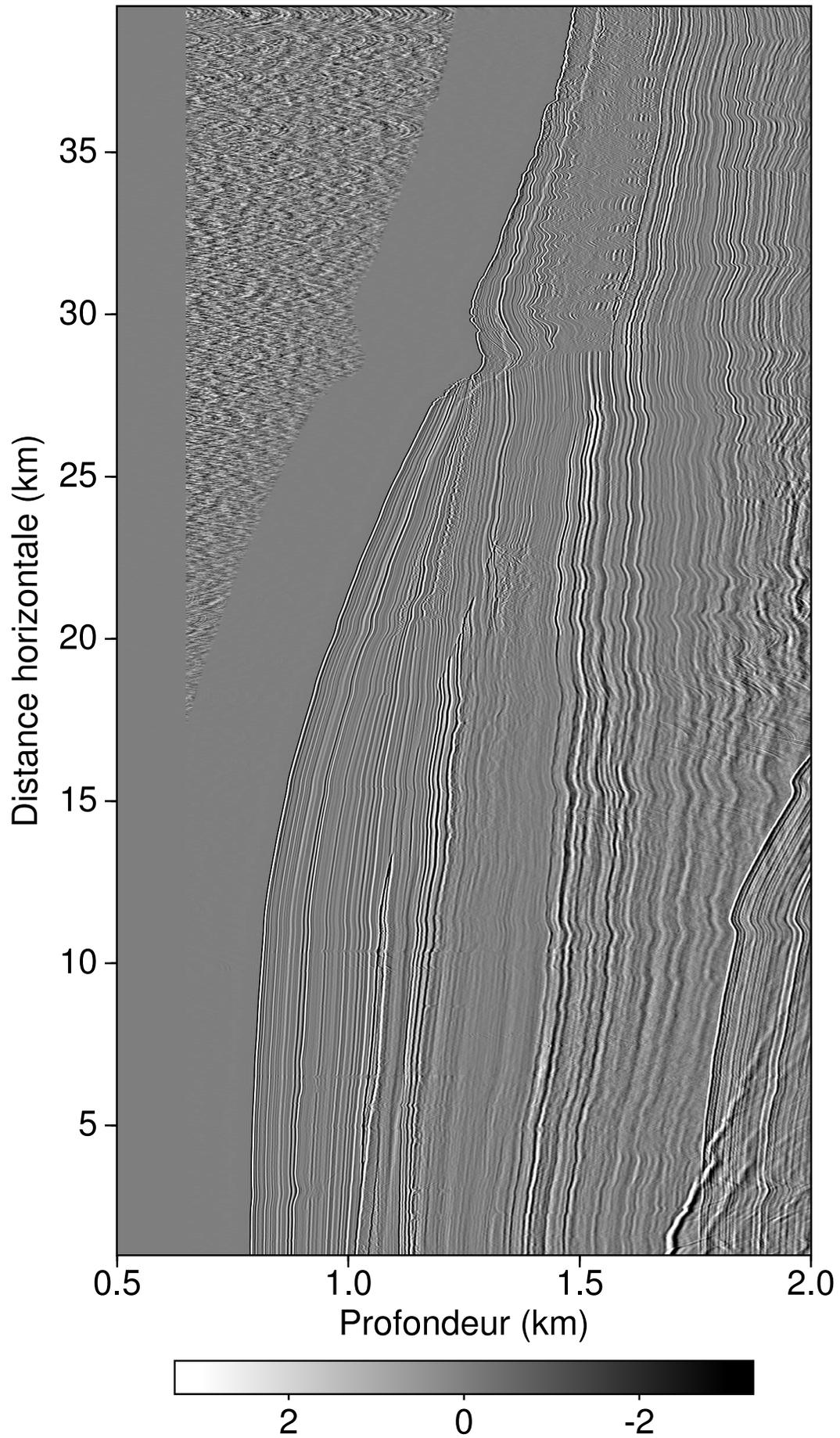


FIG. 16.11 – Somme de tous les angles migrés en profondeur après correction AGC.

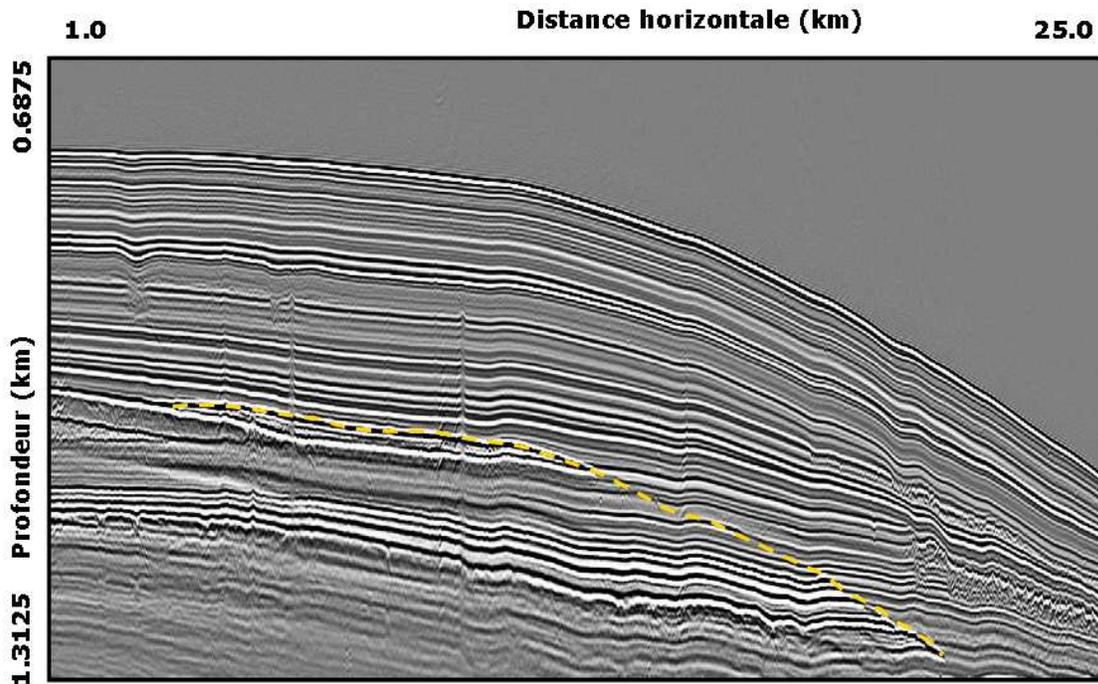


FIG. 16.12 – Somme de tous les angles migrés en profondeur. Le BSR (trait pointillé en orange) s'observe à partir d'une profondeur d'un kilomètre sur une distance horizontale allant de 4 à 22 kilomètres. Nous notons en noir un multiple du BSR dû au problème de la source. Dans la partie gauche de l'image, il devient très difficile de discerner la stratification, le BSR et les possibles multiples internes.

16.2.2 Analyse AVA du BSR

Inversion AVA directement sur Iso-X en angle

Le BSR étant l'objet principal de notre étude, nous nous sommes limités pour l'analyse AVA à la zone sélectionnée autour du BSR (figure 16.12).

Le déport maximum des données étant de 830 mètres, la réflectivité s'exprime, pour le fond de l'eau, jusqu'à des angles de 30 degrés (figure 16.9). Les sections intercept et gradient présentées pour ces données, qu'elles soient calculées à profondeur constante ou le long des trajectoires, seront déterminées à partir de l'approximation deux termes de [Shuey, 1985] valable jusqu'à des angles de 30 à 35 degrés.

La section intercept calculée à profondeur constante, pour tous les échantillons en profondeur, est représentée sur la figure (16.13), la section gradient sur la figure (16.14) et la section du facteur de fluide sur la figure (16.15). Nous notons sur les sections intercept et gradient la présence du multiple du BSR en raison des problèmes de la source. Le facteur de fluide montre de fortes valeurs négatives sur le BSR. Rappelons que de fortes valeurs du facteur de fluide [Smith and Gidlow, 1987] signifient que les roches peuvent être saturées en gaz et que le facteur de fluide est négatif au sommet des couches saturées en gaz et positif à la base de ces mêmes couches.

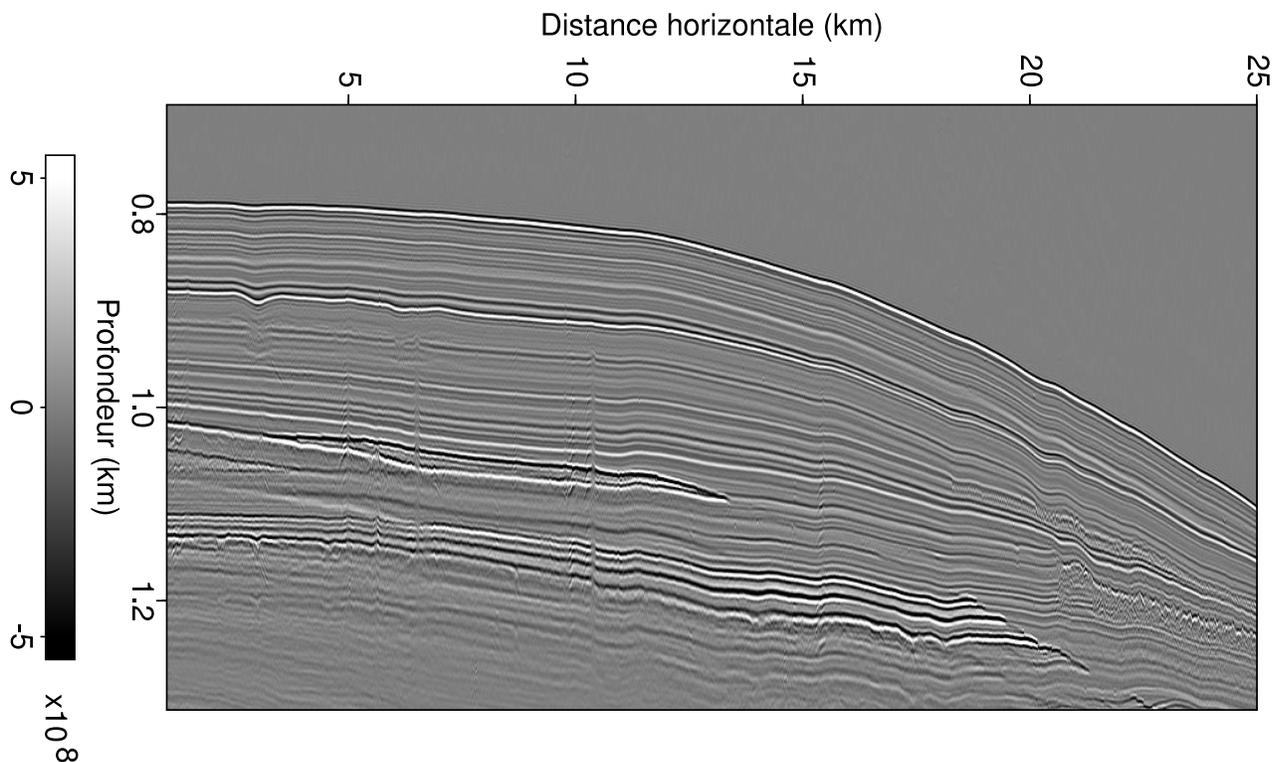


FIG. 16.13 – Section intercept après inversion 2 termes de l'équation de [Shuey, 1985].

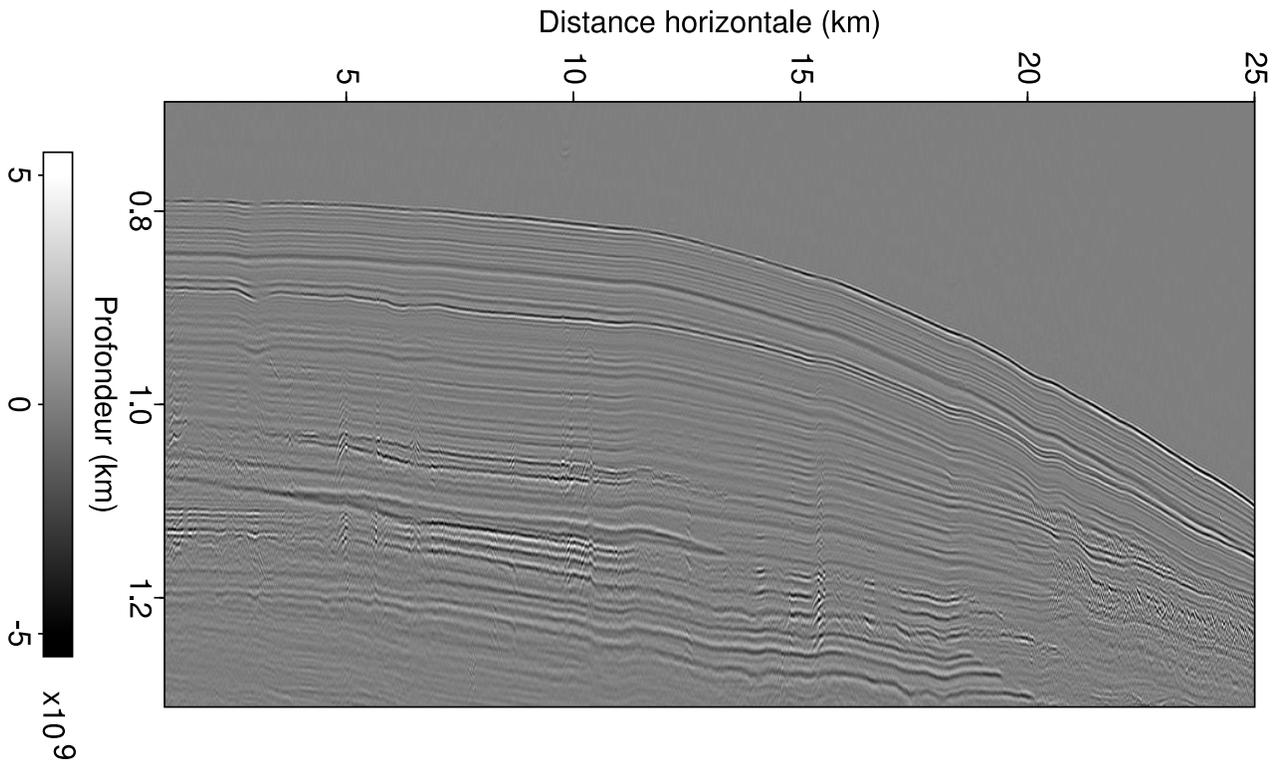


FIG. 16.14 – Section gradient après inversion 2 termes de l'équation de [Shuey, 1985].

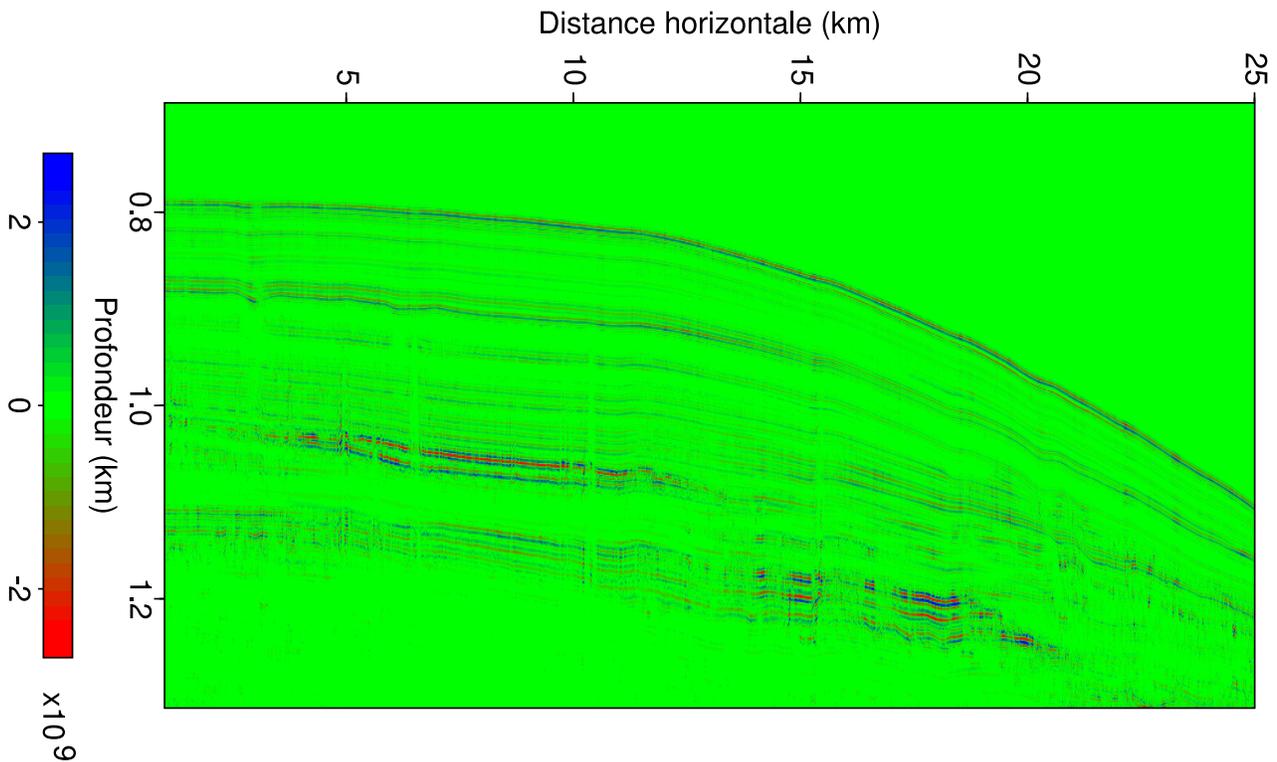


FIG. 16.15 – Section facteur de fluide. Nous notons de fortes valeurs négatives du facteur de fluide sur le BSR, indiquant la présence de roches saturées en gaz.

La figure (16.16) présente un graphique gradient en fonction de l'intercept où tous les points des sections intercept et gradient sont indiqués par des triangles verts et les points correspondant au BSR par des croix bleues. Ce graphique n'est pas facile à interpréter, car le nombre trop important de points sur ce graphique nous empêche de discerner clairement les anomalies AVA.

Les valeurs du BSR se concentrent principalement dans deux zones indiquées sur la figure (16.16) par des rectangles noirs. La première zone correspond aux positions où le BSR s'exprime par de fortes valeurs négatives de l'intercept entre 4 et 12,5 kilomètres. Les valeurs de la deuxième zone se situent entre 12,5 et 22 kilomètres où le BSR n'est pas visible mais se devine car les amplitudes au-dessus du BSR apparaissent plus faibles que les amplitudes au-dessous. Dans ces deux zones, les valeurs d'intercept du BSR sont négatives et les valeurs du gradient autour de zéro, ce qui correspond à une classe III ou IV AVA d'après la classification de [Rutherford and Williams, 1989] et [Castagna and Swan, 1997].

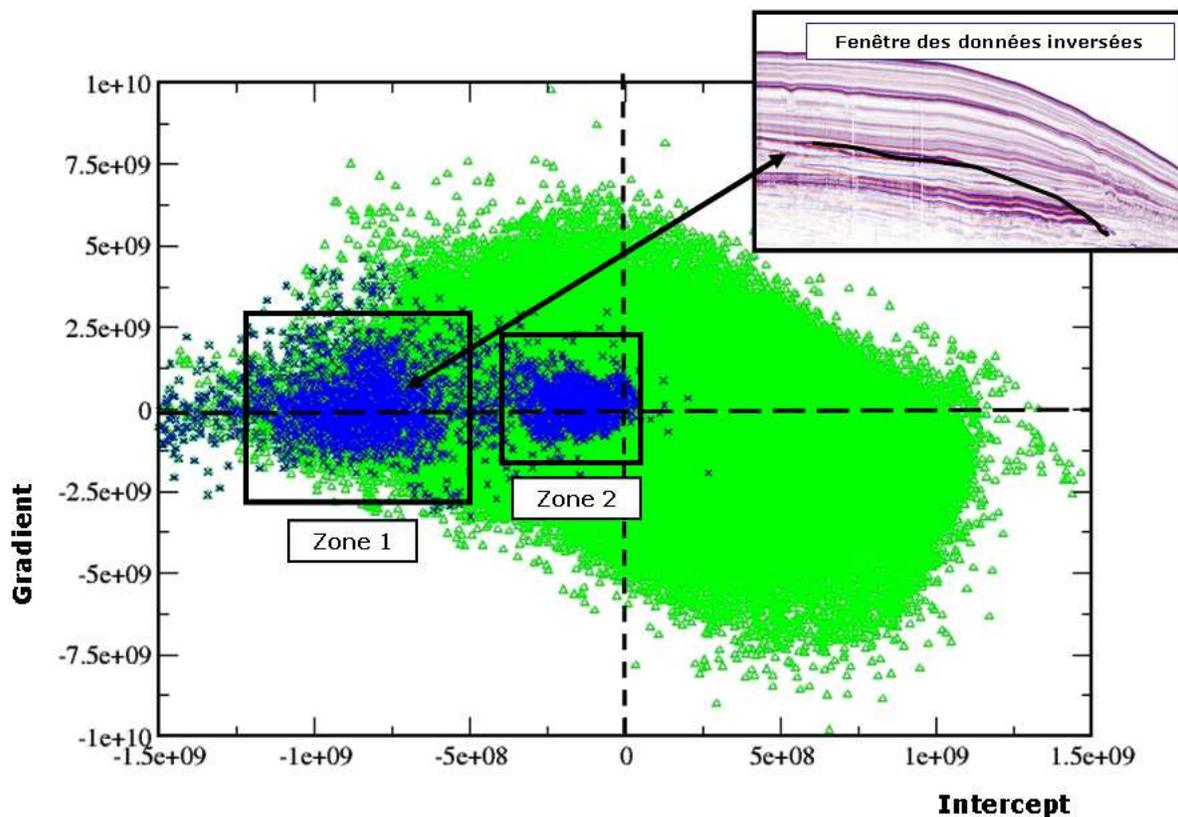


FIG. 16.16 – Graphique gradient en fonction de l'intercept de tous les échantillons en profondeur (triangles verts) et des échantillons correspondant au BSR (croix bleues).

Le calcul des trajectoires permettant de réduire le nombre d'échantillons aux seules valeurs correspondant aux événements, nous proposons de calculer la trajectoire des événements puis d'inverser la réflectivité le long de ces trajectoires pour caractériser l'anomalie AVA créée par les hydrates de gaz et lever l'ambiguïté sur la classification.

Inversion AVA le long des trajectoires

L'Iso-X introduit par la figure (16.17) présente des événements horizontaux. Outre le fait que le calcul des attributs AVA le long des trajectoires réduit le nombre d'échantillons à représenter sur un graphique gradient en fonction de l'intercept, le calcul des trajectoires va aussi nous permettre de vérifier la platitude des événements dans les Iso-X.

La détection des trajectoires permet l'obtention d'un squelette des événements en sélectionnant le premier angle des trajectoires. Les valeurs représentées sur le squelette de la figure (16.19) proviennent des sections initiales d'intercept. Ce squelette nous donne une première interprétation en profondeur des structures. Nous reconnaissons sur cette section le fond de l'eau, le BSR coupant les différentes couches sédimentaires, et même la trace des cheminées de gaz.

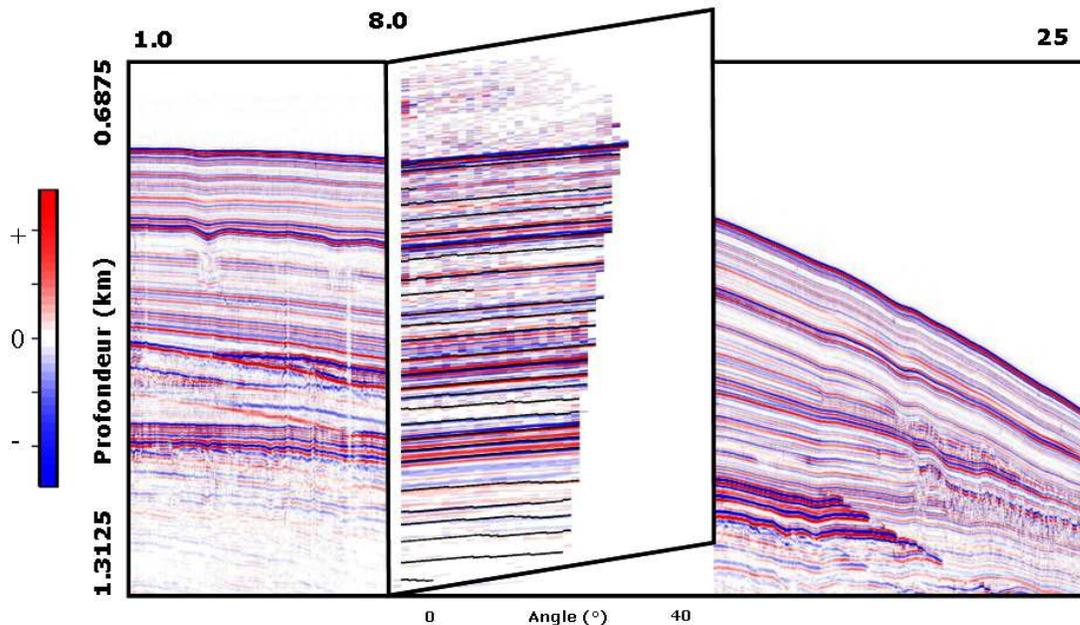


FIG. 16.17 – Section intercept avec un Iso-X à la position $X=8,5$ kilomètres. Les trajectoires (trait noir) pour cet Iso-X ont été superposées sur l'Iso-X. Même si l'œil croit voir des événements plats, le calcul des trajectoires indique que celles-ci ne sont pas tout à fait planes.

Les trajectoires suivent parfaitement les événements qui s'avèrent ne pas être tout à fait horizontaux (figure 16.17). Les attributs AVA calculés le long des trajectoires tiennent compte des effets des bancs fins présentés dans la partie III de la thèse (figure 16.18). En l'absence de puits pour vérifier ces valeurs, nous ne pouvons que constater que cette correction a un très fort impact sur les valeurs d'intercept.

La figure (16.20) montre un graphique gradient en fonction de l'intercept après le calcul des attributs AVA le long des trajectoires. Les croix bleues correspondent aux valeurs du BSR positionné entre 4 et 12,5 kilomètres. Cette zone correspond à la première zone du graphique de la figure (16.16). Le calcul des attributs AVA le long des trajectoires permet de distinguer plus clairement les valeurs du BSR des autres valeurs (orange). Le gradient calculé le long des

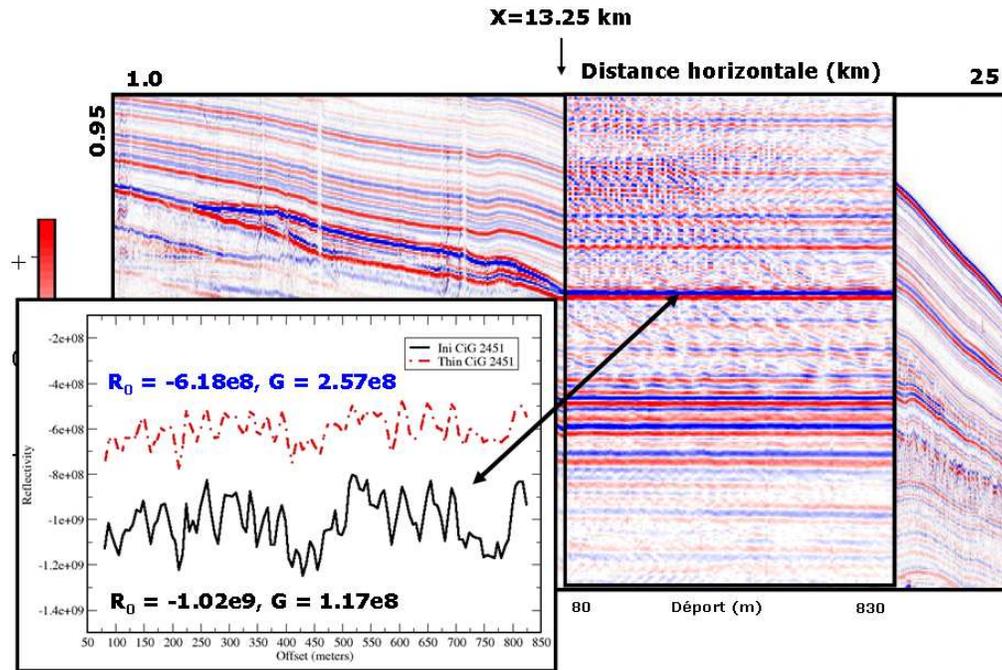


FIG. 16.18 – Exemple de correction d’amplitude des bancs fins. L’impact de cette correction apparaît principalement sur la section intercept.

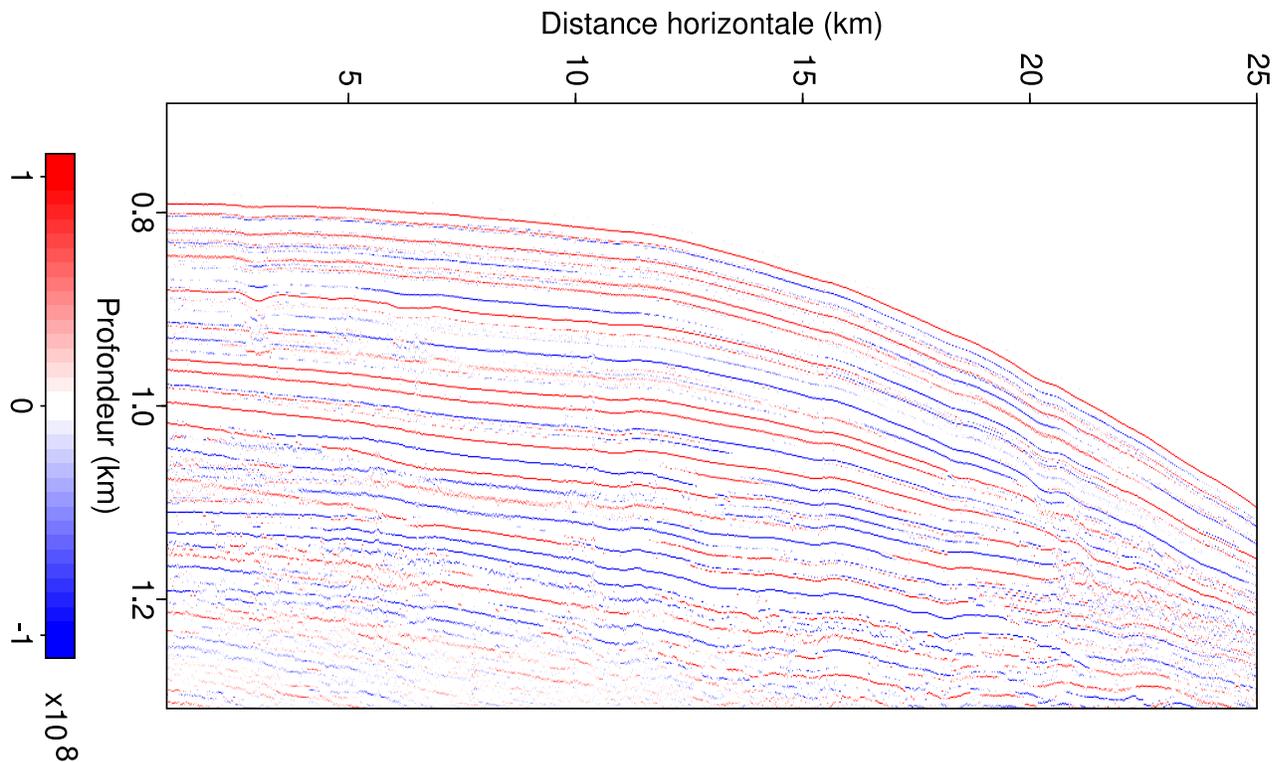


FIG. 16.19 – Squelette des données “Hydratech”. La plupart des événements (fond de l’eau, BSR, cheminées,...) sont facilement reconnaissables.

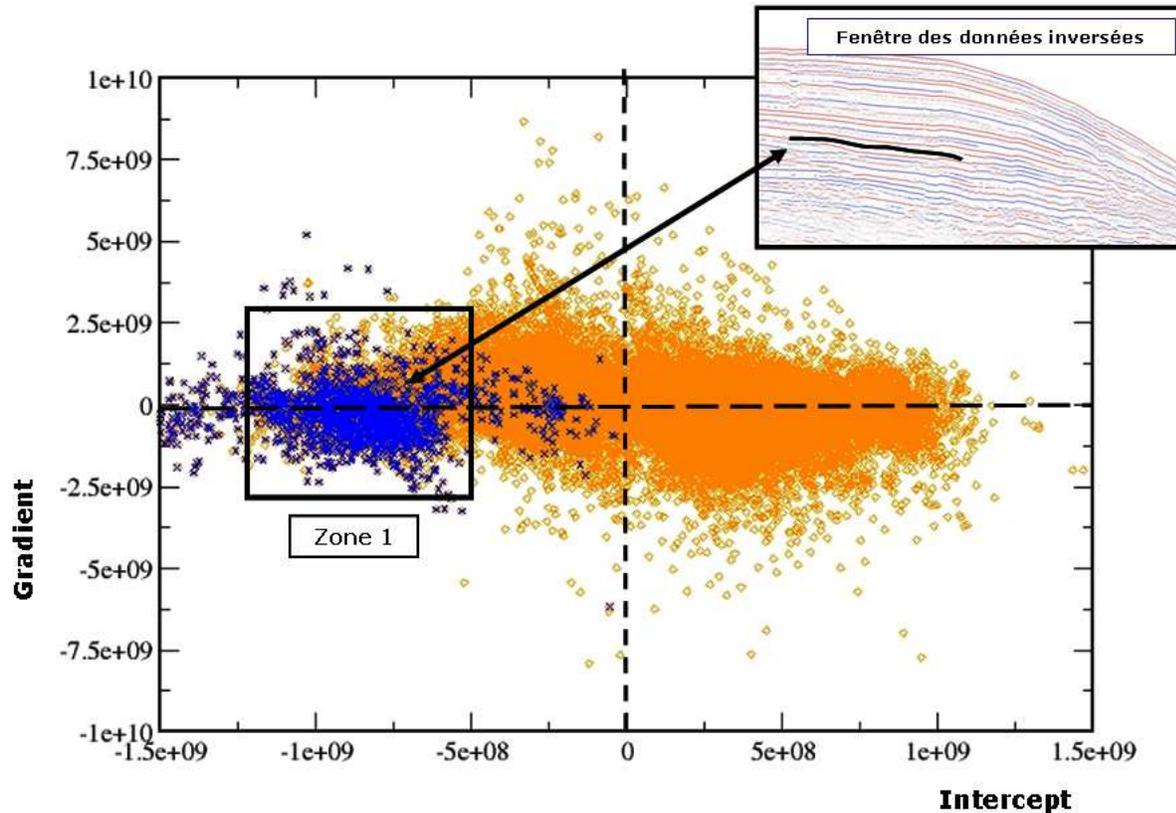


FIG. 16.20 – Graphique gradient en fonction de l'intercept pour des attributs AVA calculés le long des trajectoires. Seules les valeurs de la première zone où le BSR s'exprime entre 4 et 12,5 kilomètres ont été sélectionnées.

trajectoires tend plutôt vers des valeurs négatives (Classe III AVA).

En conclusion de cette analyse AVA le long des trajectoires, Le BSR se caractérise donc par des valeurs d'intercept et de gradient négatives correspondant à une baisse de la réflectivité pour les angles croissants. Ce résultat suggère :

1. Un intercept négatif s'explique principalement par la présence de gaz libre dans les couches perméables au-dessous des hydrates de gaz entraînant une baisse de la vitesse des ondes.
2. La signature sismique des BSR s'expliquant principalement par la présence de gaz libre sous les hydrates, nous pensons que la concentration en hydrates de gaz est faible dans les sédiments.

Sur la figure (16.21), nous avons sélectionné les échantillons dont les valeurs d'intercept et de gradient sont inférieures à la droite d'équation :

$$G + 10 \times R_0 + 6.10^9 < 0 \quad . \quad (16.2.1)$$

Ces valeurs correspondent à un facteur de fluide inférieur à -6.10^9 . Nous retrouvons notre première zone, mais aussi une zone sous le BSR située à une profondeur de 1,2 kilomètres sur

une distance horizontale comprise entre 15 et 20 kilomètres. Nous pensons qu'il existe aussi des poches de gaz dans cette zone.

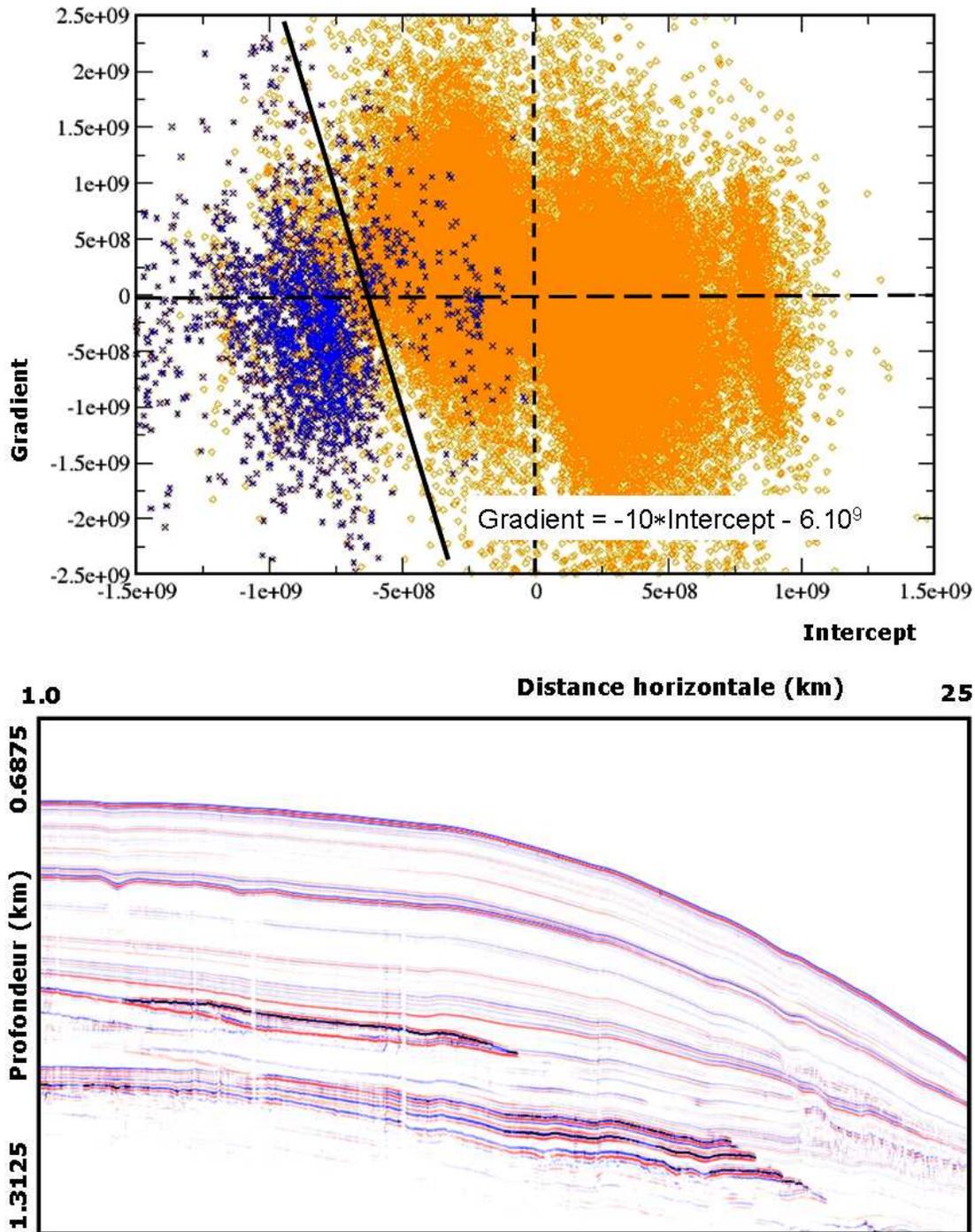


FIG. 16.21 – Graphique (haut) gradient en fonction de l'intercept pour des attributs AVA calculés le long des trajectoires. Les valeurs à gauche de la droite gradient = $-10 \times \text{intercept} - 6.10^9$, correspondant à un facteur de fluide inférieur à -6.10^9 , ont été sélectionnées puis positionnées sur la section intercept initiale (bas). Ces valeurs se retrouvent sur le BSR et sous le BSR à une profondeur de 1,2 kilomètres sur une distance horizontale comprise entre 15 et 20 kilomètres.

Inversion AVA avec des données à court déport

Dans le cadre du projet Hydratech, une campagne 3D à très haute résolution a aussi été acquise sur la zone du BSR.

N'ayant pas eu suffisamment de temps pour traiter cette campagne 3D, nous avons effectué quelques tests à partir des données 2D. Le déport maximum de l'acquisition 3D étant limité à 48 récepteurs (soit environ 375 mètres), nous avons mené une étude AVA comparative de façon à comprendre si un déport très réduit pouvait être rédhibitoire pour l'analyse AVA.

Le déport maximum des données étant limité à 375 mètres, la réflectivité sur un Iso-X en angle ne s'exprime que jusqu'à des angles entre 10 et 15 degrés (figure 16.22). Le nombre limité de données rend l'inversion instable et entraîne le calcul d'une section gradient très bruitée (figure 16.24). Le fluide facteur (figure 16.25) étant dépendant de la section gradient, elle n'est donc pas exploitable en raison des bruits présents sur la section gradient.

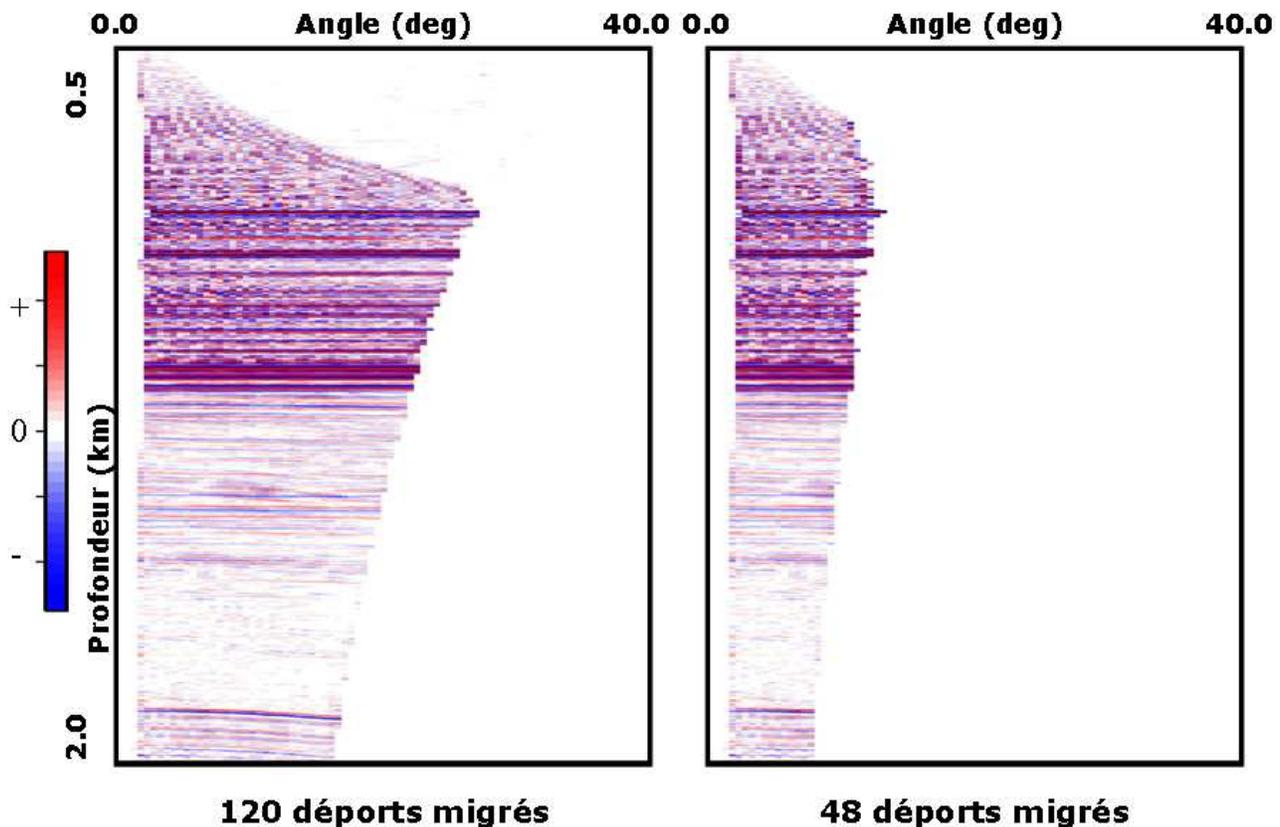


FIG. 16.22 – Iso-X en angle calculé à partir de 120 déports migrés (gauche) et à partir des 48 premiers déports (droite). Sur l'Iso-X de droite, la réflectivité ne s'exprime que jusqu'à des angles de 10 à 15 degrés.

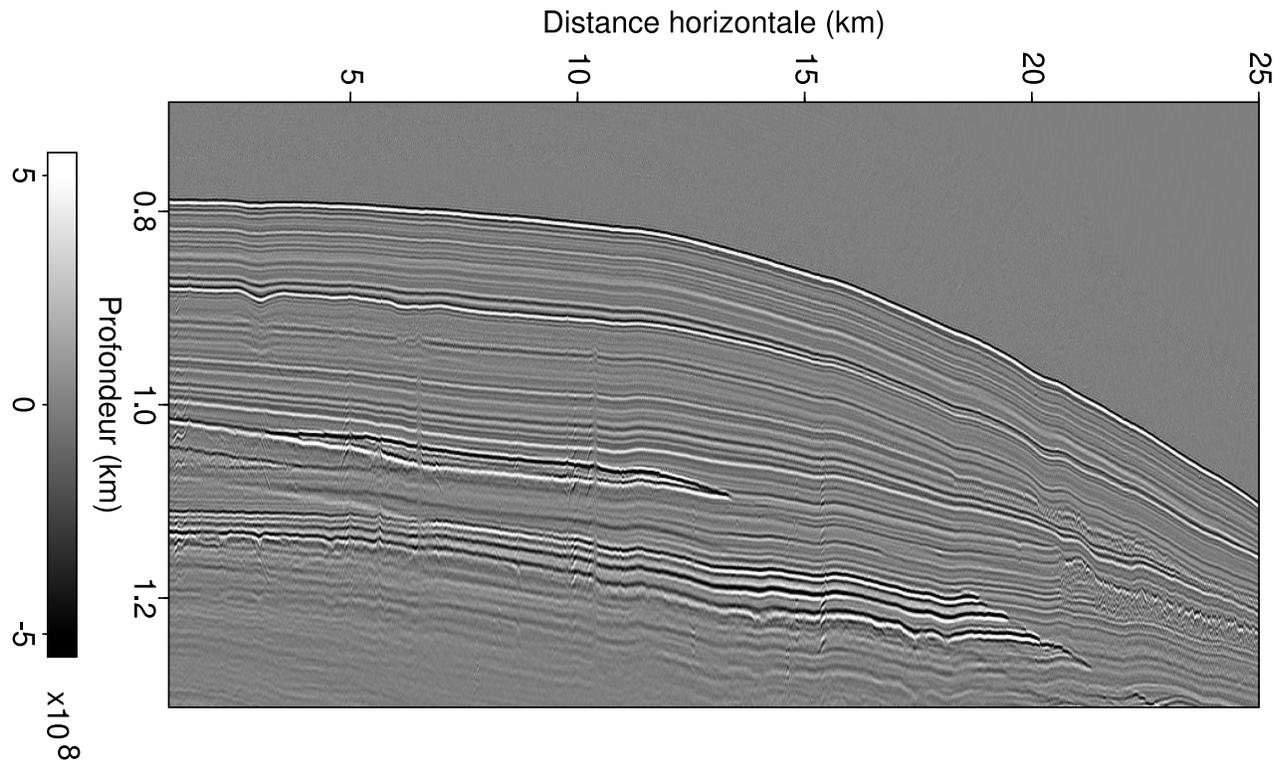


FIG. 16.23 – Section intercept après inversion 2 termes de l'équation de [Shuey, 1985] à partir des 48 premiers dépôts migrés.

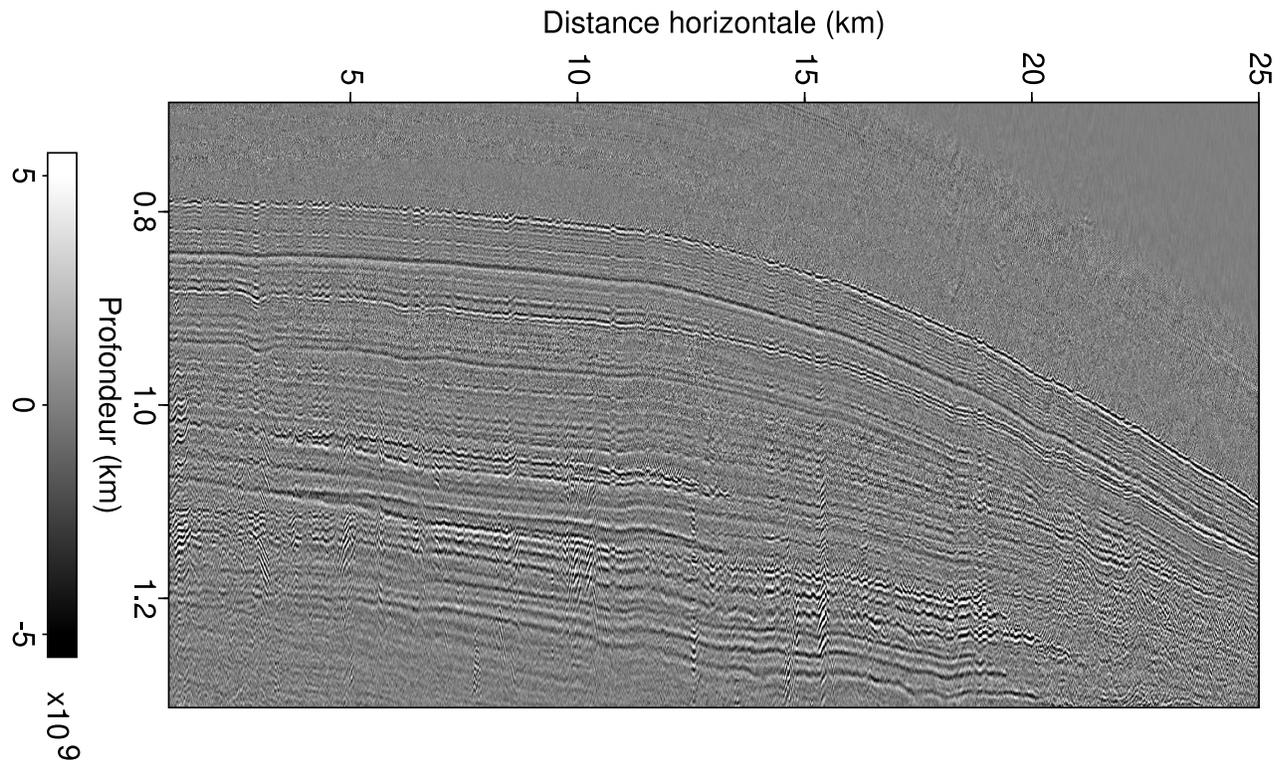


FIG. 16.24 – Section gradient après inversion 2 termes de l'équation de [Shuey, 1985] à partir des 48 premiers dépôts migrés. La section est beaucoup plus bruitée que la section calculée à partir des 120 dépôts (figure 16.14).

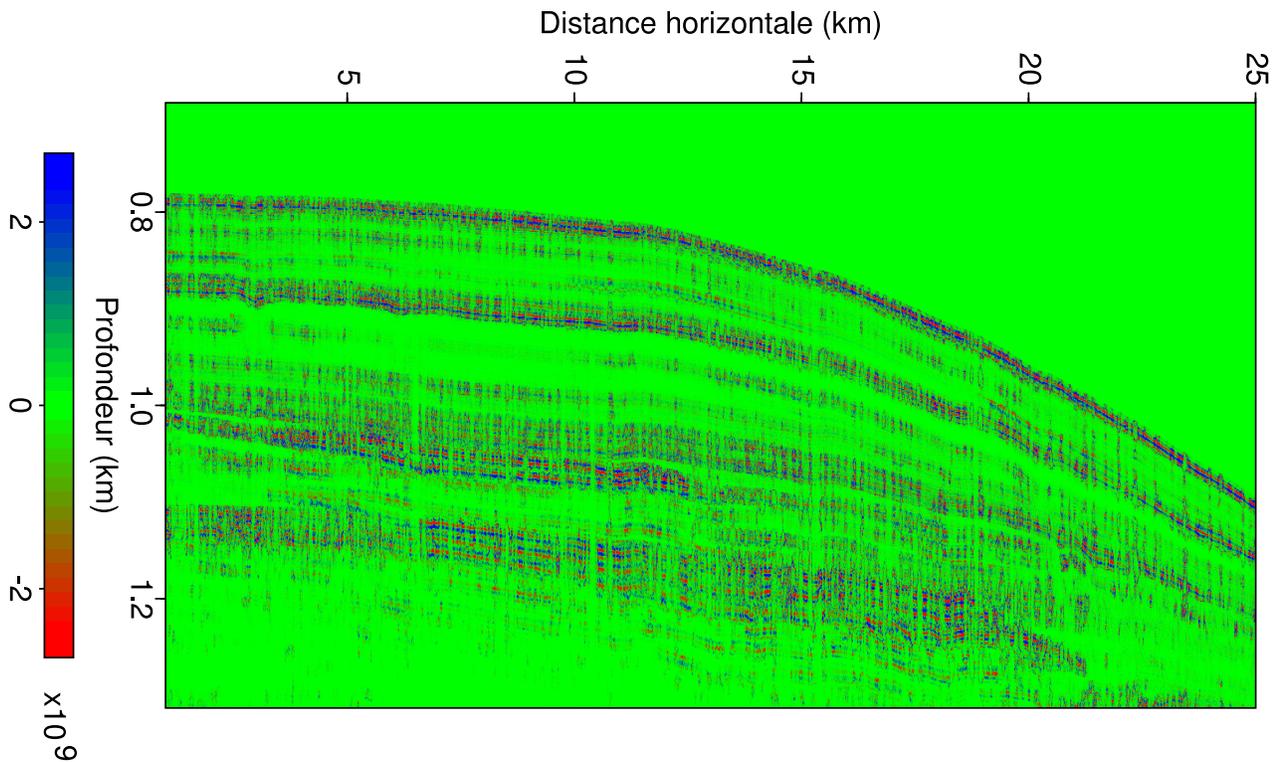


FIG. 16.25 – Section facteur de fluide. En raison des bruits de la section gradient, cette section n'est pas exploitable.

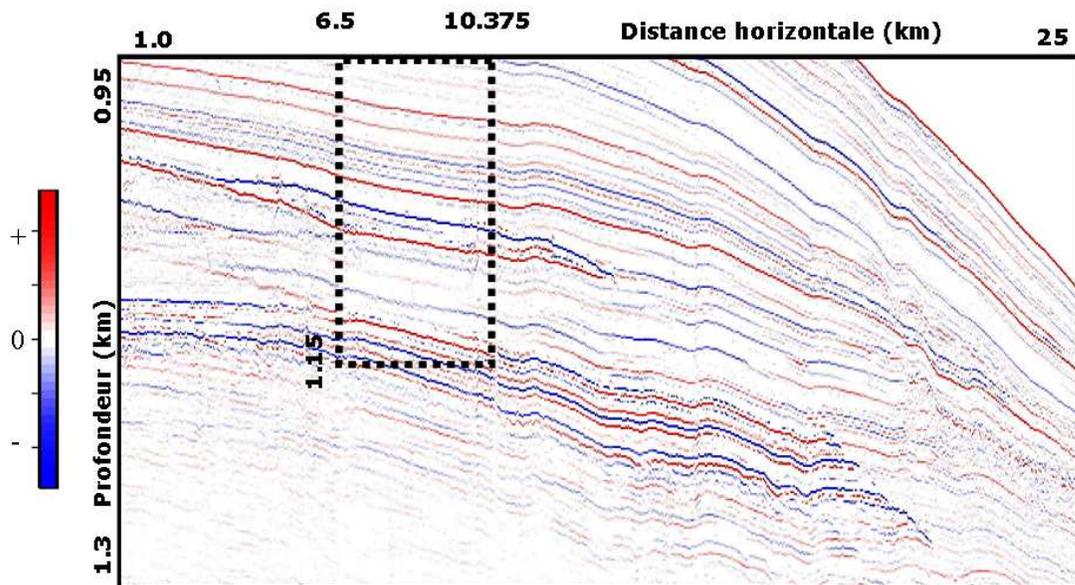


FIG. 16.26 – Squelette des données “Hydratech”. Le rectangle pointillé en noir indique la zone des valeurs sélectionnées pour des graphiques gradient en fonction de l'intercept.

La section squelette (figure 16.26) indique la zone des valeurs sélectionnées sur les graphiques gradient en fonction de l'intercept pour des attributs AVA calculés directement sur les Iso-X en angle (figure 16.27) ou le long des trajectoires (figure 16.28).

La fenêtre des données étant réduite, nous arrivons à distinguer sur le graphique de la figure (16.27) les valeurs correspondant au BSR. La position des valeurs du BSR est identique sur les deux graphiques. Le calcul de la trajectoire des événements s'avère inutile dans le cas de données comportant des déports extrêmement faibles, car le nombre de récepteurs étant très limités, les pentes résiduelles sont quasiment nulles (événements plats à très court déport).

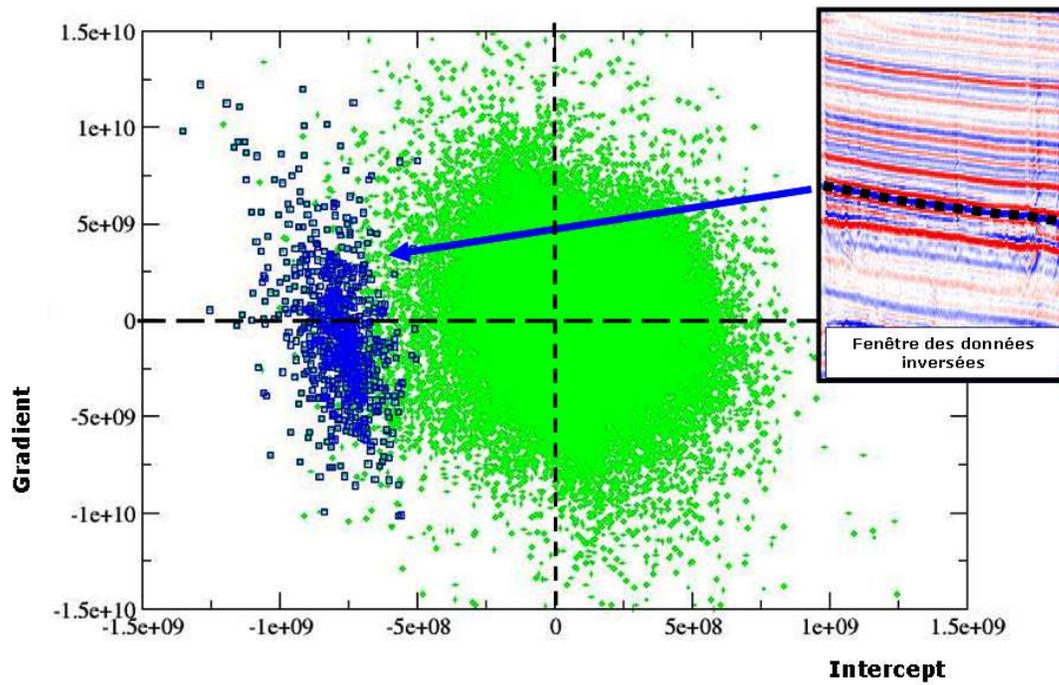


FIG. 16.27 – Graphique gradient en fonction de l'intercept pour des attributs AVA calculés directement sur les Iso-X en angle.

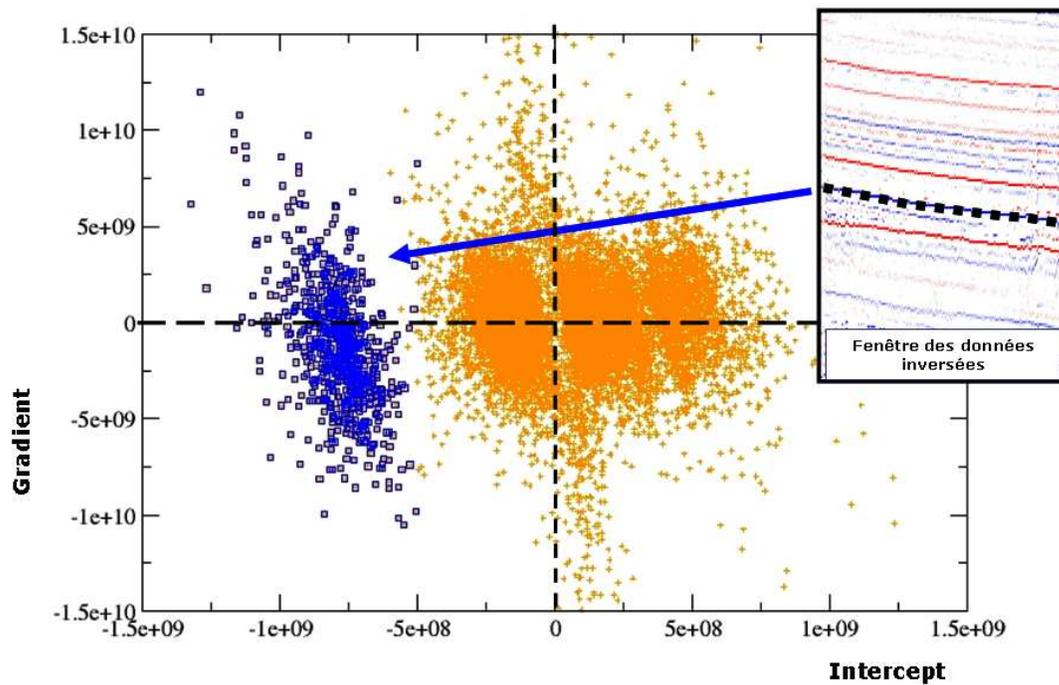


FIG. 16.28 – Graphique gradient en fonction de l'intercept pour des attributs AVA calculés le long des trajectoires à partir de 48 récepteurs.

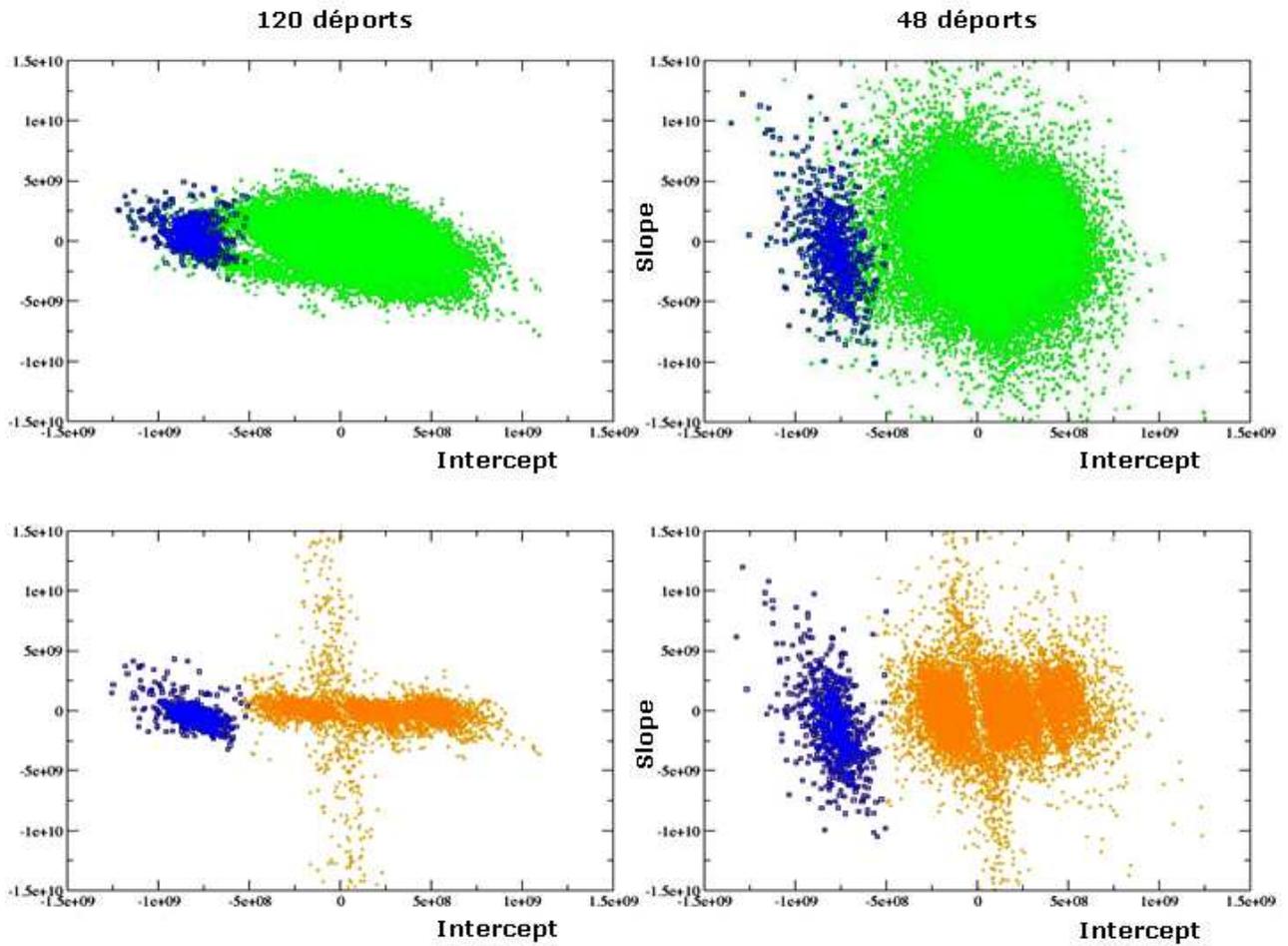


FIG. 16.29 – Graphiques gradient en fonction de l'intercept calculés à partir de 120 et 48 récepteurs. Les graphiques sont identiques à la même échelle.

16.2.3 Conclusion

Cet exemple montre l'importance du calcul des attributs AVA le long des trajectoires. Les événements qui paraissaient être horizontaux à l'oeil s'avèrent ne pas l'être. Cet exemple montre aussi la sensibilité de la section gradient lorsque l'on diminue le nombre de déports.

Si nous regroupons les résultats obtenus avec les deux gammes de déports (48 et 120) ainsi que l'inversion réalisée ou non avec les trajectoires, nous sommes à même de conclure :

1. La section gradient est évidemment extrêmement sensible au nombre de déports considérés même si l'inversion est robuste.
2. La dispersion sur le gradient est trois fois plus forte pour 48 déports, mais nous arrivons à localiser l'anomalie liée au BSR.
3. Dans les deux gammes de déports, l'analyse AVA faite le long des trajectoires facilite la détection de l'anomalie.
4. La campagne 3D à très court déport peut donc être utilisée pour une étude AVA de la zone du BSR.

16.3 Données sismiques au large du Japon

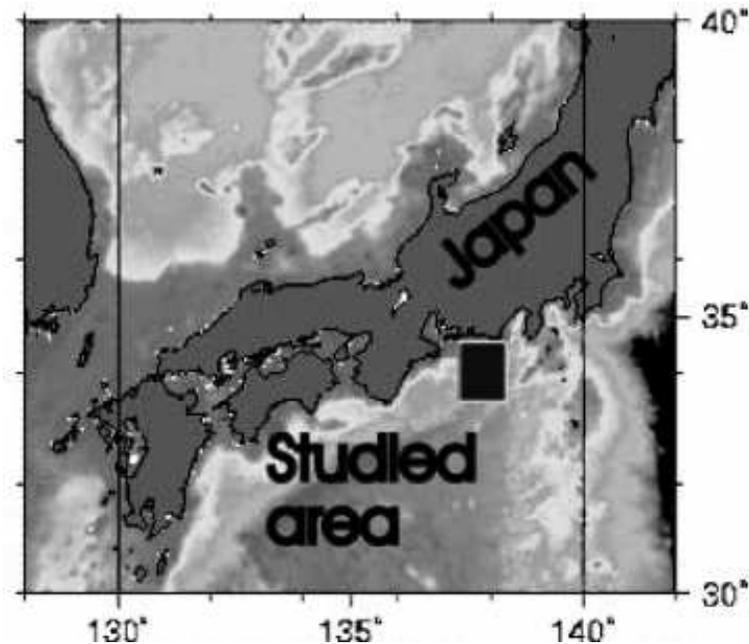


FIG. 16.30 – Carte situant la campagne SFJ au large du Japon. D’après [Nouzé et al., 2004].

Une campagne sismique a été conduite sur le prisme de Nankai dans la zone Tokai au large du Japon dans le cadre du projet SFJ (Seize French-Japanese). SEIZE (Seismogenic Zone Experiment) est le programme international pour l’étude de la zone sismogénique dans les systèmes de subduction.

Cette marge intéresse les sismologues car elle n’a pas subi de rupture lors du dernier épisode sismique de 1944-1946, qui avait affecté tout le reste de la marge. Les images 3D obtenues par [Martin, 2003] ont permis de mieux placer la position des failles majeures du prisme en profondeur, et donc de mieux comprendre la cinématique du prisme.

L’aspect géologique a révélé que la déformation de la marge est dominée par les événements du Quaternaire, qui ont affecté une couverture du bassin d’avant-arc très calme auparavant. Plusieurs phases de plissement sont visibles, dont une en avant du bassin qui peut chronologiquement être reliée à l’arrivée en subduction d’une ride océanique. Dans cette zone, des hydrates de gaz sont présents dans les sédiments. L’étude de la signature sismique des hydrates de gaz (BSR) faite par [Martin, 2003] a permis de donner indirectement un ordre de grandeur des processus d’érosion et de sédimentation sur la marge. Les larges glissements de terrain observés seraient simplement liés à l’activité sismique de la marge, sans aucun lien avec la suppression de fluides dans les pores.

16.3.1 Données et traitement

Le Centre de Recherche en Géophysique de l’École des Mines ayant pris part à la campagne SFJ, les données étaient donc disponibles par l’intermédiaire de Mark Noble. Pour valider l’utilité de notre “post-traitement” AVA après migration en profondeur, nous avons choisi de nous

concentrer sur une des lignes 2D. Le déport maximal enregistré au cours de l'acquisition était de 4 750 mètres avec 360 récepteurs espacés de 12,5 mètres. Notre cible étant proche de la surface, nous avons réduit le déport maximal à 2 690 mètres soit 120 récepteurs espacés de 12,5 mètres. Le pas d'échantillonnage en temps est de 2 ms et l'espace entre les 873 points de tir est de 50 mètres. Un filtre passe-bande a été appliqué pour supprimer les basses fréquences de la houle.

La section en temps pour le premier déport (figure 16.31) nous donne une première image de la structure du sous-sol. Les réflexions multiples du fond de l'eau apparaissent à partir de 1,5 secondes.

Nous n'avons pas essayé d'atténuer les multiples car les événements qui nous intéressent comme le BSR sont placés au-dessus des multiples. Sur cette section, nous observons un fort escarpement entre 28 et 32 kilomètres.

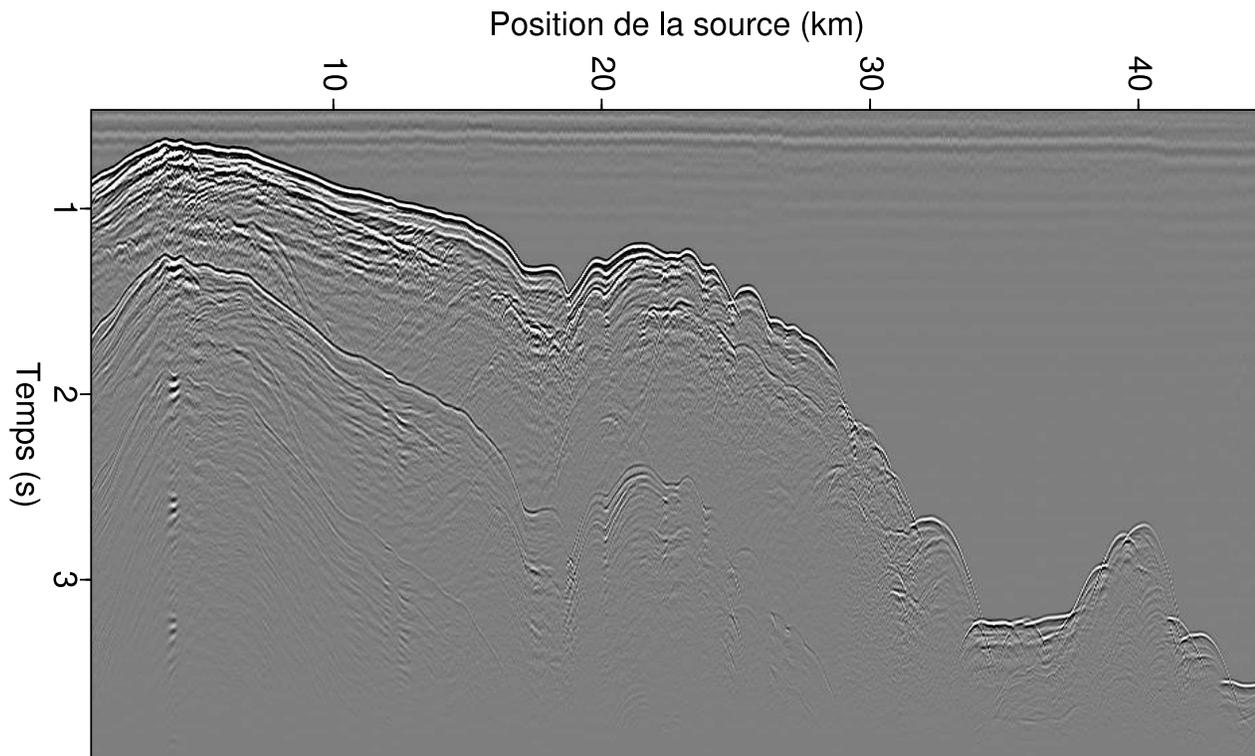


FIG. 16.31 – Section en temps pour le premier déport. Les premières réflexions multiples du fond de l'eau apparaissent à partir de 1,5 s.

Le modèle de vitesse a été construit de la même manière que pour les données “Hydratech”. Une première migration à vitesse constante (1 480 m/s) a permis de sélectionner le fond de l’eau. À partir du fond de l’eau, nous avons considéré une vitesse de 1 600 m/s avec un gradient de 0,1 (figure 16.32) :

$$v(z) = 1600 + 0.1 * z \quad . \quad (16.3.2)$$

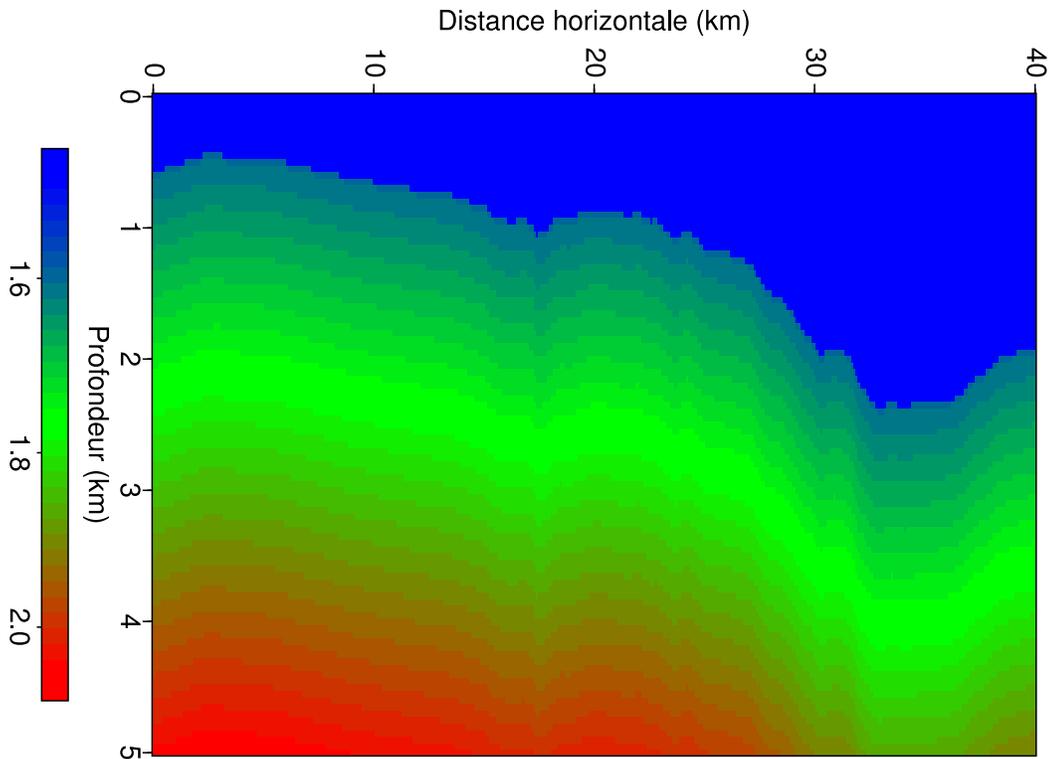


FIG. 16.32 – *Modèle de vitesse proposé par Mark Noble. La vitesse de propagation des ondes dans l’eau est de 1 480 m/s. La vitesse de la première couche est estimée à 1 600 m/s avec un gradient de 0,1 km/s par km.*

Le code de migration en profondeur à amplitude préservée avant sommation en profondeur a été appliqué aux données. Les Iso-X, initialement exprimés en fonction du départ ont été convertis en angle (figure 16.33). Les Iso-X convertis en angle s’expriment jusqu’à des angles de plus de 60 degrés. Les multiples, non horizontaux, s’observent à partir d’une profondeur de 1,5 kilomètres. Les événements positionnés jusqu’à une profondeur de 1 kilomètre sont horizontaux pour des angles compris entre 0 et 40 degrés. Pour des angles supérieurs à 40 degrés, les événements se croisent. De tels artéfacts pouvant fausser la section sommée, le programme de calcul des bornes inférieures et supérieures des événements cohérents a été appliqué sur les Iso-X de ces données (figure 16.33).

La figure (16.34) montre la sommation de tous les angles migrés en profondeur sans et avec la mise à zéro des échantillons. Nous obtenons donc ainsi deux sections structurales très différentes comme le montrent les agrandissements de la figure (16.35), en particulier pour la continuité du réflecteur de forte amplitude et de même polarité que le fond de l’eau.

De la même façon que les événements croisés à long déport perturbent la sommation des déports le long des Iso-X, il est clair qu'une inversion AVA directe de ces panneaux donnera de faux attributs AVA.

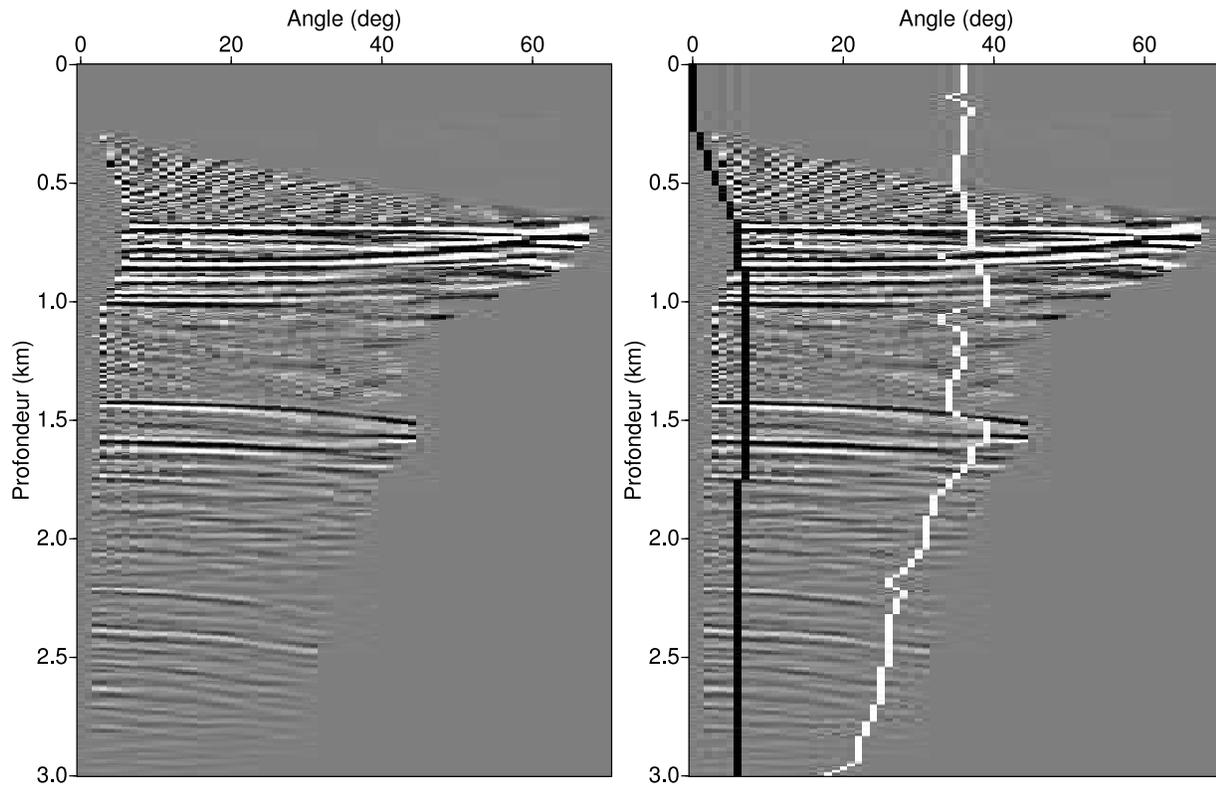


FIG. 16.33 – *Iso-X initial en angle (gauche) à la position $X=9,6875$. Le même Iso-X avec les lignes de mise à zéro des échantillons bruités (droite).*

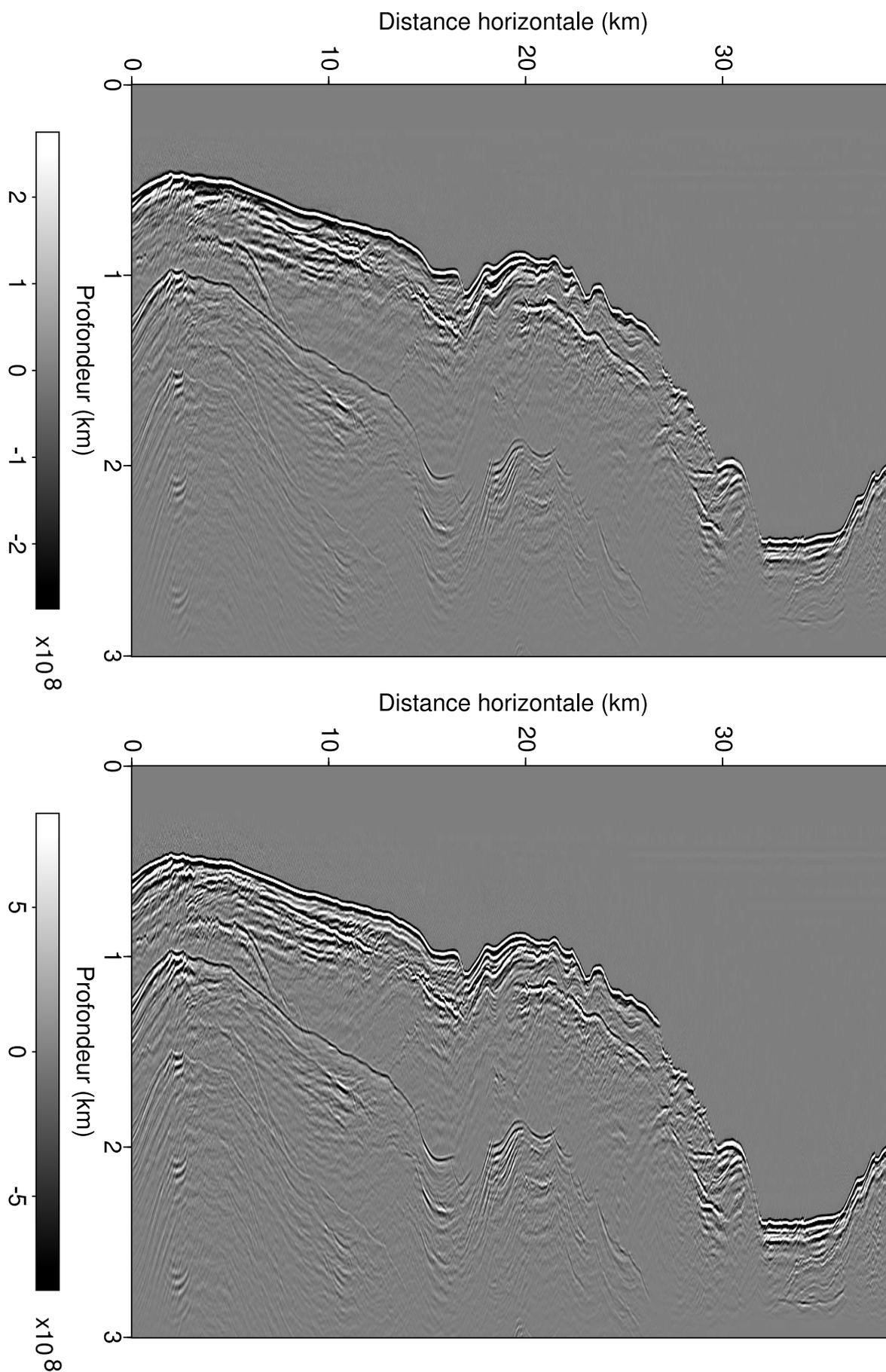


FIG. 16.34 – Somme de tous les angles migrés en profondeur sans (haut) et avec (bas) la mise à zéro des traces bruitées. L'imagerie des événements semble être de meilleure qualité sur la section où la mise à zéro des traces a été effectuée.

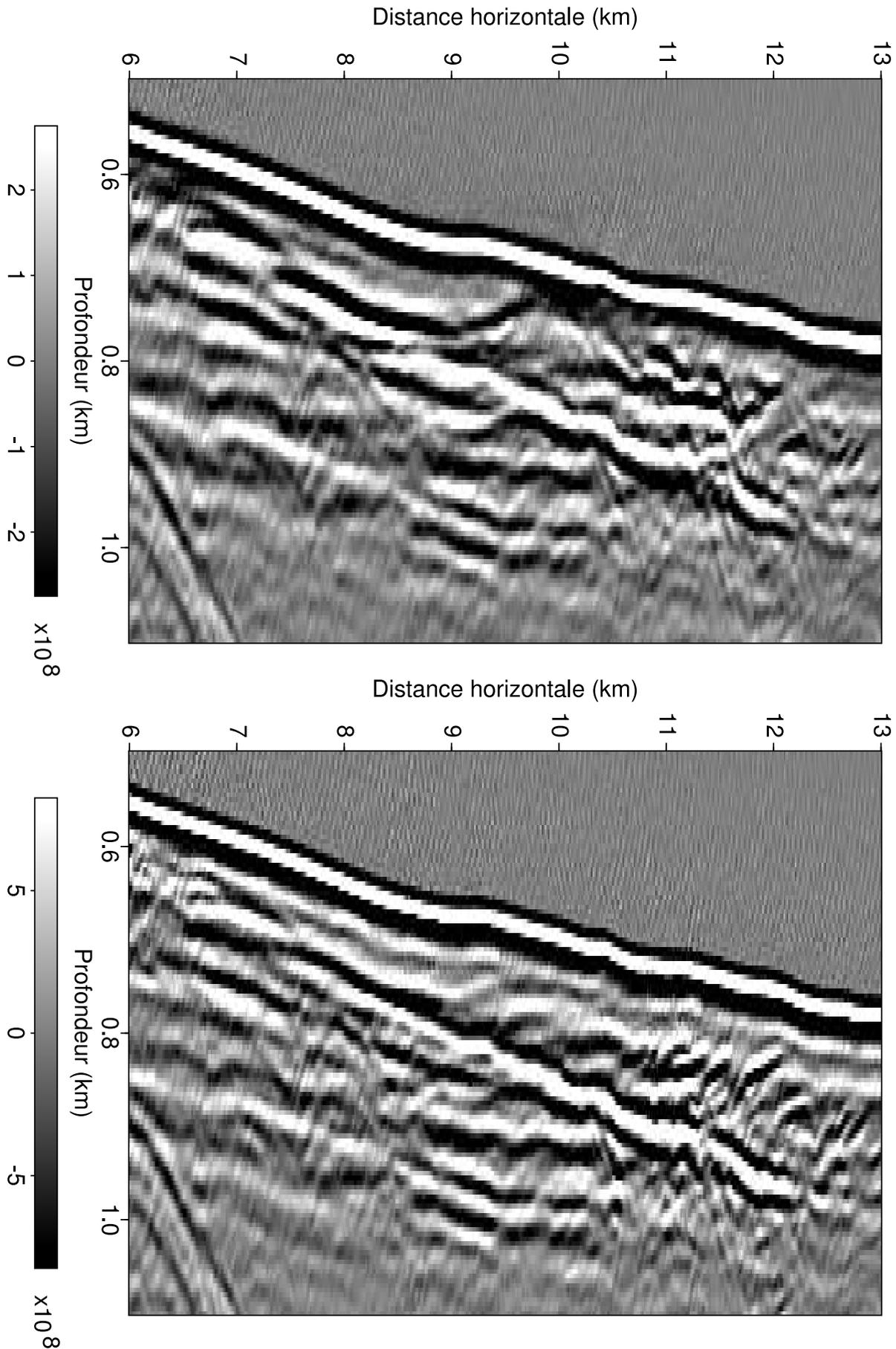


FIG. 16.35 – *Agrandissement de la sommation de tous les angles migrés en profondeur sans (haut) et avec (bas) la mise à zéro des traces bruitées.*

16.3.2 Le BSR dans la zone Tokai

Une caractéristique du BSR dans cette région est la présence d'un double BSR [Martin, 2003]. Peu de doubles BSR ont été jusqu'ici observés en dehors du prisme de Nankai. Ce second BSR décrit par [Foucher et al., 2002] correspond selon ces auteurs à un BSR fossile, qui correspondrait à la base de la zone de stabilité des hydrates avant un soulèvement très récent (moins de 10 000 ans) ou un changement de la circulation océanique. Les images 3D de [Martin, 2003] ont permis d'étendre son extension connue dans le Pliocène, jusqu'à la faille de Kodaiba, alors qu'il n'était jusqu'à présent observé que dans le Quaternaire récent.

Dans nos données, nous n'observons qu'un seul BSR (tiret orange de la zone 2 sur la figure 16.36) clairement identifiable. Ce BSR est parallèle et de signe opposé au fond de l'eau à une distance horizontale comprise entre 20 et 30 kilomètres. Il est bien visible sous le haut de la pente, puis disparaît en bas de celle-ci. Il est faible mais visible sous le replat en contrebas de la zone pentée à une distance horizontale supérieure à 30 kilomètres.

Mais sur la moitié gauche de l'image de la figure (16.36), nous observons un événement à forte amplitude, non parallèle et de même signe que le fond de l'eau (tiret-point vert sur la figure 16.36) entre 5 et 15 kilomètres.

Notre étude se focalisera principalement sur l'analyse AVA de ces deux objets.

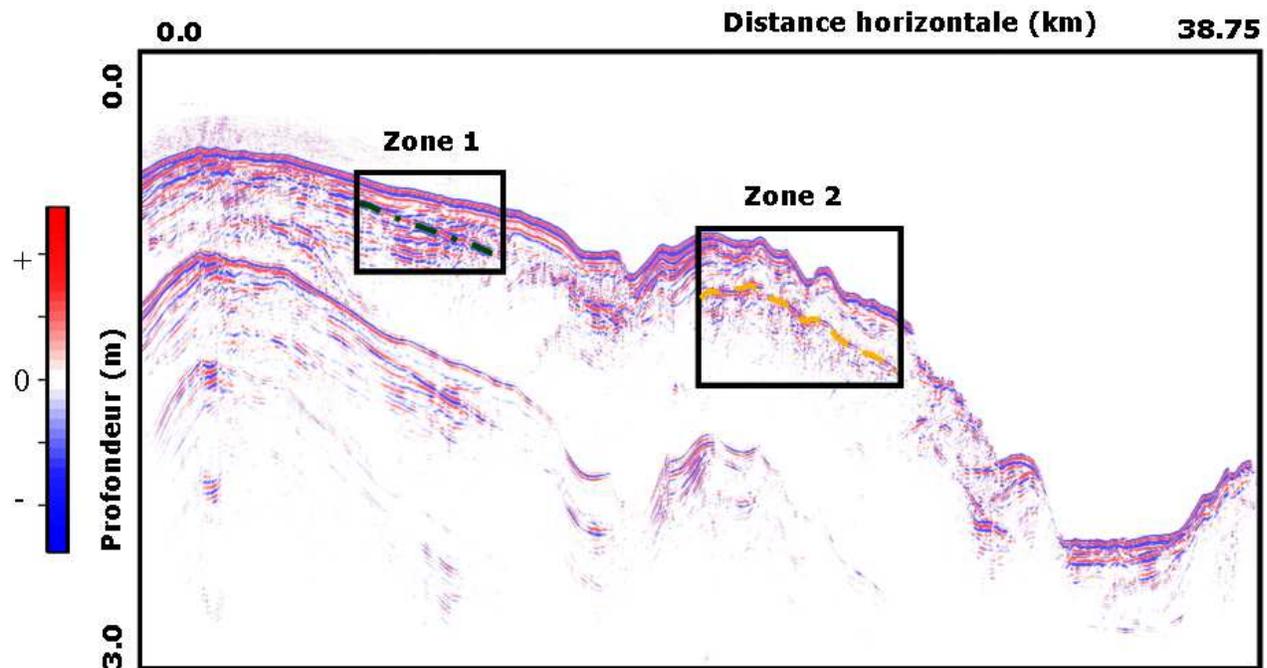


FIG. 16.36 – Position du BSR (tiret orange) dans la zone 2. Position de l'événement à forte amplitude, non parallèle et de même signe que le fond de l'eau (tiret-point vert) dans la zone 1. Notre analyse AVA concernera ces deux zones.

16.3.3 Résultats de l'inversion AVA

La réflectivité des événements s'exprimant jusqu'à des angles de 60 degrés, les sections intercept et gradient seront calculées à partir de l'approximation trois termes de [Shuey, 1985]. La section intercept est représentée sur la figure (16.37) et la section gradient sur la figure (16.38). Ces sections ont été calculées directement à partir des Iso-X en angle sans détection des trajectoires mais en tenant compte des bornes inférieures et supérieures du corridor de mise à zéro lors de l'inversion.

La résolution des événements de la section intercept de la figure (16.37) est identique à celle de la section sommée après mise à zéro des échantillons dont les événements ne sont pas horizontaux aux angles lointains (bas de la figure 16.34).

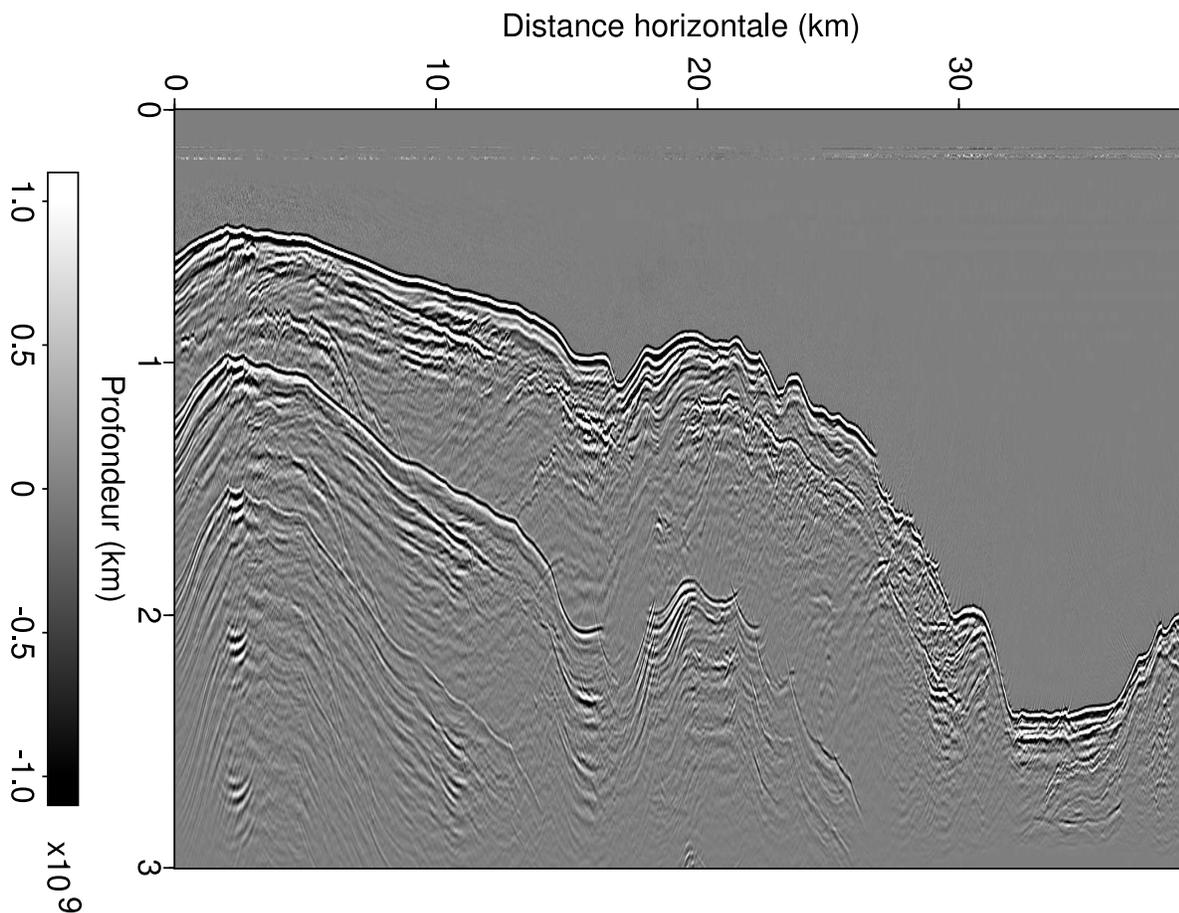


FIG. 16.37 – Section intercept après inversion 3 termes de l'équation de [Shuey, 1985].

Les événements n'étant plus horizontaux pour des angles supérieurs à 40 degrés, nous avons calculé, suivant la procédure décrite dans la partie III de cette thèse, leurs trajectoires (figures 16.39 et 16.40). Ces trajectoires suivent parfaitement les événements y compris les événements se croisant à une profondeur variant de 500 à 1000 mètres (figure 16.39). Comme pour les données "Hydratech", nous obtenons le squelette des événements en sélectionnant le premier angle des trajectoires (figure 16.41). L'effet des bancs fins a aussi été pris en compte dans le calcul des valeurs d'intercept et de gradient le long des trajectoires.

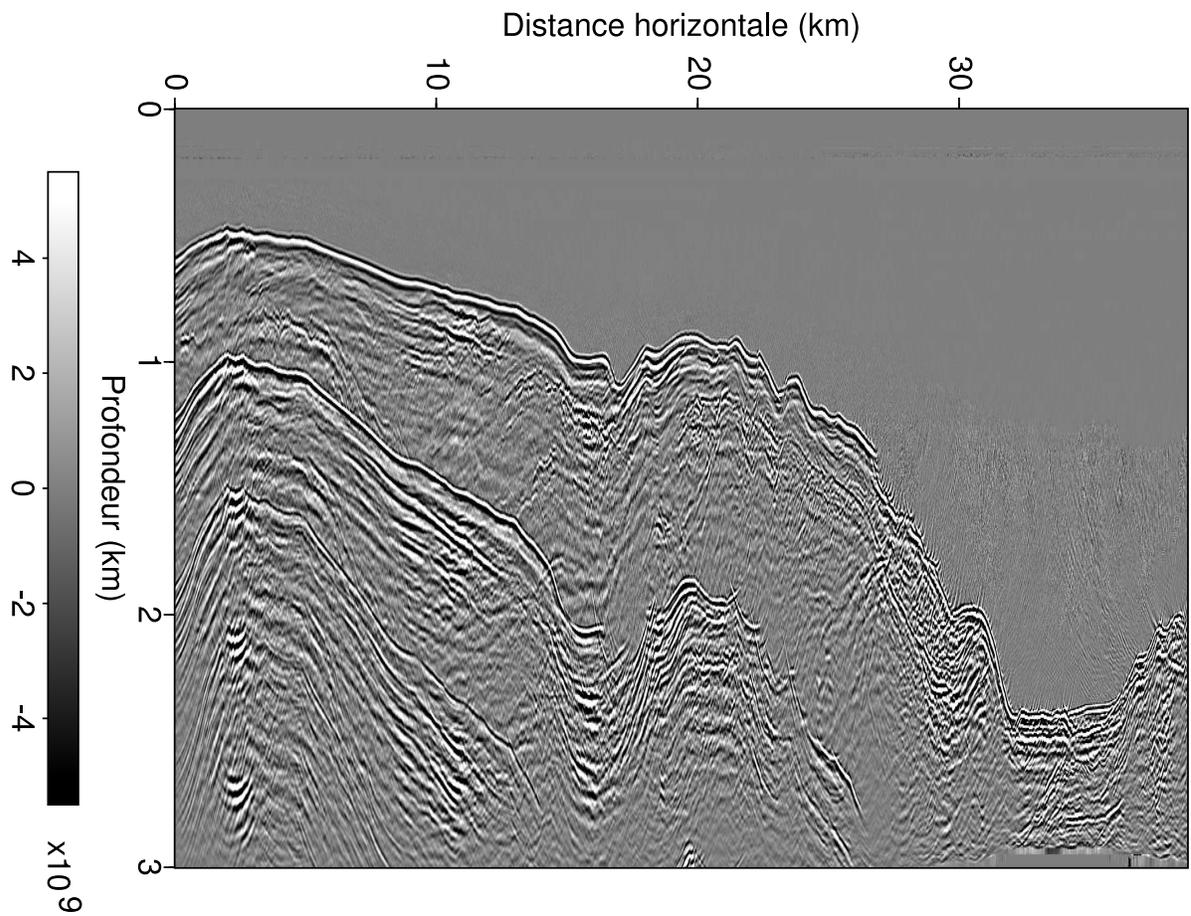


FIG. 16.38 – Section gradient après inversion 3 termes de l'équation de [Shuey, 1985].

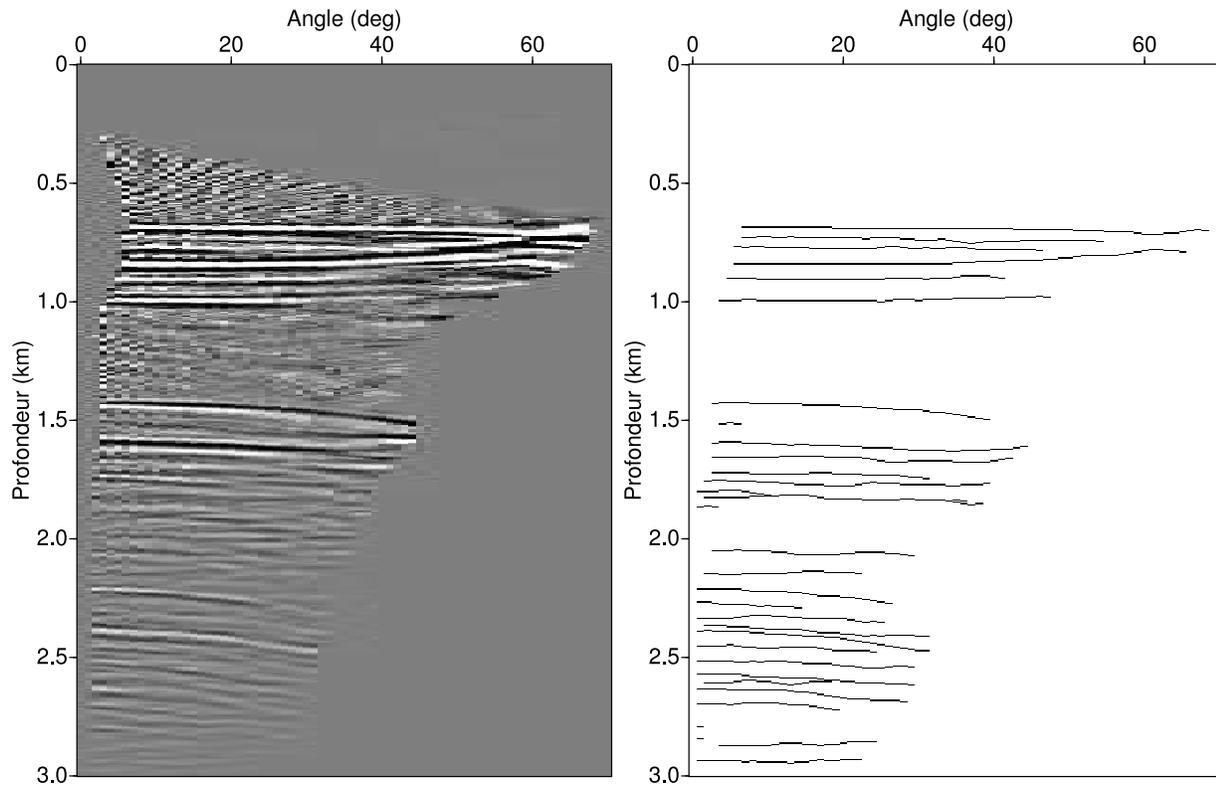


FIG. 16.39 – Iso- X en angle (droite) et ses trajectoires (gauche) à la position $X=9,6875$ km

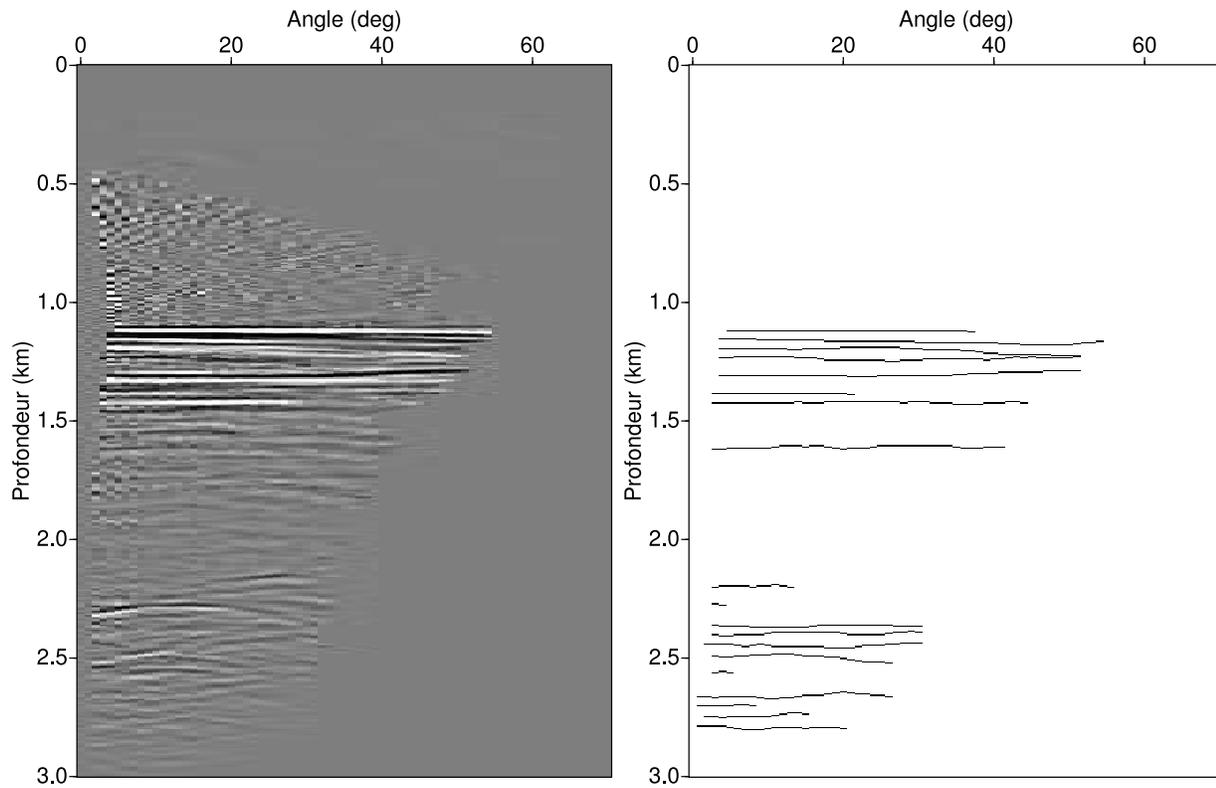


FIG. 16.40 – Iso- X en angle (droite) et ses trajectoires (gauche) à la position $X=23,125$ km

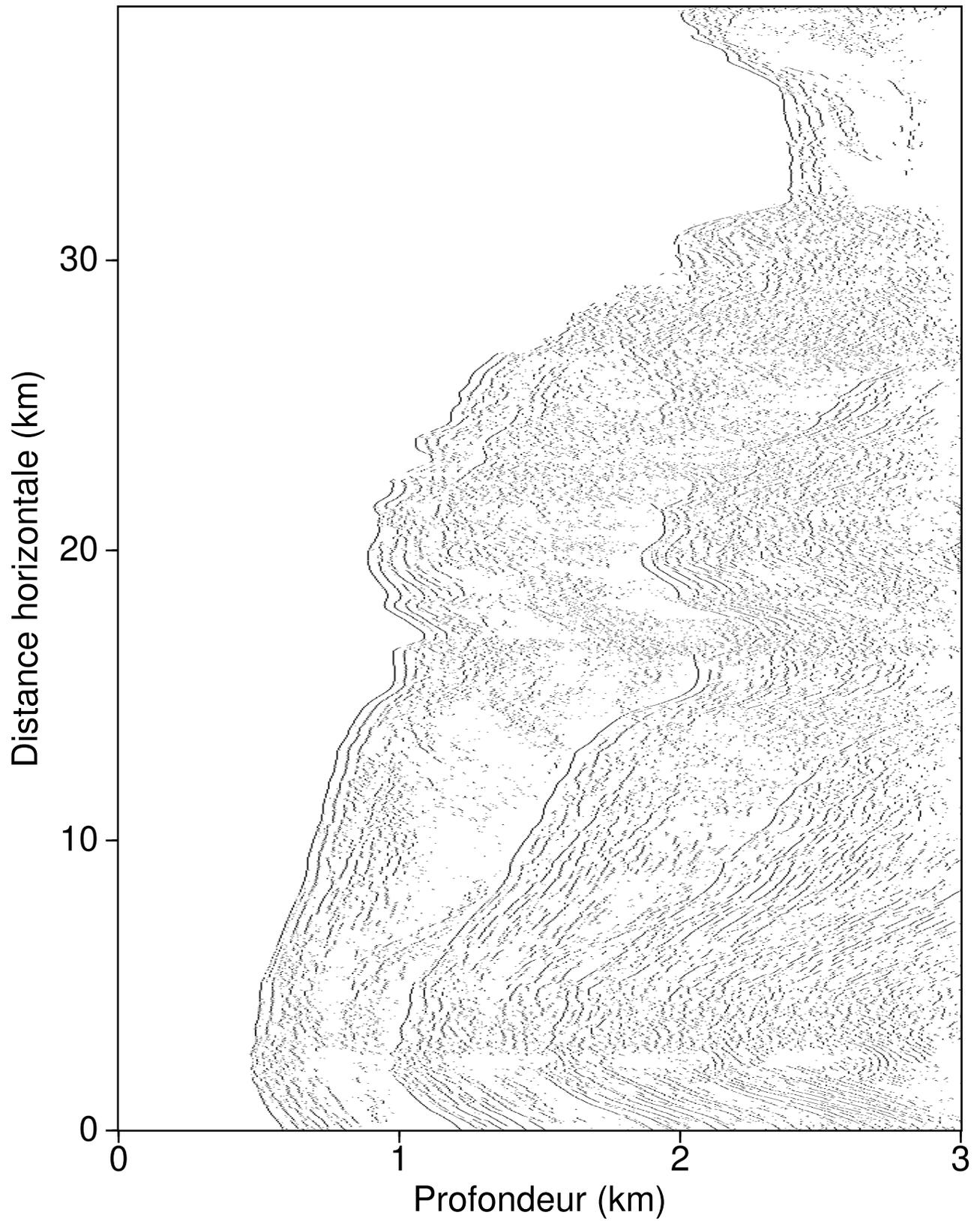


FIG. 16.41 – *Squelette des données SFJ. Nous reconnaissons la plupart des événements, y compris les réflexions multiples.*

Zone 2

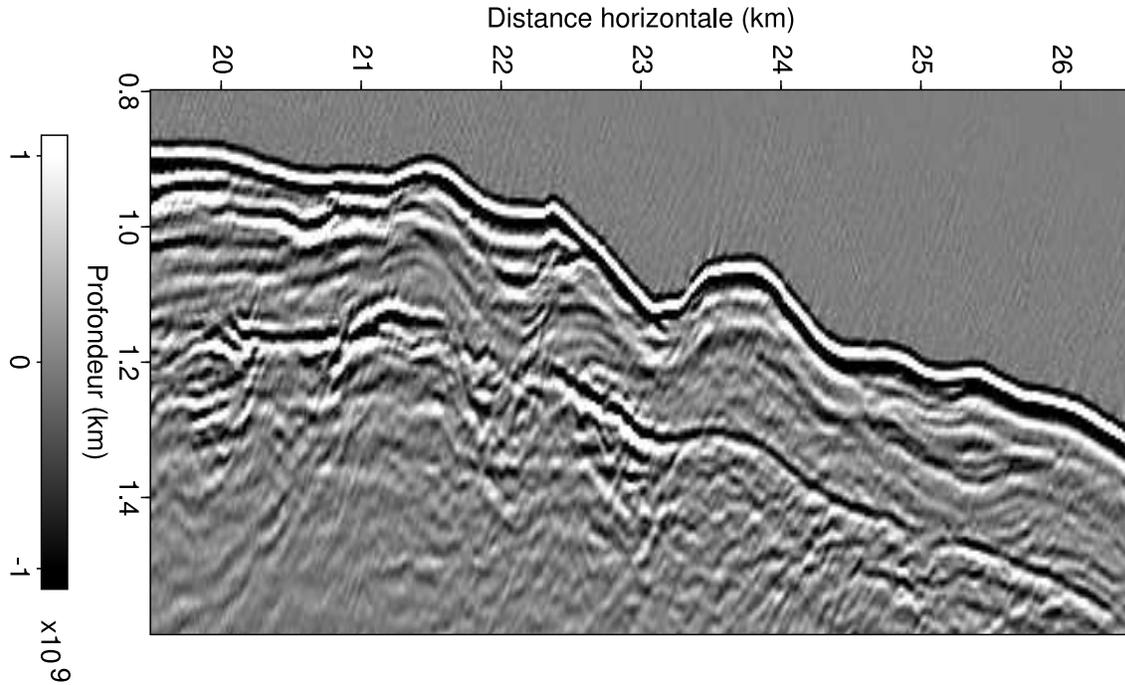


FIG. 16.42 – Agrandissement de la section intercept après inversion 3 termes de l'approximation de [Shuey, 1985]. Cette section a été calculée à partir des Iso-X en angle dont les échantillons des événements non cohérents aux dépôts lointains ont été mis à zéro.

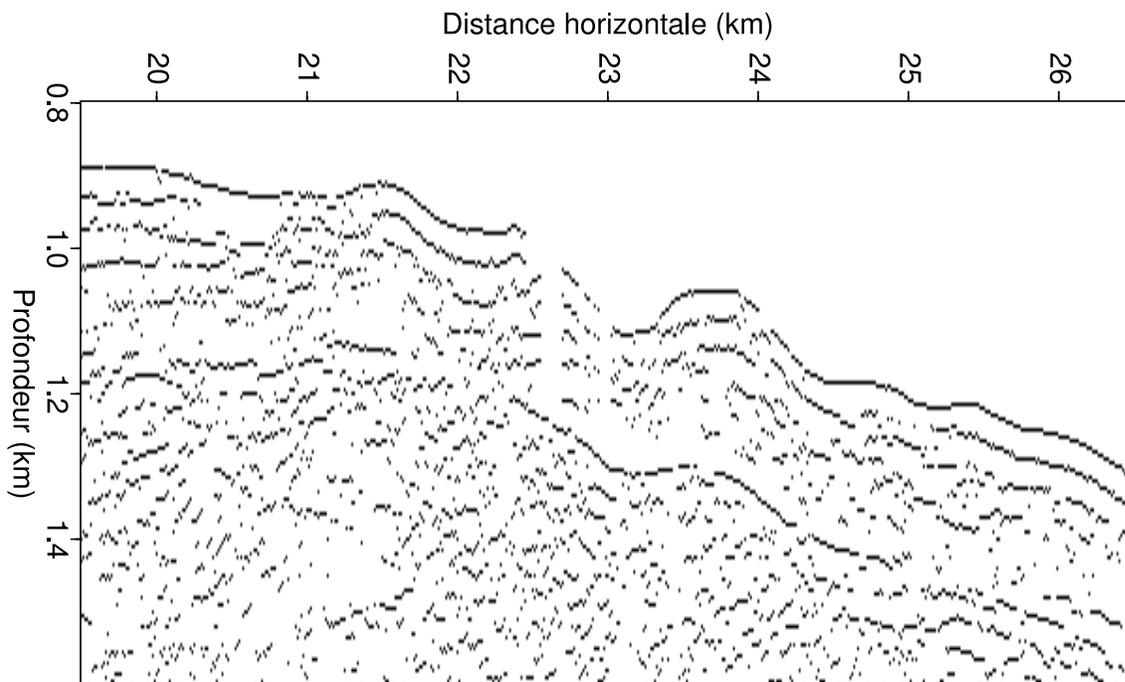


FIG. 16.43 – Agrandissement de la section squelette de la zone 2. Le BSR se distingue clairement sur cette section.

La figure (16.42) montre un agrandissement de la section intercept calculée à partir des Iso-X en angle autour d'un événement montrant une forte amplitude, suivant le fond de l'eau et de signe opposé. Cet événement a donc les caractéristiques d'un BSR et devrait se caractériser par un intercept négatif, signe de la présence de gaz libre sous les hydrates de gaz qui entraîne une baisse de la vitesse de propagation des ondes P. Le BSR a bien été détecté lors du calcul des trajectoires des événements comme le prouve un agrandissement de la section squelette (figure 16.43).

La figure (16.44) montre l'importance des trajectoires lorsque l'on inverse les données avec l'inversion trois termes de [Shuey, 1985] pour des angles supérieurs à 35 degrés. En effet, pour des angles inférieurs à 35 degrés, la réflectivité sélectionnée le long des trajectoires est identique à celle sélectionnée à une profondeur constante. Les deux courbes de variation de l'amplitude (traits pleins sur la figure 16.44) se superposent parfaitement l'une sur l'autre. Une inversion deux termes de l'approximation de [Shuey, 1985] aurait donné les mêmes sections intercept et gradient.

Pour des angles supérieurs à 35 degrés, les amplitudes des événements sélectionnés le long des trajectoires diffèrent des événements sélectionnés à profondeur constante. Les valeurs d'intercept sont similaires, ce qui n'est pas le cas des valeurs du gradient. La valeur du gradient est fortement positive après inversion à profondeur constante et autour de zéro après inversion le long des trajectoires.

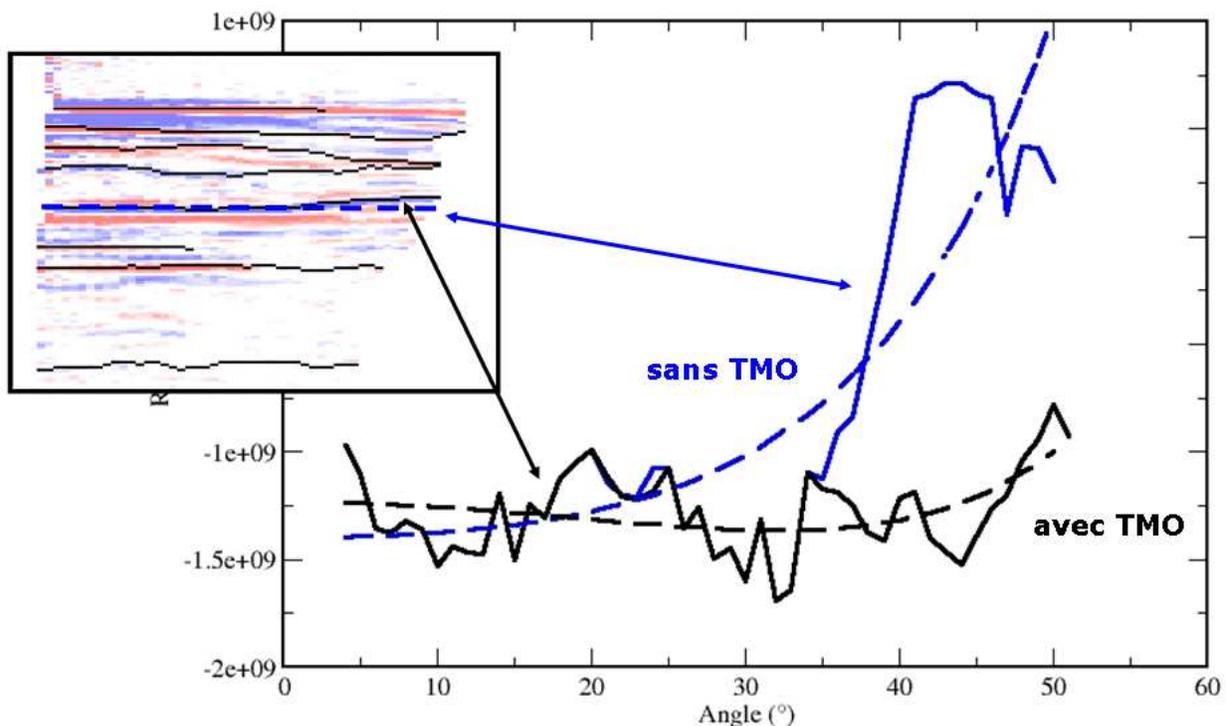


FIG. 16.44 – Variation de l'amplitude sans ou avec les trajectoires pour le BSR de la zone 2.

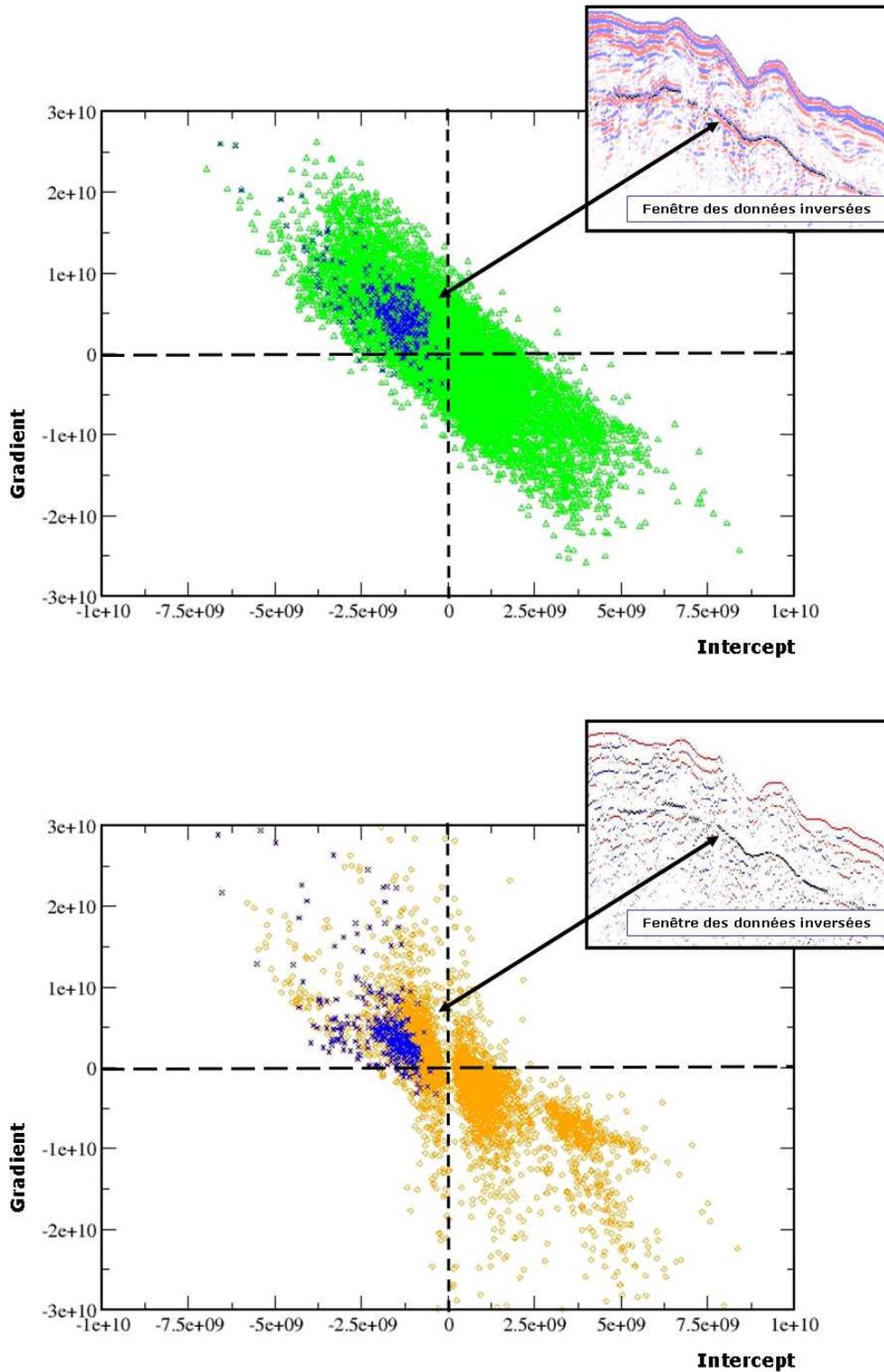


FIG. 16.45 – Graphique gradient en fonction de l'intercept de la zone 2 pour des valeurs calculées directement sur des Iso-X en angle (haut) et le long des trajectoires (bas).

La figure (16.45) montre deux graphiques intercept en fonction du gradient après inversion AVA à profondeur constante (haut) et après inversion AVA le long des trajectoires (bas). Les valeurs associées au BSR se concentrent dans les deux cas dans une même zone avec des valeurs d'intercept négatives et de gradient faiblement positives, ce qui correspond à la classe IV pour un sable saturé en gaz, avec vraisemblablement la présence de gaz libre sous le BSR. Cependant, cette anomalie qui est plus facilement caractérisable lorsque l'inversion est effectuée le long des trajectoires, reste de faible importance. Elle se caractérise par un contraste d'impédance marqué, mais une variation de l'amplitude avec le déport qui reste assez faible. Cela laisse donc supposer un assez fort contraste négatif des vitesses P associé à un faible contraste négatif des vitesses S.

De même, nous avons représenté sur la figure (16.46) la variation de la réflectivité le long du BSR en fonction de l'angle d'incidence. Nous illustrons ainsi la faible évolution de l'amplitude due au gradient très faible.

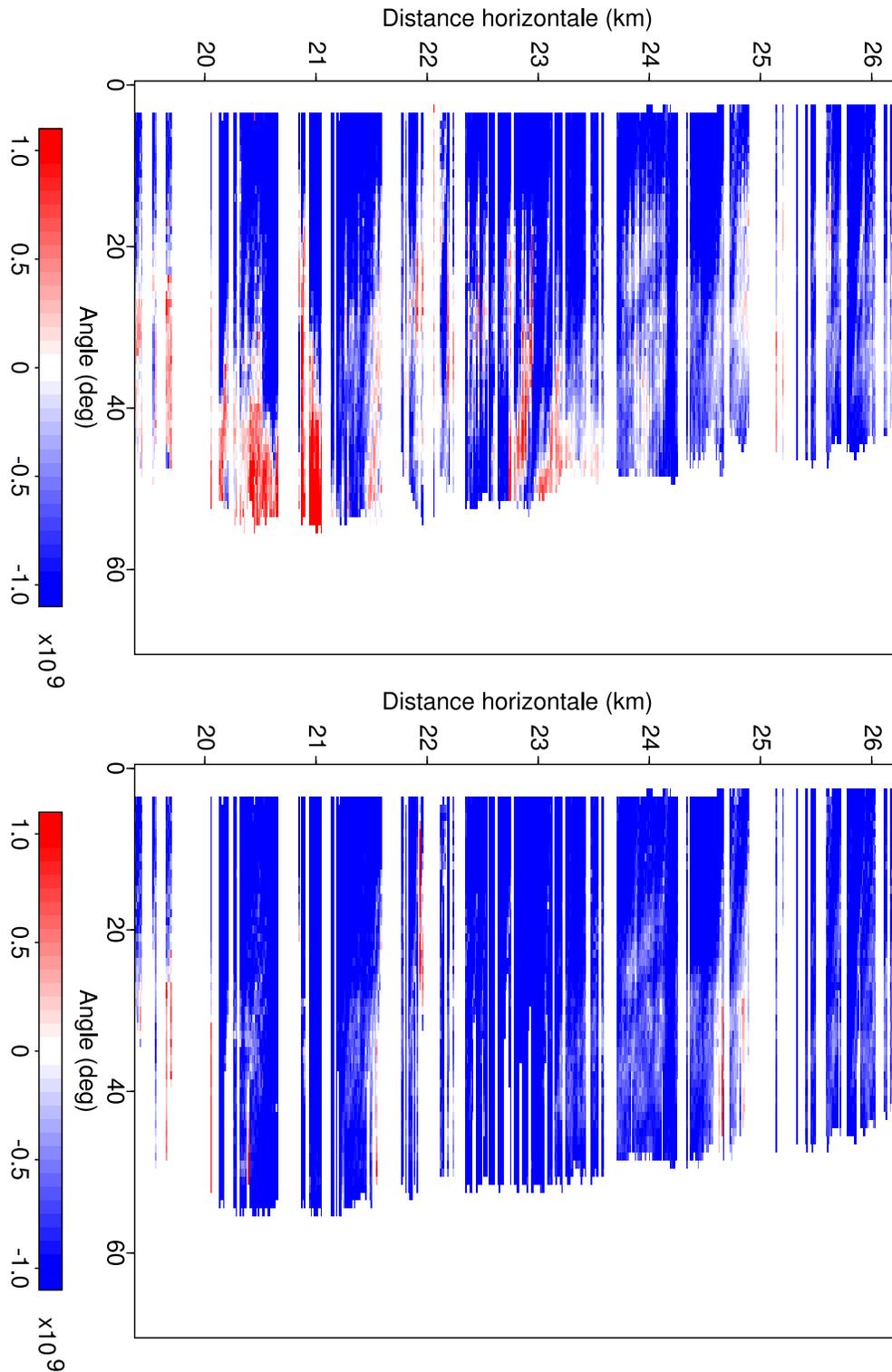


FIG. 16.46 – Variation de la réflectivité du BSR en fonction de l'angle à profondeur constante (haut) et le long des trajectoires (bas).

Zone 1

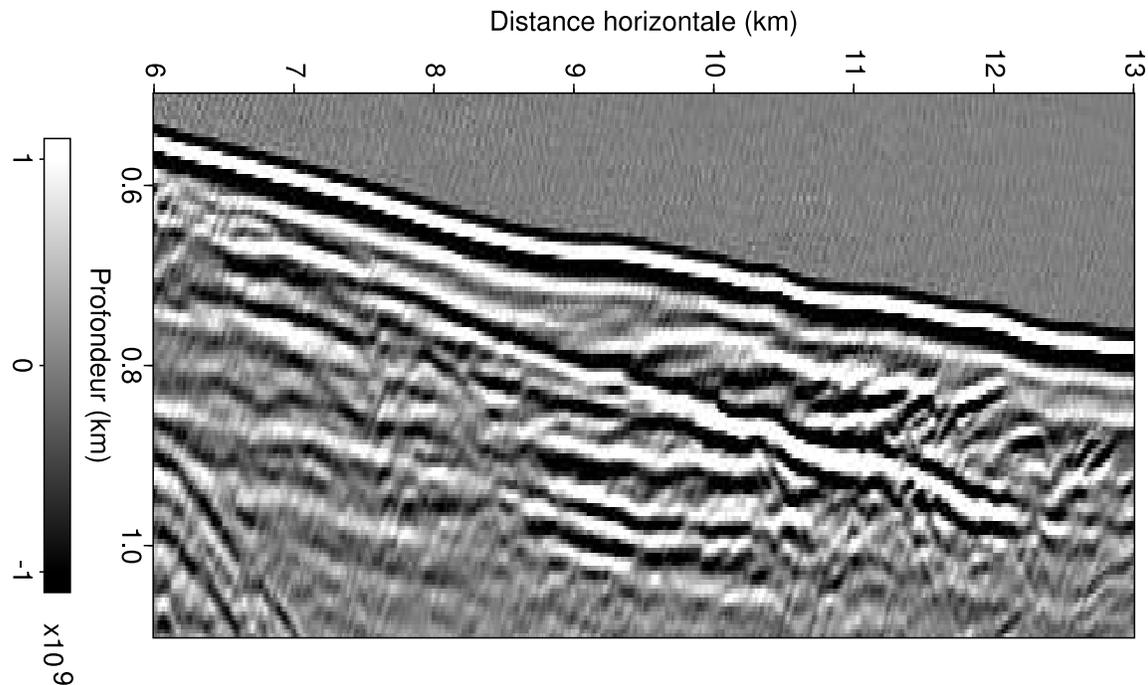


FIG. 16.47 – Agrandissement de la section intercept après inversion 3 termes de l'approximation de [Shuey, 1985]. Cette section a été calculée directement à partir des Iso-X en angle dont les échantillons des événements non cohérents ont été mis à zéro.

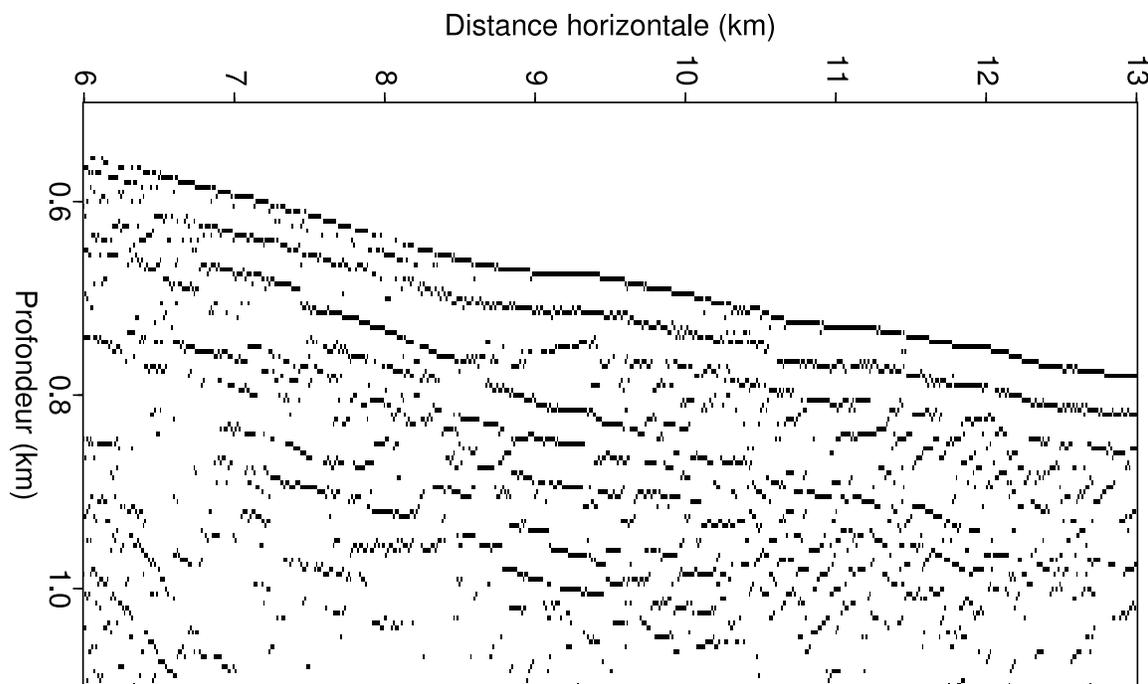


FIG. 16.48 – Agrandissement de la section squelette de la zone 1.

La figure (16.47) montre un agrandissement de la section intercept autour de l'événement de

la zone 1 (figure 16.36). Cet événement, avec une forte valeur positive de l'intercept, coupe les couches stratigraphiques et n'est pas parallèle au fond de l'eau.

Comme pour la zone précédente, la figure (16.49) montre l'importance des trajectoires lorsque les données sont inversées avec l'inversion trois termes de [Shuey, 1985]. Les deux courbes de variation de la réflectivité se superposent parfaitement l'une sur l'autre pour des angles inférieurs à 35 degrés.

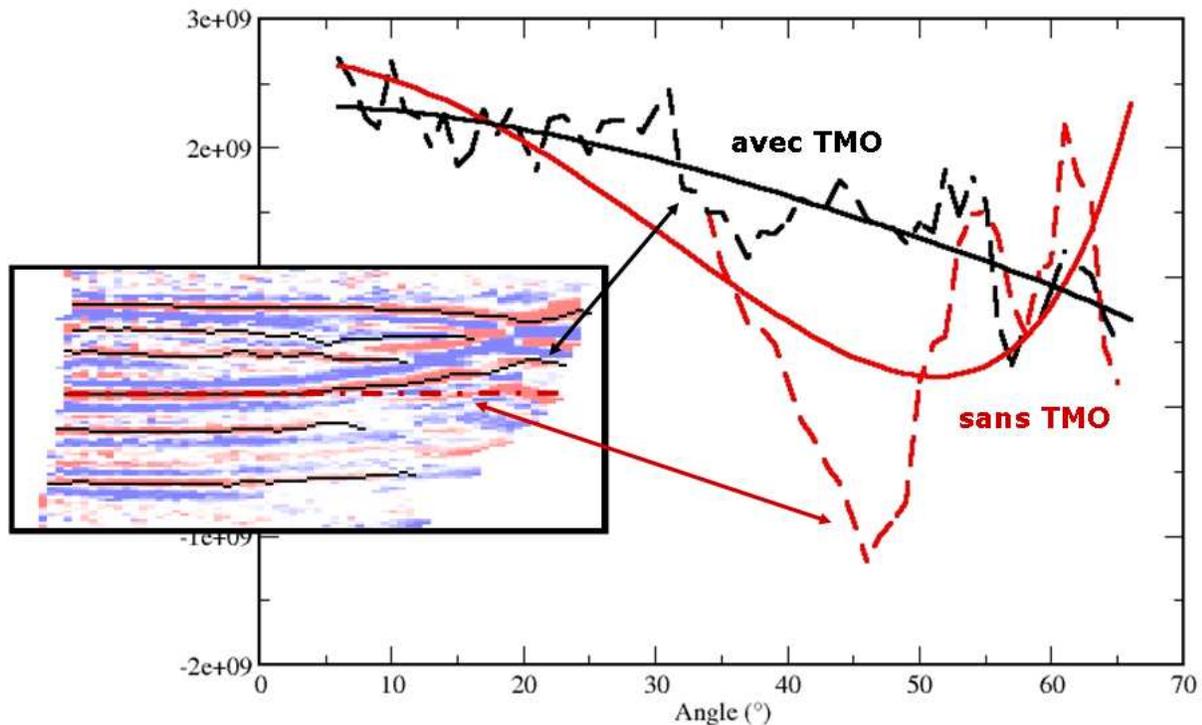


FIG. 16.49 – Variation de l'amplitude le long des trajectoires ou à profondeur constante.

La figure (16.50) montre deux graphiques intercept en fonction du gradient après inversion AVA à profondeur constante (haut) et après inversion AVA le long des trajectoires. Les valeurs du gradient calculées le long des trajectoires sont plus faibles en valeur absolue que celles calculées à profondeur constante. Nous pensons que cet événement est aussi un BSR marquant la zone de transition entre le sédiment rempli d'eau au-dessus des hydrates de gaz et le même sédiment rempli d'hydrates de gaz. En effet, la glace formant les hydrates de gaz peut provoquer une augmentation de la vitesse des ondes de propagation. Rappelons que l'autre "vrai" BSR marquait la zone de transition entre les hydrates de gaz et le gaz libre sous ces hydrates.

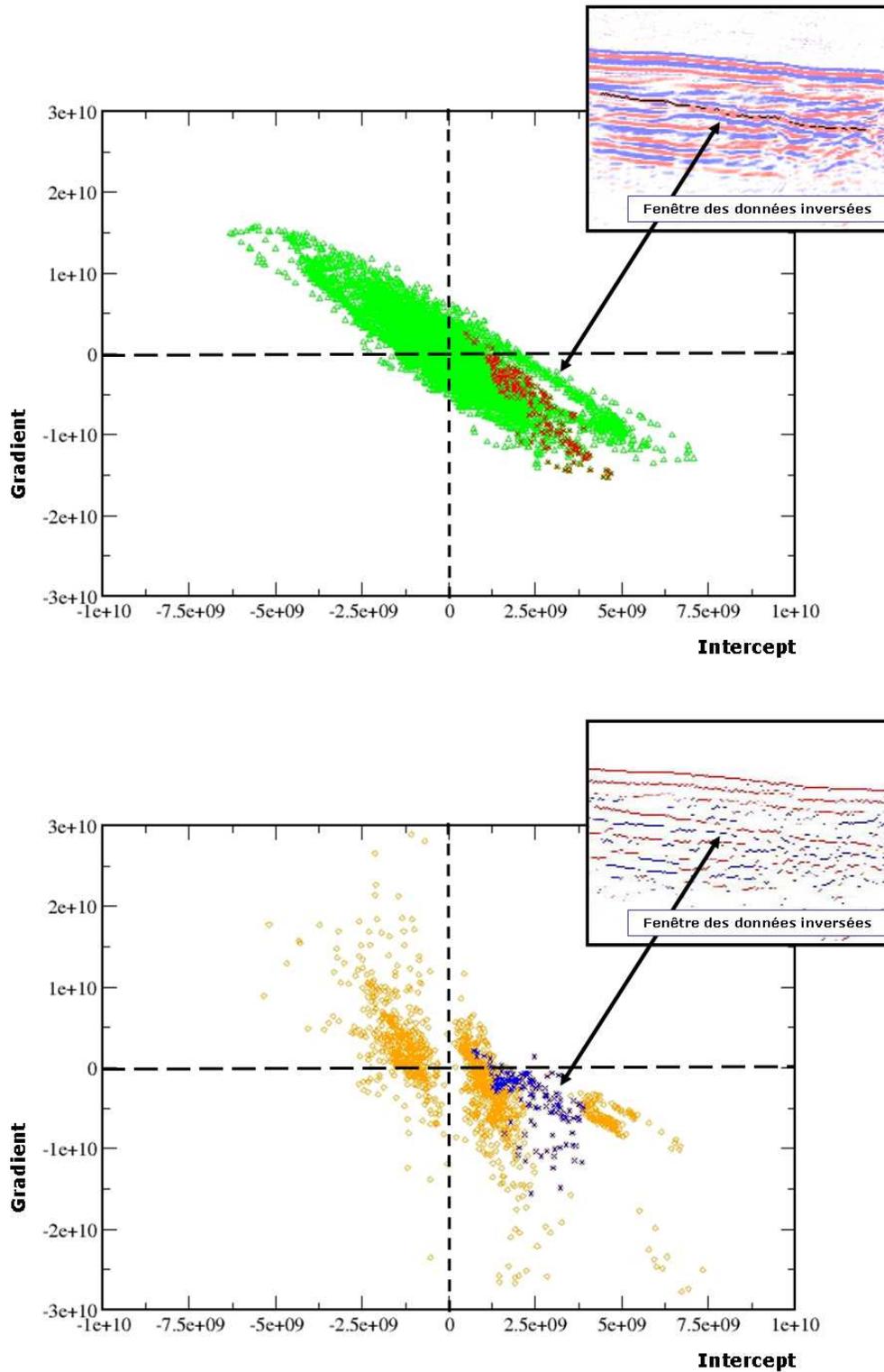


FIG. 16.50 – Graphique gradient en fonction de l'intercept de la zone 1 pour des valeurs calculées directement sur des Iso-X en angle (haut) et le long des trajectoires (bas).

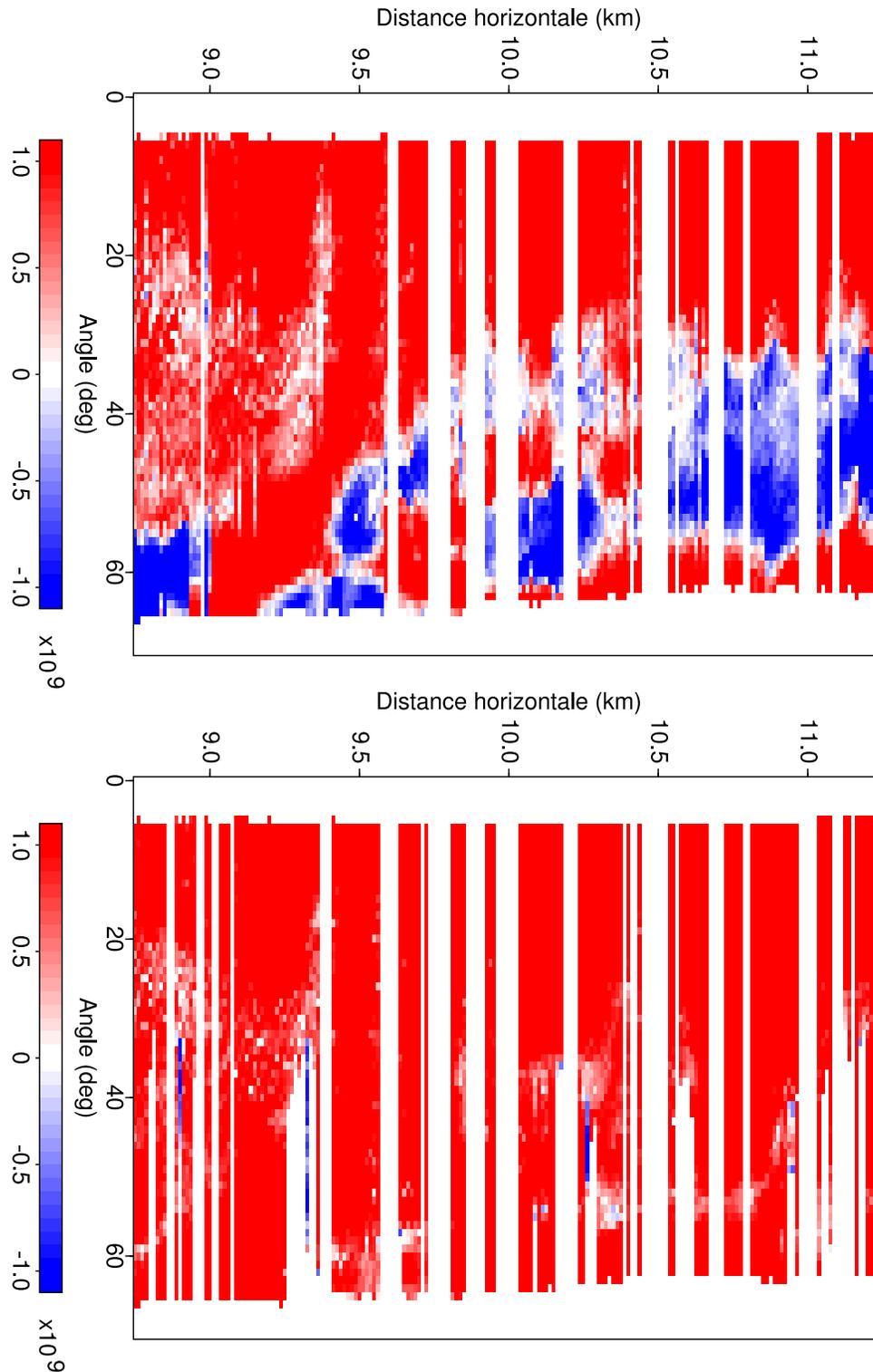


FIG. 16.51 – Variation de la réflectivité du BSR en fonction de l'angle à profondeur constante (haut) et le long des trajectoires (bas). Nous observons une homogénéité de la variation de la réflectivité le long des trajectoires du BSR.

16.3.4 Conclusion

Cet exemple montre aussi l'importance du calcul des attributs AVA le long des trajectoires. Ce calcul est indispensable lorsque les données sont inversées à partir de l'approximation trois termes de [Shuey, 1985].

Le calcul des trajectoires s'avère stable sur des Iso-X dont les événements se croisent.

Finalement, l'inversion AVA permet de discriminer la réponse des BSR en fonction de la concentration en gaz libre sous les hydrates de gaz. Une forte concentration en gaz libre sous les hydrates de gaz forme sur les coupes sismiques un BSR de signe opposé et parallèle au fond de l'eau. Une concentration faible, voire même nulle, de gaz libre sous les hydrates de gaz crée sur les sections sismiques un événement de même signe que le fond de l'eau.

Chapitre 17

Conclusion générale

Compte tenu des objectifs initiaux auxquels j'ai essayé de donner une réponse tout au long de cette présente thèse, je peux tout d'abord conclure de la robustesse du calcul des attributs AVA lorsque ces derniers sont estimés à partir de données migrées quantitativement en profondeur avant sommation.

Les tests effectués sur des données synthétiques ou réelles nous ont démontré que la prise en compte des effets propagatifs telle que la correction de divergence géométrique, devait être réalisée dans un milieu réaliste hétérogène (via les fonctions de Green asymptotiques dans notre cas) et non pas en considérant le milieu de manière tabulaire.

Nous bénéficions ainsi des avantages de la migration en profondeur avant sommation telles que la prise en compte de chaque trace, la focalisation optimale en profondeur, mais surtout la préservation efficace de la variation de la réflectivité exprimée en fonction de l'angle avec une relation déport-angle, elle aussi estimée dans le milieu hétérogène.

Nous avons rappelé les aspects théoriques de la migration quantitative en milieu isotrope dite "Ray+Kirchhoff", dans laquelle le sous-sol est représenté par un modèle de référence (décrit par les champs de vitesse lissés) et par un modèle de perturbations (décrit par les coefficients de réflexion), que nous cherchons à caractériser.

Grâce au tracé de rai dynamique, nous accédons à plusieurs paramètres paraxiaux tel que l'angle de réflexion, indispensable à toute analyse AVA, mais aussi des attributs tels que la composante verticale du paramètre de rai \mathbf{q} et le pendage au point de réflexion spéculaire.

Notre migration permet de reconstruire quantitativement les amplitudes en profondeur dans un milieu isotrope. [Borgne, 2004], au cours de sa thèse, a évalué l'erreur de la variation du coefficient de réflexion d'un réflecteur anisotrope imagé avec une formule d'imagerie isotrope.

Dans le cas d'une réflexion PP, la différence est proche de zéro pour des angles inférieurs à 10 degrés. Elle est négligeable quel que soit le degré d'anisotropie jusqu'à des angles de 20 degrés. Au-delà de 20 degrés, l'erreur de la variation du coefficient de réflexion n'est négligeable que pour de faibles anisotropies.

Une des extensions possibles de notre traitement post-migration serait d'inclure la prise en compte de l'anisotropie.

Cette évolution pourrait se faire de différentes manières. Il faudrait tout d'abord pouvoir accéder aux paramètres anisotropes aussi précisément que nous avons eu accès au champ de vitesse. Après cela, il nous faudrait utiliser un calcul de rais en milieux anisotropes couplé à un algorithme de migration dont le noyau prendrait en compte ces paramètres anisotropes.

L'implémentation dans notre traitement post-migration nécessiterait alors de changer l'approximation utilisée pour modéliser et détecter les trajectoires et enfin d'adapter l'inversion AVA pour les cas anisotropes.

Cependant, et puisque notre post-traitement est justement apte à corriger les pendages résiduels de natures très différentes, il semble logique de penser que sans même changer l'algorithme de tracés de rais et de migration, nous pourrions détecter et suivre des trajectoires impactées par l'anisotropie. Dans ce cas, une simple modification de l'approximation utilisée pour l'inversion serait nécessaire.

Nous avons introduit les équations de [Zoeppritz, 1919] et les différentes approximations linéaires de ces équations permettant d'exprimer le coefficient de réflexion des ondes P en supposant un contraste faible des paramètres élastiques des différentes couches. Parmi toutes ces approximations, nous avons retenu l'approximation de [Shuey, 1985], car cette approximation ne tient pas compte lors du calcul des attributs AVA (intercept, gradient et courbure) du rapport des vitesses P et S.

Nous avons axé nos développements pour estimer les attributs AVA via une régression linéaire pondérée et itérative faisant appel à des estimateurs robustes de telle manière que les données erronées contribuent peu voire même soient rejetées de l'estimation des attributs AVA.

Pour répondre à l'objectif initial qui était d'utiliser toute l'information fournie par les données sismiques, y compris celles aux angles et au déports lointains, nous avons développé une technique permettant, à partir des attributs calculés dans la zone où les événements sont plats, de modéliser la variation de la réflectivité puis de détecter la trajectoire de chaque événement.

Cette technique permet de corriger les pentes résiduelles de tous les événements y compris des événements dont la polarité de la variation de l'amplitude change avec les angles croissants (les réservoirs de classe II AVA par exemple).

De plus, en travaillant sur des sections entières et non plus uniquement sur des cibles comportant un ou deux réflecteurs, nous étions aussi confrontés au problème de la représentation de ces nuages de points dans lesquels les anomalies sont noyées. La représentation des attributs disponibles après inversion le long du squelette a grandement simplifié ce mode de représentation en limitant drastiquement le nombre de point et a ainsi facilité la mise en évidence d'anomalies susceptibles de souligner la présence de gaz ou d'hydrocarbures.

Nous avons démontré que cette technique de "prédiction-détection" tient compte de l'interférence entre les réflexions créées au toit et à la base de couches séparées d'une distance inférieure à la demi-longueur d'onde, mais aussi qu'elle peut permettre de corriger l'étirement de l'ondelette en se basant sur les trajectoires pour guider la déconvolution. Nous avons ainsi pu valider le fait

que réaliser l'inversion de la réflectivité le long des trajectoires, ne nécessitait pas l'élimination de cet étirement puisque le maximum en valeur absolue de l'amplitude suivi par les trajectoires est déjà corrigé de cet étirement via la migration à amplitude préservée.

Un autre résultat très important de ces travaux est l'obtention du squelette géologique des événements, qui définit de manière automatique, la structure du sous-sol "visible" dans la gamme fréquentielle de la sismique. Ce squelette n'a cependant pas été exploité dans le cadre de cette thèse, mais demeure intéressant pour les nombreuses perspectives qu'il suscite.

Ayant défini une véritable chaîne de traitement post-migration, les tests sur les données réelles ont permis de valider chacun des différents points abordés mais surtout de mettre en évidence l'importance du calcul des attributs AVA le long des trajectoires.

Le calcul des trajectoires s'est aussi avéré prépondérant dans le cas des données Oseberg et SFJ lorsque la réflectivité s'exprime à des angles supérieurs à 35 degrés. Souhaitant évidemment prendre en compte cette information via l'approximation trois termes de [Shuey, 1985], nous devons absolument être capable de discerner des événements qui deviennent bruités et qui interfèrent pour les contributions lointaines. Dans le cas d'Oseberg, les trajectoires ont permis de lever l'ambiguïté sur la classification de la zone réservoir. Dans le cas SFJ, les trajectoires ont permis de discerner et d'inverser le long d'événements qui s'entrecoupaient aux grands angles à cause de la présence d'hydrates de gaz et de l'inversion de vitesse associée.

Enfin, dans le cadre de la sismique à très haute résolution disposant d'un déport extrêmement réduit, nous avons réussi à démontrer que l'utilisation des trajectoires nous permettait d'identifier très facilement une anomalie AVA dans un nuage de point (intercept, gradient) extrêmement dispersé de part la faible contrainte sur le gradient, elle-même liée à la gamme angulaire très réduite (maximum de 10 degrés).

L'étude de ces trois exemples confirme que le calcul des attributs AVA le long des trajectoires corrige principalement la valeur du gradient et que la correction de l'effet de bancs fins corrige les valeurs d'intercept.

La principale perspective à très court terme s'inscrit dans le cadre de la thèse de François Schaub dont l'objectif est de simuler par, la géostatistique, l'impédance élastique contrainte par les résultats de la migration en profondeur à amplitude préservée.

À partir de un ou de plusieurs puits, le squelette permet de contraindre la simulation de manière structurale mais aussi via les attributs AVA (intercept, gradient) et les résultats de la migration (pendage, section sommée, ...) qui sont disponibles pour chacun des segments qui constituent ce squelette.

Cette simulation de l'impédance acoustique contrainte par les résultats de migration profondeur se place évidemment comme une alternative aux techniques d'inversion stratigraphique proposée depuis une dizaine d'années par différents auteurs [Whitcomb et al., 2000], [Tonellot et al., 1999] à partir des données avant sommation.

Annexe A

Impédance élastique

[Connolly, 1999] introduit la variation de l'impédance élastique en fonction de l'angle d'incidence au lieu de la variation de la réflectivité. L'impédance élastique dépend de l'impédance P (acoustique) et S (cisaillement) et de l'angle d'incidence. Les formules de [Connolly, 1999] sont directement liées à l'approximation de [Aki and Richards, 1980].

[Connolly, 1999] rappelle que la réflectivité des ondes PP s'écrit comme le rapport de deux entités chacune homogène à une impédance. Ainsi, quel que soit l'angle d'incidence, nous avons pour chaque échantillon z_i en profondeur ou en temps,

$$R_{pp}(\theta) = \frac{f(z_i) - f(z_{i-1})}{f(z_i) + f(z_{i+1})} \quad . \quad (\text{A.0.1})$$

En assimilant la fonction $f(z)$ à une impédance dite "élastique" EI , l'équation précédente peut être réécrite par,

$$R_{pp} = \frac{\Delta EI}{2EI} \approx \frac{1}{2} \Delta \ln(EI(\theta)) \quad . \quad (\text{A.0.2})$$

En identifiant l'équation (A.0.2) à l'équation (5.3.25) de [Aki and Richards, 1980], il vient,

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \Delta \ln(EI(\theta)) = & \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\Delta V_p}{V_p} + \frac{\Delta \rho}{\rho} \right) \right] + \left[\frac{1}{2} \frac{\Delta V_p}{V_p} - 4 \frac{V_s^2}{V_p^2} \frac{\Delta V_s}{V_s} - 2 \frac{V_s^2}{V_p^2} \frac{\Delta \rho}{\rho} \right] \sin^2(\theta) \\ & + \left[\frac{1}{2} \frac{\Delta V_p}{V_p} \right] (\sin^2(\theta) \tan^2(\theta)) \quad . \end{aligned} \quad (\text{A.0.3})$$

En posant $K = \frac{V_s^2}{V_p^2}$, l'équation précédente se simplifie par,

$$\frac{1}{2} \Delta \ln(EI(\theta)) = \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta V_p}{V_p} (1 + \sin^2(\theta) + \sin^2(\theta) \tan^2(\theta)) + \frac{\Delta \rho}{\rho} (1 - 4K \sin^2(\theta)) - \frac{\Delta V_s}{V_s} 8K \sin^2(\theta) \right) \quad . \quad (\text{A.0.4})$$

Or,

$$1 + \sin^2(\theta) + \sin^2(\theta)\tan^2(\theta) = 1 + \tan^2(\theta) \quad , \quad (\text{A.0.5})$$

$$\frac{\Delta V_p}{V_p} \approx \ln(V_p) \quad , \quad (\text{A.0.6})$$

$$\frac{\Delta V_s}{V_s} \approx \ln(V_s) \quad , \quad (\text{A.0.7})$$

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} \approx \ln(\rho) \quad . \quad (\text{A.0.8})$$

En appliquant les simplifications explicitées précédemment, l'équation (A.0.4) s'écrit,

$$\Delta \ln(EI(\theta)) = (1 + \tan^2(\theta))\Delta \ln(V_p) - 8K \sin^2(\theta)\Delta \ln(V_s) + (1 - 4K \sin^2(\theta))\Delta \ln(\rho) \quad . \quad (\text{A.0.9})$$

En supposant K constant, les termes de l'équation précédente peuvent être regroupés de la manière suivante,

$$\begin{aligned} \Delta \ln(EI(\theta)) &= \Delta \ln(V_p^{(1+\tan^2(\theta))}) - \Delta \ln(V_s^{(-8K \sin^2(\theta))}) + \Delta \ln(\rho^{(1-4K \sin^2(\theta))}) \\ &= \Delta \ln(V_p^{(1+\tan^2(\theta))} V_s^{(-8K \sin^2(\theta))} \rho^{(1-4K \sin^2(\theta))}) \quad . \end{aligned} \quad (\text{A.0.10})$$

Nous obtenons l'expression de l'impédance élastique en intégrant puis en élevant à l'exponentielle l'équation précédente,

$$EI(\theta) = V_p^{(1+\tan^2(\theta))} V_s^{(-8K \sin^2(\theta))} \rho^{(1-4K \sin^2(\theta))} \quad . \quad (\text{A.0.11})$$

À incidence normale, nous retrouvons $EI(0) = V_p \rho = I_p$.

Cette formule permet de modéliser différentes sections sommées pour différents angles d'incidence à partir des valeurs de V_p , V_s et ρ fournies par des puits. Les données ainsi modélisées sont comparées aux données réelles. Le modèle est ainsi itéré jusqu'à obtention d'une fonction de coût minimale.

Annexe B

Regression linéaire

B.1 Droite des moindres carrées

Nous recherchons ici une relation de la forme : $y = b_0 + b_1x$.

Les dérivées par rapport aux paramètres b_0 et b_1 s'écrivent,

$$\begin{cases} \frac{\partial \phi}{\partial b_0}(b_0, b_1) = -2 \sum_{k=1}^m (y_k - b_0 - b_1 x_k) = 0 & , \\ \frac{\partial \phi}{\partial b_1}(b_0, b_1) = -2 \sum_{k=1}^m (y_k - b_0 - b_1 x_k) x_k = 0 & . \end{cases} \quad (\text{B.1.1})$$

Ce qui donne le système,

$$\begin{cases} b_0 n + b_1 \sum_{k=1}^m x_k = \sum_{k=1}^m y_k & , \\ b_0 \sum_{k=1}^m x_k + b_1 \sum_{k=1}^m x_k^2 = \sum_{k=1}^m x_k y_k & . \end{cases} \quad (\text{B.1.2})$$

Par inversion du système précédent des équations normales, une estimation de b_0 et b_1 s'écrit,

$$\begin{cases} b_0 = \frac{\sum_{k=1}^m x_k^2 \sum_{k=1}^m y_k - \sum_{k=1}^m x_k \sum_{k=1}^m x_k y_k}{n \sum_{k=1}^m x_k^2 - (\sum_{k=1}^m x_k)^2} & , \\ b_1 = \frac{m \sum_{k=1}^m x_k y_k - \sum_{k=1}^m x_k \sum_{k=1}^m y_k}{m \sum_{k=1}^m x_k^2 - (\sum_{k=1}^m x_k)^2} & . \end{cases} \quad (\text{B.1.3})$$

B.2 Qualité de la régression

B.2.1 Coefficients de détermination et de corrélation

L'équation de l'analyse de la variance nous indique que,

$$\sum_{k=1}^m (y_k - \bar{y}_k)^2 = \sum_{k=1}^m (\hat{y}_k - \bar{y}_k)^2 + \sum_{k=1}^m (y_k - \hat{y}_k)^2 \quad , \quad (\text{B.2.4})$$

$$SS_t = SS_e + SS_r \quad . \quad (\text{B.2.5})$$

SS_t est la somme totale des carrés des écarts. Elle traduit la dispersion des valeurs observées de y_k par rapport à la moyenne \bar{y}_k .

SS_e est la somme expliquée des carrés des écarts. Elle traduit la dispersion des valeurs calculées de \hat{y}_k par rapport à la moyenne \bar{y}_k .

Si la régression calculée représente correctement les valeurs observées, la somme expliquée des carrés des écarts SS_e doit converger vers la somme totale des carrés des écarts SS_t ,

$$SS_e \longrightarrow SS_t \quad \Longleftrightarrow \quad r^2 = \frac{SS_e}{SS_t} \longrightarrow 1 \quad . \quad (\text{B.2.6})$$

r^2 est le coefficient de détermination et r le coefficient de corrélation. $|r|$ doit être toujours compris entre 0 et 1.

B.2.2 Variance et écart type

La variance et l'écart type (la racine carrée de la variance) sont des indicateurs de dispersion. La variance est définie en statistique comme étant la moyenne arithmétique des carrés des différences entre les valeurs observées et la moyenne.

Dans une analyse de variance, la variance expliquée, ou *variance inter-classes*, est la variance pondérée des moyennes de chaque classe,

$$V_e = \frac{SS_e}{p-1} \quad , \quad (\text{B.2.7})$$

et la variance résiduelle, ou *variance intra-classes*, est la moyenne pondérée des variances de chaque classe,

$$V_r = \frac{SS_r}{m-p} \quad , \quad (\text{B.2.8})$$

où p désigne le nombre de paramètres du modèle.

Si la modélisation représente correctement les valeurs observées, SS_r doit tendre vers 0 et le rapport $F = V_e/V_r$ doit tendre vers l'infini.

L'écart type résiduel s_r est égal à la racine carrée de la variance résiduelle. C'est une estimation de l'erreur commise sur les valeurs de y_k . Cette erreur est supposée constante et indépendante de y_k .

À chaque paramètre b_0 ou b_1 , il est possible d'y associer un écart type s_0 et s_1 qui constitue une estimation de l'erreur commise sur la détermination des paramètres.

Ces écart-types sont donnés par,

$$\begin{cases} s_0 = s_r \sqrt{\frac{\sum_{k=1}^m x_k^2}{m \sum_{k=1}^m x_k^2 - (\sum_{k=1}^m x_k)^2}} \\ s_1 = s_r \sqrt{\frac{m}{m \sum_{k=1}^m x_k^2 - (\sum_{k=1}^m x_k)^2}} \end{cases} , \quad (\text{B.2.9})$$

B.3 Formulation matricielle de la régression linéaire

Le système des équations normales (Équation B.1.2) s'écrit sous forme matricielle,

$$\begin{bmatrix} m & \sum_{k=1}^m x_k \\ \sum_{k=1}^m x_k & \sum_{k=1}^m x_k^2 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} b_0 \\ b_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sum_{k=1}^m y_k \\ \sum_{k=1}^m x_k y_k \end{bmatrix} , \quad (\text{B.3.10})$$

$$\mathbf{A} \cdot \mathbf{B} = \mathbf{C} , \quad (\text{B.3.11})$$

où \mathbf{A} est la matrice du système, \mathbf{B} le vecteur des paramètres et \mathbf{C} le vecteur des termes constants.

Soit la matrice \mathbf{U} et le vecteur \mathbf{Y} tels que,

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} 1 & x_1 \\ 1 & x_2 \\ \dots & \dots \\ 1 & x_m \end{bmatrix} \quad \mathbf{Y} = \begin{bmatrix} y_1 \\ y_2 \\ \dots \\ y_m \end{bmatrix} , \quad (\text{B.3.12})$$

et :

$$\mathbf{A} = \mathbf{U}^T \mathbf{U} \quad \mathbf{C} = \mathbf{U}^T \mathbf{Y} , \quad (\text{B.3.13})$$

où le symbole T désigne la transposition matricielle.

Nous en déduisons le vecteur des paramètres \mathbf{B} ,

$$\mathbf{B} = \mathbf{A}^{-1} \mathbf{C} = (\mathbf{U}^T \mathbf{U})^{-1} (\mathbf{U}^T \mathbf{Y}) , \quad (\text{B.3.14})$$

La matrice inverse \mathbf{A}^{-1} est donnée par,

$$\mathbf{A}^{-1} = \frac{\mathbf{1}}{\det \mathbf{A}} \begin{bmatrix} \sum_{k=1}^m x_k^2 & -\sum_{k=1}^m x_k \\ -\sum_{k=1}^m x_k & m \end{bmatrix}, \quad (\text{B.3.15})$$

$$\det \mathbf{A} = m \sum_{k=1}^m x_k^2 - \left(\sum_{k=1}^m x_k \right)^2, \quad (\text{B.3.16})$$

où $\det \mathbf{A}$ est le déterminant de la matrice.

Nous en déduisons,

$$\mathbf{B} = \mathbf{A}^{-1} \mathbf{C} = \frac{\mathbf{1}}{\det \mathbf{A}} \begin{bmatrix} \sum_{k=1}^m x_k^2 & -\sum_{k=1}^m x_k \\ -\sum_{k=1}^m x_k & m \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \sum_{k=1}^m y_k \\ \sum_{k=1}^m x_k y_k \end{bmatrix}. \quad (\text{B.3.17})$$

puis,

$$\mathbf{B} = \begin{bmatrix} \frac{\sum_{k=1}^m x_k^2 \sum_{k=1}^m y_k - \sum_{k=1}^m x_k \sum_{k=1}^m x_k y_k}{m \sum_{k=1}^m x_k^2 - (\sum_{k=1}^m x_k)^2} \\ \frac{m \sum_{k=1}^m x_k y_k - \sum_{k=1}^m x_k \sum_{k=1}^m y_k}{m \sum_{k=1}^m x_k^2 - (\sum_{k=1}^m x_k)^2} \end{bmatrix}. \quad (\text{B.3.18})$$

Nous retrouvons ainsi les équations (B.1.3).

La matrice de variance-covariance \mathbf{V} est telle que : $\mathbf{V} = \mathbf{V}_r \mathbf{A}^{-1}$ où V_r est la variance résiduelle. Les termes diagonaux de \mathbf{V} donnent les variances des paramètres, c'est-à-dire les carrés des écarts-types s_0 et s_1 ,

$$s_0^2 = V_{00} = V_r \frac{\sum_{k=1}^m x_k^2}{m \sum_{k=1}^m x_k^2 - (\sum_{k=1}^m x_k)^2}, \quad (\text{B.3.19})$$

$$s_1^2 = V_{11} = V_r \frac{m}{m \sum_{k=1}^m x_k^2 - (\sum_{k=1}^m x_k)^2}. \quad (\text{B.3.20})$$

Les termes non diagonaux (V_{01} et V_{10} sont égaux puisque la matrice est symétrique) représentent la covariance des deux paramètres. Nous en déduisons leur coefficient de corrélation r_{01} ,

$$\text{Cov}(b_0, b_1) = V_{01} = V_{10} = V_r \frac{-\sum_{k=1}^m x_k}{m \sum_{k=1}^m x_k^2 - (\sum_{k=1}^m x_k)^2}, \quad (\text{B.3.21})$$

$$r_{01} = \frac{V_{01}}{\sqrt{V_{00} V_{11}}}. \quad (\text{B.3.22})$$

B.4 Régressions linéaires multiples

Supposons maintenant que la variable dépendante y_k est une fonction de n variables x_k .

Les paramètres b_i sont estimés en minimisant la somme des carrés des écarts résiduels,

$$SS_r = \sum_{k=1}^m (y_k - b_0 - b_1 x_{1k} - b_2 x_{2k} - \dots - b_n x_{nk})^2 \quad , \quad (\text{B.4.23})$$

où m désigne le nombre d'observations et x_{ik} la valeur prise par la variable x_i pour l'observation k .

Les formules de la régression linéaire sont toujours valables sous leur forme matricielle,

$$\mathbf{B} = \mathbf{A}^{-1}\mathbf{C} = (\mathbf{U}^T\mathbf{U})^{-1} (\mathbf{U}^T\mathbf{Y}) \quad , \quad (\text{B.4.24})$$

avec,

$$\mathbf{U} = \mathbf{X}^T \quad \mathbf{X} = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & \dots & 1 \\ x_{11} & x_{12} & x_{13} & \dots & x_{1m} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ x_{n1} & x_{n2} & x_{n3} & \dots & x_{nm} \end{bmatrix} \quad \mathbf{Y} = \begin{bmatrix} y_1 \\ y_2 \\ \dots \\ y_m \end{bmatrix} \quad , \quad (\text{B.4.25})$$

et,

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} m & \sum_{k=1}^m x_{1k} & \dots & \sum_{k=1}^m x_{nk} \\ \sum_{k=1}^m x_{1k} & \sum_{k=1}^m x_{1k}^2 & \dots & \sum_{k=1}^m x_{1k}x_{nk} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \sum_{k=1}^m x_{nk} & \sum_{k=1}^m x_{nk}x_{1k} & \dots & \sum_{k=1}^m x_{nk}^2 \end{bmatrix} \quad \mathbf{C} = \begin{bmatrix} \sum_{k=1}^m y_k \\ \sum_{k=1}^m x_{1k}y_k \\ \dots \\ \sum_{k=1}^m x_{nk}y_k \end{bmatrix} \quad . \quad (\text{B.4.26})$$

Les variances des paramètres sont données par les termes diagonaux de la matrice de variance-covariance, $\mathbf{V} = \mathbf{V}_r\mathbf{A}^{-1}$, les autres termes donnant les covariances. Les coefficients de corrélation entre paramètres s'écrivent,

$$r_{ij} = \frac{V_{ij}}{\sqrt{V_{ii}V_{jj}}} \quad . \quad (\text{B.4.27})$$

B.5 Régression linéaire pondérée

Nous réécrivons le modèle sous la forme,

$$y_k = \hat{y}_k + e_k \quad , \quad (\text{B.5.28})$$

où e_k , appelé résidu, représente l'erreur de mesure de y_k .

D'après les calculs précédents, l'erreur de mesure e_k est constante et indépendante des y_k . Nous considérons maintenant que la variance de l'erreur de mesure e_k n'est plus constante mais dépendante des y_k selon une relation de type,

$$v_k = V_r g(y_k) \quad , \quad (\text{B.5.29})$$

où v_k est la variance de e_k , V_r la variance résiduelle et g une fonction définie par l'utilisateur.

La somme des carrés des écarts s'écrit dès lors,

$$SS_r = \sum_{k=1}^m w_k (y_k - \hat{y}_k)^2 \quad , \quad (\text{B.5.30})$$

où w_k désigne le poids, égal à $1/g(y_k)$.

Les paramètres \mathbf{B} sont estimés par,

$$\mathbf{B} = \mathbf{A}^{-1} \mathbf{C} = (\mathbf{U}^T \mathbf{W} \mathbf{U})^{-1} (\mathbf{U}^T \mathbf{W} \mathbf{Y}) \quad . \quad (\text{B.5.31})$$

\mathbf{B} est la matrice diagonale des poids,

$$\mathbf{W} = \begin{bmatrix} w_1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & w_2 & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & \dots & w_m \end{bmatrix} \quad . \quad (\text{B.5.32})$$

Bibliographie

- [Aarra et al., 1996] Aarra, M. G., Skange, A., Sognesand, S., and Stenhang, M. (1996). A foam pilot test aimed at reducing gas inflow in a production well at the oseberg field. *Petroleum Geoscience*, 2 :125–132.
- [Aki and Richards, 1980] Aki, K. and Richards, P. G. (1980). *Quantitative Seismology : Theory and Methods*. W. H. Freeman & Co.
- [Al-Yahya, 1989] Al-Yahya, K. (1989). Velocity analysis by iterative profile migration. *Geophysics*, 54 :718–729.
- [Baina et al., 2002] Baina, R., Thierry, P., and Calandra, H. (2002). Demonstration of 3D preserved amplitude PSDM & AVA relevance. to appear in *The Leading Edge*.
- [Baina et al., 2001] Baina, R., Thierry, P., Calandra, H., and Devaux, V. (2001). 3D preserved amplitude PSDM & AVA relevance. In *Expanded Abstracts, 71 Annual SEG Meeting and Exposition (September 9-14, San Antonio)*, pages 300–303. Soc. Expl. Geophys.
- [Bakke and Ursin, 1998] Bakke, N. E. and Ursin, B. (1998). Thin-bed avo effects. *Geophysical Prospecting*, 46 :571–587.
- [Beydoun et al., 1993] Beydoun, W. B., Hanitzsch, C., and Jin, S. (1993). Why migrate before AVO ? a simple example. In *Extended Abstracts*, page B044. Eur. Ass. Expl. Geophys.
- [Billette, 1998] Billette, F. (1998). *Estimation de macro-modèles de vitesse en sismique réflexion par stéréotomographie*. PhD thesis, Université Paris VII.
- [Biot, 1956] Biot, M. (1956). Theory of propagation of elastic waves in a fluid saturated porous solid. *J. Acoust. Soc. Am.*, 28 :168–191.
- [Bleistein, 1987] Bleistein, N. (1987). On the imaging of reflectors in the Earth. *Geophysics*, 52(7) :931–942.
- [Borgne, 2004] Borgne, H. (2004). *Migration quantitative multi-ondes en milieu élastique anisotrope*. PhD thesis, Université Paris XI, UFR scientifique d’Orsay.
- [Bortfeld, 1961] Bortfeld, R. (1961). Approximation to the refection and transmission coefficients of plane longitudinal and transverse waves. *Geophys. Prosp.*, 9 :485–502.
- [Cambois, 1998] Cambois, G. (1998). AVO attributes and noise : pitfalls of crossplotting. In *Expanded Abstracts*. Soc. Expl. Geophys.
- [Cambois, 2002] Cambois, G. (2002). A new approach to the fluid factor leads to elastic inversion without shear log. In *Expanded Abstracts*. Soc. Expl. Geophys.
- [Canny, 1986] Canny, J. (1986). A computational approach to edge detection. *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence*, 8(6) :679–698.

- [Castagna and Swan, 1997] Castagna, J. and Swan, H. W. (1997). Principles of avo crossplotting. *The Leading Edge*, 16 :337–342.
- [Castagna et al., 1985] Castagna, J. P., Batzle, M. L., and Eastwood, R. L. (1985). Relationships between compressional-wave and shear-wave velocities in clastic silicate rocks. *Geophysics*, 50(4) :571–581.
- [Castagna and Smith, 1994] Castagna, J. P. and Smith, S. W. (1994). Comparison of AVO indicators : A modeling study. *Geophysics*, 59(12) :1849–1855.
- [Castagna et al., 1998] Castagna, J. P., Swan, H. W., and Foster, D. J. (1998). Framework for avo gradient and slope interpretation. *Geophysics*, 63(3) :948–956.
- [Castoro et al., 2001] Castoro, A., White, R. E., and Thomas, R. D. (2001). The effects of normal moveout on a seismic pulse. *Geophysics*, 66 :1714–1720.
- [Causse et al., 2005] Causse, E., Wijngaardeen, A.-J. V., and Lokhstanov, D. (2005). Stretch-free moveout correction by bayesian inversion. In *Expanded Abstracts, 67th annual meeting*, page P187. E.A.G.E.
- [Chauris, 2000] Chauris, H. (2000). *Analyse de vitesse par migration pour l'imagerie des structures complexes en sismique réflexion*. PhD thesis, École des Mines de Paris.
- [Chung and Lawton, 95] Chung, H. and Lawton, D. C. (95). Amplitude responses of thin-beds : Sinusoidal approximation versus ricker approximation. *Geophysics*, 60(1) :223–230.
- [Claerbout, 1976] Claerbout, J. F. (1976). *Fundamentals of Geophysical Data Processing*. McGraw-Hill Book Co.
- [Connolly, 1999] Connolly, P. (1999). Elastic impedance. *The Leading Edge*, 18 :438–452.
- [de Bazelaire, 1988] de Bazelaire, E. (1988). Normal moveout revisited - inhomogeneous media and curved interfaces. *Geophysics*, 53(2) :143–157.
- [Deriche, 1987] Deriche, R. (1987). Using canny's criteria to derive a recursively implemented optimal edge detector. *International Journal of Computer Vision*, 1 :167–187.
- [Dix, 1955] Dix, C. H. (1955). Seismic velocities from surface measurements. *Geophysics*, 20 :68–86.
- [Dong, 1996] Dong, W. (1996). Fluid line distortion due to migration stretch. In *Expanded abstracts, 66th annual SEG meeting*, pages 1345–1348. S.E.G.
- [Dong and Ponton, 1999] Dong, W. and Ponton, M. (1999). AVO inversion and interpretation via localized 3D migration. In *Expanded abstracts, 69th annual SEG meeting (Houston)*, pages 816–819. S.E.G.
- [Dukin and Levin, 1973] Dukin, J. W. and Levin, F. K. (1973). The effect of normal moveout on a seismic pulse. *Geophysics*, 38 :635–642.
- [ElOuair, 2003] ElOuair, Y. (2003). *Réduction, Analyse et Intégration des incertitudes associées à l'inversion des amplitudes sismiques avant sommation en impédances, dans le processus de caractérisation sismique des réservoirs*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie (Paris VI).
- [Fatti et al., 1994] Fatti, J. L., Vail, P. J., Strauss, G. C., and Levitt, P. R. (1994). Detection of gas in sandston reservoirs using avo analysis : a 3-d seismic case history using geostack technique. *Geophysics*, 59 :1362–1376.

- [Foster and Keys, 1999] Foster, D. J. and Keys, R. G. (1999). Interpreting avo responses. In *Expanded Abstracts*. Soc. Expl. Geophys.
- [Foucault and Raoult, 1985] Foucault, A. and Raoult, J.-F. (1985). *Dictionnaire de géologie*. Masson.
- [Foucher et al., 2002] Foucher, J.-P., Nouzé, H., and Henry, P. (2002). Observation and tentative interpretation of a double bsr on the nankai slope. *Mar. Geol.*, 187 :161–175.
- [Gardner et al., 1974] Gardner, G. H., French, W. S., and Matzuk, T. (1974). Elements of migration and velocity analysis. *Geophysics*, 39 :811–825.
- [Gassmann, 1951] Gassmann, F. (1951). Elastic wave through a packing of spheres. *Geophysics*, 16 :673–685.
- [Gidlow and Smith, 2003] Gidlow, M. and Smith, G. C. (2003). The fluid factor angle. In *Expanded Abstracts*. European Association of Geoscientists and Engineers.
- [Gluck et al., 1996] Gluck, S., Juve, E., and Lafet, Y. (1996). Multichannel 3d stratigraphic inversion of post stack seismic data. In *Expanded Abstracts*, pages 1793–1796. Soc. Expl. Geophys.
- [Gonzales and Woods, 2001] Gonzales, R. C. and Woods, R. E. (2001). *Digital Image Processing (second edition)*. Prentice-Hall, Inc. (New Jersey).
- [Goodway et al., 1999] Goodway, B., Chen, T., and Downton, J. (1999). Rock parameterisation and avo fluid detection using lamé petrophysical factors - λ , μ and $\lambda\rho$, $\mu\rho$. In *Expanded Abstracts*. Eur. Ass. Expl. Geophys.
- [Hagen and Kvalheim, 1992] Hagen, J. and Kvalheim, B. (1992). *Giant Oil and Gas fields of the decade 1978-1988*, volume 54, chapter 26, pages 417–428. AAPG memoir.
- [Hampson, 1986] Hampson, D. (1986). Inverse velocity stacking for multiple elimination. In *Expanded Abstracts*, pages 422–424. Soc. Expl. Geophys.
- [Herrmann, 1997] Herrmann, F. J. (1997). *A scaling medium representation, a discussion on well-logs, fractals and waves*. PhD thesis, Delft University of Technology.
- [Hilterman, 1983] Hilterman, F. (1983). Seismic lithology : presented as a continuing education course at the 53rd. In *Expanded Abstracts*.
- [Hilterman, 2001] Hilterman, F. (2001). *Seismic Amplitude Interpretation*. SEG, EAGE.
- [Hyndman and Spence, 1992] Hyndman, R. D. and Spence, G. D. (1992). A seismic study of methane hydrate marine bottom simulating reflectors. *J. Geophys. Res.*, 97 :6683–6698.
- [Jeffreys, 1926] Jeffreys, H. (1926). The reflection and refraction of elastic waves. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Geophysical Supplement*, pages 321–324.
- [Jin et al., 1996] Jin, S., Keskes, N., and Beydoun, W. (1996). Image quality enhancement via an automatic far-offset mute. In *Extended Abstracts*, pages 1454–1457. S.E.G.
- [Jin et al., 1992] Jin, S., Madariaga, R., Virieux, J., and Lambaré, G. (1992). Two-dimensional asymptotic iterative elastic inversion. *Geophys. J. Int.*, 108 :575–588.
- [Johnstad et al., 1995] Johnstad, S., Seymour, R., and Smith, P. (1995). Seismic reservoir monitoring over the Oseberg field during the period 1989-1992. *First Break*, 13(5) :169–183.
- [Jones and Fruehn, 2003] Jones, I. F. and Fruehn, J. K. (2003). Factors affecting frequency content in presdm imaging. *The Leading Edge*, 18 :120–134.

- [Knott, 1899] Knott, C. G. (1899). Reflection and refraction of elastic waves with seismological applications. *Phil. Mag.*, 48 :64–97.
- [Koefoed, 1955] Koefoed, O. (1955). On the effect of poisson's ratio of rock strata on the reflection coefficients of plane waves. *Geophys. Prosp.*, 3 :381–387.
- [Lazaratos and Finn, 2004] Lazaratos, S. and Finn, C. (2004). Deterministic spectral balancing for high-fidelity avo. In *Expanded Abstracts, 74th Annual SEG Meeting and Exposition*. Soc. Expl. Geophys.
- [Lemaistre et al., 2001] Lemaistre, L., Hanitzsch, C., and Lehec, A. (2001). Automatic and continuous image gather analysis after pre-stack depth migration. In *Extended Abstracts, 63rd annual meeting , (11-15 June , Amsterdam)*, page P068. Eur. Ass. Geosc. Eng.
- [Lenain et al., 2001] Lenain, L., Baina, R., P.Thierry, Devaux, V., and Calandra, H. (2001). Comparison of kinematic and preserved amplitude psdm for avo analysis. In *Extended Abstracts, 63rd annual meeting , (11-15 June , Amsterdam)*, pages A–07. Eur. Ass. Geosc. Eng.
- [Lin and Phair, 1993] Lin, T. L. and Phair, R. (1993). Avo tuning. In *Expanded Abstracts, 63th Annual SEG Meeting and Exposition*, pages 1055–1058. Soc. Expl. Geophys.
- [Lucio et al., 1996] Lucio, P. S., Lambaré, G., and Hanyga, A. (1996). 3D multivalued travel time and amplitude maps. *PAGEOPH*, 148 :449–479.
- [Mari et al., 1997] Mari, J. L., Glangeaud, F., and Coppens, F. (1997). *Traitement du signal pour géologues et géophysiciens*. éditions Technip.
- [Martin, 2003] Martin, V. (2003). *Structure et tectonique du prisme d'accrétion de Nankai dans la zone Tokai par imagerie sismique en trois dimensions*. PhD thesis, Université Paris Sud (Paris XI).
- [Mavko et al., 1998] Mavko, G., Mukerji, T., and Dvorkin, J. (1998). *The rock physics handbook - Tools for seismic analysis in porous media*. Cambridge Univ. Press.
- [Mosher et al., 1996] Mosher, C. C., Keho, T., and Foster, D. (1996). The impact of migration on AVO. *Geophysics*, 61 :1603–1615.
- [Newman, 1973] Newman, P. (1973). Divergence effects in a layered earth. *Geophysics*, 38 :377–406.
- [Nguyen, 2003] Nguyen, S. (2003). *Imagerie par sismique réflexion : utilisations de la pente des données dans la migration profondeur*. PhD thesis, École des Mines de Paris.
- [Noble, 1992] Noble, M. (1992). *Inversion non linéaire de données de prospection pétrolière*. PhD thesis, Université Paris 7.
- [Nouzé et al., 2004] Nouzé, H., Henry, P., Noble, M., Martin, V., and Pascal, G. (2004). Large gas hydrate accumulations on the eastern nankai trough inferred from new high-resolution 2-d seismic data. *Geophysical Research Letters*, 31.
- [Ostomo et al., 1988] Ostomo, S., Butenko, G., and Bryn, P. (1988). Shallow gas in the oseberg, brage and troll fields. In *Extended Abstracts Book*, pages 293–300.
- [Ostrander, 1984] Ostrander, W. J. (1984). Plane-wave reflection coefficients for gas sands at nonnormal angles of incidences. *Geophysics*, 49 :1637–1648.
- [Press et al., 1986] Press, W., Flannery, B., Teukolsky, S., and Vetterling, W. (1986). *Numerical recipes : the art of scientific computing*. Cambridge University Press.

- [Raymer et al., 1980] Raymer, L. L., Hunt, E. R., Vetterling, W. T., and Flannery, B. P. (1980). An improved sonic transit time-to-porosity transform. In *Transactions*.
- [Richards and Frasier, 1976] Richards, P. G. and Frasier, C. W. (1976). Scattering of elastic waves from depth-dependent inhomogeneities. *Geophysics*, 41(3) :441–458.
- [Roden et al., 2005] Roden, R., Forrest, M., and Holeywell, R. (2005). The impact of seismic amplitudes on prospect risk analysis. *The Leading Edge*, 24(7) :706–711.
- [Rutherford and Williams, 1989] Rutherford, S. and Williams, R. (1989). Amplitude versus offset variations in gas sands. *Geophysics*, 49(10) :680–688.
- [Samsom et al., 1991] Samsom, C., Borgne, M. L., and Espiau, B. (1991). *Robot Control : the Task Function approach*. Clarendon Press, Oxford.
- [Sheriff, 1992] Sheriff, R. (1992). *Reservoir geophysics*. Society of exploration geophysicists.
- [Shuey, 1985] Shuey, R. T. (1985). A simplification of the Zoeppritz equations. *Geophysics*, 50 :609–614.
- [Singh and Minshull, 1994] Singh, S. C. and Minshull, T. A. (1994). Velocity structure of a gas hydrate reflector at odp site 889 from a global seismic waveform inversion. *J. Geophys. Res.*, 99 :24221–24233.
- [Singh et al., 1993] Singh, S. C., Minshull, T. A., and Spence, G. D. (1993). Velocity structure of a gas hydrate reflector. *Science*, 260 :204–207.
- [Smith and Gidlow, 1987] Smith, G. and Gidlow, P. (1987). Weighted stacking for rock property estimation and detection of gas. *Geophys. Prosp.*, 35 :993–1014.
- [Swan, 1991] Swan, H. W. (1991). Amplitude versus offset measurement errors in a finely layered medium. *Geophysics*, 56 :41–49.
- [Swan, 1997] Swan, H. W. (1997). Removal of offset-dependent tuning in avo analysis. In *Expanded Abstracts*, pages 175–178. Soc. Expl. Geophys.
- [Tarantola, 1987] Tarantola, A. (1987). *Inverse problem theory : methods for data fitting and model parameter estimation*. Elsevier, Netherlands.
- [Thierry, 1997] Thierry, P. (1997). *Migration/Inversion 3D en profondeur et à amplitude préservée : application aux données de sismique réflexion avant sommation*. PhD thesis, Université de Paris 7 & École des Mines de Paris.
- [Thierry et al., 1999a] Thierry, P., Lambaré, G., and Alérini, M. (1999a). Angle-dependent reflectivity maps via 3D migration/inversion, an opportunity for AVA. In *Expanded Abstracts*, page 4.51. Eur. Ass. Geosc. Eng.
- [Thierry et al., 1999b] Thierry, P., Lambaré, G., Podvin, P., and Noble, M. (1999b). 3-D preserved amplitude prestack depth migration on a workstation. *Geophysics*, 64(1) :222–229.
- [Thierry et al., 1999c] Thierry, P., Operto, S., and Lambaré, G. (1999c). Fast 2D ray-Born inversion/migration in complex media. *Geophysics*, 64(1) :162–181.
- [Tonellot et al., 1999] Tonellot, T., Cuer, M., Mace, D., and Richards, V. (1999). Prestack elastic waveform inversion using a priori information. In *Expanded Abstracts*, pages 227–230. Soc. Expl. Geophys.
- [Tygel et al., 1994] Tygel, M., Schleicher, J., and Hubral, P. (1994). Pulse distortion in depth migration. *Geophysics*, 59 :1561–1569.

- [Červený et al., 1977] Červený, V., Molotkov, I. A., and Psencik, I. (1977). *Ray theory in Seismology*. Charles University Press, Praha.
- [Ursin and Ekren, 1995] Ursin, B. and Ekren, B. O. (1995). Robust AVO analysis. *Geophysics*, 60 :317–326.
- [van Wijngaarden, 1998] van Wijngaarden, A. (1998). *Imaging and characterization of angle-dependent seismic reflection data*. PhD thesis, Technische Universiteit Delft.
- [Verm and Hilterman, 1995] Verm, R. and Hilterman, F. (1995). Lithology color-coded seismic sections : The calibration of avo crossplotting to rock properties. *The Leading Edge*, 14 :847–853.
- [Verschuur et al., 1992] Verschuur, D., Berkhout, A., and Wapenaar, C. (1992). Adaptive surface-related multiple elimination. *Geophysics*, 57 :1166–1177.
- [Virieux, 1984] Virieux, J. (1984). SH wave propagation in heterogeneous media, velocity-stress finite difference method. *Geophysics*, 49 :1259–1266.
- [Walden, 1991] Walden, A. T. (1991). Making avo sections more robust. *Geophysical Prospecting*, 39 :915–942.
- [Whitcomb et al., 2000] Whitcomb, D., Connolly, P., Reagan, R., and Redshaw, T. (2000). Extended elastic impedance for fluid and lithology prediction. In *Expanded Abstracts*, pages 138–141. Soc. Expl. Geophys.
- [Widess, 1973] Widess, M. B. (1973). How thin is thin bed? *Geophysics*, 38 :1176–1180.
- [Wiggins et al., 1983] Wiggins, R., Kenny, G. S., and McClure, C. D. (1983). A method for determining and displaying the shear-velocity reflectivities of a geologic formation. *European Patent Application 0113944*.
- [Wood et al., 1994] Wood, W. T., Stoffa, P. L., and Shipley, T. H. (1994). Quantitative detection of methane hydrate through high-resolution seismic velocity analysis. *J. Geophys. Res.*, 99 :9681–9695.
- [Wyllie et al., 1956] Wyllie, M. R., Gregory, A. R., and Gardner, G. H. F. (1956). Elastic wave velocities in heterogeneous and porous media. *Geophysics*, 21 :41–70.
- [Wyllie et al., 1958] Wyllie, M. R., Gregory, A. R., and Gardner, G. H. F. (1958). An experimental investigation of factors affecting elastic wave velocities in porous media. *Geophysics*, 23 :459–493.
- [Xu, 2001] Xu, S. (2001). *Migration/inversion en milieu complexe par des méthodes asymptotiques haute fréquence*. PhD thesis, École des Mines de Paris.
- [Yilmaz, 1987] Yilmaz, O. (1987). *Seismic data processing*. Society of Exploration Geophysicists.
- [Yilmaz, 2001] Yilmaz, O. (2001). *Seismic data analysis : processing, inversion, and interpretation of seismic data, Volumes I and II*. Society of exploration geophysicists.
- [Yuan et al., 1994] Yuan, T., Spence, G., and Hyndman, R. D. (1994). Seismic velocities and inferred porosities in the accretionary wedge sediments at the cascadia margin. *J. Geophys. Res.*, 99 :2653–2670.
- [Zoeppritz, 1919] Zoeppritz, K. (1919). Erdbebenwellen 8b, on the reflection and propagation of seismic waves. *Göttinger Nachrichten*, 1 :66–84.