

## THÈSE

Pour obtenir le grade de

## DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Terre Solide**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

**Gwénaëlle SALAÛN**

Thèse dirigée par **Anne PAUL** et  
codirigée par **Helle A. Pedersen**

préparée au sein de l'**Institut des Sciences de la Terre**  
dans l'**École Doctorale Terre, Univers, Environnement**

# Structure et déformation du manteau supérieur de la région Egée-Anatolie par tomographie en ondes de Rayleigh

Thèse soutenue publiquement le **22 Septembre 2011**,  
devant le jury composé de :

**M. Claudio FACCENNA**

Professeur, Università di Roma TRE, Rapporteur

**M. Eric DEBAYLE**

Directeur de recherche, ENS Lyon, Rapporteur

**Mme Véronique FARRA**

Phys. Adj., Institut de Physique du Globe de Paris, Examineur

**M. Laurent JOLIVET**

Professeur, Université d'Orléans, Examineur

**M. Michel Bouchon**

Directeur de recherche, ISTerre, Grenoble, Président

**Mme Anne PAUL**

Directeur de recherche, ISTerre, Grenoble, Directeur de thèse

**Mme Helle A. PEDERSEN**

Phys., ISTerre, Grenoble, Co-directeur de thèse





## Résumé

La tectonique actuelle et récente (~40 Ma) de la région Egée-Anatolie en fait un laboratoire naturel privilégié pour l'étude de la déformation continentale. L'analyse de la structure détaillée et de la déformation du manteau de cette zone de collision continentale immature constitue une étape indispensable pour comprendre les relations entre la cinématique de surface et la dynamique du manteau. La structure du manteau supérieur a été étudiée à l'échelle de la région en réalisant un modèle 3-D de la vitesse des ondes *S* par tomographie télésismique en ondes de surface. Les résolutions latérale (~100-200 km) et verticale (~50 km) des images obtenues, grâce à l'utilisation d'un réseau sismologique large bande composé de ~150 stations (permanentes et temporaires (expérience SIMBAAD), apporte de nouvelles contraintes sur la structure du manteau de la Grèce continentale à l'Anatolie centrale. Cette tomographie révèle notamment des corrélations verticales claires entre les géométries des déchirures affectant le slab Hellénique dans le manteau supérieur et celles des zones de cisaillement trans-tensives en surface qui accommodent le mouvement rapide du bloc Egéen vers le Sud-Ouest. Le slab Chypriote est clairement imagé dans le modèle 3-D comme plissé et déchiré en plusieurs segments sous l'Anatolie. L'analyse de l'anisotropie azimutale par méthode de réseau sur les ondes de Rayleigh a permis de proposer l'existence de deux couches anisotropes dans le manteau supérieur. L'étude de variations latérales de l'anisotropie sous la région suggère que la déformation des slabs et la cinématique de surface sont contrôlées par des flux mantelliques toroïdaux de différentes échelles. Le premier, créé par le retrait rapide du slab Hellénique, est d'échelle locale et confiné sous l'ouest de l'Anatolie et le second, d'échelle régionale, est présent sous la région entière.



# **TABLE DES MATIERES**



## **INTRODUCTION GENERALE..... 1**

## **CHAPITRE 1 – LA REGION EGEE-ANATOLIE, UNE ZONE DE COLLISION IMMATURE..... 7**

<b>1.1. TECTONIQUE ACTUELLE.....</b>	<b>9</b>
1.1.1. LES LIMITES DU DOMAINE EGEE-ANATOLIE.....	9
1.1.1.1. Les limites tectoniques.....	9
1.1.1.2. L’océan Est-Méditerranéen et la Mer Noire.....	12
1.1.2. DEFORMATION TRES HETEROGENE.....	13
1.1.2.1. La région Egée-Anatolie occidentale.....	16
1.1.2.2. L’Anatolie centrale et orientale.....	17
1.1.3. LA SISMICITE REGIONALE.....	18
<b>1.2. PALEOTECTONIQUE ET GEOLOGIE.....</b>	<b>21</b>
1.2.1. LA COLLISION ALPINO-HIMALAYENNE.....	21
1.2.1.1. Contexte : Collision Gondwana-Laurasia-Téthys.....	21
1.2.2. LES BLOCS CONTINENTAUX ACTUELS.....	23
1.2.3. LES DIFFERENTES ZONES DE SUTURE.....	24
<b>1.3. LES APPORTS DE LA TOMOGRAPHIE SISMOLOGIQUE.....</b>	<b>25</b>
1.3.1. LA SUBDUCTION HELLENIQUE.....	25
1.3.1.1. Géométrie.....	25
1.3.1.2. Amplitude des anomalies de vitesse associées (ondes P et S).....	31
1.3.2. LA STRUCTURE DU MANTEAU SOUS L’ANATOLIE.....	32
<b>1.4. LES MODELES GEODYNAMIQUES.....</b>	<b>33</b>
1.4.1. LE ROLL-BACK DE LA SUBDUCTION HELLENIQUE.....	33
1.4.2. DECHIRURE DE SLAB SOUS L’OUEST DE L’ANATOLIE.....	34
1.4.3. DECHIRURE DE SLAB SOUS L’EST-ANATOLIEN.....	35
1.4.4. FLUX ASTHENOSPHERIQUE GRANDE ET PETITE ECHELLE.....	35
<b>1.5. SYNTHESE.....</b>	<b>37</b>

## **CHAPITRE 2 - TOMOGRAPHIE EN ONDES DE RAYLEIGH : DONNEES, METHODE ET RESOLUTION..... 47**

<b>2.1. POURQUOI UTILISER LES ONDES DE SURFACE ?.....</b>	<b>49</b>
2.1.1. ONDES DE RAYLEIGH ET DE LOVE : GENERALITES.....	49
2.1.2. PROPRIETES.....	52
2.1.2.1. Dispersion.....	52
2.1.2.2. Modes supérieurs.....	53
2.1.2.3. Sensibilité à la vitesse des ondes S.....	55
<b>2.2. LE RESEAU SISMOLOGIQUE UTILISE.....</b>	<b>55</b>
<b>2.3. SELECTION ET PRETRAITEMENTS DES DONNEES.....</b>	<b>58</b>
<b>2.4. EXTRACTION DU MODE FONDAMENTAL DE L’ONDE DE RAYLEIGH.....</b>	<b>61</b>
2.4.1. ANALYSE ET FILTRAGE TEMPS-FREQUENCE.....	61
2.4.2. IMPLEMENTATION SEMI-AUTOMATIQUE.....	67

<b>2.5. MESURE DES DELAIS EN TEMPS.....</b>	<b>69</b>
2.5.1. FILTRE DE WIENER .....	69
2.5.2. DEROULEMENT DE PHASE ET COURBE DE DISPERSION .....	71
2.5.2. ESTIMATION DE L'ERREUR.....	73
<b>2.6. INVERSION NON-LINEAIRE DE LA VITESSE DE PHASE .....</b>	<b>75</b>
2.6.1. PROBLEME DIRECT ET CONDITIONS AUX LIMITES .....	75
2.6.2. PROBLEME INVERSE.....	77
2.6.2.1. Méthode de Gauss-Newton .....	78
2.6.2.2. Dérivées de Fréchet des temps d'arrivées .....	79
2.6.2.3. Itérations .....	80
2.6.2.4. Covariance a posteriori .....	80
2.6.3. PARAMETRISATION.....	81
2.6.4. REGULARISATION DU PROBLEME.....	82
2.6.5. CARTES DE VITESSE DE PHASE .....	84
<b>2.7. RESOLUTION DE LA VITESSE DE PHASE .....</b>	<b>89</b>
2.7.1. TESTS DE RESOLUTION .....	89
2.7.1.1. Pondération des données selon la direction d'arrivée des séismes .....	89
2.7.1.2. Géométrie du réseau sismologique et orientation des structures de vitesse .....	94
2.7.1.3. Récupération de l'amplitude des anomalies de vitesse.....	96
2.7.1.4. Courbure des fronts d'onde et modèle de vitesse.....	97
2.7.2. DISTRIBUTION DE L'ERREUR .....	98
<b>2.8. INVERSION 3D DE LA VITESSE DES ONDES S .....</b>	<b>102</b>
2.8.1. INVERSION DES COURBES DE DISPERSION.....	102
2.8.2. MODELE CRUSTAL UTILISE .....	105
2.8.3. ERREUR A POSTERIORI SUR LA VITESSE DES ONDES S.....	108

**CHAPITRE 3 – ARTICLE : HIGH-RESOLUTION SURFACE WAVE TOMOGRAPHY BENEATH THE AEGEAN-ANATOLIA REGION – I. COMPUTATION OF S-WAVE VELOCITIES.....115**

<b>3.1. INTRODUCTION.....</b>	<b>118</b>
<b>3.2. DATA SELECTION AND PROCESSING .....</b>	<b>120</b>
<b>3.3. RAY BASED INVERSION FOR PHASE VELOCITY MAPS .....</b>	<b>124</b>
3.3.1. FORWARD PROBLEM AND INVERSION PROCEDURE .....	125
3.3.2. REGULARISATION CONSTRAINTS .....	126
<b>3.4. RESOLUTION ASSESSMENT AND PHASE VELOCITY MAPS.....</b>	<b>128</b>
<b>3.5. INVERSION FOR 3-D SHEAR WAVE VELOCITY MODEL.....</b>	<b>134</b>
3.5.1. METHOD .....	134
3.5.2. AVERAGE Vs STRUCTURE AND EXAMPLES OF 1-D PROFILES .....	135
3.5.3. 3-D MODEL AND DISCUSSION.....	137
<b>3.6. CONCLUSIONS .....</b>	<b>140</b>



**CHAPITRE 4 – ARTICLE : HIGH-RESOLUTION SURFACE WAVE TOMOGRAPHY BENEATH THE AEGEAN-ANATOLIA REGION – II. 3-D CONSTRAINTS ON THE UPPER MANTLE STRUCTURE..... 149**

<b>4.1. INTRODUCTION.....</b>	<b>152</b>
<b>4.2. DATA AND METHOD .....</b>	<b>154</b>
<b>4.3. RESULTS AND DISCUSSION.....</b>	<b>158</b>
4.3.1. THE MANTLE STRUCTURE BENEATH CONTINENTAL GREECE AND THE AEGEAN SEA.....	161
4.3.2. WIDESPREAD LOW VELOCITIES BENEATH ANATOLIA .....	163
4.3.3. GEOMETRY OF HIGH VELOCITY ANOMALIES BENEATH ANATOLIA .....	163
4.3.4. A SLAB TEAR BENEATH SOUTH-WESTERN ANATOLIA .....	167
<b>4.4. CONCLUSIONS .....</b>	<b>168</b>

**CHAPITRE 5 – ANISOTROPIE AZIMUTALE SOUS LE DOMAINE EGEE-ANATOLIE..... 175**

<b>5.1. INTRODUCTION.....</b>	<b>177</b>
5.1.1. MECANISMES A L'ORIGINE DE L'ANISOTROPIE SISMIQUE .....	177
5.1.2. MESURES DISPONIBLES D'ANISOTROPIE AZIMUTALE SOUS LA REGION EGEE-ANATOLIE .....	178
<b>5.2. MESURE DES VARIATIONS AZIMUTALES DE LA VITESSE DE PHASE PAR ANALYSE DE RESEAU .....</b>	<b>186</b>
5.2.1. CHOIX DES SOUS-RESEAUX.....	186
5.2.2. METHODE .....	187
5.2.3. RESULTATS PRELIMINAIRES ET DISCUSSION .....	191
<b>5.3. COMPARAISON AVEC LES MESURES SUR LES SKS .....</b>	<b>196</b>

**CONCLUSIONS ET PERPECTIVES ..... 205**

**ANNEXE – RAPPELS SUR LE TRACE DE RAIS EN 2-D..... 215**



## Remerciements

Après ces années passées au LGIT puis à ISTerre, le temps est venu de remercier toutes les personnes qui m'ont entouré, soutenu et aidé pendant ma thèse. Durant cette période, j'ai eu la chance d'évoluer au sein d'un laboratoire extrêmement dynamique et motivant. Je remercie prioritairement mes directrices de thèse pour m'avoir choisi pour traiter ce sujet passionnant. Je tiens à leur exprimer ma reconnaissance pour leur disponibilité à mon égard ainsi que pour m'avoir formé sur des aspects plus larges que la sismologie seule.

Je tiens à remercier les membres de mon jury pour m'avoir soutenu et encouragé dans la dernière phase cruciale: Claudio Faccenna, Laurent Jolivet, Michel Bouchon, Véronique Farra et Eric Debayle. Je les remercie pour les moments « scientifiques » passés ensemble durant ma thèse. Je remercie particulièrement mon « parrain » de thèse, également mon directeur de stage de Master à Géosciences Rennes, Jean Pierre Brun, sans les efforts et le soutien de qui je n'aurai probablement pas accédé à cette thèse et n'aurai pas pu autant valoriser mes résultats. Une dernière année de thèse, marquée donc, par des discussions nombreuses, enrichissantes et excitantes avec notamment J.P., Anne, Stéphane Guillot, Denis Hatzfeld, Amaury Pourteau, Roland Oberhänsli, Hyre Karabulut et Michel Bouchon.

Un grand merci aussi à Véronique Farra pour les périodes passées à l'IPGP à ses côtés lors de la phase d'apprentissage de sa méthode d'inversion. J'ai aussi bénéficié du travail de Valérie Maupin pour l'inversion en profondeur et je la remercie pour nous avoir mis ses programmes ainsi à disposition. Je remercie chaleureusement les relecteurs additionnels de mon manuscrit que j'ai sollicité et qui ont gentiment accepté cette tâche : Jean Virieux et Pierre Gouédard.

Je remercie les personnes qui m'ont permis d'aller sur le terrain lors de la désinstallation du réseau temporaire de l'Aquila : Christophe Voisin et Armand Mariscal. De bons souvenirs aussi de l'atelier FORSTERITE sur l'anisotropie dans les Pyrénées avec Anne-Marie Boulier, Renaud Déguen et Philippe Cardin. Merci à Hyre pour son accueil et le temps passé à nous faire découvrir sa merveilleuse cité : Istanbul.

Une thèse utilisant une telle quantité de données n'ayant pu se faire sans l'aide du personnel technique ultra compétent, je tiens à remercier Catherine Péquegnat, Katia Bourova-Flin et Glenn Cougoulat pour leur travail.

J'ai également profité d'un accompagnement par les membres de l'école doctorale TUE particulièrement attentifs et bienveillants que je remercie vivement : Jean Braun et Christine Bigot.

Il me reste à remercier, pour les très bons moments de rires et de serrage de coudes, mes successifs co-bureau : Lucile Tatar, Elisabeth Canet, Paola Traversa, Tahir Mohammed, Virginie Durand, co-pauseurs : ma Steph, Mika, Diane, Margherita, Dimi, Pierre et acolytes du RU : les vieux géochimistes pas tout à fait grabataires (*i.e.* Tom et Anto) et la génération des cracks : Mathilde, Romain, Bérénice, Aurore, Agathe, Mathieu, Bastien. A tous les étudiants et postdocs rencontrés pendant ces années, je souhaite bonheur et réussite pour l'avenir.

Je finirai par remercier mes proches dont l'éloignement a été une épreuve durant cette période (Fred, Driss, René et Raymonde, Pascale et Véro, Servane et Jacques, la famille Amour, Steph et Raph) pour leur indéfectible soutien jusqu'au jour J de la soutenance.

A ma mère.





# **INTRODUCTION GENERALE**





## INTRODUCTION GENERALE

L'évolution vers la collision d'une zone de subduction est un phénomène peu observable à l'échelle du globe hormis en Méditerranée. Située à l'ouest de la chaîne Alpino-himalayenne, la Méditerranée est formée de ceintures orogéniques et de zones de subduction actives dont la géométrie actuelle, complexe, a été modelée par une longue histoire tectonique initiée lors de la fermeture de l'océan Tethys (~65 Ma). La région Egée-Anatolie, à l'Est de la Méditerranée, constitue la partie la plus immature de la collision Alpino-himalayenne en Méditerranée. En surface, les expressions actuelles et récentes de la déformation crustale et lithosphérique sont nombreuses et variées dans la région Egée-Anatolie et bien connues de la communauté scientifique qui a également travaillé depuis longtemps (les années 70) sur la géodynamique de la région.

De plus, à l'heure de l'augmentation et de l'homogénéisation de la densité des réseaux sismologiques (e.g. USArray, 2007-2018), le vide d'informations entre les études géophysiques d'échelle locale (distances inter-station faibles et généralement homogènes < 100 km) et régionale (distances inter-station très inhomogènes) (des années 2000: e.g. *Piromallo & Morelli* [2003]), tend à être comblé. En Turquie et en Grèce, la densification des réseaux large bande permanents juste avant et pendant l'expérience sismologique SIMBAAD (04/2007-05/2009) a offert un contexte propice à l'amélioration de la résolution des études tomographiques. Pour rendre la couverture spatiale plus homogène et encore plus dense, des stations large bande temporaires ont été installées en Turquie, en Grèce et au Sud de la Bulgarie dans le cadre du projet SIMBAAD. La quantité de données rassemblées à partir de ce réseau sismologique composite dans la région Egée-Anatolie n'a jamais été atteinte auparavant. Ce jeu de données est utilisé dans ce travail de thèse pour imager la structure du manteau supérieur sous la région entière.

La méthode choisie utilise la dispersion des ondes de Rayleigh pour obtenir les variations de vitesse des ondes  $S$  dans le manteau supérieur. La disposition des stations sismologiques temporaires, formant avec les stations permanentes une nappe dense et homogène, a d'ailleurs été imaginée pour l'application de cette méthode. Outre d'obtenir les vitesses absolues des ondes  $S$ , la tomographie en ondes de surface présente l'avantage d'imager le milieu avec un bon compromis entre résolutions verticale et horizontale, meilleur

que la tomographie télésismique en ondes de volume très largement utilisée. Cependant, la tomographie en ondes de surface utilisant un ou plusieurs modes à des périodes longues et intermédiaires est une méthode assez complexe. En effet, les ondes de surface échantillonnent lors de leur propagation entre leur source et un récepteur un milieu fortement hétérogène (voire anisotrope) à toutes les longueurs d'onde. Parmi les différentes méthodes permettant d'estimer la vitesse de phase des ondes de surface sous un réseau sismologique dense, il a été choisi pour ce travail d'utiliser une approche à fréquence infinie (tracé de rais en deux dimensions) qui prend en compte la déviation des rais (séisme-capteur) par des hétérogénéités de vitesse à l'extérieur de la région d'étude. Cette méthode a l'avantage d'être robuste et rapide car elle utilise la phase des inter-corrélogrammes du mode fondamental de l'onde de Rayleigh entre deux stations sismologiques.

Les principaux éléments de la structure et de l'histoire tectonique de la région Egée-Anatolie seront exposés dans le premier chapitre de ce document. Dans cette partie, j'aborderai les questions posées par les précédentes études tomographiques dans la région afin de détailler les motivations à la base de cette tomographie du manteau supérieur. Le second chapitre sera consacré à la méthode tomographique utilisée. Les étapes de prétraitement et traitement des signaux sismiques ainsi que les méthodes d'inversions (de la vitesse de phase et de la vitesse des ondes  $S$ ) y seront détaillées. Cette partie permettra d'aborder les méthodes et les tests de résolution utilisés pour estimer les erreurs sur les mesures et sur les paramètres inversés. Dans le chapitre 3, constitué par un article soumis à *Geophysical Journal International*, je détaillerai la méthode de calcul des vitesses des ondes  $S$  et les principaux résultats de cette tomographie en ondes de surface. Puis dans le chapitre 4 (article également soumis à *Geophysical Journal International*) je ferai une analyse détaillée du modèle de vitesse 3-D. Le chapitre 5 sera dédié à la présentation et la discussion de résultats préliminaires sur les variations d'anisotropie azimutale dans le manteau supérieur de la région d'étude. Ces résultats obtenus par analyse de réseau sur les ondes de Rayleigh seront finalement comparés aux résultats obtenus par analyse de la biréfringence des ondes  $SKS$ .





# **CHAPITRE 1 – LA REGION EGEE-ANATOLIE, UNE ZONE DE COLLISION IMMATURE**



# CHAPITRE 1 – LA REGION EGEE-ANATOLIE, UNE ZONE DE COLLISION IMMATURE

Ce premier chapitre est consacré à une présentation du contexte régional de la région étudiée dans cette thèse axée sur la structure et la déformation du manteau. Dans une première partie, je tenterai d'exposer la particularité de cette région dont la tectonique actuelle et récente (~40 Ma) en fait un laboratoire naturel privilégié pour la compréhension de la déformation continentale. La grande complexité de l'histoire tectonique de la région sera ensuite résumée dans le but d'interpeler le lecteur sur la potentielle complexité de la structure mantellique sous-jacente. Les nombreux apports ainsi qu'une partie des incertitudes soulevées par les études sismologiques sur la région permettront d'identifier les besoins d'imagerie sur lesquels repose ce projet de thèse. Enfin, une brève synthèse des mécanismes invoqués dans la dynamique récente (~40Ma) de cette zone de collision continentale immature sera proposée afin d'exposer les enjeux sur la compréhension des relations entre dynamique du manteau et tectonique de surface.

## 1.1. TECTONIQUE ACTUELLE

### 1.1.1. LES LIMITES DU DOMAINE EGEE-ANATOLIE

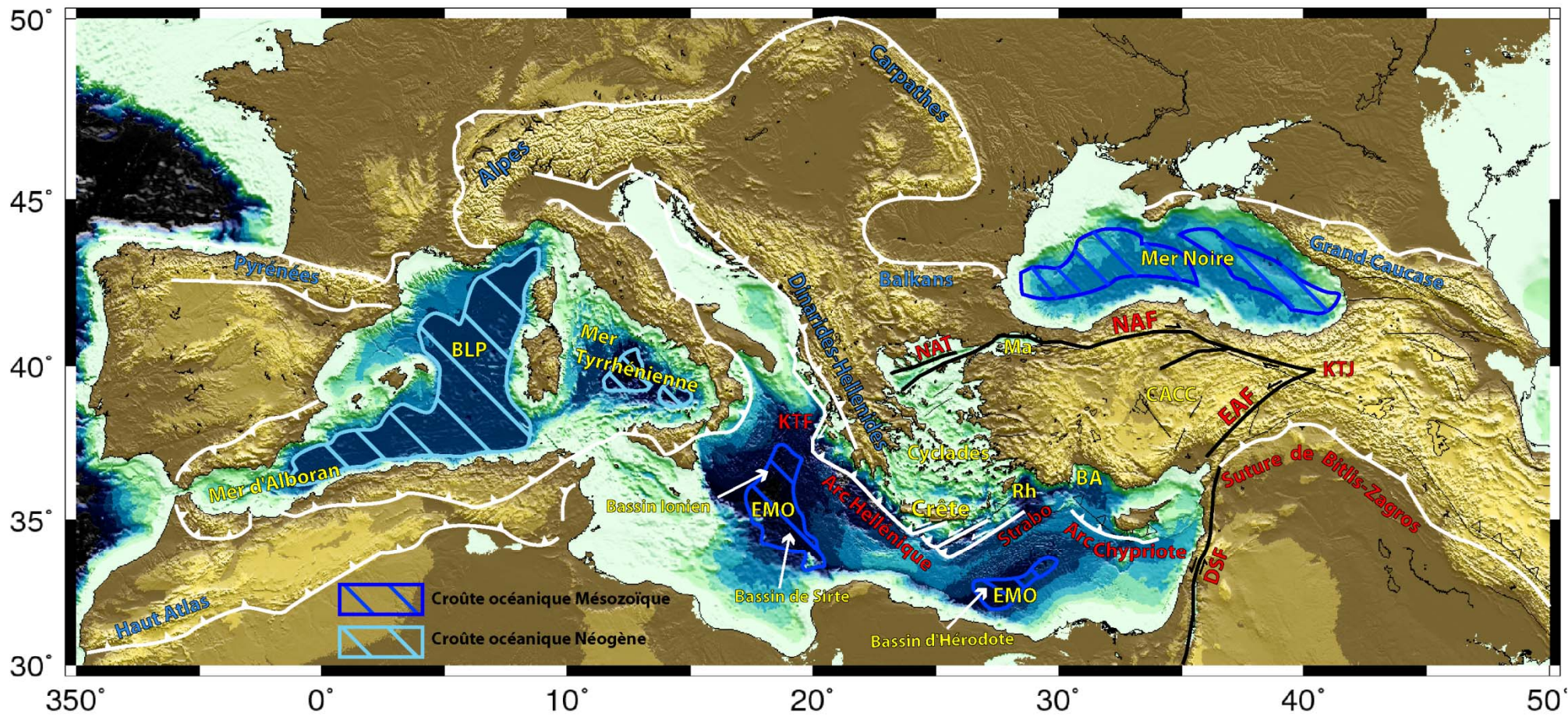
#### 1.1.1.1. *Les limites tectoniques*

Le domaine Egée-Anatolie est bordé par trois structures tectoniques majeures. L'arc Hellénique à l'ouest et au sud qui se termine à l'ouest au niveau de la faille transformante de Kephalaria (KTF: Kephalaria Transform Fault) et à l'est au niveau de la fosse de Strabo (Figure 1.1). Au nord-ouest de la faille de Kephalaria, on parle de branche nord de la fosse Hellénique, moins visible dans la bathymétrie car entièrement comblée par les sédiments [Royden & Papanikolaou, 2011]. Au nord, la faille nord Anatolienne (NAF: North Anatolian Fault), élément de la zone de cisaillement nord Anatolienne [Sengör et al., 2004], qui avec ses 1200 km de long constitue l'une des plus grandes failles actives décrochantes du monde, s'étendant de l'est de l'Anatolie au nord de l'Egée en suivant régulièrement la côte sud de la Mer Noire à une distance d'environ 100 km au sud. Cette zone de cisaillement dextre formée

à l'est de la Turquie, près de Erzincan, il y a 5 [Armijo et al., 1999] à 13 Ma [Sengör et al., 2004] s'est propagée vers l'ouest pour atteindre la mer de Marmara probablement très récemment, 200 ka. Plusieurs auteurs la prolongent à l'ouest par le fossé Nord-Egéen (NAT) ajoutant 300 km à sa longueur totale [e.g. Lybérís, 1984; Armijo et al., 1999; Le Pichon & Kreemer, 2010]. Le mouvement vers le nord de l'Arabie qui entre en collision avec l'Eurasie le long de la suture de Bitlis (BSZ, Bitlis Suture Zone) est à l'origine de la formation de la NAF et de sa conjuguée, la faille Est Anatolienne (EAF: East Anatolian Fault), à partir du point triple de Karlioiva (KTJ: Karlioiva Triple Junction) (voir Figure 1.1). La suture de Bitlis qui se prolonge dans le Zagros constitue la limite Sud Est de la plaque Egée-Anatolie. A l'ouest de la suture, la faille de la Mer Morte (DSF, Dead Sea Fault) accommode le mouvement vers le Nord de l'Arabie (Figure 1.1).

**FIG. 1.1** – *Vue d'ensemble des ceintures orogéniques Méditerranéennes incluant les zones de subduction et de collision actuelles (modifiée d'après Jolivet et al., 2008; Ustaszewski et al., 2008; Chamot-Rooke et al., 2005). BA: Baie d'Antalya; BLP: Bassin Liguro-Provençal; CACC: Central Anatolian Crystalline Complex; DSF: Dead Sea Fault; EAF: East Anatolian Fault; EMO: East Mediterranean Ocean; KTF: Kephallonia Transform Fault; KTJ: Karlioiva Triple Junction; Ma: Mer de Marmara; NAF: North Anatolian Fault; NAT: North Aegean Trough; Rh: île de Rhodes.*





### 1.1.1.2. L'océan Est-Méditerranéen et la Mer Noire

L'océan Est-Méditerranéen constitue la dernière relique de croûte océanique d'âge Mésozoïque (245-65 Ma) non subductée en Méditerranée [e.g. *Biju-Duval et al.*, 1977; *Dercourt et al.*, 1986]. Ces derniers vestiges de la Téthys se trouvent au niveau des bassins Ionien et de Sirte à l'ouest et du bassin d'Hérodote à l'est (Figure 1.1). Des campagnes de sismique réflexion et réflexion [*de Voogd et al.*, 1992] ont permis d'établir le caractère océanique de la croûte dans ces bassins ainsi que son épaisseur qui va de 8-9 km pour les bassins Ionien-Sirte à 11 km pour le bassin d'Hérodote. De récentes campagnes marines [*Chamot-Rooke et al.*, 2005] ont également permis d'accroître considérablement la résolution des études sismiques, magnétiques et gravimétriques dans la région est Méditerranéenne et ainsi d'obtenir notamment une cartographie plus précise de ces bassins océaniques.

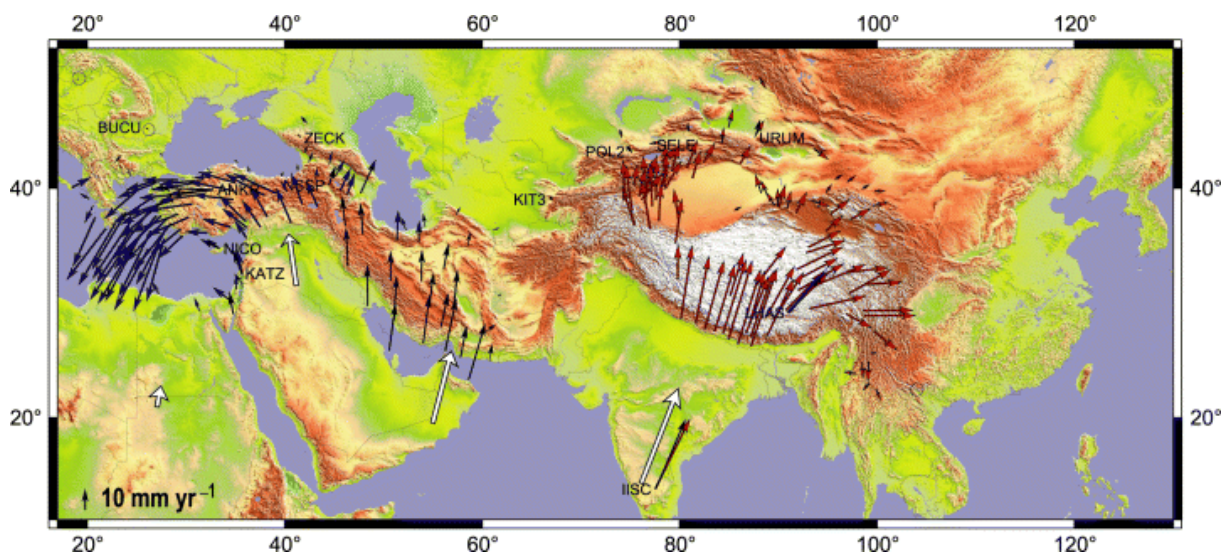
Au sud de la plaque Egée-Anatolie, il ne reste donc que ces deux zones de nature océanique pour témoigner de la fermeture ultime de l'océan Téthys. Un rapide calcul grossier permet d'estimer l'occurrence future de la collision continentale Afrique-Eurasie à moins de 10 Ma, ceci en considérant qu'il reste moins de 200 km de lithosphère océanique en surface en avant de la subduction Hellénique et que le taux de convergence est constant au cours des prochains 10 Ma et égal à 20 mm/a. Etant donné le peu de lithosphère océanique présente entre l'Afrique et l'Eurasie en Méditerranée orientale, on peut parler de collision continentale immature.

L'origine de la Mer Noire est très différente. La Mer Noire se compose de deux bassins arrière-arc formés au dessus de la subduction vers le nord de la Téthys au Crétacé supérieur (~97-65 Ma) [e.g. *Zonenshain & Le Pichon*, 1986; *Starostenko et al.*, 2004]. Ces bassins océaniques subsident mais ne subduisent pas sous les marges (Figure 1.1). D'autre part, des études récentes suggèrent à partir de modèles géodynamiques que la lithosphère de la Mer Noire est rhéologiquement très résistante [*Stephenson & Schellart*, 2010] ce qui correspond aux fortes anomalies positives de vitesse observées jusqu'à ~150 km de profondeur dans plusieurs modèles tomographiques en ondes *P* [e.g. *Piromallo & Morelli*, 2003; *Bijwaard & Spakman*, 2000].

### 1.1.2. DEFORMATION TRES HETEROGENE

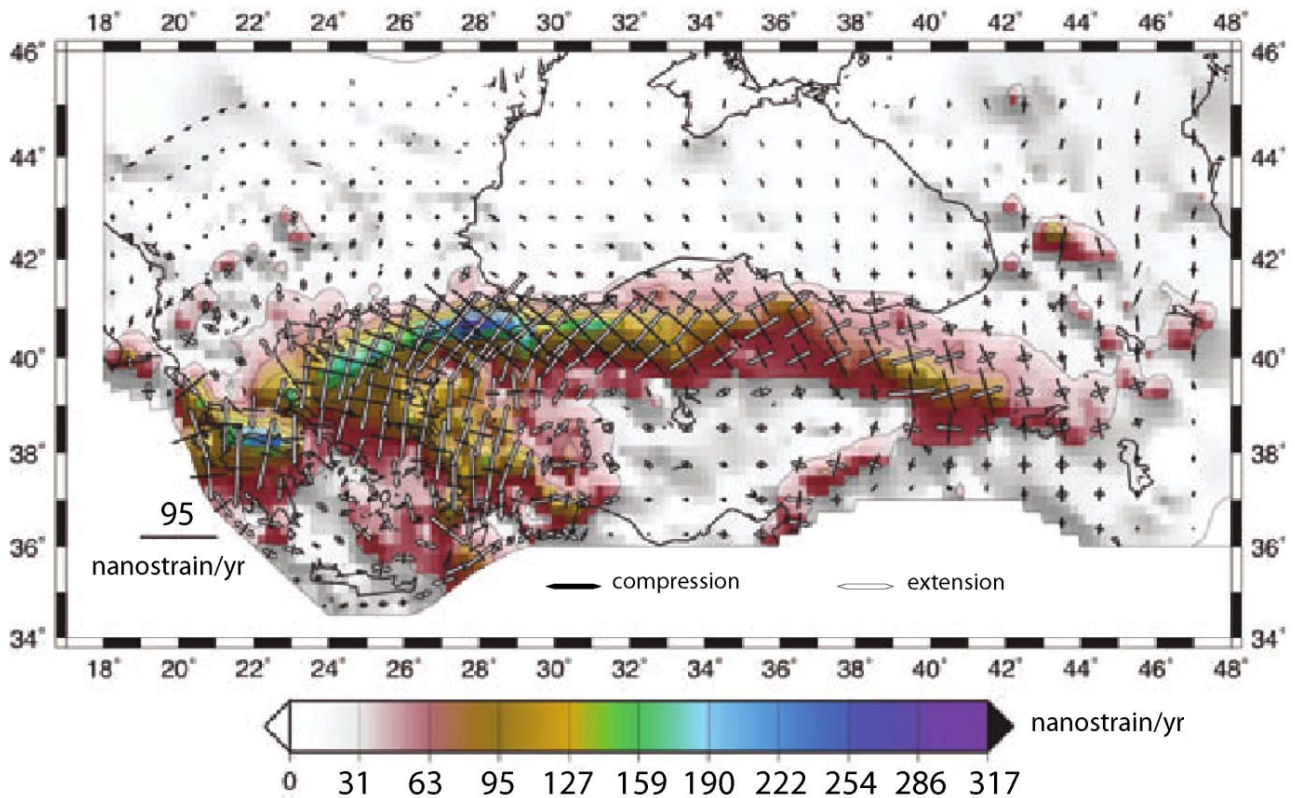
La cinématique actuelle du domaine Egée-Anatolie est obtenue par la compilation de mesures ponctuelles des vitesses GPS. Grâce à l'intérêt porté à cette région, le nombre de points de mesures a considérablement augmenté depuis les vingt dernières années et la résolution obtenue atteint aujourd'hui environ 50 km pour l'Egée et l'ouest Anatolien [*Le Pichon & Kreemer, 2010*]. Les vitesses maximales dans la région Méditerranéenne, 35 mm/a, sont obtenues au sud de l'Egée et sont comparables en amplitude à celles mesurées au nord de la plaque Indienne (Figure 1.2). Ces deux zones de la chaîne de collision Alpino-Himalayenne sont également très similaires morphologiquement, voire à l'image l'une de l'autre comme le souligne *Allmendinger et al. [2007]*. En effet, la région Egée-Anatolie et la zone de collision Inde-Asie comportent les mêmes éléments majeurs (Figure 1.2): un poinçon constitué d'un bloc continental peu déformé (Arabie / Inde), les marques cinématiques d'une extrusion continentale (Anatolie vers l'Ouest / Tibet vers l'Est) et des zones de subduction en retrait rapide (subduction Hellénique / zones de subduction de la Sonde).

Ces points de mesures GPS qui permettent d'obtenir les vecteurs vitesse, montrent une variation d'amplitude et de direction sur la plaque Egée-Anatolie. Ces vecteurs mettent en évidence une augmentation des déplacements vers le sud de l'Egée et donc une déformation interne forte de la plaque lithosphérique au niveau de l'Egée en opposition au concept de rotation rigide de blocs [*McKenzie, 1972, 1978*] où la déformation se localise aux frontières de blocs. *McClusky et al. [2000]* et plus récemment *Reiliger et al. [2010]* proposent un découpage de la région en deux blocs principaux qui ne présentent que très peu de déformation interne ('plaque Egée-centrale-Péloponnèse' et 'plaque Anatolie'). Pour ces auteurs, les zones déformables en extension sont limitées au nord de l'Egée, au sud-est de l'Egée et à l'Anatolie occidentale. Cependant, une approche visant à modéliser les vitesses GPS dans un modèle de déformation distribuée et continue donne de meilleures correspondances (écarts aux données < 2-3 mm/a) avec les vitesses mesurées en Grèce et en Egée [*Floyd et al., 2010*] qu'un modèle de blocs rigides à un nombre restreint de blocs (3-6) (écarts aux données ~5mm/a).



**FIG. 1.2** – Vitesses GPS horizontales (dans le repère Eurasie fixe) pour la partie est de la chaîne Alpino-Himalayenne (d'après Vernant et al., 2004). Les larges flèches blanches correspondent aux vitesses angulaires des plaques dans le modèle NUVEL-1A basé sur les anomalies magnétiques du plancher océanique (DeMets et al. 1994).

Les récentes études cinématiques sur la région [Özveren & Holt, 2010; Le Pichon & Kreemer, 2010; Floyd et al., 2010] s'accordent sur les variations spatiales du second invariant du tenseur taux de déformation calculé à partir des vitesses GPS. Les taux de déformation les plus faibles, inférieurs à  $\sim 30$  nanostrain/an, sont observés pour le sud ouest de l'Égée, les Cyclades, la Mer Noire, le nord de la Grèce continentale, ainsi que le sud de l'Anatolie centrale (Figure 1.3). Les taux maximum, supérieurs à 200 nanostrain/an, sont trouvés par ces auteurs pour la Mer de Marmara et le Golfe de Corinthe mais également dans la zone compressive externe à l'arc Hellénique [Kreemer et al., 2003; Le Pichon & Kreemer, 2010]. Ces valeurs du second invariant du tenseur taux de déformation sont les plus élevées de toute la région Méditerranéenne ainsi que de toute la chaîne Alpino-Himalayenne. L'ouest de l'Anatolie (West Anatolian Shear Zone, Figure 1.4), le Nord de l'Égée, la zone de cisaillement centrale Hellénique (CHSZ : Central Hellenic Shear Zone) ainsi qu'une zone d'environ 100 km autour de la faille Nord-Anatolienne présentent des taux de déformation au moins de l'ordre de 100 nanostrain/an.



**FIG. 1.3** – Carte du second invariant du tenseur taux de déformation sur la région Egée-Anatolie estimé par Özeren & Holt [2010] à partir des vitesses GPS mesurées. Les axes principaux du tenseur taux de déformation sont indiqués par des flèches.

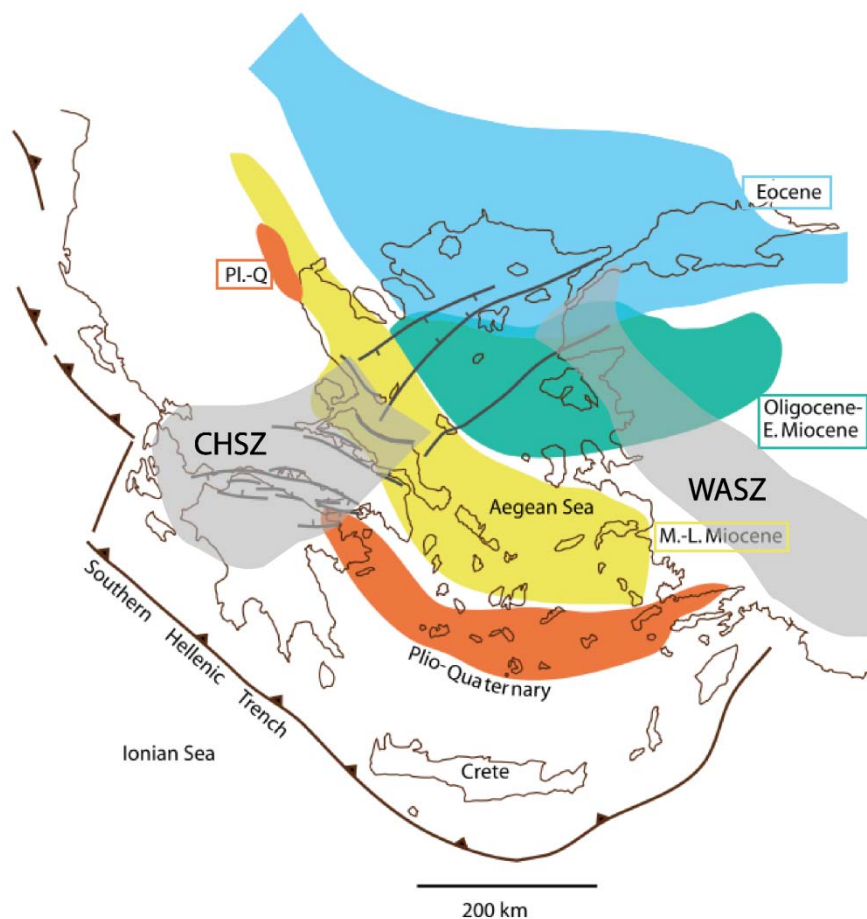
D'autre part, les vitesses des plaques mesurées par GPS [McClusky *et al.*, 2000] indiquent des taux de convergence Afrique-Eurasie de l'ordre 5 mm/a (mesuré au NW de l'Egypte) et Arabie-Eurasie d'environ 15 mm/a. La vitesse de convergence Afrique-Eurasie, très inférieure à la vitesse de déplacement du sud Egée vers le SW (35 mm/a), témoigne du retrait de la fosse Hellénique vers le sud. Cette cinématique de retrait du front de subduction s'avère typique des zones de collision continentale non mature [Royden, 1993].

### 1.1.2.1. La région Egée-Anatolie occidentale

Dans la zone SW de l'Egée et dans les Cyclades, où le taux de déformation actuel est le plus faible (Figure 1.3), la déformation en extension a été prépondérante dans les derniers 25 Ma [Lister *et al.*, 1984; Gautier & Brun, 1994 ; Jolivet *et al.*, 1994]. Les causes de ce régime en extension sont l'extension arrière arc induite par le retrait de la subduction ainsi que l'étalement gravitaire post-orogénique [Jolivet & Brun, 2010]. Cette phase d'extension récente est enregistrée dans la déformation ductile. Durant cette période, des dômes métamorphiques apparaissent dans les Cyclades et dans l'ouest de l'Anatolie. Ils mettent la croûte inférieure ductile à l'affleurement sur laquelle des détachements forment des linéations d'étirement. Ces linéations ductiles associées au sens de détachement permettent de reconstruire la direction d'extension et le sens de cisaillement. Ces mesures peuvent ensuite être restorées cinématiquement pour connaître la direction d'extension au cours du temps. Dans les Cyclades puis en Crète et au sud du Péloponnèse, on enregistre également la proximité avec la zone de subduction dans les roches de hautes pression exhumées.

D'autre part, la mise en évidence de la migration vers le sud des événements métamorphiques liés à l'extension au cours des derniers 35-40 Ma [Jolivet & Brun 2010] ainsi que celle du volcanisme d'arrière arc (Figure 1.4) permettent d'estimer la position de la zone de subduction sur cette période. De ces observations, ainsi que de l'estimation de la quantité d'amincissement crustal, dérivent les estimations de la longueur de lithosphère subductée dans une dynamique de rollback du slab, ~700-1000 km pour la partie sud de la subduction Hellénique selon Jolivet [2001] et Faccenna *et al.* [2003].

Parmi les zones les plus déformées, on trouve les deux zones de cisaillement qui bordent l'arc Hellénique (Figure 1.4). La zone de cisaillement transtensive centrale Hellénique (CHSZ) définie par Papanikolaou & Royden [2007] est attribuée au différentiel de taux de subduction entre la partie nord où la lithosphère continentale Adriatique entre en collision avec la lithosphère Eurasiatique et la partie sud où subducte la lithosphère océanique de l'océan Est-Méditerranéen (Figure 1.1). La zone de cisaillement Ouest Anatolienne (WASZ, Figure 1.4) est caractérisée par des taux d'extension N-S forts (Figure 1.3). A partir de mesures GPS denses en Anatolie occidentale, Aktug *et al.* [2009] proposent que la lithosphère soit très déformable sous cette région.



**FIG. 1.4** – Position approximative de l'arc volcanique lié à la subduction Hellénique depuis l'Eocène (58-37Ma) d'après Royden & Papanikolaou [2011]. CHSZ: Central Hellenic Shear Zone; WASZ: West Anatolian Shear Zone.

### 1.1.2.2. L'Anatolie centrale et orientale

Les données géodésiques, mêmes si elles sont moins denses en Anatolie centrale et orientale que plus à l'ouest [Figure 1.2; e.g. McClusky et al. 2000], montrent essentiellement que le centre de l'Anatolie se déforme peu. En dehors des déformations en cisaillement aux abords des grandes failles décrochantes (NAF et EAF, Figure 1.1), l'Anatolie orientale est plutôt soumise à un régime compressif relatif à la collision Arabie-Eurasie. Ainsi, le bloc

central Anatolien se déplace vers l'ouest de façon quasi-rigide. *Cianetti et al.* [2001] en présentant une modélisation numérique de la rhéologie de la lithosphère pour la région Egée-Anatolie entière montrent l'importance d'un flux de chaleur élevé sous la région pour reproduire l'accélération des vitesses GPS depuis l'Est vers l'Ouest.

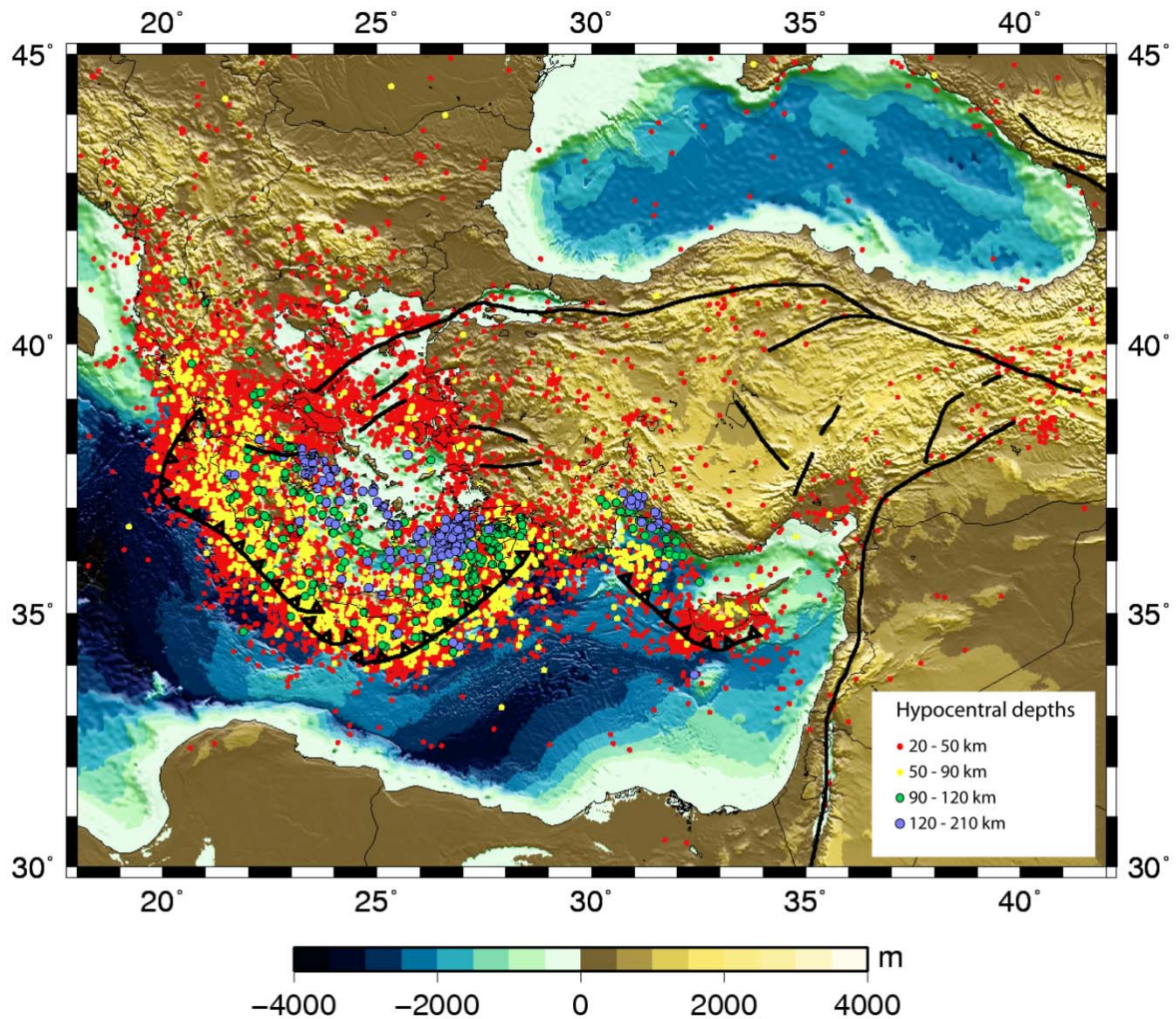
En résumé, la cinématique du domaine Egée-Anatolie est bien établie depuis une dizaine d'années grâce à l'apport des mesures géodésiques. Les styles de déformations rencontrés varient drastiquement à travers la région qui apparaît comme extrêmement hétérogène. Les très forts taux de déplacements et de déformations observés dans la région en font un véritable laboratoire pour l'analyse des moteurs de la déformation continentale. Les moteurs et l'évolution même de la dynamique récente (depuis ~30 Ma) restent cependant largement débattus.

### 1.1.3. LA SISMICITE REGIONALE

La région Egéenne est une des zones les plus actives sismiquement en Europe [e.g. *McKenzie*, 1972, 1978; *Jackson*, 1994]. Les séismes, dans cette région Egéenne, sont localisés principalement (Figure 1.5): le long de l'Arc Hellénique et jusqu'à 250 km au nord de celui-ci où ils sont liés au processus de subduction active, dans l'ouest de la Grèce continentale où ils marquent la collision continentale avec l'Apulie, ainsi que dans le nord de l'Egée où ils sont souvent reliés à la faille Nord Anatolienne [*Hatzfeld et al.*, 2001]. On peut remarquer qu'il n'y a que très peu de sismicité dans la zone centrale Egéenne (sous les Cyclades du Nord). En Anatolie, la sismicité est largement plus faible (Figure 1.5), même en Anatolie occidentale (West Anatolian Shear Zone) où les taux de déformation sont forts (Figure 1.3). Seule la côte Est Egéenne et le Sud de l'Anatolie (au Nord de l'arc Chypriote) présentent un grand nombre de séismes.

La sismicité de profondeur intermédiaire (90-210 km), liée au processus actif de subduction, se concentre à l'intérieur de l'arc Hellénique et dans la partie Ouest de l'arc Chypriote (Figure 1.5). Deux zones où la sismicité intermédiaire est absente se distinguent: au nord de la faille de Kephalaria (KTF), très peu de séismes atteignent 100 km de profondeur sous le NW de la chaîne Dinarides-Hellénides (Figures 1.5 et 1.1). De même au SW de l'Anatolie, entre l'île de Rhodes et la baie d'Antalya, où on enregistre peu de séisme.





**FIG. 1.5** – *Distribution de la sismicité avec la profondeur. Catalogue de sismicité couvrant la période 1973-2011, sélection des séismes de magnitude  $\geq 3$ . Source USGS National Earthquake Information Center.*

La distribution de la sismicité de profondeur intermédiaire semble ainsi montrer une segmentation latérale de la zone de Benioff associée à la subduction de la lithosphère Africaine sous le domaine Egée-Anatolie. Les erreurs de localisation en profondeur (modèle de vitesse pas toujours bien connu) ainsi que la dispersion spatiale des séismes ne permettent pas une bonne définition de la géométrie du plan de subduction à l'échelle régionale. Ainsi seules des études précises utilisant des catalogues de sismicité relocalisée [e.g. Hatzfeld, 1994; Papazachos & Papaioannou, 1999; Papazachos et al., 2000; Wdovinski et al., 2006] permettent d'aller plus loin dans la compréhension de la géométrie de la subduction. Ces études ont montré qu'il existe des variations latérales de pendage le long des arcs Hellénique

et Chypriote. Les pendages les plus forts sont observés à l'Est de l'arc Hellénique et à l'Ouest de l'arc Chypriote.

Le long des deux arcs, il n'y a plus de sismicité au-delà de 200 km de profondeur. Or, toutes les études de tomographie en onde *P* réalisées à partir des années 90 montrent une anomalie rapide interprétée comme la lithosphère subductée qui descend au delà de 400 km de profondeur [e.g. *Spakman et al.*, 1993; *Widiyantoro et al.*, 2004], contrairement aux subductions rapides telles celles du Pacifique Ouest, où la sismicité atteint des profondeurs supérieures à 600 km [e.g. *Jordan*, 1977, *Giardini & Woodhouse*, 1984] et coïncident avec les anomalies de vitesse sismique rapides [e.g. *van der Hilst et al.*, 1991, 1993; *Miller et al.*, 2006]. Plusieurs phénomènes ont été mis en avant pour expliquer l'asismicité du slab Hellénique au-delà de 200 km de profondeur: une longue période de subduction à vitesse lente, contrairement au stade récent (avant 9 Ma) [*Shaw & Jackson*, 2010], la présence d'un flux de chaleur mantellique très élevé au dessus de la subduction (mantle wedge) qui réchauffe le slab depuis ~30 Ma et dont un signe est l'extension ductile dans la plaque supérieure [*Gautier et al.*, 1994, 1999 ; *Jolivet et al.*, 1994]. La subduction Hellénique est également considérée comme asismique, en ce sens qu'il n'y a pas assez d'énergie sismique relâchée pour accommoder la convergence Afrique-Egée [*Jackson & McKenzie*, 1988] et nécessite qu'une grande partie de la déformation soit accommodée par fluage dans la croûte de la plaque supérieure et pas à l'interface de subduction.

La géométrie précise de la subduction Hellénique-Chypriote ne peut être intégralement déduite de la sismicité intermédiaire. Les zones où cette sismicité liée à la subduction disparaît, sous les zones de cisaillement CHSZ et WASZ (Figure 1.4), soulèvent à elles seules nombre de questions sur la géométrie actuelle et la déformation cénozoïque de la lithosphère subductée. A partir d'une étude d'imagerie lithosphérique le long d'un profil traversant le Péloponnèse, *Suckale et al.* [2009] obtiennent des différences de pendage entre le nord et le sud de la subduction Hellénique. Ces auteurs les attribuent à des différences de composition entre les parties Nord (continentale) et Sud (océanique) de la subduction ayant provoqué une déchirure verticale dans le panneau plongeant directement sous la zone de cisaillement centrale Hellénique (CHSZ). Sous la zone de cisaillement actuelle Ouest-Anatolienne (WASZ), où des indices de minéralisation liée à un flux de chaleur fort et une présence de fluides avaient été mis en évidence par *de Boorder et al.* [1998], le rôle d'une rupture sous-jacente dans le slab était également suspecté par ces auteurs, guidés par l'existence d'anomalies lentes de vitesse d'onde *P* sous cette zone [*Spakman et al.*, 1993]. Ces anomalies

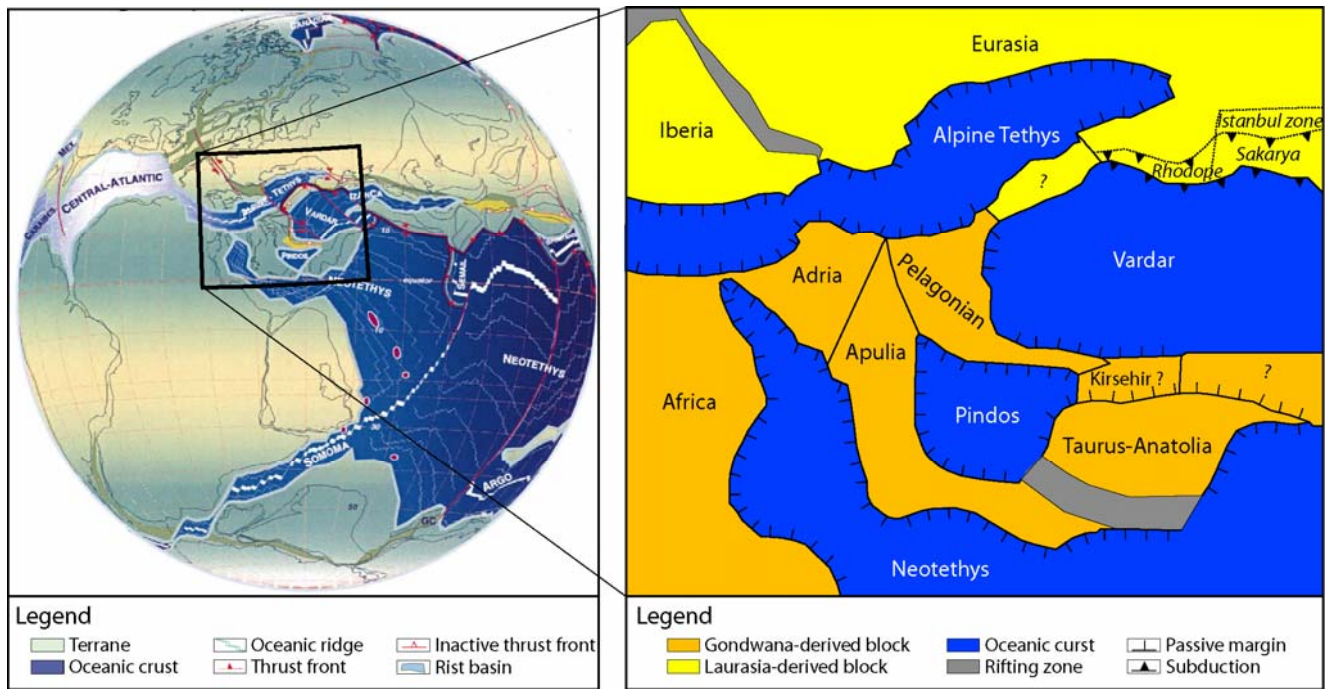
négatives de vitesse des ondes P qui forment un conduit assez vertical entre 400 et 100 km de profondeur sont cependant d'amplitude très faible (~-0.5%).

## **1.2. PALEOTECTONIQUE ET GEOLOGIE**

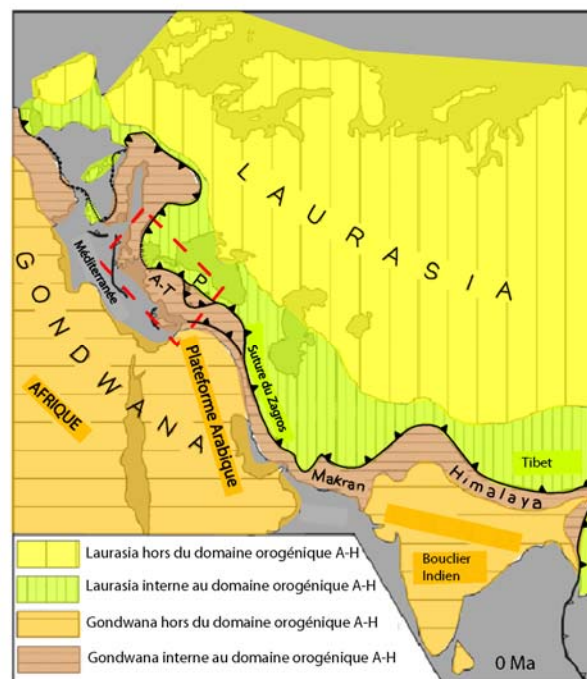
### 1.2.1. LA COLLISION ALPINO-HIMALAYENNE

#### *1.2.1.1. Contexte : Collision Gondwana-Laurasia-Téthys*

La région Egée-Anatolie se situe dans la partie Ouest de la chaîne de collision Alpino-Himalayenne (Figure 1.7). Cette chaîne se crée suite au rapprochement entre les supercontinents Gondwana au Sud et Laurasia au Nord par subduction de l'océan Paléotéthys vers le Nord. Au début du Trias (~250 Ma), l'ouverture de l'océan Néotéthys [Sengör & Yilmaz, 1981; Stampfli et Borel, 2002] sépare alors les blocs nord du Gondwana (la Grande Apulie et le Taurus, voir Figure 1.6) du supercontinent. Au nord, les terrains comprenant les Pontides et le Rhodope (Figure 1.6), appelés Cimmériens, sont séparés de la marge sud du Laurasia par l'océan Paléotéthys. Au cours du Trias, la Néotéthys (appelée Mésogée par Biju-Duval et al. [1977]) continue de s'ouvrir et entraîne la fermeture de l'océan Paléotéthys qui subducte sous l'Eurasie. Une série de décrochements isole la partie Est-méditerranéenne du reste de la subduction Paléotéthysienne à l'est. A partir du milieu du Jurassique (~170 Ma), la Paléotéthys est complètement fermée dans la région Egée-Anatolie. Les reconstructions tectoniques montrent que des bassins arrière-arc se forment et ouvrent de nouveaux bassins océaniques dont l'océan Vardar (Figure 1.6) est le plus étendu [e.g. Dewey et al., 1973; Dercourt et al., 1986 ; Stampfli & Borel, 2002]. Jusqu'au Paléogène (~60 Ma), une succession de subductions vers le Nord se déroulent sous la région Egée-Anatolie, incluant celle de l'océan Vardar et du Pinde (Figure 1.6). La fermeture finale des différents bassins de la Téthys et la collision entre les différents blocs continentaux à l'Oligocène (~37-24 Ma) initie la formation de la ceinture orogénique Alpino-Himalayenne (Figure 1.7).



**FIG. 1.6** – Reconstructions paléogéographiques au Crétacé inférieur (~130 Ma) à l'échelle globale [Stampfli & Borel, 2002] et à l'échelle régionale (simplifiée d'après Moix et al. [2008]).



**FIG. 1.7** – Contexte tectonique actuel de la région Egée-Anatolie dans la chaîne Alpino-Himalayenne (modifiée d'après Okay, 2008). P: Pontides, A-T: Anatolides-Taurides.

## 1.2.2. LES BLOCS CONTINENTAUX ACTUELS

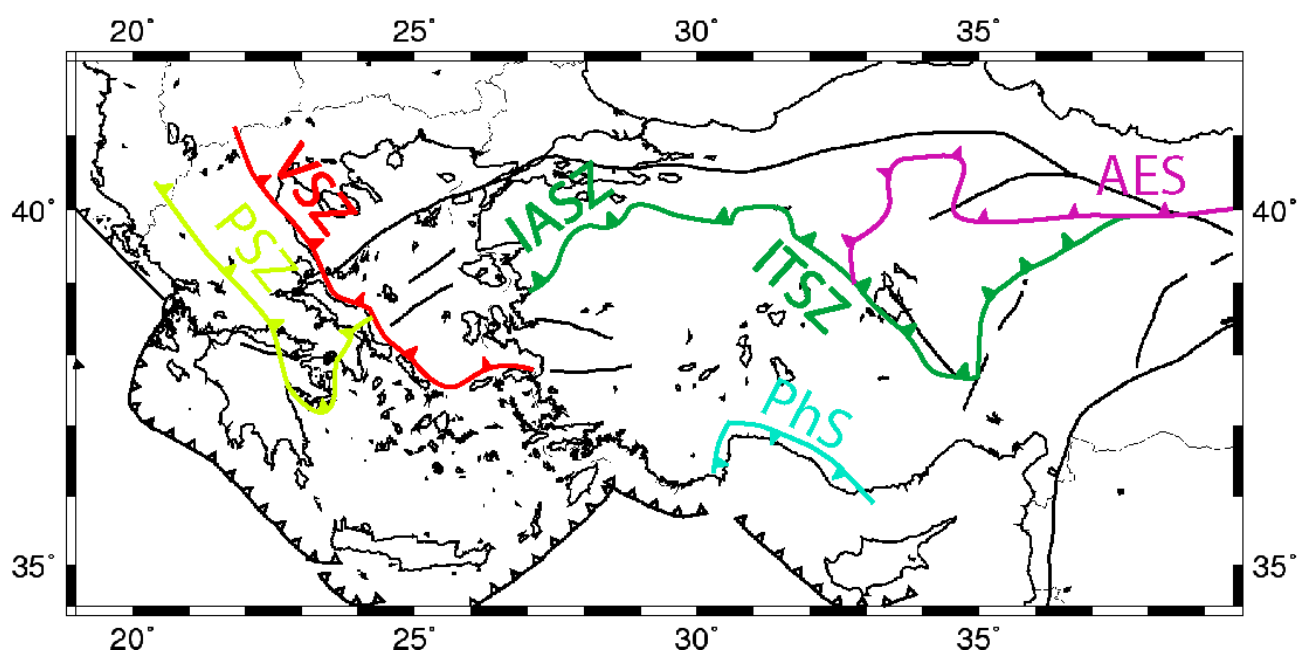
La collision Alpino-Himalayenne a abouti à l'accrétion de plusieurs blocs continentaux qui constituent l'Anatolie actuelle (Figure 1.8). Au nord se trouvent les blocs initialement rattachés à l'Eurasie : la zone d'Istanbul et le bloc de Sakarya qui forment les Pontides. Le complexe cristallin central Anatolien (CACC) est coïncé entre les Pontides et le bloc Anatolides-Taurides au nord. A l'ouest, la zone du Pélagonien, et les blocs Apuliens (Figure 1.8) sont, comme le bloc Anatolides-Taurides, issu du Gondwana (Figure 1.7).



**FIG. 1.8** – Carte tectonique du nord est de la Méditerranée d'après Okay et Whitney [2010] indiquant la délimitation des blocs continentaux et la position des zones de suture. CACC : Central Anatolian Crystalline Complex.

### 1.2.3. LES DIFFERENTES ZONES DE SUTURE

La zone de suture majeure sur la région Egée-Anatolie est divisée en plusieurs segments (Figure 1.9) : la zone de suture du Vardar (VSZ), la zone de suture d'Izmir-Ankara (IASZ), la zone de suture Intra-Taurides (ITSZ) et la suture d'Ankara-Erzincan. Au sud de cette suture se trouvent les blocs dérivés du Gondwana : l'Apulie et le Pélagonien à l'ouest et le bloc Anatolide-Tauride au sud de l'Anatolie. Au nord de la suture, se trouve le bloc principal, celui du Rhodope-Strandja-Pontides. Le complexe cristallin central Anatolien (CACC) est lui coincé entre les sutures d'Ankara-Erzincan au nord et Intra-Tauride au sud (Figure 1.8). La datation des ophiolites et des roches métamorphiques HP exhumées au niveau de ces zones de sutures permet d'estimer l'âge de fermeture des océans subductés entre les blocs continentaux. *Pourteau et al.* [2010] utilisent le métamorphisme de la zone d'Afyon-Tavsanli ((Figure 1.8) pour estimer à environ 60 Ma l'âge de la fermeture de l'océan (Vardar) dans la zone de suture ITSZ (Figure 1.9).



**FIG. 1.9** – Carte des zones de suture principales dans la région Egée-Anatolie, d'après Philippon [2010], Pourteau et al. [2010] et Okay et Whitney [2010]. PSZ : Pindos Suture Zone ; VSZ : Vardar Suture Zone ; IASZ : Izmir-Ankara Suture Zone ; ITSZ : Inner Tauride Suture Zone ; AES : Ankara-Erzincan Suture ; PhS : Pamphylian Suture.

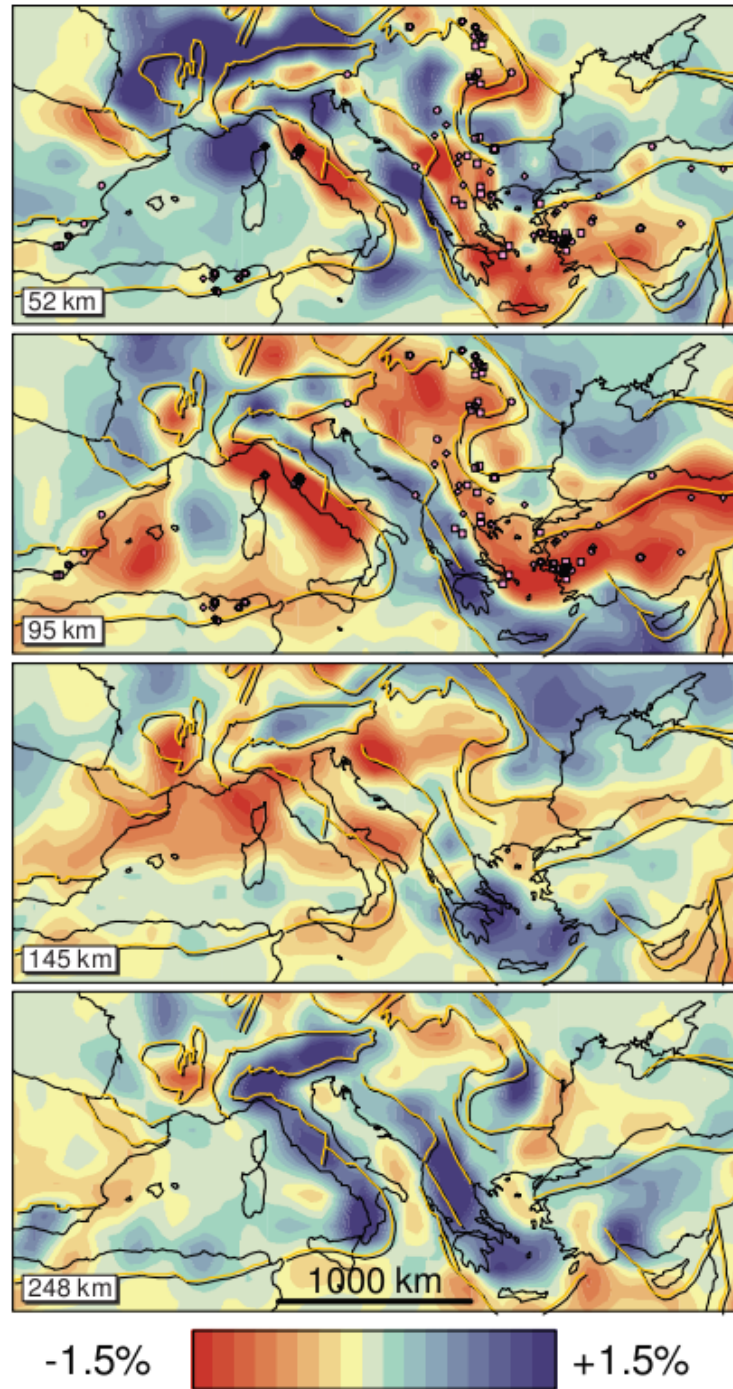
### **1.3. LES APPORTS DE LA TOMOGRAPHIE SISMOLOGIQUE**

Dans cette région Egée-Anatolie, où les indices géologiques montrent que plusieurs domaines océaniques ont été subductés successivement, les images tomographiques constituent des éléments très importants pour comprendre leur devenir en profondeur et ainsi mieux contraindre l'évolution tectonique de la lithosphère continentale. Ces enjeux ont fait de cette région Est-Méditerranéenne une zone très « tomographiée ». Les différents modèles tomographiques d'échelle régionale ont permis d'éclaircir beaucoup de questions sur la géométrie de la subduction Hellénique en profondeur. Dans cette partie, nous verrons cependant que la structure de vitesse du manteau supérieur de l'Egée-Anatolie est imagée de façons assez différentes dans les différents modèles tomographiques et qu'il reste beaucoup d'incertitudes sur la structure du manteau sous la région.

#### **1.3.1. LA SUBDUCTION HELLENIQUE**

##### *1.3.1.1. Géométrie*

Les tomographies en ondes *P* issues d'études régionales [Spakman *et al.*, 1993; Piromallo & Morelli, 2003] détectant les anomalies de vitesse négatives (mantle wedge, large anomalie lente sous la région à ~100 km de profondeur, Figure 1.10) et positives reliées à la présence de lithosphère subductée au nord de l'arc Hellénique ont surtout été utilisées pour définir la « macro-géométrie » du slab. En carte, ces anomalies occupent le sud de la Mer Egée, de la Crête aux Cyclades jusqu'à 200 km de profondeur (Figure 1.10) pour migrer ensuite vers le nord et couvrir toute la partie Nord-Egée de 350 à plus de 600 km de profondeur. La forme arquée des anomalies rapides qui correspond à la géométrie de la subduction en surface du nord ouest de la Grèce au sud est de la Mer Egée n'est visible que jusqu'à environ 250 km de profondeur. Au-delà, le slab est imagé par une anomalie d'une dimension latérale supérieure à 500 km qui n'est plus de forme arquée.



**FIG. 1.10** – Coupes horizontales dans le modèle tomographique en onde *P* EUR89B de Spakman et al. [1993]. L'échelle de couleur représente les variations de vitesse des ondes *P* par rapport aux vitesses de référence à ces profondeurs: 7.85, 8.03, 8.12, 8.17 km/s respectivement de haut en bas.



Les coupes verticales au travers de la subduction Hellénique sont nombreuses dans la littérature. Elles montrent généralement (Figure 1.11) que l'anomalie de vitesse positive associée au slab persiste au-delà de la zone de transition du manteau (410-660 km). Cependant, au passage dans la zone de transition de phase, Olivine à Wadleyite à 410 km, puis à Ringwoodite à 520 km et enfin Pérovskite à 660 km, l'anomalie positive s'étend horizontalement dans la plupart de modèles [en ondes *P*: *Spakman et al.*, 1993 ; *Bijwaard et al.*, 1998; *Piromallo & Morelli*, 2003; *Widiyantoro et al.*, 2004 ; ondes *S*: *Marone et al.*, 2004; *Schmid et al.*, 2008]. Le saut de viscosité à l'entrée dans le manteau inférieur est probablement la cause de l'accumulation de matériel descendant dans la zone de transition [e.g. *Fukao et al.*, 2009].

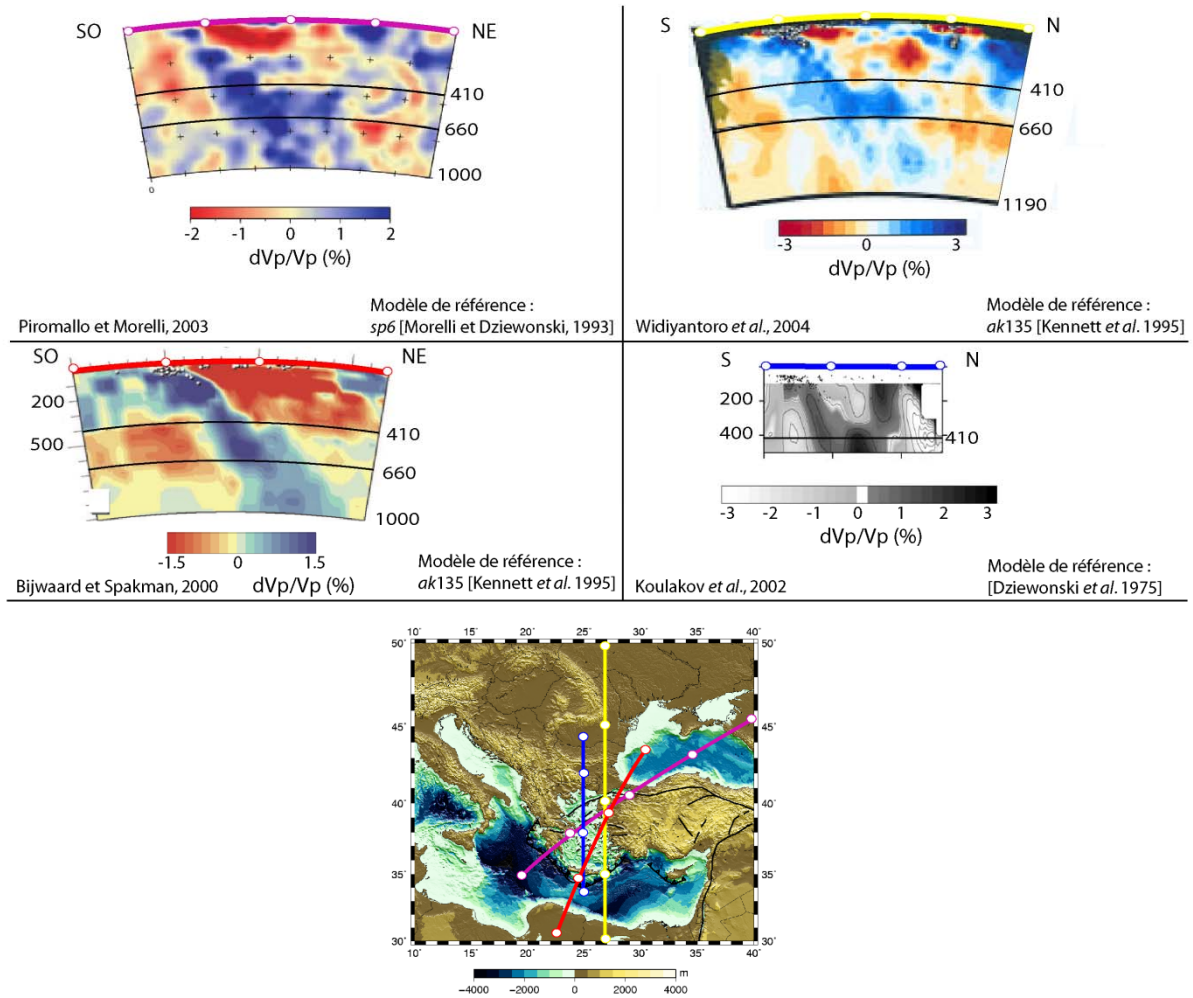
Dans les images de la figure 1.11, le pendage de l'anomalie positive liée au slab Hellénique est d'environ 45° entre 100 et 400 km de profondeur. Il est cependant plus faible dans sa partie superficielle: 10-30° selon l'étude de *Papazachos & Nolet* [1997] qui utilise les séismes locaux pour obtenir les vitesses des ondes *P* et *S* jusqu'à 120 km sous l'Egée. A ces profondeurs, la correspondance avec les études de sismicité intermédiaire [*Hatzfeld*, 1994; *Papazachos et al.*, 2000] a permis de montrer qu'il existe des variations claires de pendage du slab entre la partie Ouest (plus plat) et la partie Est de l'arc Hellénique.

Les différences observées entre les différentes coupes à travers la subduction Hellénique sont cependant nombreuses (Figure 1.11). Parmi les coupes à travers quelques tomographies en ondes *P* présentées dans la figure 1.11, certaines [*Koulakov et al.*, 2002; *Piromallo & Morelli*, 2003] permettent de distinguer des anomalies de vitesse positives localisées au Nord et au NE du slab. La coupe dans le modèle de *Piromallo & Morelli* [2003] montre une anomalie rapide de forme horizontale située entre 250 et 350 km de profondeur sous le Nord de l'Egée et le NW de l'Anatolie qui n'est pas observée dans les modèles de *Widiyantoro et al.* [2004] et *Bijwaard & Spakman* [2000] (Figure 1.11). On peut également distinguer une anomalie rapide au nord du slab Hellénique dans la coupe de *Koulakov et al.* [2002] mais de géométrie très différente. Dans le modèle de *Koulakov et al.* [2002] cette anomalie, localisée sous le nord du fossé Nord Egéen (NAT), est presque verticale et s'étend entre 100 et 400 km de profondeur.

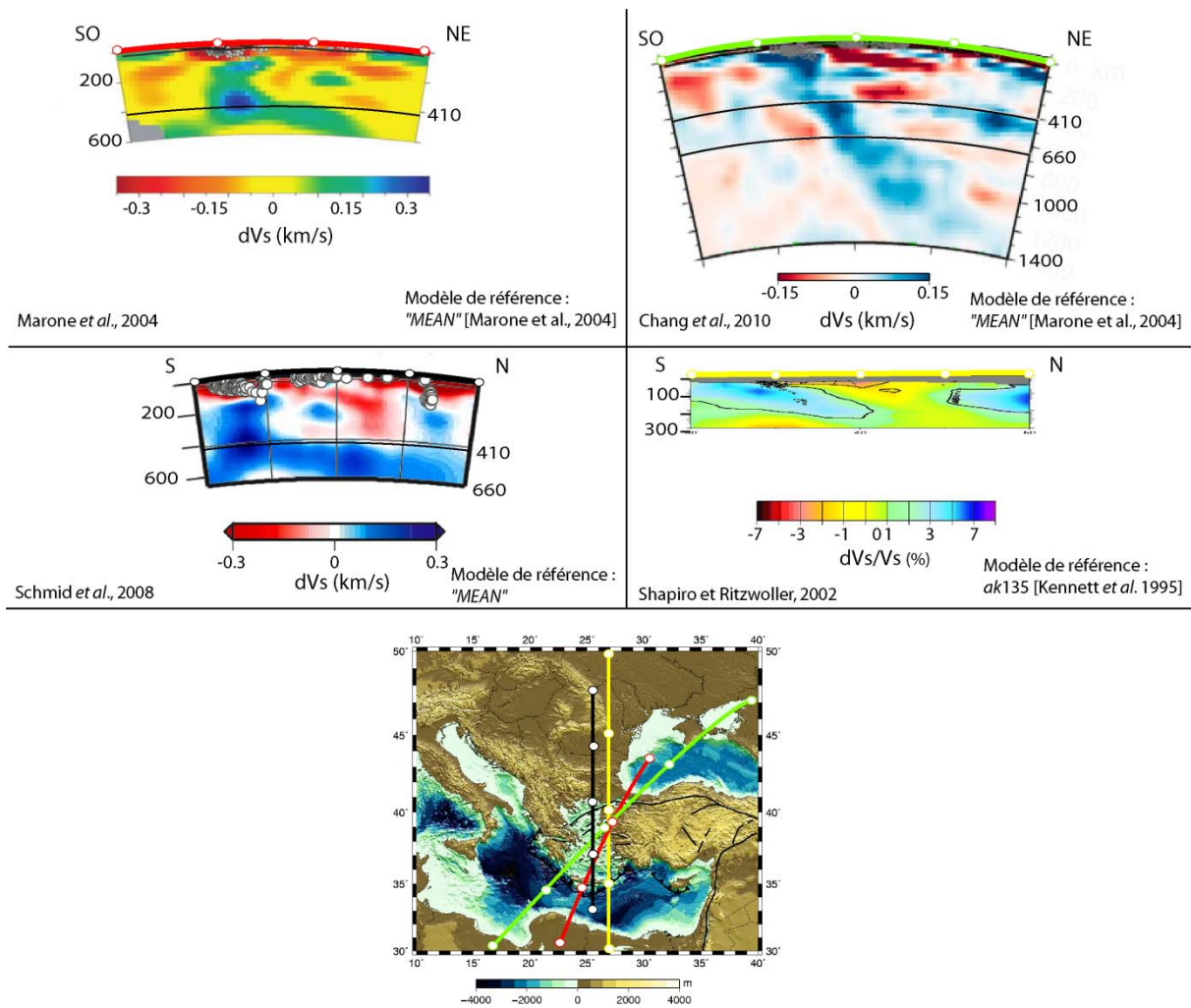
La géométrie des anomalies rapides observées dans les tomographies en ondes *S* présentées dans la figure 1.11 est également assez différente de celle qui apparaît commune aux tomographies en ondes *P* (pendage à ~45° entre 100 et 400 km de profondeur). Par

exemple, dans les tomographies en ondes S de *Marone et al.* [2004] et *Schmid et al.* [2008], les hypocentres de séismes liés à la subduction Hellénique sont localisés dans une anomalie lente très forte (de l'ordre de -6%) présente dans les 150 premiers kilomètres du manteau supérieur (Figure 1.11). Plus en profondeur, l'anomalie rapide associée au slab Hellénique est quasiment verticale entre 150 et 410 km et d'une dimension horizontale de l'ordre de 300 km. La géométrie du slab est encore très différente dans la tomographie globale de Shapiro & Ritzwoller [2002]. Dans leur coupe NS traversant l'est de l'Egée, l'anomalie rapide que l'on associe au slab Hellénique présente un pendage très faible  $\sim 20^\circ$ .

De plus, la forme de l'anomalie rapide dans la zone de transition est très différente suivant les modèles tomographiques et peut être interprétée de manières radicalement différentes. On peut déduire des images de *Marone et al.* [2004], *Schmid et al.* [2008], *Widiyantoro et al.* [2004] et *Piromallo & Morelli, 2003*] qu'une partie du slab Hellénique s'est accumulée dans la zone de transition du manteau alors que cela ne semble pas être le cas dans les modèles de *Chang et al.* [2010] et de *Bijwaard & Spakman* [2000]. Avec de telles disparités dans les images de la géométrie du slab Hellénique dans le manteau supérieur (y compris dans la zone de transition), il est difficile de conclure sur un modèle de géométrie détaillée.



**FIG. 1.11** – *Compilation de coupes dans des modèles de vitesse des ondes P publiées par différents auteurs au travers de la subduction Hellénique. La localisation des différentes sections est indiquée par la couleur du trait de coupe à la surface. Les échelles de couleurs représentent les anomalies de vitesse des ondes P calculées par rapport à un modèle de terre radial (indiqué dans le coin inférieur droit). Le modèle sp6 est quasi identique au modèle ak135 jusqu'au noyau et la modèle PEM-A de Dziewonski et al. [1975] est quasi identique à PREM [Dziewonski & Anderson, 1981].*



**FIG. 1.11** – Suite. Compilation de coupes dans des modèles de vitesse des ondes *S* publiées par différents auteurs au travers de la subduction Hellénique. Le modèle "MEAN" de Marone et al. [2004] comporte une zone à moindre vitesse entre 50 et 210 km de  $4.35 < V_s < 4.5$  km/s, il est ensuite confondu avec le modèle de référence IASP91 identique à ak135 au dessus de la zone de transition.

Les limites latérales du slab Hellénique soulèvent également plusieurs interrogations. Localisées potentiellement aux limites de la partie arquée de la subduction, à l'est de l'île de Rhodes et au niveau des îles Ioniennes (Kefalonia), d'après la distribution des hypocentres de séismes de profondeur intermédiaires (Section 1.1.3) et en suivant des considérations géométriques permettant le rollback du slab, on connaît encore peu de choses sur leurs géométries. La limite Est du slab, si il existe une partie de slab reliée en surface à l'arc de Chypre, semble correspondre à une déchirure de plus grande dimension que la limite ouest

[Suckale et al., 2009] car plus visible dans les tomographies récentes [Spakman et al., 1993; Bijwaard et al., 1998; Piromallo & Morelli, 2003]. Mieux connaître la géométrie de ces zones d'interruption dans le slab Hellénique est un enjeu majeur dans la compréhension de l'évolution de la subduction Hellénique vers sa forme arquée actuelle puisque ces déchirures constituent un élément favorisant le recul rapide d'une zone de subduction en diminuant sa dimension latérale [e.g. Dvorkin et al., 1993; Fryer et al., 2003; Edwards & Grasemann, 2009].

### 1.3.1.2. Amplitude des anomalies de vitesse associées (ondes *P* et *S*)

Il est souvent difficile de comparer les différentes images tomographiques entre elles. En effet, le modèle de référence choisi peut être très différent d'un modèle de Terre de référence (PREM [Dziewonski & Anderson, 1981]; *ak135* [Kennett et al., 1995]) et représenter une moyenne calculée à différentes échelles (continentale, régionale, locale). Une autre difficulté réside dans le fait de comparer des résultats obtenus pour les ondes *P* et les ondes *S*. En effet, les ondes *S* sont plus sensibles aux variations de température et au taux de fusion partielle dans le milieu traversé que les ondes *P* [e.g. Goes et al., 2000]. Ainsi les contrastes de  $V_s$  obtenus pour les slabs peuvent être deux fois plus atténués [Goes et al., 2000] que les contrastes de  $V_p$ . De plus, les anomalies de vitesse retrouvées peuvent être atténuées artificiellement à cause d'une faible résolution ou à cause du lissage du modèle de vitesse.

Dans les tomographies en ondes *P* [e.g. Spakman et al., 1993; Piromallo & Morelli, 2003], l'amplitude des anomalies positives de vitesse associées au slab Hellénique dans le manteau supérieur (100-300 km) est de l'ordre de 2% (par rapport au modèle de référence *ak135*) et de l'ordre de 2-5% dans les tomographies en ondes *S* [e.g. Shapiro & Ritzwoller, 2002; Marone et al., 2004; Bourova et al., 2005; Debayle et al., 2005].

### 1.3.2. LA STRUCTURE DU MANTEAU SOUS L'ANATOLIE

Le manteau Anatolien est marqué dans les tomographies régionales par des vitesses très lentes ( $V_s=4.1-4.2$  km/s et  $V_p\sim 7.9$  km/s à 100 km) entre 50 et 150 km de profondeur [Spakman *et al.*, 1993; Chang *et al.*, 2010]. Cette zone à faible vitesse couvre en fait toute la région, jusque sous le Nord de l'Egée. La forte atténuation des ondes  $S_n$  [Gök *et al.*, 2003] sous l'Anatolie est également en faveur d'un manteau Anatolien anormalement chaud et est interprétée par ces auteurs comme l'absence de manteau lithosphérique (ou de faible épaisseur).

L'Anatolie est restée longtemps peu instrumentée par les réseaux sismologiques large-bande. Seuls deux réseaux temporaires denses mais d'extension spatiale réduite ont été installés (NAF et ETSE, voir Chapitre 2 section 2.2). Les résultats de tomographie en onde  $P$  sous le plateau Est-Anatolien [Lei & Zhao, 2007] ont démontré l'existence d'anomalies rapides (+2%) en relation avec le slab téthysien lequel est discontinu verticalement (slab break-off). L'anomalie lente (-2%) majeure sous le plateau est associée par ces auteurs au processus de collision entre Arabie et Eurasie.

Il existe cependant des indices d'anomalies rapides au sein du manteau supérieur Anatolien très lent (Figure 1.11). Ces anomalies rapides sont observées dans les modèles de Spakman *et al.* [1993] (Figure 1.10), Piromallo & Morelli [2003], Chang *et al.* [2010], sous le NW de l'Anatolie entre 250 et 350 km de profondeur. La cause de ces anomalies est cependant peu discutée dans la littérature. Dans la récente tomographie télésismique en ondes  $P$  de Byriol *et al.* [2011], ils observent et interprètent ces anomalies rapides sous l'Anatolie comme la trace d'un slab étroit (<400 km) correspondant à la subduction de Chypre. Ils proposent que le slab de Chypre soit confondu avec le slab Hellénique à partir de 500 km de profondeur sous le nord ouest de l'Anatolie.

Il n'existe jusque là que peu d'études tomographiques détaillées pour contraindre la structure du manteau à l'échelle de l'Anatolie.

## 1.4. LES MODELES GEODYNAMIQUES

Bien que la cinématique de la région Est-Méditerranéenne soit maintenant bien connue grâce aux mesures GPS, les causes dynamiques des différents contextes tectoniques observés dans la région sont encore controversées. Les différents forçages aux limites: le roll-back du slab Hellénique, l'indentation vers le nord de l'Eurasie par l'Arabie, ne peuvent à eux seuls expliquer la cinématique actuelle et l'évolution de cette partie de la zone de collision Alpino-Himalayenne depuis ~40 Ma. Cette partie vise à présenter différents ingrédients des modèles géodynamiques de la région Egée-Anatolie dont les rôles respectifs pourraient être en partie mieux appréciés au regard des nouveaux résultats concernant la structure du manteau et la variabilité de l'anisotropie sous la région proposés dans ce travail de thèse.

### 1.4.1. LE ROLL-BACK DE LA SUBDUCTION HELLENIQUE

Le retrait vers le sud de la subduction Hellénique constitue le moteur le plus marquant de la dynamique de la région Egée-Anatolie occidentale. Moteur de l'extension Egéenne [McKenzie, 1978; Le Pichon & Angelier, 1981; Gautier et al., 1999 ; Jolivet & Faccenna, 2000; Brun & Sokoutis, 2010], le rollback du slab Hellénique est estimé à environ 700 km depuis ~40Ma, soit presque 1000 km de matériel subducté (pour un angle de subduction de 45° comme observé dans les images tomographiques de la figure 1.10). La migration vers le sud du volcanisme lié à la subduction (Figure 1.4) est avec celle de l'exhumation un excellent marqueur du rollback vers le sud du slab Hellénique.

Ce processus de migration de la zone de subduction vers le sud est supposé de nature pulsatoire. En effet, l'arrivée de domaines océaniques dans la zone de subduction (e.g. Océan du Pinde, Figures 1.6 et 1.9) a pour effet d'accélérer la vitesse de retrait du slab et à l'inverse l'arrivée de blocs continentaux a tendance à freiner voire stopper ce phénomène [Jolivet & Brun, 2010].

Au delà du rôle du retrait du slab Hellénique dans l'extension de la plaque supérieure, son action sur la déformation du manteau est encore peu investiguée. Les contraintes les plus directes de la déformation dans le manteau sont données par la caractérisation de l'anisotropie

sismique [e.g. *Silver et al.*, 1999; *Long & Becker*, 2010]. Les mesures d'anisotropie dans la région [*Hatzfeld et al.*, 2001; *Sandvol et al.*, 2003; *Biryol et al.*, 2010] (détaillées dans le Chapitre 5) montrent une direction étonnamment similaire (NE-SW) d'axe rapide des ondes SKS entre le Nord (et Est) de l'Egée, le Nord de l'Anatolie centrale et même l'Est de l'Anatolie. Ainsi la direction moyenne d'anisotropie azimutale issue des mesures sur les ondes SKS attribuée, sous l'Egée, au flux dans le manteau au dessus du slab en retrait [e.g. *Brun & Sokoutis*, 2010] est difficilement attribuable au même phénomène sous le Plateau Est-Anatolien. L'estimation de la profondeur et de la variabilité latérale de l'anisotropie (par l'analyse des ondes de surface notamment) reste un élément nécessaire pour établir des relations entre processus tectonique et déformation dans le manteau.

#### 1.4.2. DECHIRURE DE SLAB SOUS L'OUEST DE L'ANATOLIE

Les images tomographiques (e.g. Figure 1.10) suggèrent la présence d'une déchirure dans le slab Hellénique localisée sous l'ouest de l'Anatolie. Cette déchirure caractérisée par une anomalie de vitesse lente est cependant assez mal définie géométriquement. Il est ainsi difficile de déterminer si le mécanisme de déchirure est assimilable à une déchirure migrant latéralement dans le slab (perpendiculairement à la direction de pendage) comme le suggèrent *Govers & Wortel* [2005] ou à une déchirure plutôt verticale (dans la direction de pendage) [e.g. *Brun & Sokoutis*, 2010]. Or, ces deux mécanismes impliquent des causes dynamiques assez différentes. Une déchirure latérale impliquerait que la partie Est du slab (SE de l'Egée) soit détachée de la surface [*Wortel & Spakman*, 2000]. Au contraire, une déchirure 'verticale' serait plutôt associée à un flux mantellique toroïdal au bord Est de la subduction arquée. Dans les deux cas, le mécanisme de déchirure est un potentiel accélérateur du mouvement de retrait de la subduction, dans le premier en augmentant la force de slab pull dans la partie continue (Hellénique), et dans le deuxième en réduisant la dimension latérale du slab (comme pour les slabs ouest-Méditerranéens : slab Bétique-Alboran et slab Calabrais) [*Faccenna et al.*, 2004 ; *Spakman & Wortel*, 2004].



#### 1.4.3. DECHIRURE DE SLAB SOUS L'EST-ANATOLIEN

Le modèle proposé par *Faccenna et al.* [2006], établit un lien de cause à effet entre une déchirure de slab sous la zone de Bitlis, l'indentation de l'Eurasie par l'Arabie, l'accélération du retrait du slab Hellénique et l'extrusion latérale de l'Anatolie vers l'ouest. Cette déchirure « horizontale », *i.e.* parallèle à la direction longitudinale de la subduction, est imagée par une anomalie lente de la vitesse des ondes  $P$  ( $\sim 1.5\%$ ) entre 50 et 150 km de profondeur, identifiable sur les coupes verticales de la tomographie régionale de *Piromallo & Morelli* [2003] au nord de Chypre ( $37^{\circ}\text{N};33^{\circ}\text{E}$ ) et au sud de l'Anatolie orientale  $36^{\circ}\text{N};40^{\circ}\text{E}$ . Dans ce modèle, la cinématique de surface est donc gouvernée par les conditions aux limites Est et Ouest du système Egée-Anatolie.

A ce détachement de slab est associé également par d'autres auteurs [*Sengör et al.*, 2003; *Keskin*, 2003] une montée de matériel asthénosphérique causant le soulèvement rapide du Plateau Est-Anatolien. Les observations de vitesses très faibles des ondes  $P_n$  au toit du manteau supérieur ainsi que l'anomalie de Bouguer négative (-80 à -180 mGal [*Ates et al.*, 1999]) sous l'est de l'Anatolie sont en faveur d'une délamination du manteau supérieur sous cette zone. *Özeren & Holt* [2010] concluent, à partir de leur modèle de champ de contraintes, que le gradient d'énergie potentielle créé par la différence d'altitude entre l'Est-Anatolien et la mer Egée [*e.g. McKenzie et al.*, 1972] contribue à la même hauteur que les conditions aux limites au mouvement de l'Anatolie vers l'ouest et donc à la formation de la NAF [*Faccenna et al.*, 2006 ; *Le Pichon & Kreemer*, 2010].

#### 1.4.4. FLUX ASTHENOSPHERIQUE GRANDE ET PETITE ECHELLE

Les faibles densité et couverture des mesures d'anisotropie (SKS et ondes de surface) sur la région ne permettent qu'une approche limitée dans l'espace de la déformation et du flux mantellique (si la fabrique n'est pas fossile) généralement associés [*e.g. Savage*, 1999]. Cependant, les modèles géodynamiques récents [*Faccenna & Becker*, 2010; *Le Pichon & Kreemer*, 2010] tentent d'établir un lien entre une possible (modélisée ou proposée) circulation mantellique à différentes échelles et la dynamique de surface.

*Le Pichon & Kreemer [2010]* proposent un scénario invoquant une convection assez grande échelle initiée par un mouvement mantellique ascendant au niveau du point chaud Est Africain (le panache aurait atteint la surface il y a  $\sim 40$  Ma) contribuant au mouvement rapide de l'Arabie vers le Nord. A celle-ci s'ajoute une cellule de convection à l'échelle de la région Egée-Anatolie dont la partie ascendante située sous le plateau Est-Anatolien [*Sengör et al., 2003*] est initiée par le détachement du slab sous la zone de Bitlis [*Faccenna et al., 2006*] et la partie descendante est causée par l'anomalie négative de température liée au slab Hellénique. Ce flux toroïdal antihoraire grande échelle déduit des mesures de la cinématique actuelle ne peut cependant pas expliquer ( $\sim N-30^\circ$ ) la direction d'axe rapide ( $\sim N40^\circ$ ) donnée par les mesures SKS en Anatolie orientale et centrale [*Sandvol et al., 2003* et *Biryol et al., 2010*].

Le modèle numérique de convection mantellique de *Faccenna & Becker [2010]* est contrôlé par les anomalies de température dérivées des anomalies de vitesse des ondes  $P$  des modèles de *Piromallo & Morelli [2003]* et *Li et al. [2008]*. La non-capacité du modèle à prédire le mouvement vers le Sud de l'Egée met en exergue les incertitudes sur la géométrie des structures de vitesse sous la région Egée-Anatolie (slabs, déchirures). Comme le soulignent *Wortel & Govers [2010]*, les mouvements de convection, plus ou moins vigoureux, sont causés par des anomalies de densité relativement petites (en amplitude et en dimension). C'est pourquoi, l'utilisation d'un modèle tomographique de plus haute résolution (au moins à l'aide d'une couverture sismologique plus dense et homogène sur la région) est susceptible de prédire un modèle de flux mantellique avec une proportion plus importante de cellules de convection de petite échelle.

## 1.5. SYNTHESE

Dans ce chapitre, nous avons détaillé les questions encore non résolues sur la structure et la dynamique du manteau sous le domaine Egée-Anatolie. La première question porte sur la géométrie détaillée du slab le long des arcs Hellénique et Chypriote dans le manteau supérieur. La morphologie du slab Hellénique est très importante pour comprendre l'évolution géodynamique de la région or elle est assez différente selon qu'elle est déduite d'études de la sismicité ou de modèles tomographiques de résolutions diverses [e.g. *Agostini et al.*, 2010]. Sous l'Anatolie, l'existence même du slab Tethysien (Hellénique-Chypriote) est incertaine à cause de la faible densité de données sismologiques. De plus, en surface, il existe plusieurs zones de sutures à travers la région (Vardar, Pinde, Izmir-Ankara, Intra-Taurides, Pamphylie), mais la question de l'existence éventuelle dans le manteau de traces de plusieurs subductions successives n'est pas résolue par les modèles tomographiques actuels. Enfin, les relations invoquées dans les modèles géodynamiques entre la dynamique de surface et le flux mantellique à petite échelle en lien avec des structures de petite taille telles que des déchirures de slab nécessitent d'être mieux contraintes par des modèles tomographiques à plus hautes résolutions verticale et horizontale.

## BIBLIOGRAPHIE

- Agostini, S., Doglioni, C., Innocenti, F., Manetti, P., Tonarini, S., 2010. On the geodynamics of the Aegean rift. *Tectonophysics*, 488, 7-21.
- Aktug, B., *et al.*, 2009. Deformation of western Turkey from a combination of permanent and campaign GPS data: Limits to block-like behavior. *J. Geophys. Res.*, 114, B10404.
- Allmendinger, R.W., Reilinger, R., Loveless, J., Strain and rotation rate from GPS in Tibet, Anatolia, and the Altiplano. *Tectonics*, 26, TC3013.
- Armijo, R., Meyer, B., Hubert, A., Barka, A., 1999. Westward propagation of the North Anatolian Fault into the northern Aegean: timing and kinematics. *Geology*, 27, 267-270.
- Ates, A., Kearey, P., Tufan, S., 1999. New gravity and magnetic anomaly maps of Turkey. *Geophys. J. Int.*, 136, 499-502.
- Biju-Duval, B., Letouzey, J., Montadert, L., 1978. Structure and evolution of the Mediterranean Sea basins. *Initial Reports of the Deep Sea Drilling Project*, 42, 951-984.
- Bijwaard, H., and Spakman, W., 2000. Non-linear global P-wave tomography by iterated linearized inversion. *Geophys. J. Int.*, 141, 71-82.
- Bijwaard, H., Spakman, W., Engdahl, E.R., 1998. Closing the gap between regional and global travel time tomography. *J. Geophys. Res.*, 103(B12), 30055-30078.
- Biryol, C.B., S.L., Zandt, G., Beck, S.L., Özacar, A.A., Adiyaman, H.E., Gans, C.R., 2010. Shear wave splitting along a nascent plate boundary: the North Anatolian Fault Zone. *Geophys. J. Int.*, 181, 1201-1213.
- Biryol, C.B., S.L., Zandt, G., Özacar, A.A., 2011. Segmented African lithosphere beneath the Anatolian region inferred from teleseismic P-wave tomography. *Geophys. J. Int.*, 184, 1037-1057.
- Bourova, E., Kassaras, I., Pedersen, H.A., Yanovskaya, T., Hatzfeld, D., Kiratzi, A., 2005. Constraints on absolute *S* velocities beneath the Aegean Sea from surface wave analysis. *Geophys. J. Int.*, 160, 1006-1019.
- Brun, J.P., and Sokoutis, D., 2010. 45 m.y. of the Aegean crust and mantle flow driven by trench retreat. *Geology*, 38, no. 9, 815-818.
- Chamot-Rooke, N., Rangin, C., Le Pichon, X., Dotmed working group, 2005. DOTMED: Deep Offshore Tectonics of the Mediterranean, A synthesis of the deep marine data in the eastern Mediterranean. *Mém. Soc. géol. Fr.*, 177.
- Chang, S-J., van der Lee, S., Flanagan, M.P., Belde, H., Marone, F., Matzel, E.M., Pasyanos, M.E., Rodgers, A.J., Romanowicz, B., Schmid, C., 2010. Joint inversion for three-dimensional *S* velocity mantle structure along the Tethyan margin. *J. Geophys. Res.*, 115, B08309.
- Cianetti, S., Gasperini, P., Giunchi, C., Boschi, E., 2001. Numerical modeling of the Aegean-Anatolian region: geodynamical constraints from observed rheological heterogeneities. *Geophys. J. Int.*, 146, 760-780.
- Debayle, E., Kennett, B., Priestley, K., 2005. Global azimuthal seismic anisotropy and the unique plate-motion deformation of Australia. *Nature*, 433, 509-512.
- de Boorder, H., Spakman, W., White, S.H., Wortel, M.J.R., 1998. Late Cenozoic mineralization, orogenic collapse and slab detachment in the European Alpine Belt. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 164, 569-575.

- DeMets, C., Gordon, R.G., Argus, D.F., Stein, S., 1994. Effect of recent revisions to the geomagnetic reversal time scale on estimate of current plate motions. *Geophys. Res. Lett.*, *21*, 2191-2194.
- Dercourt, J., *et al.*, 1986. Geological evolution of the Tethys from the Atlantic to the Pamirs since Lias. *Tectonophysics*, *123*, 241-315.
- DeVoogd, B., Truffet, C., Chamot-Rooke, N., Huchon, N., Lallemand, S., Le Pichon, X., 1992. Two-ship deep seismic sounding in the basins of the Eastern Mediterranean Sea (Pasiphae cruise). *Geophys. J. Int.*, *109*, 536-552.
- Dewey, J.F., Pitman, W.C., Ryan, W.B.F., Bonnin, J., 1973. Plate tectonics and the evolution of the Alpine system. *Geol. Soc. Am. Bull.*, *84*, 3137-3180.
- Dvorkin, J., Nur, A., Mavko, G, Ben-Avraham, Z., 1993. Narrow subducting slabs and the origin of backarc basins. *Tectonophysics*, *227*, 63-79.
- Dziewonski, A.M., Anderson, D.L., 1981. Preliminary reference Earth model. *Phys. Earth Planet. Int.*, *25*, 297-356.
- Dziewonski, A.M., Hales, A.L., Lapwood, E.R., 1975. Parametrically simple earth models consistent with geophysical data. *Phys. Earth Planet. Int.*, *10*, 12-48.
- Edwards, M.A., and Grasemann, B., 2009. Mediterranean snapshots of accelerated subductions slab retreat: subduction instability in stalled continental collision. *Spec. Publ., Geol. Soc London*, *311*, 155-192.
- Faccenna, C., and Becker, T., 2010. Shaping the belts by small-scale convection. *Nature*, *465*.
- Faccenna, C., Bellier, O., Martinod, J., Piromallo, C., Regard, V., 2006. Slab detachment beneath eastern Anatolia: A possible cause for the formation of the North Anatolian fault. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *242*, 85-97.
- Faccenna, C., Jolivet, L., Piromallo, C., Morelli, A., 2003. Subduction and the depth of convection in the Mediterranean mantle. *J. Geophys. Res.*, *108*(B2), 2099.
- Faccenna, C., Piromallo, C., Crespo-Blanc, A., Jolivet, L., Rossetti, F., 2004. Lateral slab deformation and the origin of western Mediterranean arcs. *Tectonics*, *23*, TC1012.
- Floyd, M.A., *et al.*, 2010. A new velocity field for Greece: Implications for the kinematics and dynamics of the Aegean. *J. Geophys. Res.*, *115*, B10403.
- Fryer, P., Becker, N., Appelgate, B., Martinez, F., Edwards, M., Fryer, G., 2003. Why is the Challenger Deep so deep? *Earth Planet. Sci. Lett.*, *211*, 259-269.
- Fukao, Y., Obayashi, M., Nakakuki, T., and the Deep Slab Project Group, 2009. Stagnant slab: a review. *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, *37*, 19-46.
- Gautier, P., and Brun, J.P., 1994. Crustal-scale geometry and kinematics of late-orogenic extension in the central Aegean (Cyclades and Evvia Island). *Tectonophysics*, *238*, 399-424.
- Gautier, P., Brun, J.P., Moriceau, R., Sokoutis, D., Martinod, J., Jolivet, L., 1999. Timing, kinematics and cause of the Aegean extension: a scenario based on a comparison with simple analogue experiments. *Tectonophysics*, *315*, 31-72.
- Giardini, D., and Woodhouse, J.H., 1984. Deep seismicity and modes of deformation in Tonga subduction zone. *Nature*, *307*, 505-509.
- Goes, S., Govers, R., Vacher, P., 2000. Shallow mantle temperatures under Europe from P and S wave tomography. *J. Geophys. Res.*, *105*(B5), 11153-11169.
- Gök, R., Sandvol, E., Türkelli, N., Seber, D., Barazangi, M., 2003. Sn attenuation in the Anatolian An Iranian plateau and surrounding regions. *Geophys. Res. Lett.*, *30*(24), 8042.

- Govers, R., and Wortel, W.J.R., 2005. Lithosphere tearing at STEP faults. Response to edges of subduction zones. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 236, 505-523.
- Hatzfeld, D., 1994. On the shape of the subducting slab beneath the Peloponnese, Greece. *Geophys. Res. Lett.*, 21(3), 173-176.
- Hatzfeld, D., *et al.*, 2001. Shear wave anisotropy in the upper mantle beneath the Aegean related to internal deformation. *J. Geophys. Res.*, 106(12), 30737-30753.
- Jackson, J., 1994. Active tectonics of the Aegean Region. *Annu. Rev. Earth planet. Sci.*, 22, 239-271.
- Jackson, J., and McKenzie, D., 1988. Rates of active deformation in the Aegean Sea and surrounding regions. *Basin Research*, 1(3), 121-128.
- Jolivet, L., 2001. A comparison of geodetic and finite strain pattern in the Aegean, geodynamic implications. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 187, 95-104.
- Jolivet, L., Augier, R., Faccenna, C., Negro, F., Rimmelé, G., Agard, P., Robin, C., Rossetti, F., Crespo-Blanc, A., 2008. Subduction, convergence and the mode of backarc extension in the Mediterranean region. *Bull. Soc. géol. Fr.*, 179 (6), 525-550.
- Jolivet, L., and Brun, J.P., 2010. Cenozoic geodynamic evolution of the Aegean. *Int. J. Earth Sci.*, 99, 109-138.
- Jolivet, L., Brun, J.P., Gautier, P., Lallemand, S., Patriat, M., 1994. 3D-kinematics of extension in the Aegean region from the early Miocene to the Present, insights from the ductile crust. *Bull. Soc. géol. Fr.*, 165(3), 195-209.
- Jolivet, L., and Faccenna, C., 2000. Mediterranean extension and the Africa-Eurasia collision. *Tectonics*, 19(6), 1095-1106.
- Jordan, T.H., 1977. Lithospheric slab penetration into the lower mantle beneath the Sea of Okhotsk. *J. Geophys.*, 43, 473-496.
- Kennett, B.L.N., Engdahl, E.R., Buland, R., 1995. Constraints on seismic velocities in the Earth from traveltimes. *Geophys. J. Int.*, 131, 100-114.
- Keskin, M., 2003. Magma generation by slab steepening and breakoff beneath a subductions-accretion complex: An alternative model for collision-related volcanism in Eastern Anatolia, Turkey. *Geophys. Res. Lett.* 30(24), 8046.
- Koulakov, I., Tychkov, S., Bushenkova, N., Vasilevsky, A., 2002. Structure and dynamics of the upper mantle beneath the Alpine-Himalayan orogenic belt, from teleseismic tomography. *Tectonophysics*, 258, 77-96.
- Kreemer, C., Holt, W.E., Haines, A.J., 2003. An integrated global model of present-day plate motions and plate boundary deformation. *Geophys. J. Int.*, 154, 8-34.
- Lei, J., and Zhao, D., 2007. Teleseismic evidence for a break-off subducting slab under Eastern Turkey. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 257, 14-28.
- Le Pichon, X. et Angelier, J., 1981. The Aegean Sea. *R. Soc. Lond. Phil. Trans.*, A300, 357-372.
- Le Pichon, X., and Kreemer, C., 2010. The miocene-to-present kinematic evolution of the eastern mediterranean and middle east and its implications for geodynamics. *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, 38, 323-351.
- Li, C., van der Hilst, R.D., Engdahl, E.R., Burdick, S., 2008. A new global model for P wave speed variations in Earth's mantle. *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 9, Q05018.
- Lister, G.S., Banga, G., Feenstra, A., 1984. Metamorphic core complexes of the cordilleran type in the Cyclades, Aegean Sea, Greece. *Geology*, 12, 221-225.

- Long, M.D., Becker, T.W., 2010. Mantle dynamics and seismic anisotropy. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 297, 341-354.
- Lyb ris, N., 1984. Tectonic evolution of the North Aegean trough. *Spec. Publ., Geol. Soc London*, 17, 708-725.
- Marone, F., van der Lee, S., Giardini, D., 2004. Three-dimensional upper-mantle S-velocity model for Eurasia-Africa plate boundary region. *Geophys. J. Int.*, 158, 109-130.
- McClusky, S., *et al.*, 2000. Global Positioning System constraints on plate kinematics and dynamics in the eastern Mediterranean and Caucasus. *J. Geophys. Res.*, 105(B3), 5695-5719.
- McKenzie, D., 1972. Active tectonics of the Alpine-Himalayan belt: the Aegean Sea and surrounding regions. *Geophys. J. Int.*, 55, 217-254.
- McKenzie, D., 1978. Active tectonics of the Mediterranean region. *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 30, 109-185.
- Miller, M.S., Kennett, B.L.N., Gorbatov, A., 2006. Morphology of the distorted subducted Pacific slab beneath the Hokkaido corner, Japan. *Phys. Earth Planet. Int.*, 156, 1-11.
- Moix, P., Beccaletto, L., Kozur, H.W., Hochard, C., Rosselet, F., Sampfli, G.M., 2008. A new classification of the Turkish terranes and sutures and its implication for the paleotectonic history of the region. *Tectonophysics*, 451(1-4), 7-39.
- Okay, A.I., 2008. Geology of Turkey: a synopsis. *Anschnitt*, 21, 19-42.
- Okay, A.I., and Whitney, D.L., 2010. Blueschists, eclogites, ophiolites and suture zones in northwest Turkey: a review and a field excursion guide. *Ophioliti*, 35(2), 131-172.
-  zeren, M.S., and Holt, W.E., 2010. The dynamics of the eastern Mediterranean and eastern Turkey. *Geophys. J. Int.*, 183, 1165-1184.
- Papanikolaou, D.J., and Royden, L.H., 2007. Disruption of the Hellenic arc: Late Miocene extensional detachment faults and steep Pliocene-Quaternary normal faults—Or what happened at Corinth? *Tectonics*, 26, TC5003.
- Papazachos, B.C., Karakostas, V.G., Papazachos, C.B., Scordilis, E.M., 2000. The geometry of the Wadati-Benioff zone and lithospheric kinematics in the Hellenic arc. *Tectonophysics*, 319, 275-300.
- Papazachos, B.C., and Papaioannou, Ch.A., 1999. Lithospheric boundaries and plate motions in the Cyprus area. *Tectonophysics*, 308, 193-204.
- Papazachos, C., and Nolet, G., 1997. P and S deep velocity structure of the Hellenic area obtained by robust nonlinear inversion of travel times. *J. Geophys. Res.*, 102(B4), 8349-8367.
- Philippon, M., 2010. Déformation des unit s métamorphiques de haute pression, de la subduction   l'exhumation. *Thèse de Doctorat*, Universit  de Rennes I, Rennes.
- Piromallo, C., and Morelli, A., 2003. P wave tomography of the mantle under the Alpine-Mediterranean area. *J. Geophys. Res.*, 108(B2), 2065.
- Pourteau, A., Candan, O., Oberhänsli, R., 2010. High-pressure metasediments in central Turkey : Constraints on the Neotethyan closure history. *Tectonics*, 29, TC5004.
- Reilinger, R., McClusky, S., Paradissis, D., Ergintav, S., Vernant, P., 2010. Geodetic constraints on the tectonic evolution of the Aegean region and strain accumulation along the Hellenic subductions zone. *Tectonophysics*, 488, 22-30.
- Royden, L.H., 1993. Evolution of retreating subduction boundaries formed during continental collision. *Tectonics*, 12(3), 629-638.

- Royden, L.H., and Papanikolaou, D.J., 2011. Slab segmentation and late Cenozoic disruption of the Hellenic arc. *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 12, Q03010.
- Sandvol, E., *et al.*, 2003. Shear wave splitting in a young continent-continent collision: An example from eastern Turkey. *Geophys. Res. Lett.* 30(24), 2-5.
- Savage, M.K., 1999. Seismic anisotropy and mantle deformation: what have we learned from shear wave splitting? *Rev. Geophys.*, 37, 65-106.
- Schmid, C., van der Lee, S., VanDecar, J.C., Engdahl, E.R., Giardini, D., 2008. Three-dimensional *S* velocity of the mantle in the Africa-Eurasia plate boundary region from phase arrival times and regional waveforms. *J. Geophys. Res.*, 113, B03306.
- Sengör, A.M.C., Özeren, S., Genç, T., Zor, E., 2003. East Anatolian high plateau as a mantle-supported, north-south shortened domal structure. *Geophys. Res. Lett.*, 30(24), 8045.
- Şengör, A.M.C., Tüysüz, O., Imren, C., Sakiñç, M., Eyidoğan, H., Görür, N., Le Pichon, X., Rangin, C., 2004. The North Anatolian Fault: A new look. *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, 33, 1-75.
- Şengör, A.M.C., and Yilmaz, Y., 1981. Tethyan evolution of Turkey : a plate tectonic approach. *Tectonophysics*, 75, 181-241.
- Shapiro, N.M., and Ritzwoller, M.H., 2002. Monte-Carlo inversion for global shear velocity model of the crust and upper mantle. *Geophys. J. Int.*, 151, 88-105.
- Shaw, B., and Jackson, J., 2010. Earthquake mechanisms and active tectonics of the Hellenic subduction zone. *Geophys. J. Int.*, 181, 966-984.
- Silver, P., Mainprice, D., Ben Ismail, W., Tommasi, A., Barruol, G., 1999. Mantle structural geology from seismic anisotropy. *Spec. Publ., Geochem. Soc.*, 6, 79-103.
- Spakman, W., van der Lee, S., van der Hilst, R.D., 1993. Travel-time tomography of the European-Mediterranean mantle down to 1400 km. *Phys. Earth Planet. Int.*, 79, 3-74.
- Spakman, W., and Wortel, R., 2004. A tomographic view on Western Mediterranean Geodynamics. In: *The TRANSMED Atlas*, ed. Cavazza *et al.*, 31-52.
- Stampfli, G.M., and Borel, G.D., 2002. A plate tectonic model for the Paleozoic and Mesozoic constrained by dynamic plate boundaries and restored synthetic oceanic isochrones. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 196(1-2), 17-33.
- Starostenko, V., *et al.*, 2004. Topography of the crust-mantle boundary beneath the Black Sea Basin. *Tectonophysics*, 381, 211-233.
- Stephenson, R., and Schellart, W.P., 2010. The Black Sea back-arc basin: insights to its origin from geodynamical models of modern analogues. *Spec. Publ., Geol. Soc London*, 340, 11-21.
- Suckale, J., Rondenay, S., Sachpazi, M., Charalampakis, M., Hosa, A., Royden, L.H., 2009. High-resolution seismic imaging of the western Hellenic subduction zone using teleseismic scattered waves. *Geophys. J. Int.*, 178, 775-791.
- Ustaszewski, K., Schmid, S.M., Fügenschuh, B., Tischler, M., Kissling, E., Spakman, W., 2008. A map-view restoration of the Alpine-Carpathian-Dinaridic system for the early Miocene. *Swiss J. Geosci.*, 101, S273-S294.
- van der Hilst, R.D., Engdahl, E.R., Spakman, W., Nolet, G., 1991. Tomographic imaging of subducted lithosphere below northwest Pacific island arcs. *Nature*, 353, 37-43.
- van der Hilst, R.D., and Seno, T., 1993. Effects of relative plate motion on the deep structure and penetration depth of slabs below Izu-Bonin and Mariana island arcs. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 120, 395-407.



- Vernant, Ph., *et al.*, 2004. Present-day crustal deformation and plate kinematics in the Middle East constrained by GPS measurements in Iran and Northern Oman. *Geophys. J. Int.*, 157, 381-398.
- Wdovinski, S., Ben-Avraham, Z., Arvidsson, R., Ekström, G., 2006. Seismotectonics of the Cyprian Arc. *Geophys. J. Int.*, 164, 176-181.
- Widiyantoro, S., van der Hilst, R.D., Wenzel, F., 2004. Deformation of the Aegean slab in the mantle transition zone. *Int. J. Tomography and Statistics*, D04, 1-14.
- Wortel, R., and Govers, R., 2010. Driving Earth's surface motions. *Nature*, 465.
- Wortel, M.J.R., and Spakman, W., 2000. Subduction and slab detachment in the Mediterranean-Carpathian region. *Science*, 290, 1910-1917.
- Zonenshain, L.P., and Le Pichon, X., 1986. Deep Basins of the Black Sea and Caspian Sea as remnants of Mesozoic back-arc basins. *Tectonophysics*, 123, 181-211.







**CHAPITRE 2 – TOMOGRAPHIE EN ONDES DE  
RAYLEIGH : DONNEES, METHODE ET  
RESOLUTION**

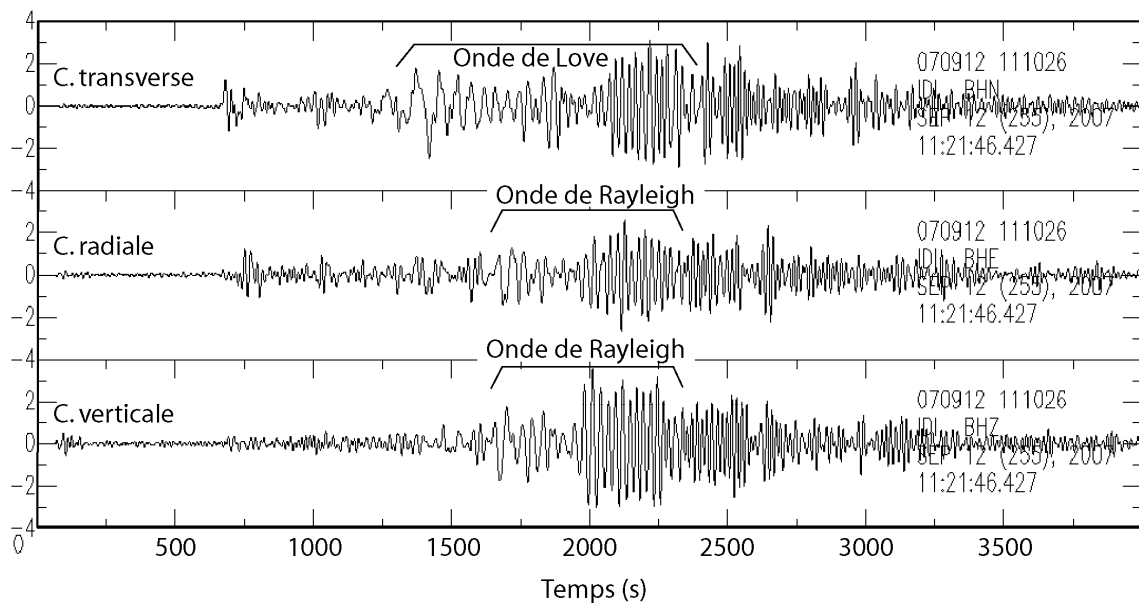


# CHAPITRE 2 - TOMOGRAPHIE EN ONDES DE RAYLEIGH : DONNEES, METHODE ET RESOLUTION

## 2.1. POURQUOI UTILISER LES ONDES DE SURFACE ?

### 2.1.1. ONDES DE RAYLEIGH ET DE LOVE : GENERALITES

Les ondes de surface correspondent généralement à la phase la plus énergétique et la plus longue dans l'enregistrement d'un séisme. Ces ondes résultent de l'interaction entre les ondes de volume  $P$  et  $S$  à la surface de la Terre où la contrainte normale s'annule.



**FIG. 2.1** – Sismogramme à trois composantes enregistrant le séisme du 12 septembre 2007 au large de l'île de Sumatra ( $M_s=8.5$ ) à la station IDI (Crête). Les composantes radiale et verticale enregistrent l'onde de Rayleigh. La composante transverse enregistre l'onde de Love.

Les ondes de Rayleigh résultent de l'interaction entre ondes  $P$  et ondes  $S$  polarisées verticalement (ondes  $SV$ ) interférant de manière constructive à la surface de la Terre (interface air/solide). A la surface, aux périodes que nous allons considérer (20-200 s) et pour un modèle de croûte standard, elles sont polarisées verticalement avec un mouvement elliptique rétrograde dans la direction de propagation. Elles sont ainsi observables sur les composantes verticale (Z) et radiale (R) des sismogrammes (Figure 2.1).

Les ondes de Love sont elles créées par la réflexion multiple d'onde  $S$  polarisées horizontalement (ondes  $SH$ ). Leur mouvement de particule est un cisaillement dans le plan horizontal, perpendiculairement à la direction de propagation. Elles sont, de ce fait, observables uniquement sur la composante horizontale transverse (T) des sismogrammes. Pour isoler l'onde de Love, il est nécessaire d'effectuer au préalable une rotation des composantes horizontales selon la direction de propagation de l'onde. Ainsi les composantes Est et Ouest sont transformée en composantes Transverse et Radiale. Or, il existe principalement trois obstacles à la l'isolation de l'onde de Love sur les composantes horizontales d'un sismogramme:

-1) le rapport signal/bruit généralement plus faible sur les composantes horizontales que sur la composante verticale du fait de la sensibilité des capteurs horizontaux à la fois à l'accélération et à l'inclinaison du sol à longue période.

-2) le caractère potentiellement hétérogène et non-isotrope du milieu traversé qui dévie l'onde du grand cercle entre source et récepteur. Cette déviation peut être différente pour les ondes de Love et de Rayleigh. Non seulement l'onde de Love ne se trouve généralement pas sur la composante T (T étant  $\perp$  au grand cercle) mais elle peut ne pas avoir un mouvement de particules perpendiculaire à celui de l'onde de Rayleigh.

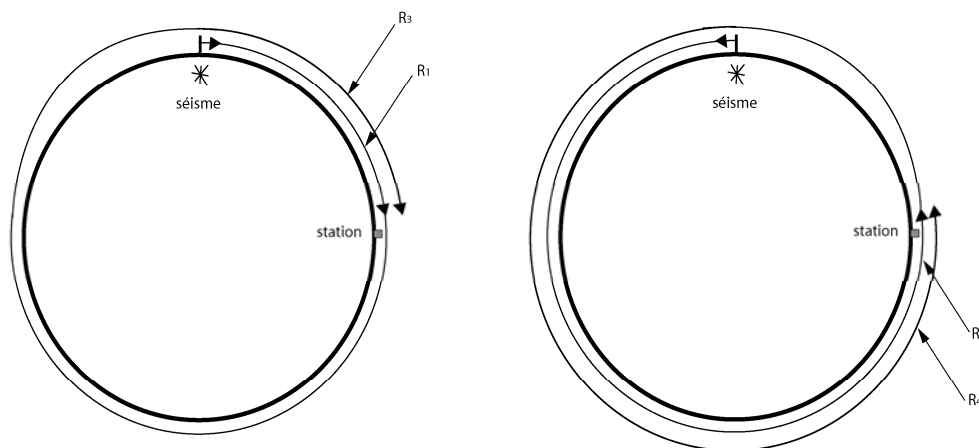
-3) l'arrivée quasi-simultanée du mode fondamental et des modes supérieurs (voir la section 2.1.2 sur les modes supérieurs) de l'onde de Love (ces modes se propagent avec des vitesses de groupe similaires). L'analyse séparée de ces modes devient alors très difficiles.



Ceci explique pourquoi, nous avons focalisé cette étude sur l'analyse des ondes de Rayleigh facilement isolables sur la composante verticale des enregistrements en supposant l'anisotropie négligeable dans le milieu.

L'amplitude des ondes de surface domine celle des ondes de volume dans l'enregistrement de séismes lointains pour deux raisons. D'une part, l'atténuation géométrique des ondes de surface varie en  $1/\sqrt{d}$ , avec  $d$  la distance épacentrale, alors que les ondes de volume s'atténuent plus fortement avec la distance avec une relation en  $1/d$ . D'autre part, l'atténuation anélastique des ondes est plus grande à haute fréquence (ondes de volume) qu'à basse fréquence (ondes de surface).

A la suite de forts séismes, les ondes de surface peuvent faire plusieurs fois le tour de la Terre ( $R_n$  pour les Ondes de Rayleigh et  $G_n$  pour les ondes de Love où  $n$  est un indice pair ou impair). On peut ainsi enregistrer les ondes qui ont emprunté le chemin le plus court à la surface de la Terre entre le séisme et la station (notées  $R_1$ ,  $R_3$ , etc. pour Rayleigh et  $G_1$ ,  $G_3$ , etc. pour Love), mais également celles ayant parcouru le chemin le plus long entre ces deux points (notées  $R_2$ ,  $R_4$ , ... et  $G_2$ ,  $G_4$ , ...) (Figure 2.2). Typiquement, une onde de Rayleigh voyageant à une vitesse de groupe de 3.7km/s fait le tour complet de la Terre en 3h.

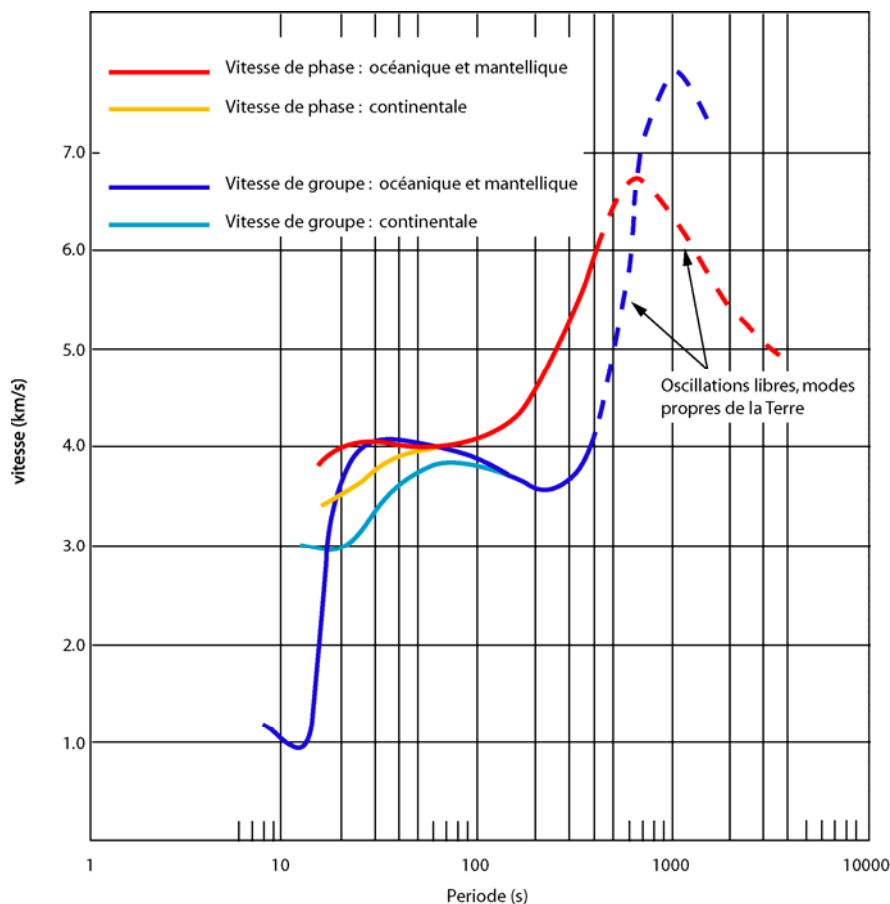


**FIG. 2.2** – Trajets des ondes de Rayleigh multiples ( $R_n$ ) le long du grand cercle. Les arrivées notées avec un nombre impair ( $R_1$ ,  $R_3$ , etc...) empruntent le chemin le plus court entre la source et la station, alors que les arrivées à nombre pair voyagent dans la direction opposée (modifiée d'après Stein et Wysession, 2003).

## 2.1.2. PROPRIETES

### 2.1.2.1. Dispersion

Les ondes de surface ont la particularité d'être dispersives lorsqu'elles traversent une structure verticalement hétérogène. La dispersion est la dépendance de la vitesse de propagation à la période des ondes. Cette vitesse de propagation pour une période individuelle donnée,  $T$ , est appelée vitesse de phase  $c$ . La vitesse de propagation d'un paquet d'ondes sur une plage de périodes autour d'une période dominante est la vitesse de groupe  $U$ , qui correspond à la vitesse de propagation de l'énergie.



**FIG. 2.3** – Dispersion des ondes de Rayleigh observée par J. Oliver en 1962 pour des trajets océaniques et continentaux. Simplifiée et réduite au mode fondamental de l'onde de Rayleigh entre 10 s et 1 h de période.

Les vitesses de phase et de groupe sont liées par la relation :

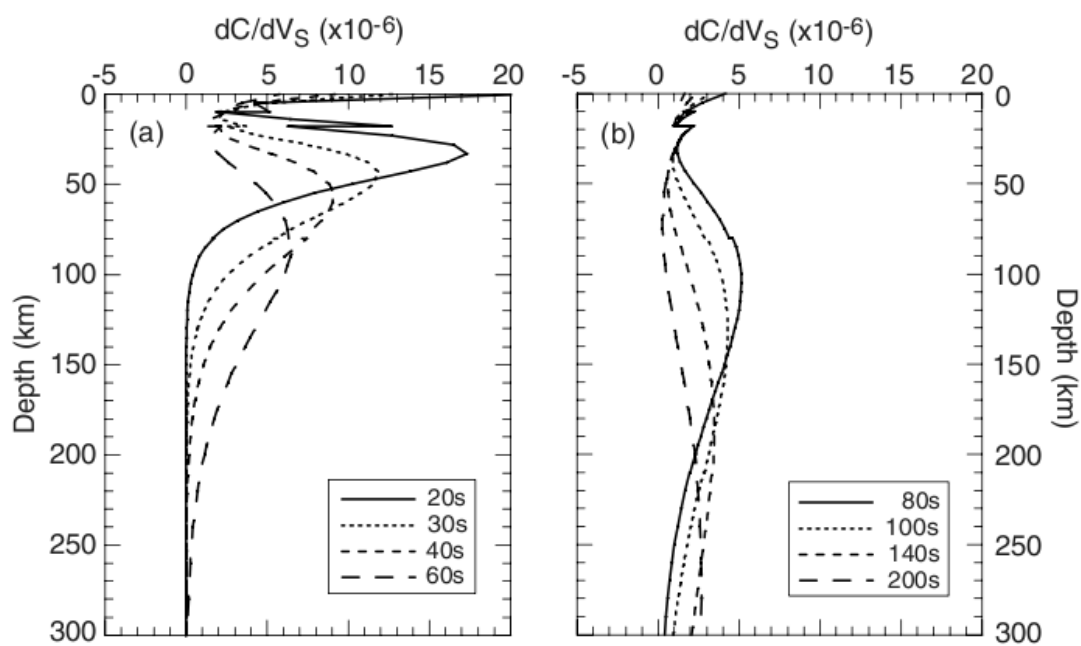
$$U = c + k \frac{dc}{dk} = \frac{d\omega}{dk} \quad (1)$$

avec  $k$  le nombre d'onde égal à  $2\pi/\lambda$ , ( $\lambda$  étant la longueur d'onde et  $\lambda = cT$ ) et  $\omega$  la pulsation ( $\omega = 2\pi/T$ ). L'explication du caractère dispersif des ondes de surface est que pour chaque longueur d'onde, elles échantillonnent le milieu sur un intervalle de profondeurs différent. Les propriétés élastiques du milieu variant avec la profondeur, la vitesse de propagation de l'onde varie ainsi avec la période. Dès le début des années 20 [*Angenheister*, 1921; *Tams*, 1921], l'observation de la dispersion des ondes de surface a permis d'observer différentes natures de lithosphère (océanique et continentale), d'épaisseur différentes, ainsi que l'homogénéité (au premier ordre) du manteau sous-jacent (début de la théorie de la convection mantellique et de la tectonique des plaques). La figure 2.3 montre la dispersion des ondes de Rayleigh en milieu continental et océanique observée par *Oliver* en 1962. La courbe de dispersion en vitesse de groupe montre des écarts de vitesse de propagation (océanique/continental) jusqu'à 105 s de période alors que les courbes de dispersion en vitesse de phase se rejoignent vers 60 s de période.

#### 2.1.2.2. Modes supérieurs

Pour certaines fréquences, il existe plusieurs fonctions déplacement vérifiant les mêmes conditions aux limites. Ces différentes solutions constituent le mode fondamental et les harmoniques, le rang de l'harmonique étant donné par le nombre de fois où la fonction déplacement s'annule. A période constante, la profondeur de pénétration des ondes de surface augmente avec l'ordre du mode considéré. Par exemple, à 20 s de période, l'amplitude des fonctions déplacements des quatre premier modes des ondes de Rayleigh : fondamental ( $n=0$ ), 1<sup>er</sup>, 2<sup>e</sup> et 3<sup>e</sup> harmoniques, deviennent négligeables à environ 100 km, 300 km, 400 km et 480 km de profondeur respectivement. On comprend aisément que l'utilisation de plusieurs modes harmoniques à différentes périodes doit permettre une augmentation de la résolution verticale dans une tomographie en ondes de surface.

Cependant, l'isolation de ces modes supérieurs dans les signaux est très difficile et en conséquence, la mesure d'écart de temps de propagation d'une phase particulière entre deux stations l'est d'autant plus. C'est pourquoi dans ce travail basé sur la mesure de vitesse de phase des ondes de Rayleigh par mesures de délais inter-stations, nous n'avons utilisé que le mode fondamental de l'onde. Par ailleurs, les méthodes combinant des informations apportées par les différents modes harmoniques sont souvent basées sur la modélisation complète des formes d'ondes [e.g. *Cara et Lévêque, 1987; Debayle, 1999*]. Dans ce type de tomographies, les sources et les récepteurs se trouvent à l'intérieur du modèle et les variations de structure entre récepteurs très rapprochés peuvent alors être difficiles à récupérer. La déviation de la propagation du rai par rapport au grand cercle est généralement négligée.



**FIG. 2.4** – Sensibilité verticale aux variations de vitesse des ondes  $S$  illustrée par la dérivée partielle  $\partial c/\partial V_S$  de la vitesse de phase ( $c$ ) du mode fondamental de l'onde de Rayleigh à différentes périodes (d'après *Deschamps et al. [2008]*).

### 2.1.2.3. Sensibilité à la vitesse des ondes $S$

Dans une Terre isotrope, les ondes de surface sont sensibles à plusieurs paramètres du milieu : la densité ( $\rho$ ), la vitesse des ondes  $P$  ( $V_p$ ) et la vitesse des ondes  $S$  ( $V_s$ ). Dans la gamme de période utilisée (20-200 s), la sensibilité des ondes de surface au milieu traversé est dominée par le paramètre  $V_s$ . A une période donnée, la profondeur du maximum de sensibilité de la vitesse de phase du mode fondamental des ondes de Rayleigh à la vitesse des ondes  $S$  correspond environ à 1/3 de la longueur d'onde. La figure 2.4 montre la dérivée partielle de la vitesse de phase par rapport à  $V_s$  pour le mode fondamental de l'onde de Rayleigh, à différentes périodes et dans un modèle de Terre standard.

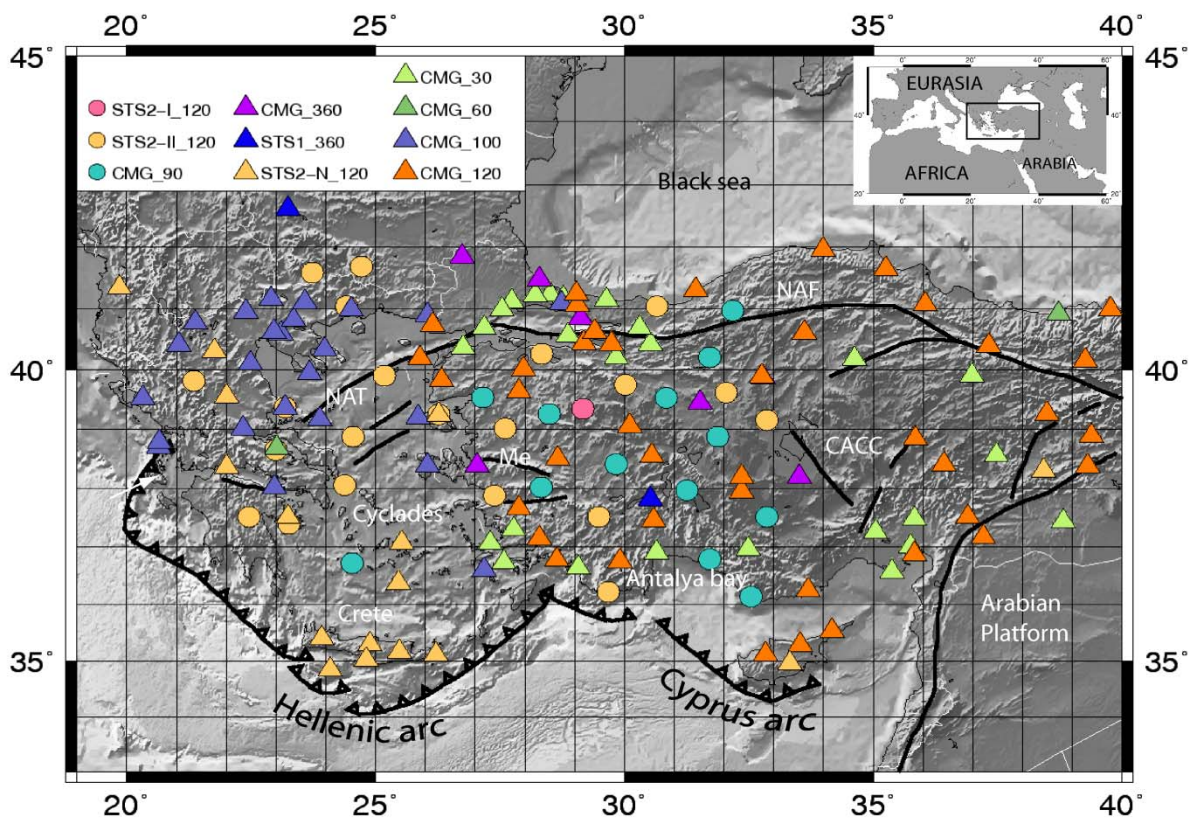
## 2.2. LE RESEAU SISMOLOGIQUE UTILISE

Le réseau sismologique large-bande SIMBAAD (Seismic Imaging of the Mantle Beneath Aegean-Anatolian Domain) est un réseau temporaire installé au printemps 2007 pour une durée de deux ans. Il est composé de 35 stations sismologiques réparties sur trois pays (Turquie, Grèce et Bulgarie) et a été disposé pour combler les espaces restants entre les stations large-bande de plusieurs réseaux permanents. Les partenaires du projet SIMBAAD en Turquie (Kandilli Observatory and Earthquake Research Institute, Istanbul) et en Grèce (Department of Geophysics of Aristotle university of Thessaloniki) ont permis l'accès aux données de toutes les stations large bande installées dans la région sur la même période. A ces données se sont ajoutées celles disponibles dans les centres de données sismologiques ORFEUS-VEBSN et IRIS-DMC.

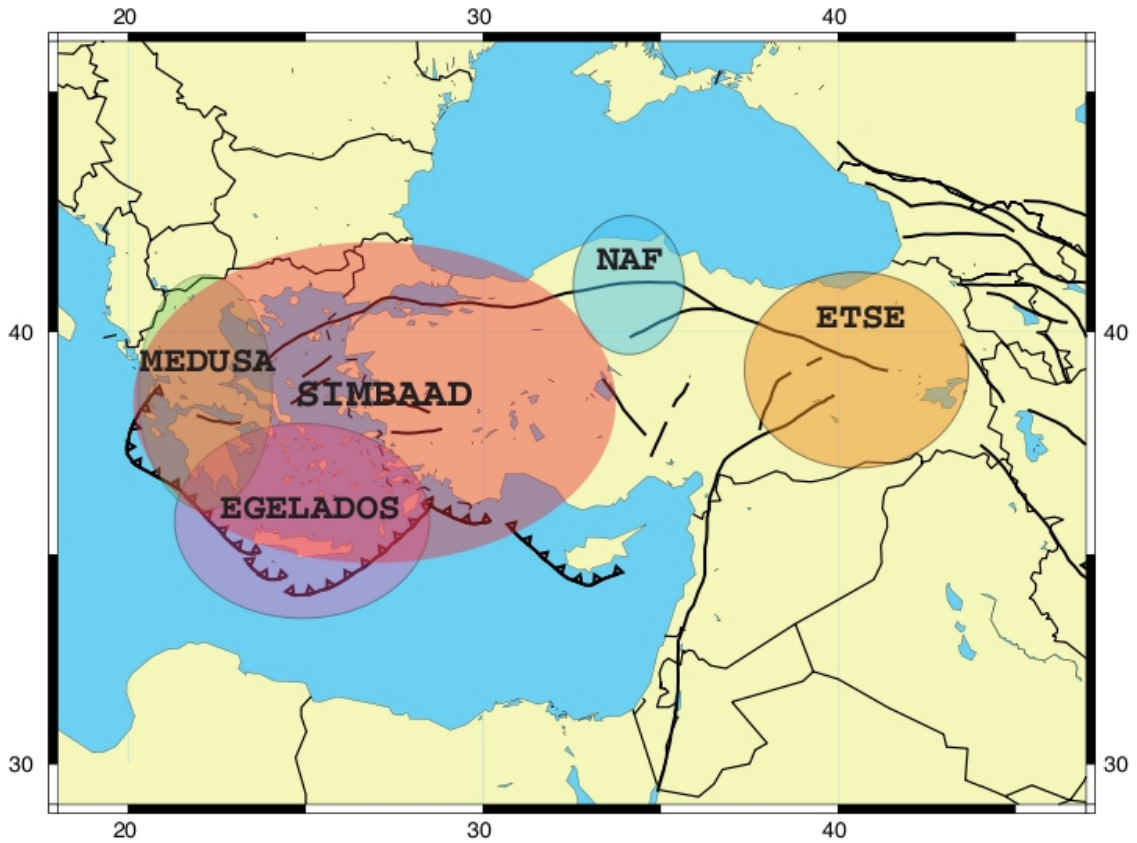
Le jeu de données complet rassemble ainsi les enregistrements sismologiques continus de 146 stations large bande, à partir desquels ont pu être extraits les signaux d'environ 400 séismes de magnitude supérieure à 6 ayant eu lieu pendant les 2 ans de fonctionnement du réseau temporaire. La figure 2.5 présente la distribution spatiale des stations sismologiques utilisées dans ce travail. La couverture atteinte est dense (distance inter stations ~60-80 km) dans la plus grande partie de la zone (20°E-33°E) et un peu moins au sud de la mer Egée et dans la partie Est (33°E-40°E). L'hétérogénéité du réseau de stations sismologiques, en termes de type de capteurs, est frappante et implique un effort important pour la construction de la base de données et les étapes de prétraitements. La plupart des stations rassemblées dans cette base de données sont composées de capteurs très large bande (période propre entre 90 et

120 s) et permettent donc d'enregistrer des signaux à grandes longueurs d'onde (jusqu'à ~1000 km) dans le cas de forts séismes.

Comparée aux précédentes expériences sismologiques large-bandes menées dans la région, la couverture du réseau de capteurs temporaires (SIMBAAD) est bien plus large (Figure 2.6). Le jeu de données complet (stations temporaires et permanentes) est ainsi le premier à pouvoir permettre une investigation de la structure du manteau à une aussi grande échelle et avec une telle densité de stations.



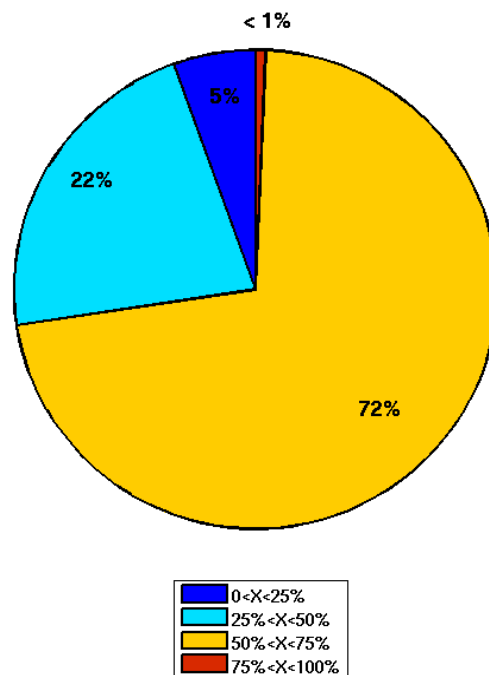
**FIG. 2.5** – Réseau de stations sismologiques large bande de l'expérience SIMAAD ; cercle : station temporaire, triangle : station permanente. Les couleurs correspondent à la réponse instrumentale des capteurs. Le sigle CMG fait référence aux types CMG3-ESP, CMG3-T, CMG40-T et CMG6-T de capteurs Güralp; STS2-I et STS2-II correspondent aux différentes générations de capteurs STS2 de Streckeisen. Chaque type de capteurs est associé à sa période propre (ex : CMG\_100 : période propre de 100 s).



**FIG. 2.6** – Couverture des réseaux sismologiques temporaires récemment installés dans la région Egée-Anatolie. MEDUSA : Multidisciplinary Experiment for Dynamic Understanding of Subduction under the Aegean (2006-2009); EGELADOS : Exploring the Geodynamics of subducted Lithosphere using an Amphibian Deployment of Seismographs (10/2005-04/2007); NAF: North Anatolian Fault passive seismic experiment(2005-2008); ETSE: Eastern Turkey Seismic Experiment (11/1999-08/2001); SIMBAAD: Seismic Imaging of the Mantle Beneath the Aegean-Anatolian Domain (04/2007-05/2009).

### 2.3. SELECTION ET PRETRAITEMENTS DES DONNEES

Sur les enregistrements continus des stations permanentes et temporaires des fenêtres de temps correspondant aux ondes provenant de télé-séismes de magnitude  $\geq 6$  ont été extraites. Ce seuil minimum sur la magnitude a été choisi pour assurer un bon rapport signal/bruit sur une large gamme de périodes. La distance épacentrale des séismes est choisie entre environ 3500 km et 17000 km. Des distances épacentrale trop grandes rendent la séparation entre le mode fondamental de l'onde Rayleigh et les modes harmoniques plus difficile et présentent le risque d'un mélange des trains d'onde directe ( $R_1$  : trajet le plus court entre le séisme et la station) et inverse ( $R_2$  : trajet en sens inverse). Inversement, la distance épacentrale minimale a été imposée pour s'assurer de ne pas être dans le champ proche de la source pour les longues périodes.



**FIG. 2.7** – Proportion de stations du réseau sismologique en fonction de leur rendement  $X$  (Nombre de signaux utilisables sur la composante verticale / Nombre de séismes enregistrés au total (dépend du fonctionnement de la station)).



Ces enregistrements des événements ont dans le meilleur des cas (pas de coupure dans les données continues) une durée de 100 minutes pendant laquelle on enregistre les arrivées des ondes de volume, ondes de surface ainsi que la coda des séismes. Durant les différentes étapes du prétraitement, on effectue une sélection pour ne garder que les signaux de bonne qualité. L'appréciation de la qualité de ces signaux dans le but d'en extraire les ondes de Rayleigh dépend de leur longueur minimale (présence des ondes de Rayleigh dans la fenêtre de temps couverte) ainsi que du rapport signal/bruit.

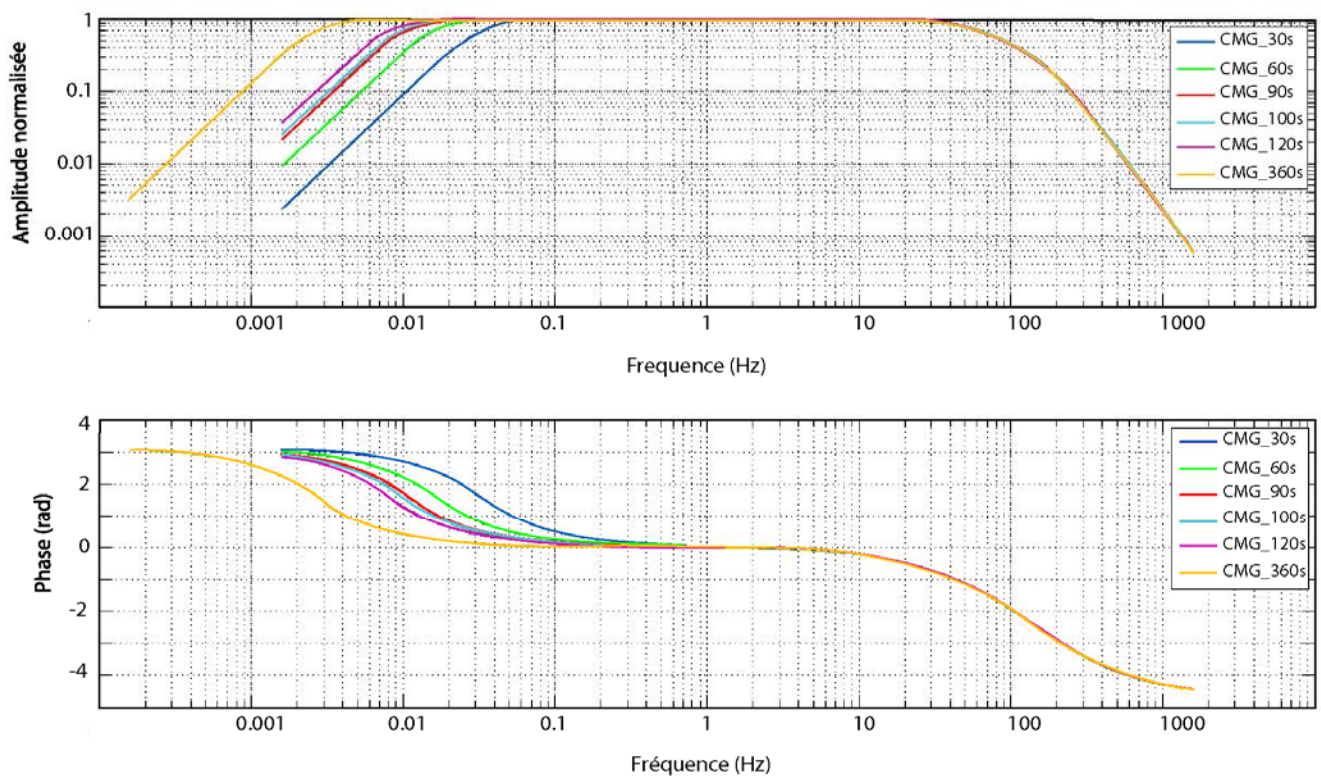
La figure 2.7 donne une estimation de la qualité des données enregistrées. Elle montre que pour plus de 70% des stations, plus de la moitié des événements sélectionnés présentaient des enregistrements de qualité suffisante pour extraire le mode fondamental de l'onde de Rayleigh.

Avant de pouvoir extraire le mode fondamental de l'onde de Rayleigh de la composante verticale de signaux, il est nécessaire d'effectuer différents prétraitements :

- la synchronisation des signaux
- le sous échantillonnage à 1 Hz de signaux initialement enregistrés à des fréquences de 20 à 125 Hz.
- la déconvolution de la réponse du capteur.

Cette dernière étape a fait l'objet d'une attention particulière dans cette étude où les données utilisées sont d'origines diverses (différents réseaux permanents en plus du réseau temporaire) et les types de capteurs nombreux (Figure 2.5). Une des méthodes utilisée pour vérifier le bon déroulement de cette étape est de représenter, sous forme de section temps-distance épacentrale, la composante verticale des signaux auxquels on a préalablement appliqué un filtre passe-bas à 100 s. Cette représentation permet d'identifier des déphasages dans les formes d'onde filtrées.

La réponse instrumentale d'un capteur sismologique (fonction de transfert) caractérise sa fréquence propre et son coefficient d'amortissement. Dans le format d'échange standard de données (SEED), cette réponse est représentée par une transformée de Laplace (série de pôles et zéros) supposant que le sismomètre se comporte comme un système parfaitement linéaire. La figure 2.8 illustre les différences en phase et en amplitude entre les fonctions de transfert des différents capteurs Güralp (CMG3-ESP, CMG3-T, CMG40-T et CMG6-T) de l'expérience sismologique SIMBAAD (stations temporaires et permanentes).



**FIG. 2.8** – *Fonctions de transfert en phase et en amplitude des différents capteurs Güralp (CMG3-ESP, CMG3-T, CMG40-T et CMG6-T) de l'expérience sismologique SIMBAAD (stations temporaires et permanentes).*

## **2.4. EXTRACTION DU MODE FONDAMENTAL DE L'ONDE DE RAYLEIGH**

### 2.4.1. ANALYSE ET FILTRAGE TEMPS-FREQUENCE

Un sismogramme brut peut contenir tous les types d'ondes ainsi qu'un certain niveau de bruit cohérent ou non. La première étape du travail de la tomographie est d'isoler dans le sismogramme l'onde et le mode sur lequel on veut travailler. Représenté dans le plan temporel ou fréquentiel, le sismogramme peut contenir des interférences entre plusieurs ondes (y compris les modes supérieurs) qui rendent inefficace un filtrage simple (fenêtrage en temps ou en fréquence). Afin d'être capable d'extraire le mode fondamental de Rayleigh, il est nécessaire de présenter dans le plan temps-fréquence la partie du signal qui le contient. Cette analyse [Herrin & Goforth, 1977; Levshin et al., 1989; Levshin & Ritzwoller, 2001] permet dans une première étape d'identifier une courbe de dispersion en vitesse de groupe qui correspond à ce type d'onde et ainsi d'éliminer (parfois en partie seulement) les autres modes et les autres ondes.

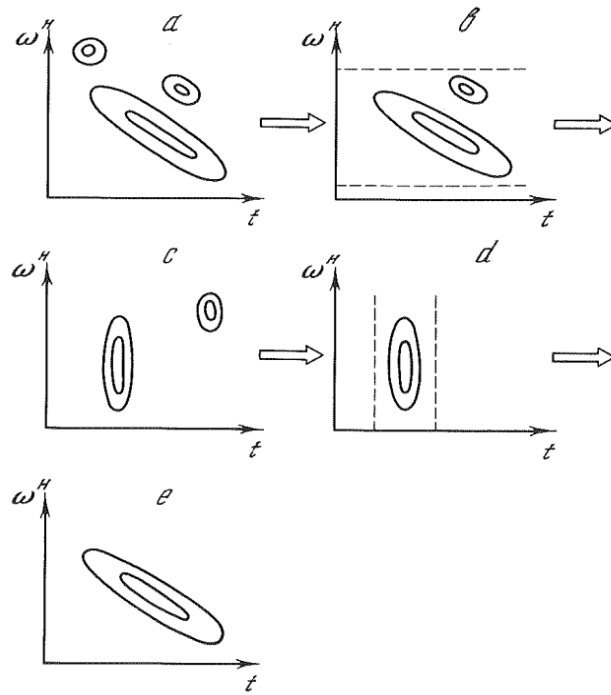
- 1- Le signal  $x(t)$  est filtré préalablement dans la gamme de fréquence visée et fenêtré en temps autour du paquet d'énergie qui correspond à l'onde de Rayleigh. (Figure 2.9, **étape A**)
- 2- On calcule son spectre  $X(\omega)$  par transformée de Fourier et on effectue un filtrage Gaussien, dans le domaine des fréquences, grâce à une fenêtre glissante centrée sur  $\omega_0$ :

$$X'(\omega_0) = X(\omega) e^{-\frac{1}{2} \left( \frac{\omega - \omega_0}{\alpha \omega_0} \right)^2} \quad (2)$$

Où  $\alpha$  est la largeur relative du filtre.

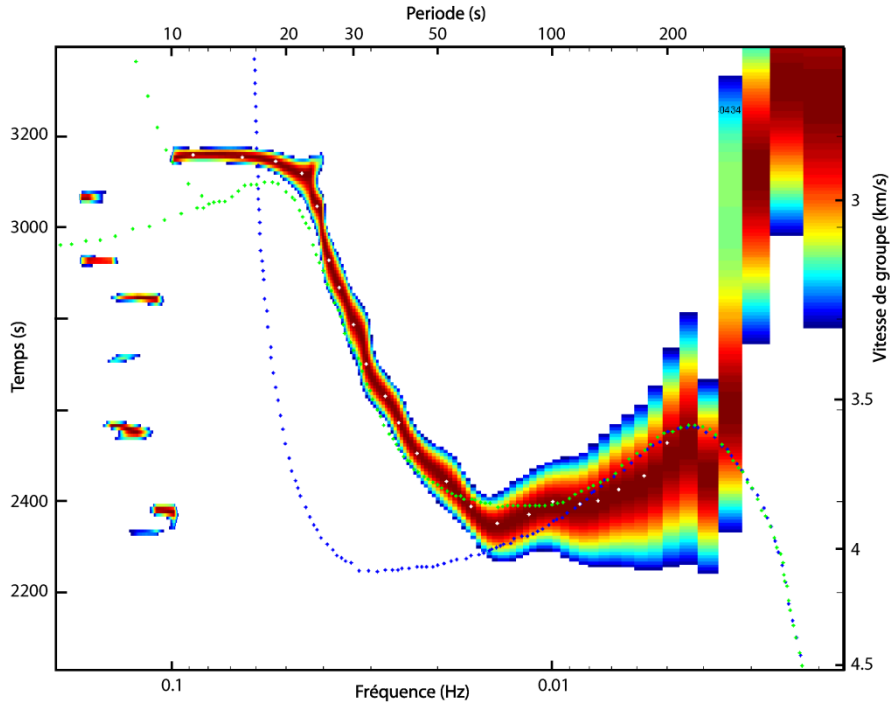
- 3- Pour chaque fréquence  $\omega_0$  on calcule la transformée de Fourier inverse :

$$S(t, \omega_0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} X'(\omega_0) e^{i\omega t} d\omega \quad (3)$$



**FIG. 2.9** – Les différentes étapes du filtrage temps-fréquence d’après Levshin et al. [1989]. Etape A : filtrage passe-bande et fenêtrage en temps autour du signal visé et présentation du signal dans le plan temps-fréquence. Etape B : filtrage autour d’une courbe de dispersion mesurée. Etape C : Déphasage du signal. Etape D : apodisation du signal déphasé. Etape E : déphasage inverse et transformée de Fourier inverse du signal pour l’obtention du signal final.

La figure 2.10 montre l’enveloppe de  $S(t, \omega_0)$ . Son amplitude passe par un maximum (en rouge) pour chaque fréquence  $\omega_0$  qui correspond au temps d’arrivée  $t_g(\omega_0)$  des groupes de fréquence  $\omega_0$ . On sélectionne manuellement sur cette enveloppe les maxima d’énergie correspondant à la courbe de dispersion en vitesse de groupe  $U(\omega_0)$  du signal que l’on cherche à extraire (Figure 2.9, **étape B**). La vitesse de groupe  $U(\omega_0)$  étant liée aux temps de groupe  $t_g(\omega_0)$  par la distance épacentrale. Pour cela on s’appuie sur des courbes de dispersion théoriques en milieu continental (pointillée verte, Figure 2.10) et océanique (pointillée bleue, Figure 2.10) qui se rejoignent à 200 s de période (point d’ancrage).



**FIG. 2.10** – Sismogramme représenté dans le plan temps-fréquence. Illustration de l'étape **B**: mesure de la courbe de dispersion en vitesse de groupe du signal que l'on veut extraire. Les courbes de dispersion théoriques en milieu continental (vert) et océanique (bleu) sont indiquées en pointillé.

Le but est ensuite de filtrer le signal pour ne garder que la partie comprise dans la bande centrée sur la courbe de dispersion sélectionnée. Il faut pour cela, déphaser le signal (Figure 2.11 et Figure 2.9, **étape C**) pour annuler la dispersion et ramener le signal à un pulse centré en un temps  $t_0$ . Le déphasage à appliquer à chaque fréquence :

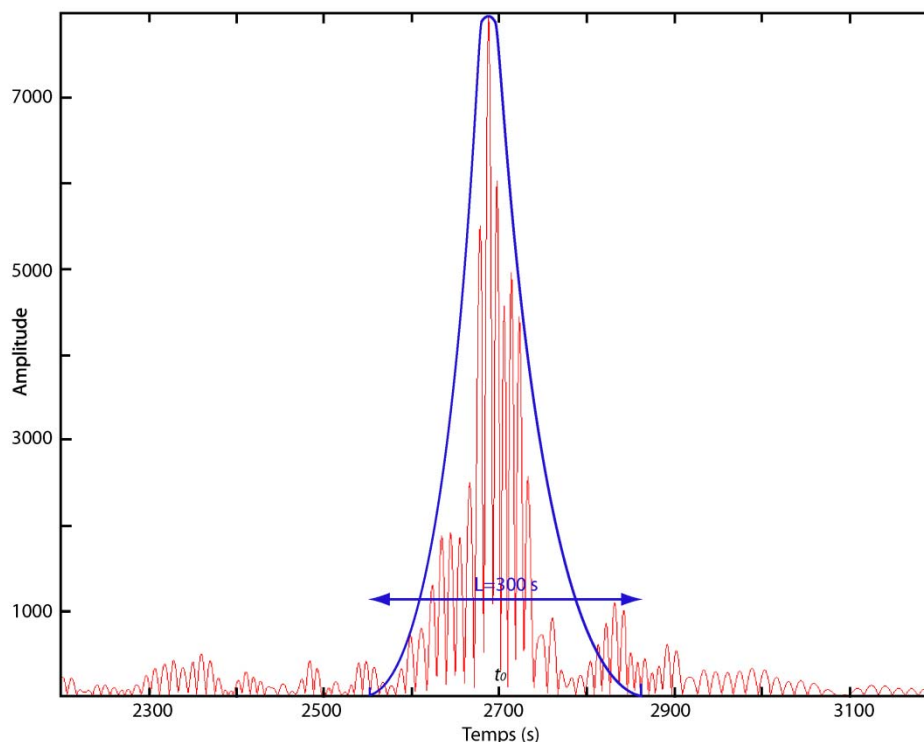
$$\varphi(\omega) = \omega \left( t_0 - t_\varphi(\omega) \right) \quad (4)$$

Il dépend de la fréquence  $\omega$  et du temps d'arrivée de la phase à cette fréquence  $t_\varphi(\omega)$ . Le temps de phase est calculé à partir de la relation entre vitesse de phase  $c(\omega)$  et vitesse de groupe  $U(\omega)$  (équation 1), ainsi que de la relation :  $t_\varphi c = t_g U = \Delta_{ep}$  [Baumont, 1999], où  $\Delta_{ep}$  est la distance épacentrale. Pour cela, il est nécessaire de supposer la vitesse de phase connue à une fréquence donnée  $\omega_i$ , et que la vitesse de groupe est connue entre  $\omega_i$  et  $\omega$ . On peut alors utiliser

$$\omega t_\varphi(\omega) = \omega_i t_\varphi(\omega_i) + \int_{\omega_i}^{\omega} t_g(\omega_q) d\omega_q \quad (5)$$

La fréquence  $\omega_i$  choisie est celle du point d'ancrage. D'après les travaux d'Oliver [1962] (voir Figure 2.3), il correspond à une vitesse de phase de  $4.55 \text{ km.s}^{-1}$  à 200 s de période.

Le signal déphasé est ensuite apodisé dans le domaine temporel pour éliminer le bruit restant (Figure 2.11 et Figure 2.9, **étape D**). La largeur de cette fenêtre en temps, centrée sur  $t_0$ , est choisie pour tenir compte de la résolution de la courbe de dispersion.



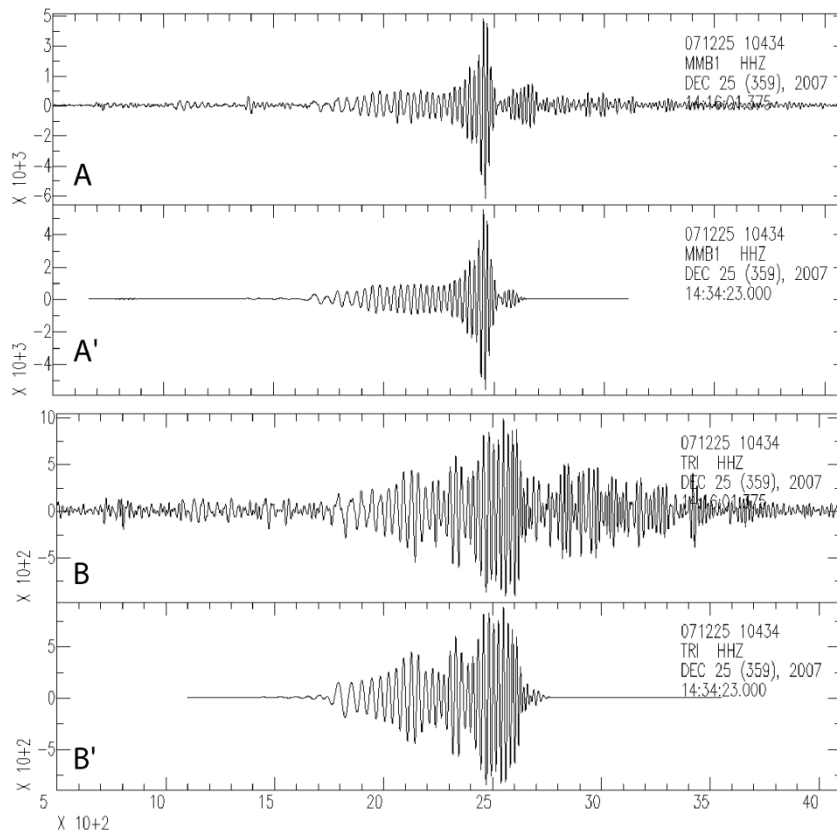
**FIG. 2.11** – *Etape D du filtrage temps-fréquence. Le signal déphasé est filtré dans le domaine temporel par une fenêtre de largeur  $L$ , centrée sur  $t_0$ .*

Dans une dernière étape, on annule le déphasage  $\varphi(\omega)$  introduit (Figure 2.9, **étape E**). Le signal temporel final est retrouvé après une transformée de Fourier inverse. Le filtrage temps-fréquence permet, outre l'isolation du mode fondamental de Rayleigh, de réduire de façon significative le niveau de bruit (Figures 2.12 et 2.13).

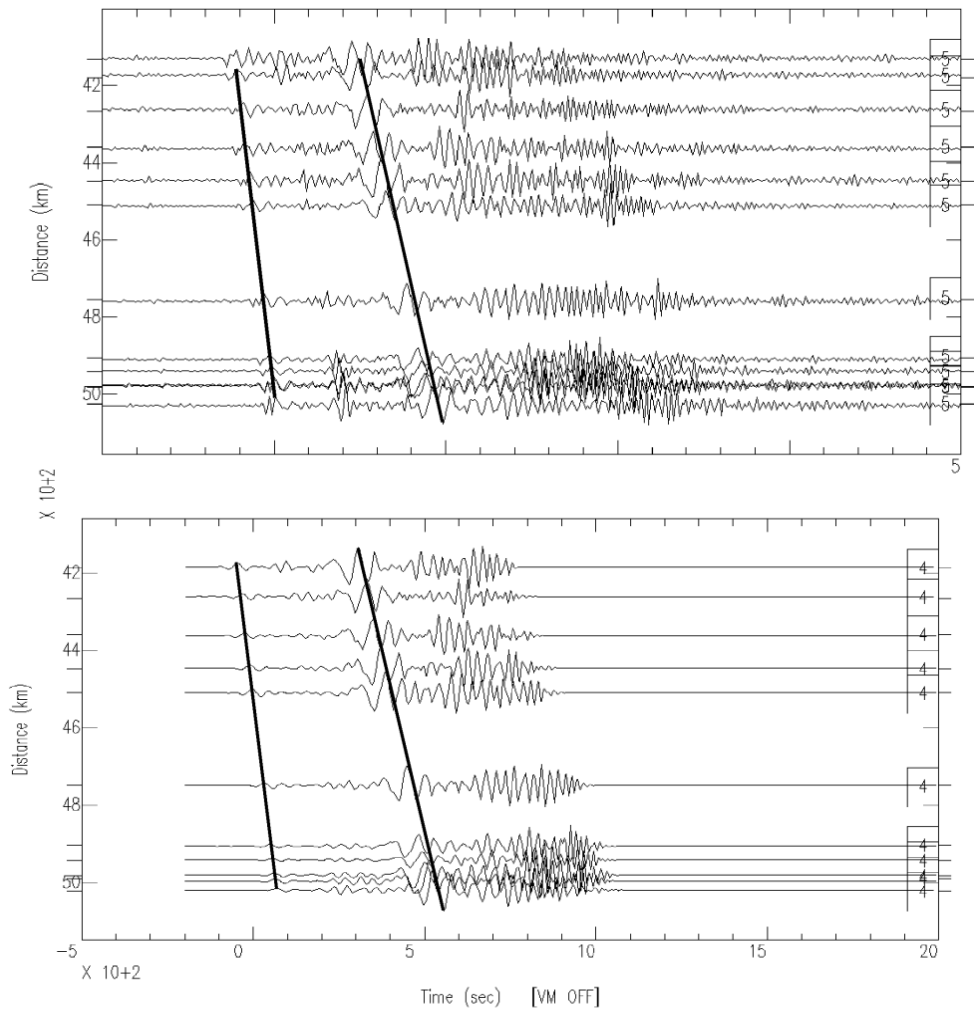
Cette méthode de filtrage temps-fréquence est indispensable à la mesure des délais temporels entre des signaux à différentes stations car elle diminue fortement la contamination des

signaux due aux interférences entre ondes, ainsi que le bruit (aléatoire ou non). Les mesures de délais et de vitesse de phase seront donc plus stables.

Cependant cette méthode est très couteuse en temps et soumise à la subjectivité de l'utilisateur qui impose ses choix manuellement au cours de 3 étapes du filtrage (A, B, D). En effet, pour chaque séisme il faut présenter les signaux à toutes les stations un par un. En comptant 3 minutes de traitement par séisme et par station, cela représente un travail de ~3000 heures) pour notre jeu de données (~150 stations et ~400 séismes).



**FIG. 2.12** – Deux exemples de signaux avant (A et B) et après (A' et B') filtrage temps-fréquence. Le filtrage temps-fréquence permet de réduire le bruit, et améliore ainsi le signal de la station TRI (Péloponnèse). Il évite aussi la contamination des signaux par d'autres ondes comme à la station MMB1(Bulgarie).



**FIG. 2.13** – Exemples de sections sismiques avant et après filtrage temps-fréquence. Les deux lignes noires correspondent aux pointés manuels de deux phases particulières effectués sur les différentes traces.



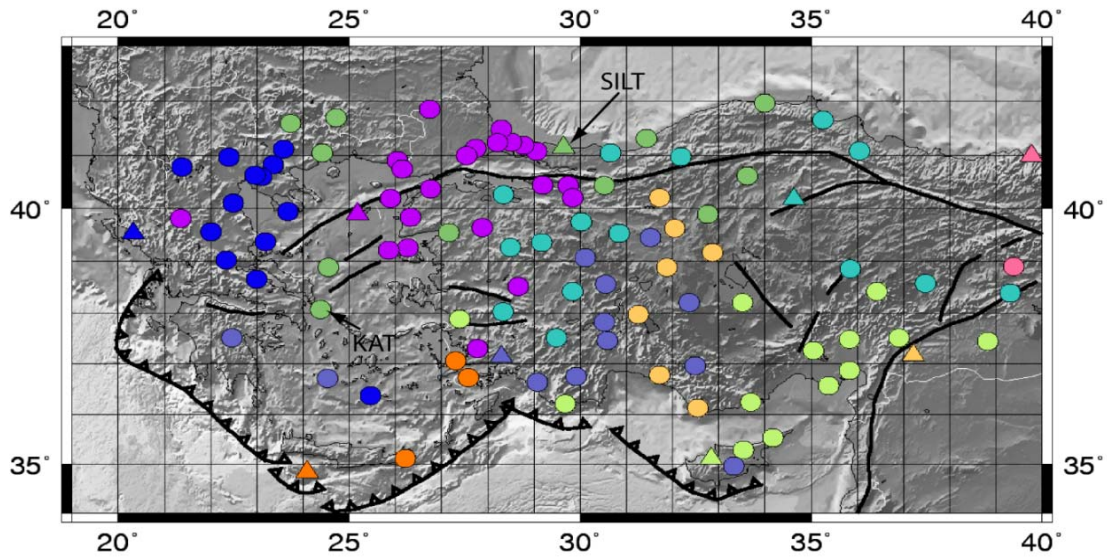
#### 2.4.2. IMPLEMENTATION SEMI-AUTOMATIQUE

La masse conséquente de signaux à traiter impose de définir une stratégie d'automatisation du filtrage temps-fréquence. Cette automatisation ne peut être totale. En effet, pour chaque séisme des signaux doivent être filtrés manuellement par cette méthode (filtre à une station dite 'centrale') avant d'utiliser ces filtres pour d'autres stations. Cette méthode est utilisée pour plusieurs raisons :

- La zone est de taille trop importante (2000×900 km) pour que la fenêtre de temps contenant les ondes de surface (étape A dans la section 2.4.1) soit identique pour tous les signaux.
- Dans la zone d'étude, le milieu traversé par les ondes est très hétérogène. Ce qui rend les courbes de dispersion en vitesse de groupe très différentes (étape B, section 2.4.1) aux périodes courtes et intermédiaires (<100 s).

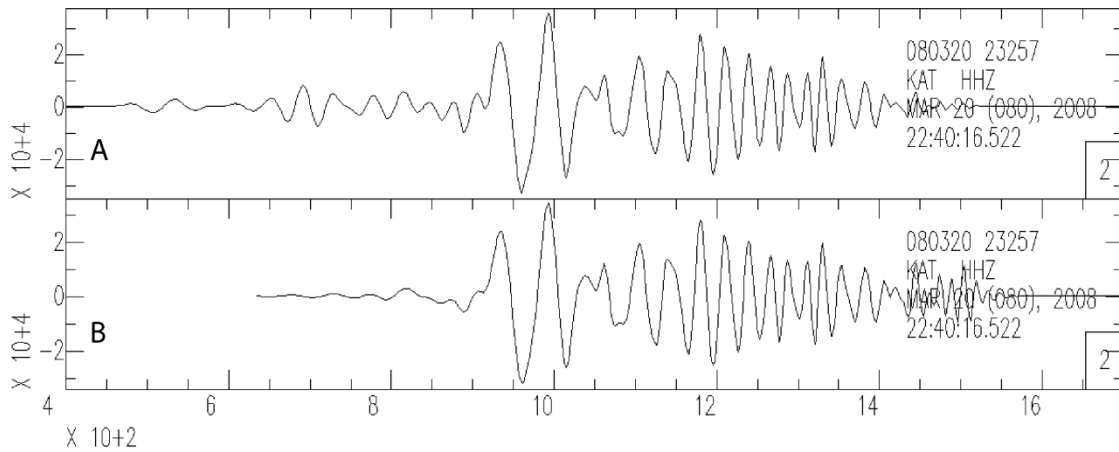
Un filtre temps-fréquence unique appliqué à toutes les stations pour chaque séisme est donc inadapté. La stratégie choisie est basée sur un tirage aléatoire, à chaque séisme, des stations à filtrer manuellement (stations centrales).

Le but est ainsi de minimiser, d'une part, l'influence de bruit systématique à certaines stations, ainsi que l'influence du filtrage sur la structure de vitesse retrouvée. En effet, imaginons que l'on filtre toujours les mêmes stations en utilisant la même station centrale pour définir le filtre temps-fréquence à appliquer à chaque événement. On ne peut pas exclure l'effet systématique que cette méthode pourrait avoir sur la récupération des variations latérales de vitesse de phase.



**FIG. 2.14** – Exemple de distribution géographique des stations pour l'application semi-automatique du filtrage temps-fréquence. Chaque couleur correspond à un groupe de stations filtrées avec le même filtre manuel défini à la station centrale correspondante (triangle). La position des stations KAT et SILT est indiquée par une flèche. Séisme du 20 mars 2008 ( $M_s=7.3$ ) au Sud ouest de la Chine.

Des tests ont été menés pour définir le rayon utile (600 km) à partir des stations filtrées manuellement (choisies aléatoirement à chaque séisme) dans lequel le filtrage temps-fréquence pouvait être appliqué de façon automatique aux autres stations alentours. La figure 2.14 montre un exemple de tirage aléatoire des stations centrales pour un séisme. Les stations centrales sont tirées de façon aléatoire parmi les stations permanentes, et les stations temporaires sont ensuite ajoutées aux groupes de stations à filtrer automatiquement. Lorsqu'une station est ajoutée à un groupe de stations à filtrer, elle ne peut plus entrer dans un autre groupe même si la station centrale est plus proche. Cela permet d'obtenir une distribution qui ne suit pas un regroupement exclusif par cercle de rayon 600 km. On évite ainsi que le filtrage temps-fréquence ne s'applique à des zones géographiques délimitées de manière trop brute. Une exploration rigoureuse de l'effet du filtrage automatique par rapport au filtrage manuel sur le signal filtré autour du mode fondamental de l'onde de Rayleigh a permis de montrer que la méthode d'implémentation automatique choisie ne détériore pas la phase des signaux filtrés (Figure 2.15).



**FIG. 2.15** – Exemple de signaux filtrés par analyse temps-fréquence à la station KAT (Séisme du 20 mars 2008). A : filtrage temps-fréquence défini à la station SILT (voir figure 2.14) ; B : filtrage temps-fréquence défini à la station KAT même. La procédure semi-automatique utilisée (A) ne modifie pas la phase du signal filtré par rapport à une approche manuelle (B).

## 2.5. MESURE DES DELAIS EN TEMPS

### 2.5.1. FILTRE DE WIENER

L'approche utilisée pour mesurer des différences de temps de propagation d'une onde entre deux stations du réseau sismologique SIMBAAD est le filtre de Wiener [1949]. Elle a l'avantage d'apporter une stabilisation de la mesure de la phase de l'interspectre de deux signaux. En effet, cette méthode évite les instabilités de mesure de vitesse de phase si le spectre présente des trous ou si la phase du signal comporte des oscillations. Le filtre de Wiener permet de lisser l'interspectre et de sélectionner les points en fonction d'un critère de cohérence entre les deux signaux.

Pour chaque couple de stations, l'interspectre  $S_{xy}$  entre les deux signaux  $x(t)$  et  $y(t)$  est donné par :

$$S_{xy}(\nu) = X(\nu)Y^*(\nu) \quad (6)$$

où  $X(\nu)$  et  $Y(\nu)$  sont les transformées de Fourier des deux signaux.

Après Transformée de Fourier Inverse ( $TF^{-1}$ ), l'intercorrélacion  $\Gamma_{xy}$  est apodisée par une fenêtre de Hanning  $han(t)$ , d'ordre  $n$ , centrée sur son maximum  $t_0$ :

$$\Gamma_{xy}(t) han(t - t_0) = TF^{-1} \{S_{xy}(\nu)\} \frac{1}{2} \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi(t - t_0)}{L}\right)\right]^n \quad (7)$$

La transformée de Fourier de l'intercorrélacion apodisée, soit l'interspectre lissé, est une estimation de la densité spectrale d'interaction  $\hat{\gamma}_{xy}$  entre les deux signaux  $x(t)$  et  $y(t)$ :

$$\begin{aligned} \hat{\gamma}_{xy} &= TF \{ \Gamma_{xy}(t) han(t - t_0) \} \\ &= S_{xy}(\nu) * HAN(\nu) e^{i\omega t_0} \quad (8) \end{aligned}$$

Le filtre de Wiener est le rapport entre la densité spectrale d'interaction  $\hat{\gamma}_{xy}$  et la densité spectrale de l'un des deux signaux  $\hat{\gamma}_{xx}$  ou  $\hat{\gamma}_{yy}$ . La densité spectrale d'interaction a un module qui nous renseigne sur le domaine de fréquence où les deux signaux sont corrélés et d'énergie importante. Pour rendre ce résultat indépendant de l'énergie des signaux, cette fonction est normée et devient la fonction de cohérence  $C_{xy}(\nu)$  dont le module est le coefficient de cohérence:

$$|C_{xy}(\nu)| = \frac{\hat{\gamma}_{xy}}{\sqrt{\hat{\gamma}_{xx}\hat{\gamma}_{yy}}} \quad (9)$$

Ce coefficient mesure la ressemblance entre les deux signaux et donne une estimation de la qualité de la mesure.

L'écart de temps de propagation de l'onde entre deux stations à chaque fréquence  $\Delta t(\nu)$  est calculé à partir de la phase du filtre de Wiener  $\Phi_w(\nu)$ :

$$\Delta_t(\nu) = \frac{\Phi_w(\nu) + 2\pi N}{2\pi\nu} \quad (10)$$

Où  $N$  est le nombre de cycles (1 cycle = 1 période =  $2\pi$ ) qu'il faut ajouter à la phase pour la dérouler (voir le paragraphe suivant).

### 2.5.2. DEROULEMENT DE PHASE ET COURBE DE DISPERSION

La mesure de la différence de phase entre deux signaux pose une difficulté liée à l'enroulement (en anglais 'wrapping') de cette phase différentielle bruitée récurrente dans divers domaines de la géophysique de l'ingénierie et des mathématiques. La procédure de déroulement de phase utilisée est présentée dans cette partie.

En pratique le délai en temps entre deux stations à chaque fréquence  $\Delta t(\nu)$  correspond à :

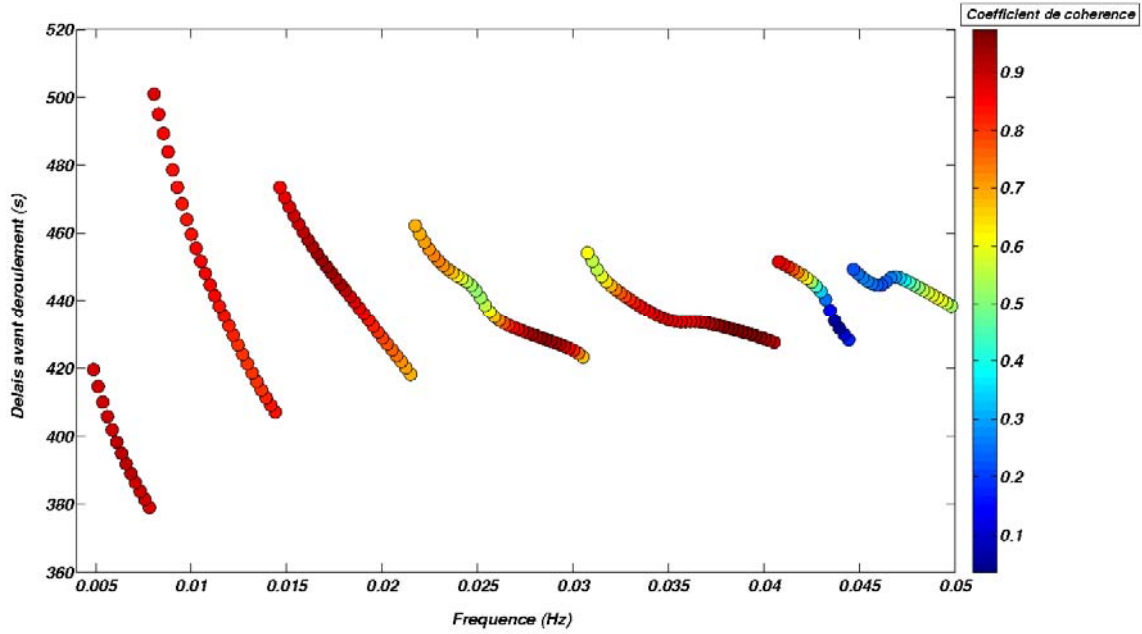
$$\Delta_t(\nu) = \frac{\phi_w(\nu)}{2\pi\nu} + t_0(\text{station2}) - t_0(\text{station1}) \quad (11)$$

Où  $t_0$  est le temps du premier échantillon du signal et  $\phi_w(\nu)$  la phase du filtre de Wiener.

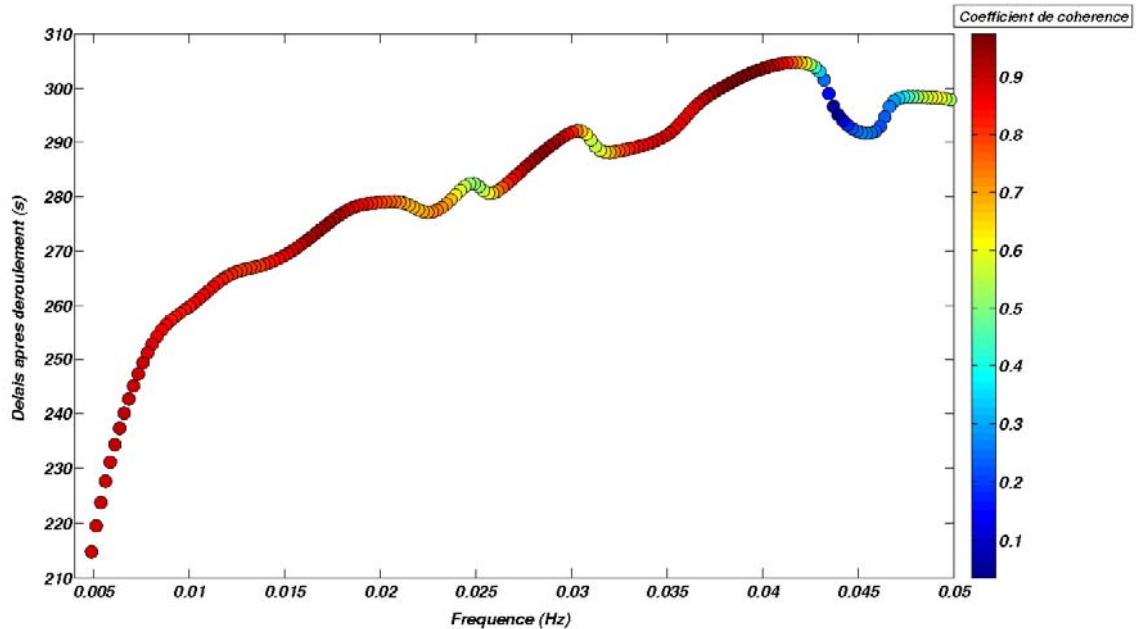
La première étape du déroulement consiste à lire la fonction  $\Delta_t(\nu)$  à partir des longues périodes et à repérer les sauts entre deux points consécutifs supérieurs à une demi-période afin d'ajouter une période à  $\Delta_t(\nu)$ . Un exemple de courbe  $\Delta_t(\nu)$  avant déroulement est présentée figure 2.16. Cependant les délais peuvent correspondre à des vitesses de phase apparentes aberrantes que l'on corrige dans une étape supplémentaire.

Cette seconde étape consiste à relire la fonction  $\Delta_t(\nu)$  déroulée afin d'ajouter si nécessaire le terme  $N.\nu$  ( $N$  étant un entier qui peut être négatif) afin d'obtenir une courbe de dispersion réaliste quand cela est possible. La valeur de  $N$  est déterminée à très basse fréquence (<90 s) en s'assurant que le coefficient de cohérence entre les deux signaux est élevé (>0.85).

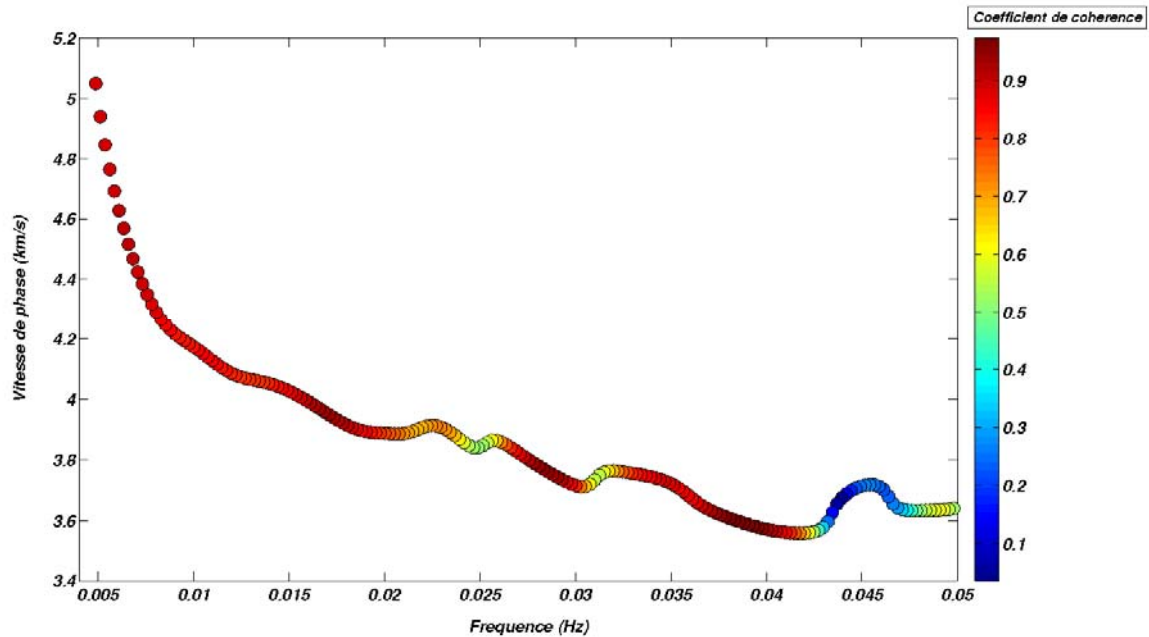
Dans beaucoup de cas, la phase (*i.e.*  $\Delta_t(\nu)$ ) est bien déroulée et elle est relativement lisse jusqu'à 0.025 Hz (Figures 2.17 et 2.18). Aux plus courtes périodes peuvent subsister des oscillations assez fortes.



**FIG. 2.16** – Exemple de délai mesuré entre les stations IDI et BZK pour le séisme du 25 décembre 2007 (distance de propagation théorique entre les deux stations = 1084 km). La phase (ou le délai suivant l'éq. 2.5.2) présente des sauts en fonction de la fréquence. Dans cet exemple, la cohérence entre les signaux se dégrade significativement pour des fréquences  $>0.042$  Hz (23s).



**FIG. 2.17** – Délais en temps déroulés entre les stations IDI et BZK pour éliminer les sauts  $<1/2$  période. Dans cet exemple,  $N = -1$  pour obtenir une courbe de dispersion en vitesse de phase réaliste (figure 2.18).



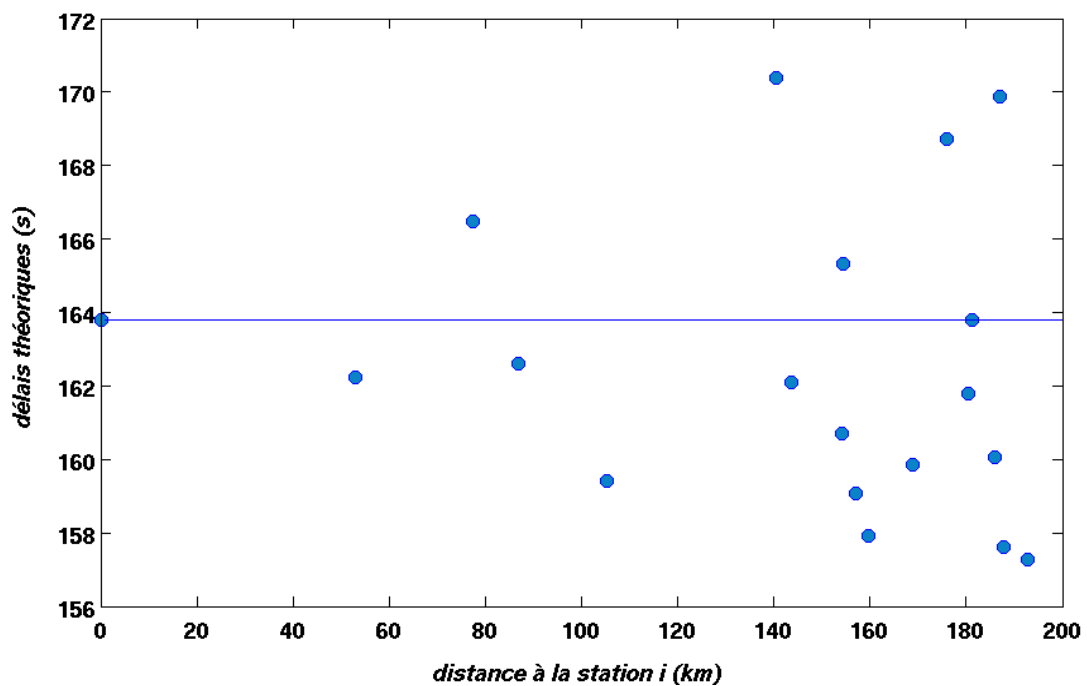
**FIG. 2.18** – Courbe de dispersion entre les stations IDI et BZK. La courbe est lisse jusqu'à 0.02 Hz mais reste fiable jusqu'à 0.042 Hz. L'oscillation forte autour de 0.045 Hz est très probablement liée au bruit comme l'indique la forte baisse du coefficient de cohérence entre les deux signaux.

### 2.5.3. ESTIMATION DE L'ERREUR

Le bruit dans les signaux sismiques est la principale cause d'erreur sur la mesure des délais entre chaque station  $i$  et la station 1 à laquelle l'onde arriver en premier. Ce niveau de bruit peut être très variable d'une station à l'autre, ainsi qu'au cours du temps. Il est donc préférable d'estimer au mieux l'erreur associée à chaque mesure plutôt que d'attribuer une erreur constante à toutes les stations (ou à chaque station) pour une période donnée. Il est ainsi possible d'identifier les mesures de délais peu fiables et de leur associer une erreur élevée pour ainsi diminuer leur poids dans l'inversion de la vitesse de phase.

Cette estimation de l'erreur se base sur la variabilité des délais en temps observés au voisinage de la station  $i$ . Pour chaque séisme et à chaque fréquence, on utilise les délais mesurés entre la station 1 et toutes les stations  $j$  se trouvant dans un rayon de 200 km autour de la station  $i$ . On ajoute ensuite à chaque délai mesuré aux stations  $j$ , un temps de propagation théorique le long du grand cercle. Ce temps théorique est issu de la différence de distance épacentrale entre la station  $j$  et la station  $i$  et de la vitesse de phase à cette fréquence selon le modèle de référence *ak135* [Kennett et al., 1995]. On calcule ainsi autant de délais

prédits à la station  $i$  que l'on a de mesures aux stations  $j$  (Figure 2.19). L'incertitude sur la mesure initiale à la station  $i$  est calculée comme la moyenne des écarts absolus (norme L1) entre ces délais prédits et le délai observé à la station  $i$ . Cette méthode ne tient évidemment pas compte des variations de vitesse dans la zone couverte par le réseau ni des déviations de la direction de propagation par rapport à une propagation le long du grand cercle. Il en résulte une surestimation des erreurs sur les mesures de délais en temps, notamment si les stations  $j$  aux alentours de la station  $i$  présentent elles mêmes de fortes erreurs dues au bruit ou à des erreurs d'horloge des numériseurs.



**FIG. 2.19** – Estimation de l'erreur sur la mesure de délai entre la station  $l$  (KTUT) et la station  $i$  (ERE) ( $\Delta t = 163.78$  s, indiqué par une droite). Les écarts de temps prédits à la station  $i$ , à partir des stations  $j$ , sont représentés en fonction de la distance au centre du cercle de 200 km (station ERE). Dans cet exemple, l'erreur calculée (norme L1) sur le délai à la station  $i$  est de 3.7 s.

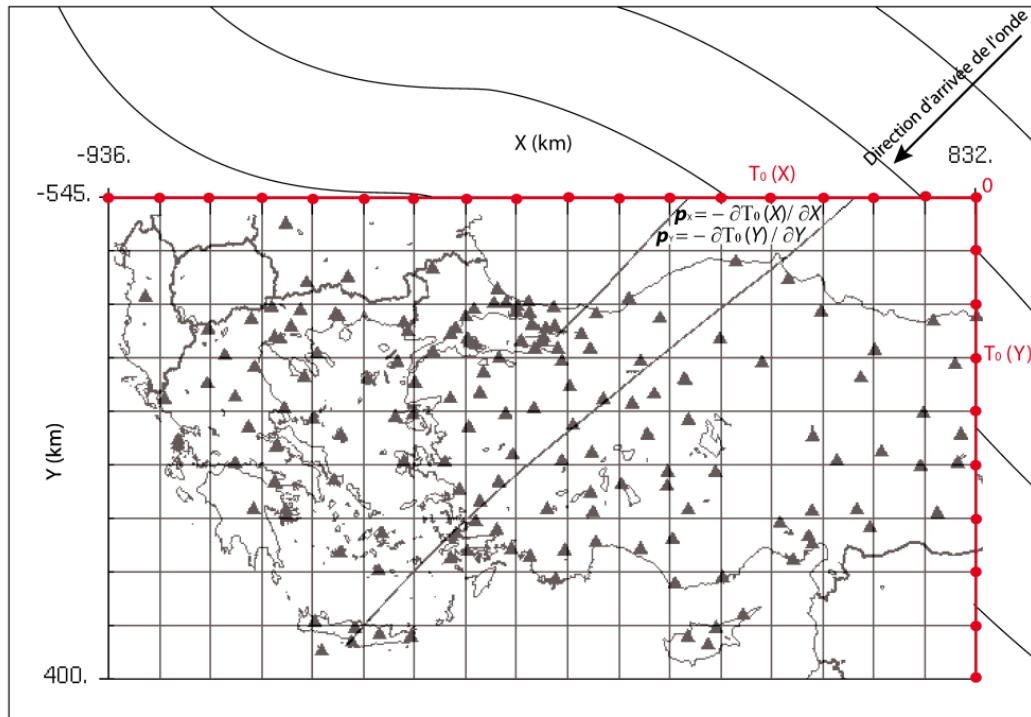


## **2.6. INVERSION NON-LINEAIRE DE LA VITESSE DE PHASE**

Les délais entre la station de référence (première touchée par l'onde) et toutes les autres stations, à chaque fréquence, constituent les observables du problème. Il s'agit, dans cette première inversion, de trouver le modèle 2-D de vitesse de phase qui explique le mieux les observables. Ce problème inverse est non-linéaire et nécessite une approche itérative. A chaque itération, il faut calculer le problème direct et les dérivées partielles de la lenteur (l'inverse de la vitesse de phase) au carré dans un modèle lisse pour obtenir une solution stable. Le problème direct consiste à calculer les temps d'arrivées du mode fondamental de l'onde de Rayleigh pour chaque séisme à toutes les stations.

### **2.6.1. PROBLEME DIRECT ET CONDITIONS AUX LIMITES**

Pour obtenir les variations de vitesse de phase en 2-D à chaque période, on inverse les délais en temps observés à toutes les stations. Pour cela, on a besoin de calculer des délais synthétiques dans un modèle de vitesse 2-D connu sur lequel arrivent des fronts d'onde non-plans; c'est notre problème direct. Le problème direct est non trivial car il faut tracer des rais qui traversent un milieu hétérogène et qui doivent se connecter aux fronts d'onde non-plans incidents définis par leurs temps d'arrivée sur les bords de la zone d'étude définie (un rectangle qui contient le réseau de stations). Le dispositif est présenté dans la figure 2.20. Dans cet exemple, le modèle de vitesse hétérogène et isotrope est connu. Les rais sont tracés de façon itérative par une méthode de perturbation : le tracé de rai paraxial, et la connexion des rais aux fronts d'ondes incidents est imposée comme une condition aux limites (le détail du tracé de rais est présenté en annexe).



**FIG. 2.20** – *Dispositif utilisé pour le tracé de rai. Exemple de front d'onde non-plan incident sur le coin supérieur droit du modèle rectangulaire. Les temps d'arrivée du front d'onde sur les bords du modèle correspondent à  $T_0(X)$ ,  $T_0(Y)$ . Les rai (deux exemples) sont tracés du récepteur vers le bord du modèle correspondant à la direction théorique de l'onde ( $\sim 50^\circ$ ). Les stations du réseau sont indiquées par des triangles noirs.*

Le choix de l'utilisation d'une approche haute fréquence (théorie des rai) est justifié par l'utilisation du mode fondamental de l'onde de Rayleigh. Le fait que le mode fondamental de Rayleigh soit principalement diffracté vers l'avant [e.g. Pedersen, 2006] explique l'étonnante stabilité des mesures de vitesse de phase entre deux stations. Le principal problème dans les tomographies où les stations sont localisées à l'intérieur du modèle (comme ici), réside dans le fait que le train d'onde analysé sur le réseau sismologique est dominé par des effets de propagation à l'extérieur de la zone d'étude. Différentes méthodes existent pour s'affranchir de ces effets. Par exemple, l'utilisation des noyaux de sensibilité (estimés) à fréquence finie qui s'étendent en dehors du réseau [Chevrot and Zhao, 2007], la représentation du champ d'onde incident sur la zone d'étude comme la somme de deux ondes planes incidentes [Forsyth and Li, 2005], l'estimation de la vitesse de phase locale par détection des fronts d'onde à travers le réseau suivi du calcul du gradient local (tomographie Eikonal) [Lin et al.,

2009], la représentation de l'amplitude et de la phase du champ d'onde complet dans le milieu incluant la courbure des fronts d'onde incidents [Friederich and Wielandt, 1995; Pollitz, 1999] et enfin, la méthode utilisée dans ce travail, le tracé de rai dans un modèle où la vitesse de phase est hétérogène qui prend en compte la courbure des fronts d'onde incidents sur la zone d'étude [Bruneton et al., 2002].

## 2.6.2. PROBLEME INVERSE

Le tracé de rais nous permet de calculer les rais et les temps d'arrivées aux stations. Au cours de l'inversion, à chaque itération on recalcule ce problème direct pour obtenir des temps synthétiques calculés dans le modèle de vitesse courant. Dans la tomographie en temps d'arrivées le problème inverse consiste à estimer la perturbation de vitesse (ou de lenteur) du milieu à partir de la perturbation des temps d'arrivées observés :

$$\mathbf{d} = \mathbf{G} \mathbf{m}, \text{ ou } \mathbf{d}_i = \sum_j \mathbf{G}_{ij} \mathbf{m}_j \quad (12)$$

où  $\mathbf{d}$  est le vecteur des données et  $\mathbf{m}$  le vecteur modèle, avec  $\mathbf{G} = \frac{\partial \mathbf{d}_i}{\partial \mathbf{m}_j} = \frac{\partial T_i}{\partial u^2_j}$

Les données utilisées sont donc les temps d'arrivée  $T_i^{obs}$  qui ont pu être mesurés aux stations pour chaque séisme. Dans le cas synthétique, les données observées sont les temps d'arrivées calculés à partir d'un modèle de vitesse choisit (modèle à retrouver), par la méthode du tracé de rais présentée précédemment. On indique par  $T_i^{calc}$ , les temps d'arrivées calculés pour le modèle de vitesse 2D et les temps d'arrivées  $T_0$  de chaque front d'onde sur les bords de la zone, à chaque itération.

Le problème inverse à résoudre peut être formulé comme un problème d'optimisation, dans lequel on cherche à minimiser la fonction coût  $S(\mathbf{m})$ , en trouvant le modèle  $\mathbf{m}$ , expliquant au sens des moindres carrés, les données observées. D'après *Le Bégat & Farra* [1997],

$$S(\mathbf{m}) = [\mathbf{T}^{obs} - \mathbf{T}^{calc}(\mathbf{m})]^T \mathbf{C}_T^{-1} [\mathbf{T}^{obs} - \mathbf{T}^{calc}(\mathbf{m})] + [\mathbf{F}_m - \mathbf{F}(\mathbf{m})]^T \mathbf{C}_F^{-1} [\mathbf{F}_m - \mathbf{F}(\mathbf{m})] \quad (13)$$

où  $\mathbf{T}^{obs}$  et  $\mathbf{T}^{calc}(\mathbf{m})$  sont les vecteurs contenant les temps d'arrivées observés et calculés,  $\mathbf{C}_T$  et  $\mathbf{C}_F$ , respectivement les matrices de covariance des incertitudes sur les données de temps de trajet et sur les valeurs a priori contenues dans  $\mathbf{F}_m$ , et  $\mathbf{F}(\mathbf{m})$  la fonction combinaison de paramètres a priori (détaillée dans la partie 2.6.4.) visant à limiter la rugosité de la solution.

### 2.6.2.1. Méthode de Gauss-Newton

Cette méthode est considérée comme particulièrement efficace pour les problèmes qui ne sont pas fortement non-linéaires [Billette & Lambaré, 1998]. Ce problème non-linéaire aux moindres carrés est résolu itérativement par la méthode de Gauss-Newton [Farra & Madariaga, 1988] qui linéarise les fonctions  $\mathbf{T}^{calc}(\mathbf{m})$  et  $\mathbf{F}(\mathbf{m})$  pour le modèle courant  $\mathbf{m}_c$ , permettant ainsi d'obtenir l'approximation quadratique  $E(\Delta\mathbf{m})$  de la fonction aux moindres carrés  $S$  qui peut s'écrire d'après la relation (13) [Tarantola, 1987]:

$$E(\Delta\mathbf{m}) = [\Delta\mathbf{T} - \mathbf{A}_T\Delta\mathbf{m}]^T \mathbf{C}_T^{-1} [\Delta\mathbf{T} - \mathbf{A}_T\Delta\mathbf{m}] + [\Delta\mathbf{F}_m - \mathbf{A}_F\Delta\mathbf{m}]^T \mathbf{C}_F^{-1} [\Delta\mathbf{F}_m - \mathbf{A}_F\Delta\mathbf{m}] \quad (14)$$

où  $\Delta\mathbf{m}$  est un vecteur de dimension  $m$  contenant les perturbations des paramètres ( $\mathbf{m} - \mathbf{m}_c$ ),  $\Delta\mathbf{F}_m = \mathbf{F}_m - \mathbf{F}(\mathbf{m}_c)$  est le vecteur contenant les contraintes a priori,  $\Delta\mathbf{T}$  est le vecteur de dimension  $n$  contenant les résidus des temps ( $\mathbf{T}^{obs} - \mathbf{T}^{calc}(\mathbf{m}_c)$ ),  $\mathbf{A}_T = \partial\mathbf{T}^{calc} / \partial\mathbf{m}$  est la matrice ( $n \times m$ ) contenant les dérivées partielles des temps de trajet par rapport aux paramètres (dérivées de Fréchet) et où  $\mathbf{A}_F = \partial\mathbf{F} / \partial\mathbf{m}$  est la matrice décrivant les valeurs de régularisation (ou contraintes).

Posons  $\sigma_D$ , l'estimation de l'incertitude sur les données et  $\sigma_F$  le poids des informations à priori par rapport à celui porté par les données définit dans l'approche de la fonction de pénalité [Farra & Madariaga, 1988]. Puisque l'on attribue à chaque élément de la matrice de covariance a priori  $\mathbf{C}_F$  un poids propre et l'on suppose que les écarts types des données sont uniformes (les données sont décorréelées), suivant Mensch & Farra, [2002], on peut alors remplacer  $\sigma_D$  et  $\sigma_F$  par des matrices diagonales définies par :

$$\sigma_D^2 = \mathbf{C}_T \quad \text{et} \quad \sigma_F^2 = \mathbf{C}_F \quad (15)$$

Introduisons la matrice Jacobienne  $\mathbf{D} = \begin{pmatrix} \sigma_D^{-1} & \mathbf{A}_T \\ \sigma_F^{-1} & \mathbf{A}_F \end{pmatrix} \quad (16)$

La solution aux moindres carrés du problème correspondant (14) peut s'écrire comme :

$$\Delta\mathbf{m} = (\mathbf{D}^T\mathbf{D})^{-1} \mathbf{D}^T \begin{pmatrix} \sigma_D^{-1} & \Delta\mathbf{T} \\ \sigma_F^{-1} & \Delta\mathbf{F}_m \end{pmatrix} \quad (17)$$

L'avantage est qu'il n'est pas nécessaire de calculer explicitement  $\mathbf{C}_F$  et  $\mathbf{A}_F$  pour construire la matrice  $\mathbf{D}$ . On ajoute seulement des colonnes à la matrice jacobienne  $\mathbf{D}$  et on la décompose en valeurs singulières [*Lanczos, 1956; Jackson, 1972*]. Cela revient à trouver une base de vecteurs orthogonaux (vecteurs singuliers) sur laquelle on peut décomposer chaque vecteur de la matrice  $\mathbf{D}$ . Il est généralement admis que cette méthode (SVD) est efficace pour résoudre des problèmes impliquant un nombre total de paramètres de l'ordre de  $10^3$ , [*Nolet, 1993*], ce qui correspond à notre cas.

### 2.6.2.2. Dérivées de Fréchet des temps d'arrivées

Dans la sous-section précédente, nous avons introduit la matrice  $\mathbf{A}_T$ , contenant les dérivées des temps de trajet calculés par rapport aux paramètres du modèle,  $u^2$  et  $\mathbf{T}_o$ . Étant donnée la forme de la paramétrisation décrite pour ces deux paramètres en termes de fonctions B-splines, on peut, d'après *Bruneton et al. [2002]*, écrire que les dérivées de Fréchet du temps d'arrivée au récepteur,  $\mathbf{T}(R)$ , par rapport aux paramètres de la lenteur au carré sont égales à :

$$\frac{\partial T(R)}{\partial u_{ij}^2} = \int_{R_{ref}} B_{u^2_{ij}}(X, Y) d\tau \quad (18)$$

Soit, à l'intégrale le long du rai reliant le récepteur au bord du modèle dans le milieu de référence (non perturbé) des coefficients des B-splines.

On peut aussi écrire que les dérivées de Fréchet du temps d'arrivée au récepteur,  $\mathbf{T}(R)$ , par rapport aux paramètres du temps d'arrivées sur le bord,  $\mathbf{T}_o$ , au point M d'intersection du rai avec le bord (dans la direction X ou Y), sont égales à :

$$\frac{\partial T(R)}{\partial T_{0_i}} = B_{t_i}(x(M)) \quad (19)$$

soit, aux fonctions spline de base calculées au point M.

### 2.6.2.3. Itérations

A la première itération, le modèle de vitesse initial est homogène et correspond à la vitesse de phase du modèle *ak135* [Kennett et al., 1995] à la période considérée. A ce stade, les délais synthétiques calculés ont pour temps origine le coin du modèle qui correspond à la direction d'arrivée théorique de l'onde alors que le temps origine ( $dt = 0$  s) dans les données que l'on inverse est situé à la station de référence qui est la première touchée par l'onde. Suivant les périodes et les évènements, cette station peut se situer à plus de 350 km du coin correspondant de la zone rectangulaire, et ainsi créer un écart de temps origine jusqu'à  $\sim 90$  s entre le modèle et les données, ce qui rend l'inversion instable [Bruneton et al., 2002]. Pour palier à ce problème la première itération est utilisée pour décaler en temps les fronts d'onde du modèle. Pour cela, on garde le modèle de vitesse inchangé et les fronts d'onde plans. Cette première étape permet d'obtenir des délais calculés suffisamment proches des délais mesurés pour commencer l'inversion proprement dite.

La seconde itération sert à retrouver le modèle de vitesse moyen à la période considérée, lequel sert pour les itérations suivantes de modèle de vitesse a priori. Lors des itérations suivantes, on cherche à faire diminuer la fonction coût des résidus des temps en ajustant les contraintes de lissage a priori (section 2.6.4.). Cette fonction coût est définie comme la somme pondérée (par l'erreur sur la mesure de délai  $\sigma_{Di}$ ) du carré des  $N$  écarts entre les délais mesurés  $T_i^{obs}$  et les délais calculés  $T_i^{calc}$  dans le modèle  $m_c$  :

$$f_{coût} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{(T_i^{obs} - T_i^{calc}(m_c))^2}{\sigma_{Di}^2}} \quad (20)$$

### 2.6.2.4. Covariance a posteriori

Il s'agit d'estimer un intervalle de confiance du modèle. D'après Tarantola [1987], cette estimation peut s'obtenir en calculant la covariance  $\mathbf{C}_m$  de  $(\mathbf{m} - \hat{\mathbf{n}})$ , où  $\mathbf{m}$  est la solution inconnue et  $\hat{\mathbf{n}}$  son estimation.

$$\mathbf{C}_m = (\mathbf{A}_T^T \mathbf{C}_T^{-1} \mathbf{A}_T + \mathbf{A}_F^T \mathbf{C}_F^{-1} \mathbf{A}_F)^{-1} = (\mathbf{D}^T \mathbf{D})^{-1} \quad (21)$$

Ainsi, les éléments diagonaux de  $\mathbf{C}_m$  sont une estimation du carré de l'incertitude pour le modèle trouvé par l'inversion. Ils contiennent de l'information sur la variabilité autorisée pour

chaque paramètre du modèle. Les éléments non-diagonaux de  $C_m$  contiennent des informations sur la corrélation spatiale entre les paramètres. Ils dépendent plus de la géométrie du réseau et du nombre de données utilisées que des paramètres du modèle final trouvés par l'inversion. On estime l'erreur a posteriori sur la vitesse de phase  $\sigma_c$  à partir de l'erreur a posteriori sur les paramètres de lenteur au carré selon la relation :

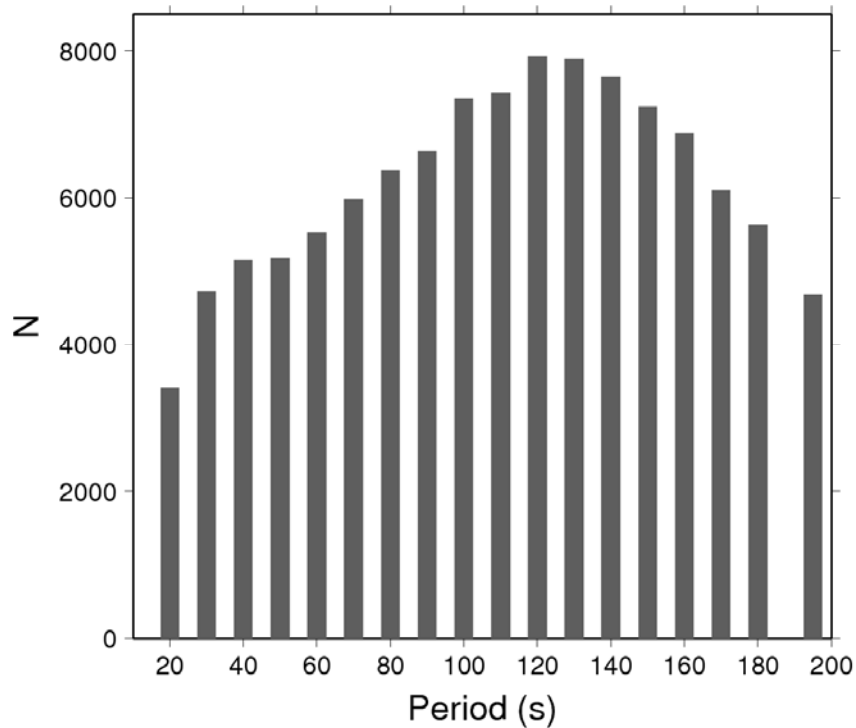
$$\sigma_c = c^3 \frac{\sigma_{u^2}}{2} \quad (22)$$

$\sigma_{u^2}$  correspond à la racine carrée des éléments diagonaux de la matrice  $C_m$ .

### 2.6.3. PARAMETRISATION

La paramétrisation consiste à réduire le nombre de paramètres que l'on inverse, *i.e.* les temps d'arrivée de chaque front d'onde sur les bords du modèle et le carré de la lenteur. En effet, le nombre d'observations (écarts de temps entre station 1 et stations  $i$ ) est fini et de l'ordre de 3500 à 8000 selon la période du mode fondamental de l'onde de Rayleigh (20 à 195 s). Afin de rendre le problème inverse plus stable et de réduire les difficultés de convergence, il est important de trouver le niveau optimal de paramétrisation. Le type de paramétrisation utilisé est l'interpolation par des fonctions B-splines 2D d'ordre 3 pour le carré de la lenteur  $u^2$  et des B-splines 1D d'ordre 4 pour les temps d'arrivée des fronts d'ondes.

Pour les deux types de paramètres, les coefficients des B-splines sont distribués sur une grille régulière de pas  $\Delta X=104$  km dans la direction est-ouest et  $\Delta Y=105$  km dans la direction nord-sud. A chaque période, les délais en temps ont pu être mesurés pour, au maximum, 198 séismes (189 au minimum). Il en résulte 5544 coefficients ( $198 \times (18$  (coefficients selon X) + 10 (selon Y))) pour décrire les temps d'arrivée  $T_0$  des fronts d'ondes le long des bords du modèle et 209 coefficients de B-splines ( $19 \times 11$ ) pour l'interpolation de la lenteur au carré, soit un total de 5753 paramètres ajustables au maximum. Le nombre de données pour les périodes inversées varie de 3400 à 8000 (Figure 2.21). Avec une telle discrétisation spatiale, le nombre de paramètres reste de l'ordre du nombre d'observations.



**FIG. 2.21** – *Nombre d'observations (délais en temps entre la station de référence, i.e. la première touchée par l'onde et les autres stations) en fonction de la période des ondes de Rayleigh.*

#### 2.6.4. REGULARISATION DU PROBLEME

La stabilité du processus d'inversion est assurée par l'introduction d'informations a priori sur la solution. On comprend alors la nécessité d'ajouter des contraintes adéquates [e.g. *Mensch & Farra, 2002; Tikhonov & Arsenine, 1976*]. Le choix du poids donné à ces contraintes doit aboutir à un compromis entre stabilité de la solution et ajustement aux données.

Plusieurs techniques visent à limiter la « rugosité » de la solution :

- Des contraintes de lissage sur le modèle de vitesse
  - Des contraintes sur les variations latérales de la lenteur au carré dans le milieu. Pour cela, on introduit dans la fonction  $\mathbf{F}(\mathbf{m})$  (eq. 13) des informations a priori sur la valeur maximale des dérivées premières ( $\sigma_{F_1}(\text{s}^2 \cdot \text{km}^{-3})$ ) et dérivées secondes ( $\sigma_{F_2}(\text{s}^2 \cdot \text{km}^{-4})$ )



de la lenteur au carré par rapport aux variables d'espace. Ce qui se traduit en pratique (eq. 18), par des contraintes sur les différences finies (de premier et second ordre) des coefficients  $B_{u^2_{ij}}$  des B-splines.

- On limite également a priori l'amplitude maximale du champ  $u^2$  ( $\sigma_{u^2}$  en  $s^2 \cdot km^{-2}$ )
- > Des contraintes sur la courbure des fronts d'onde :
  - en termes d'incertitude sur le temps d'arrivée au coin du modèle touché en premier par l'onde,  $\sigma_{F_3}(s)$ . En effet, puisque les deux jeux de  $T_o$  sur les bords de la zone rectangulaire sont traités indépendamment, on impose que leurs valeurs au coin ( $C_o$ ) soient égales ( $T_o(C_o)_X = T_o(C_o)_Y$ ) avec une incertitude  $\sigma_{F_3}$ . Dans les inversions des données réelles  $\sigma_{F_3} = 0.5$  s.
  - en termes de degré de lissage du front incident. A partir des conditions sur l'équation (8 annexe), on définit une incertitude a priori,  $\sigma_{F_4}(s \cdot km^{-1})$ , sur la direction locale du front d'onde. Elle correspond à un écart aux valeurs théoriques des dérivées partielles des temps d'arrivées sur les bords par rapport aux variables d'espace :

$$\frac{\partial T_0}{\partial X} = -\frac{\sin\theta}{c} \text{ et } \frac{\partial T_0}{\partial Y} = \frac{\cos\theta}{c} \quad (23)$$

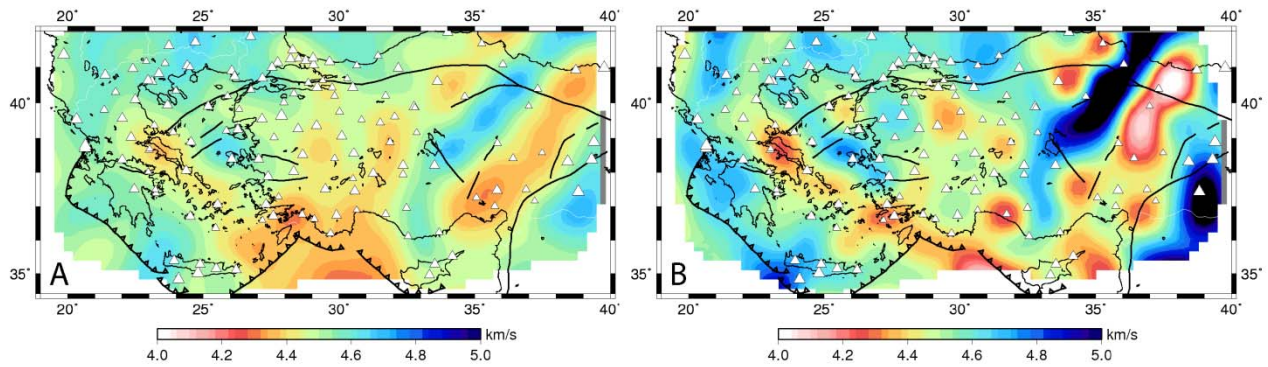
Où  $\theta$  est la direction théorique de l'onde définie sur le grand cercle et  $c$  la vitesse de phase.

D'autre part, les perturbations sur les paramètres sont supposées être du même ordre de grandeur afin d'éviter les problèmes de manque de précision numérique dans la résolution de l'équation (17). Or, les paramètres de lenteur au carré sont de l'ordre de  $10^{-1} s^2 \cdot km^{-2}$  alors que ceux des temps d'arrivées sont de l'ordre de la centaine de seconde. Ainsi, on applique un facteur de normalisation différent pour chaque type de paramètres pour qu'ils aient le même ordre de grandeur. Pour la lenteur au carré,  $norm_{u^2} = 10^{-1}$  et pour les temps d'arrivées,  $norm_T = 100$ . Ce qui revient à normaliser les valeurs propres de la matrice Jacobienne  $\mathbf{D}$  (eq. 16).

### 2.6.5. CARTES DE VITESSE DE PHASE

Les délais en temps mesurés pour des fréquences entre 20 et 195 s sont inversés en utilisant une combinaison de paramètres a priori avec leur incertitudes associées qui dépend de la période et du nombre de données. A partir de la troisième itération, le modèle de vitesse calculé est hétérogène. Les variations autorisées ( $\sigma_{u^2}$ ) autour de la valeur moyenne à chaque période (obtenue à l'itération n°2) sont comprises entre  $\pm 4$  and  $\pm 20$  %. En effet, Curtis et al. [1998] ont pu observer, dans notre zone d'étude, des variations latérales de vitesse de phase pour le mode fondamental des ondes de Rayleigh supérieures à 12% pour des périodes intermédiaires (80 s). Compte tenu de la densité du réseau de capteurs utilisés dans notre étude, il est naturel d'envisager pouvoir retrouver des variations de vitesse de phase encore plus fortes.

Le lissage horizontal des variations de vitesse de phase est déterminé de façon à faire diminuer la fonction coût en conservant un modèle le moins oscillant possible. Le modèle de vitesse doit être suffisamment lisse pour calculer les dérivées partielles de la lenteur au carré [Bruneton et al., 2002]. Les valeurs maximales des dérivées première de la lenteur au carré  $\sigma_{F_1}$  sont généralement prises entre  $8 \times 10^{-4}$  et  $25 \times 10^{-4} \text{ s}^2.\text{km}^{-3}$  et les valeurs maximales des dérivées seconde  $\sigma_{F_2}$  entre  $8 \times 10^{-6}$  et  $16 \times 10^{-6} \text{ s}^2.\text{km}^{-4}$ . La stratégie choisie pour éviter de tomber dans un minimum local de la fonction coût est de permettre, à la troisième itération, une exploration du paramètre lenteur autour de la valeur moyenne a priori assez large en autorisant des fortes variations latérales de vitesse. Cependant, si l'inversion converge vers un modèle de vitesse très oscillant, le lissage sur le champ de  $u^2$  est augmenté (les valeurs maximales a priori des dérivées partielles de  $u^2$  sont diminuées) pour éviter cette solution peu réaliste (minima local de la fonction coût) probablement liée au bruit de mesure (Figure 2.22).



**FIG. 2.22** – Exemple de résultats de l'inversion des données à  $T=170$  s obtenus avec différents lissages des variations de vitesse de phase. A : modèle lisse,  $f_{\text{coût}}$  des résidus = 2.36 ; B : modèle rugueux présentant des variations très fortes au nord-est de la Turquie,  $f_{\text{coût}}$  des résidus = 2.85.

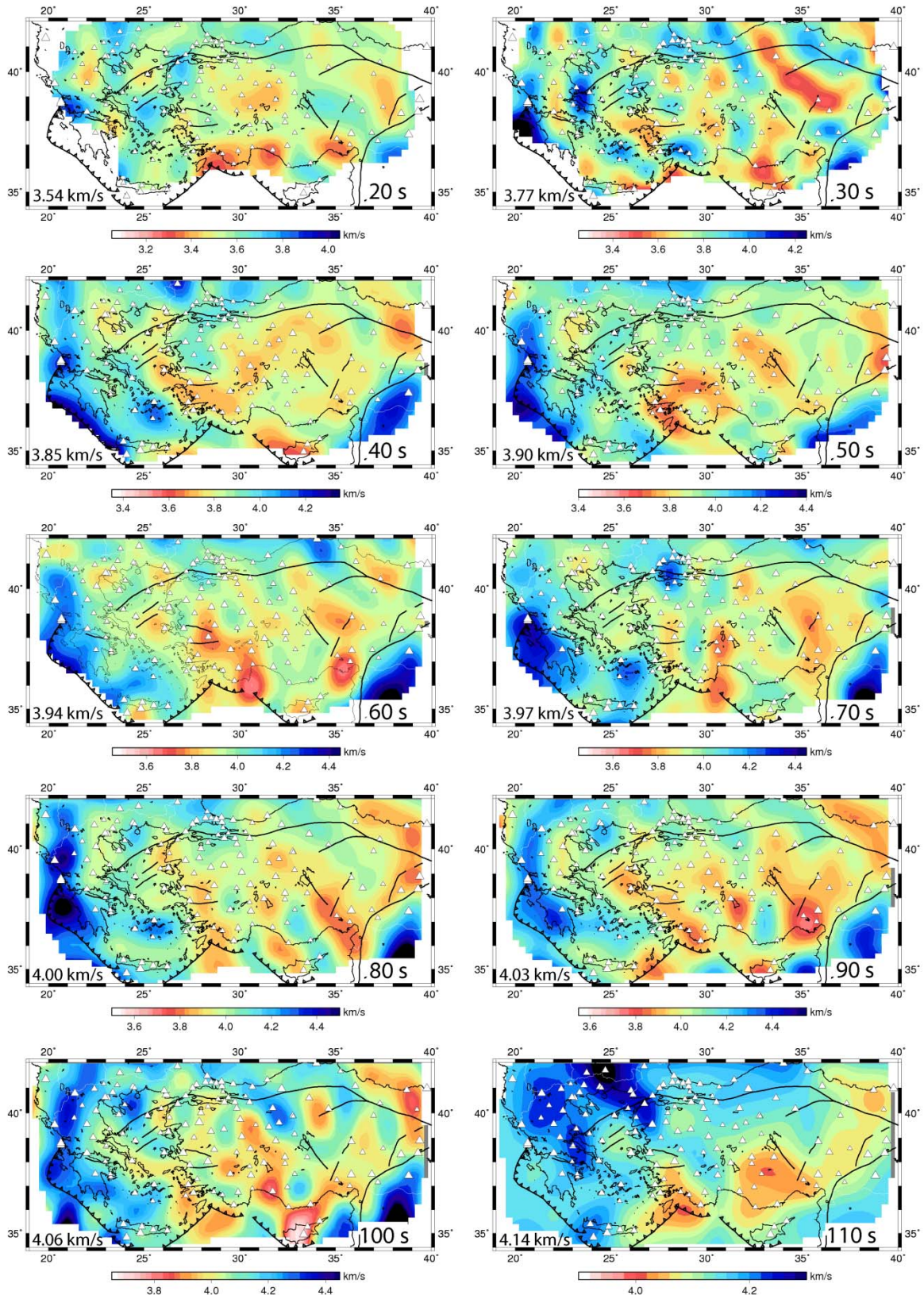
Dans l'exemple présenté dans la figure 2.22, on constate que les structures de vitesse sont très similaires dans les deux modèles, notamment en Grèce et en mer Egée. Les amplitudes de la vitesse varient cependant très fortement dans la partie nord-est de la Turquie [33°E - 38°N ; 39°E - 42°N]. Des tests ont été menés pour déterminer l'utilité d'un lissage du champ de vitesse plus important dans certaines zones où la densité de stations est plus faible. Pour cela, les valeurs a priori des invertitudes  $\sigma_{u^2}, \sigma_{F_1}, \sigma_{F_2}$  ont été divisées par 5 dans ces zones. Ces tests ont montré qu'un lissage qui varie latéralement selon la densité de stations n'améliore pas de manière significative le résultat de l'inversion, les résidus des temps ne s'en trouvent pas diminués. En effet, même en diminuant les contraintes de lissage a priori tout en gardant les zones potentiellement instables plus lisses, le résultat n'est pas amélioré.

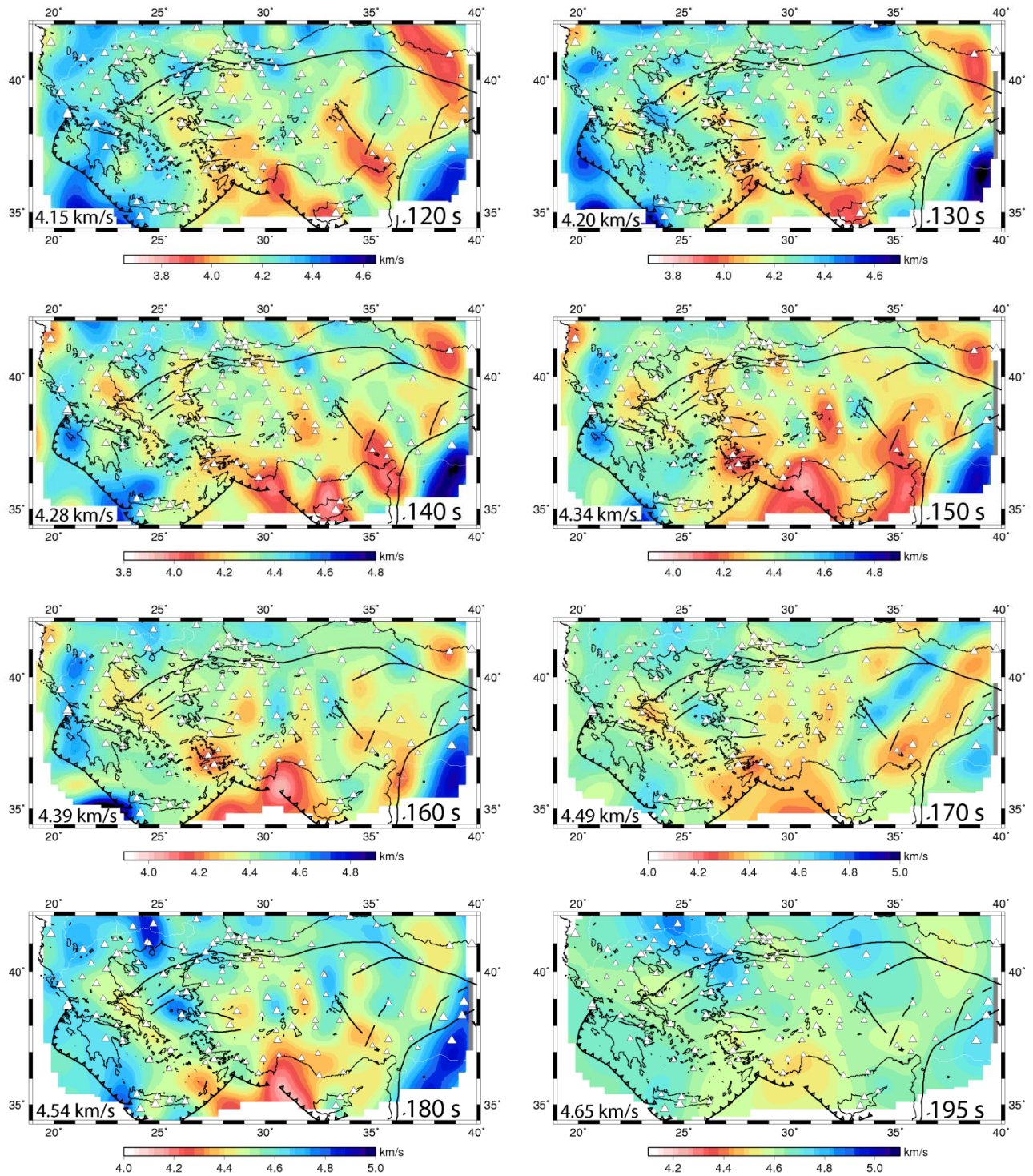
Les caractéristiques des inversions des mesures de délais inter-stations pour une sélection de périodes sont résumées dans la figure 2.23. Les cartes de vitesse de phase correspondant au modèle final pour chaque période entre 20 et 195 s sont présentées figure 2.24. Pour les cartes aux périodes comprises entre 50 et 120 s, la réduction de l'écart aux données entre le modèle homogène dans lequel les fronts d'onde ont été décalés en temps et le modèle final atteint plus de 40 %. Le lissage des fronts d'onde imposé dans les inversions est de  $\sigma_{F_4} = 0.05 \text{ s} \cdot \text{km}^{-1}$ . Il correspond à des variations locales sur la direction de l'onde incidente d'environ 11°.

Les variations de vitesse de phase en fonction de la période nous informent déjà sur la structure du manteau sous la région Egée-Anatolie. Cependant, il est nécessaire de garder à l'esprit que ces cartes à différentes périodes du mode fondamental de l'onde de Rayleigh sont associées à des variations de vitesse des ondes  $S$  dans le milieu sur une gamme de profondeurs assez large qui augmente avec la période de l'onde (voir figure 2.4 section 2.1.2). Une description détaillée des variations de vitesse de phase pour une sélection de périodes est présentée dans le chapitre 3 (article I soumis à *GJI*).

T (s)	N data	N param	$f_c$		% réduction du Misfit	N iter
			initial	final		
30	4729	5697	4.2	2.7	36	4
60	5532	5613	4.3	2.4	44	4
90	6642	5697	4.2	2.3	46	4
120	7930	5641	3.6	2.1	42	5
140	7650	5529	3.3	2.2	33	4
160	6880	5501	3.1	2.3	27	4
180	5634	5529	3.2	2.3	29	4

**FIG. 2.23** – *Tableau synthèse des valeurs caractéristiques pour l'inversion des données réelles à différentes période. Ndata : nombre de d'observations ; Nparam : nombre de paramètres ;  $f_c$  : fonction coût des résidus (eq. 20), initial : après avoir décalé les fronts d'ondes, final : modèle de vitesse présenté figure 2.26 ; Niter : nombre d'itérations pour obtenir le modèle final.*





**FIG. 2.24** – Cartes de vitesse de phase du mode fondamental de l'onde de Rayleigh entre 20 et 195 s de période. L'échelle de couleur varie suivant la période et la couleur verte correspond à la vitesse moyenne à la période considérée (indiquée pour chaque carte dans le coin en bas à gauche). Les variations de vitesse sont tracées pour des erreurs a posteriori inférieures à 3% de la vitesse (0.12 km /s). La taille des triangles est proportionnelle au nombre de données mesurées aux stations.

## **2.7. RESOLUTION DE LA VITESSE DE PHASE**

### 2.7.1. TESTS DE RESOLUTION

Il est important de tester l'algorithme d'inversion sur des jeux de données synthétiques pour plusieurs raisons:

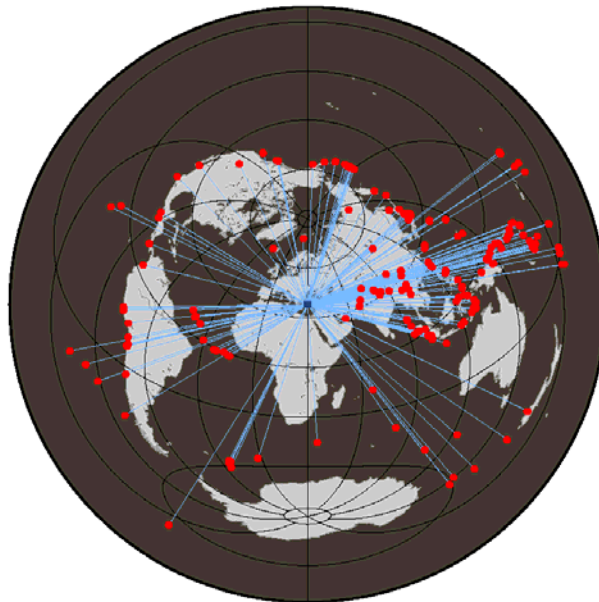
- > pour évaluer sa capacité à retrouver une structure réaliste connue à partir d'un jeu de temps de trajet bruités
- > pour estimer les artéfacts éventuellement introduit par l'inversion elle-même
- > pour étudier la convergence durant le processus
- > pour estimer la qualité de l'analyse de l'incertitude.

On effectue des tests synthétiques dans le but d'explorer l'influence de la paramétrisation et des limites imposées à l'espace des paramètres sur la récupération des différents éléments du modèle avec le processus d'inversion. Une manière fiable et significative d'interpréter les résultats de l'inversion réside dans l'appréciation des capacités de résolution par l'utilisation de différentes méthodes, e.g. la matrice de comptage, la matrice de résolution et les tests synthétiques. On va, dans cette partie, essayer d'estimer les capacités de résolution des variations de vitesse à l'aide de tests de sensibilité (damiers) et de différents tests synthétiques.

#### *2.7.1.1. Pondération des données selon la direction d'arrivée des séismes*

Le premier exemple de test de résolution réalisé pour notre jeu de données comprend un test en damier et un test synthétique dans lequel la structure de vitesse à retrouver présente une forme complexe correspondant un slab suivant la géométrie des arcs de subduction (Hellénique et Chypriote). Dans cet exemple, le nombre et la distribution des données aux stations correspondent à ceux obtenus à 120 s de période dans les données réelles. Afin de prendre en compte l'effet du bruit contenu dans les observations, un bruit aléatoire gaussien est introduit dans les temps synthétiques calculés dans les modèles de vitesse que l'on recherche. L'écart-type  $\sigma$  est choisit supérieur à celui des incertitudes sur les mesures de délais à cette période et correspond à l'écart type maximal qui est estimé pour 180 s de période (0.55 s). Suivant la période, la distribution de ces incertitudes varie cependant assez peu ( $0.35 \leq \sigma \leq 0.55$  s). Il s'agit dans cet exemple de quantifier l'amélioration apportée par une pondération des délais selon l'azimut des séismes. En effet, les 198 séismes utilisés pour la mesure des

délais apportent une bonne couverture azimutale puisqu'il n'y a pas de large fenêtre angulaire ( $>35^\circ$ ) vide de séisme. Cependant comme on peut l'imaginer beaucoup d'entre eux arrivent sur la zone d'étude par le quart Est (Figure 2.25). Or une distribution très inhomogène des sources peut produire un étalement des anomalies de vitesse retrouvées par l'inversion dans la direction principale des rais. Afin d'utiliser tous ces séismes provenant d'Asie et du Pacifique central tout en conservant une distribution homogène des sources, il a été nécessaire de pondérer les mesures de délais selon la direction des séismes. Ainsi, le poids d'une observation est déterminé par la racine carrée du nombre de séismes provenant de la même fenêtre d'azimuts (ouverture  $30^\circ$ ).

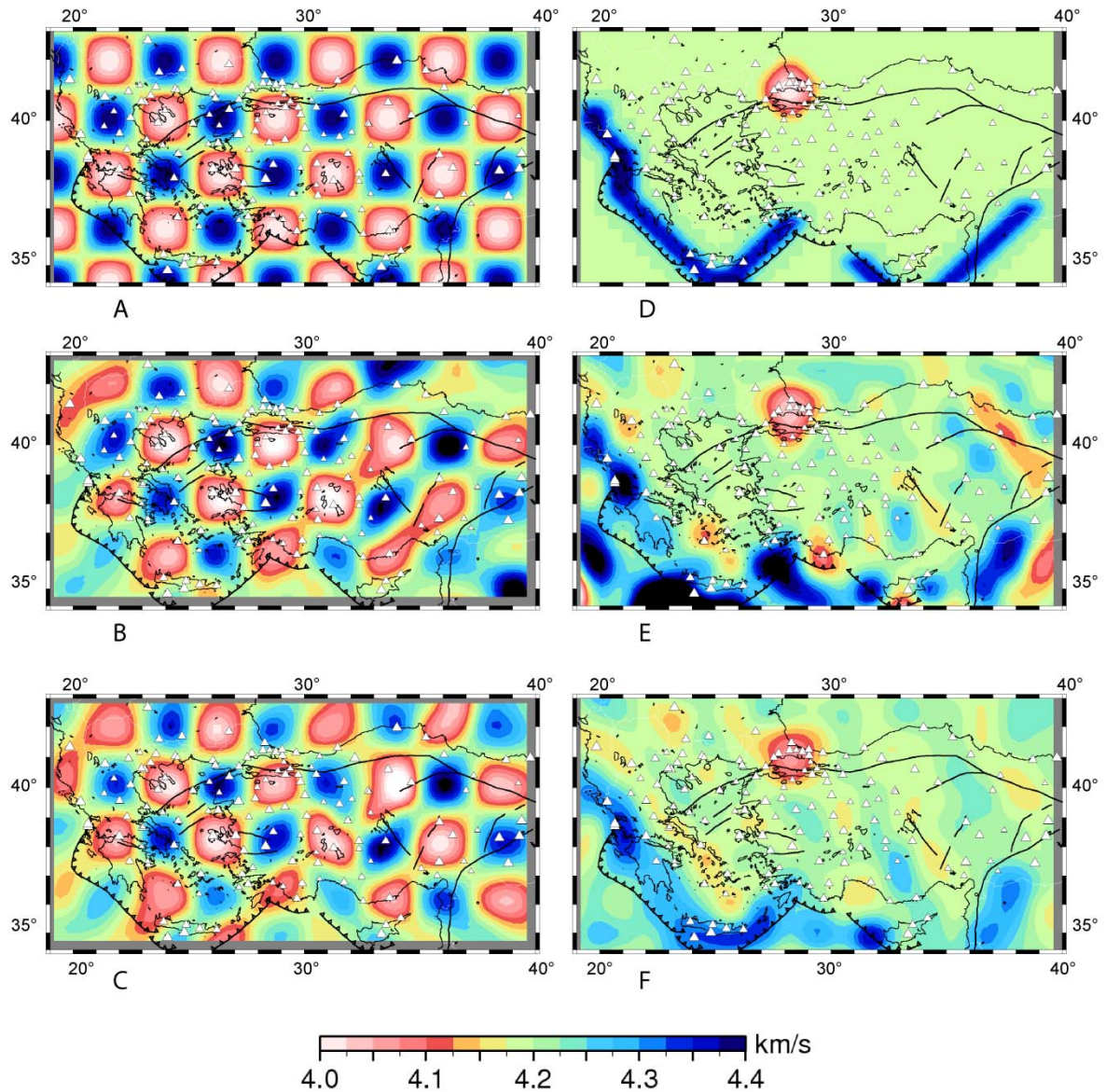


**FIG. 2.25** – *Répartition azimutale des séismes utilisés pour l'inversion de la vitesse de phase.*

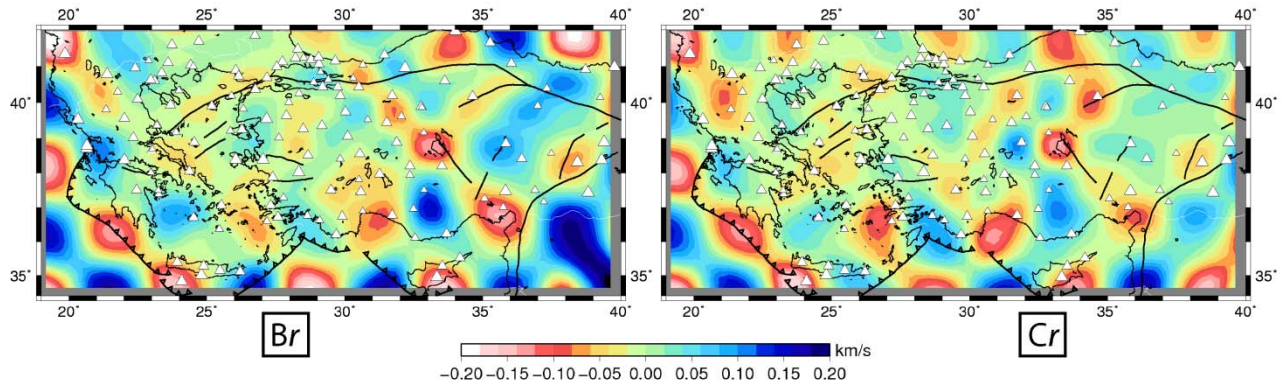
Le test en damier présenté dans la figure 2.26 (A-C) est réalisé avec des anomalies de 200 km d'amplitude maximale égale à  $\pm 4.75\%$  de la vitesse moyenne (4.2 km/s). Afin de se rapprocher du cas réel pour lequel les anomalies de vitesse dans le milieu réel ont peu de chance de se situer exactement sous les cellules de la grille paramétrée, la position de la maille utilisée pour l'inversion est légèrement différente (décalée de 30 km vers le nord, soit d'environ  $\Delta Y/3$ ) de la maille du modèle recherché. Les modèles de vitesse (d'entrée et de sortie) sont interpolés par des fonctions B-splines tous les 25 km.



La figure 2.26-B permet de montrer l'effet de la distribution inégale des séismes sur la récupération d'une structure de vitesse régulière et symétrique telle que le damier. Les anomalies sont étalées dans la direction NE-SO dans plusieurs zones du modèle. Ce qui montre que la prise en compte de la courbure des fronts d'onde incidents n'est pas suffisante pour éviter la projection d'erreurs externes à l'intérieur du modèle de vitesse quand la distribution azimutale des sources est trop déséquilibrée. Avec une pondération azimutale des données (Figure 2.26-C), le résultat de l'inversion est amélioré par rapport au résultat original (Figure 2.26-B). La réduction de la fonction coût (eq. 20) entre le modèle homogène moyen (3.83) et le modèle final (0.81 et 1.14) est de 79% avec une pondération azimutale et 70% sans. D'autre part, les différences d'amplitude de vitesse entre le modèle recherché et le modèle final issu de l'inversion (résidus de vitesse de phase) sont plus faibles avec une pondération azimutale (Figure 2.27). La figure 2.27 montre aussi que les résidus de vitesse près des bords du modèle sont plus grands pour le modèle B que pour le modèle C qui est moins oscillant en dehors de la zone couverte par les stations.



**FIG. 2.26** – Exemples de tests de résolution. La distribution et la quantité de données synthétiques correspond aux données réelles à  $T=120$  s. Les modèles de vitesse d'entrée sont présentés en A et D. A: un test en damier de 200 km. D: un modèle de vitesse synthétique comprenant une anomalie lente de 200 km de diamètre dans la région de la mer de Marmara et plusieurs anomalies rapides de 50 à 100 km d'épaisseur qui imitent une géométrie de slab le long de l'arc Hellénique et Chypriote. B et E : les modèles issus de l'inversion des délais synthétiques (bruités aléatoirement) calculés dans les modèles de vitesses d'entrée. C et F: les modèles issus de l'inversion au cours de laquelle les observations synthétiques bruitées sont pondérées selon la direction des séismes pour diminuer l'effet d'une distribution azimutale hétérogène.



**FIG. 2.27** – Cartes de résidus sur la vitesse de phase pour le test en damier de 200 km. *Br* : Résidus de vitesse de phase pour le modèle inversé sans pondération azimutale des données (modèle B) ; *Cr* : Résidus de vitesse de phase pour le modèle inversé avec pondération azimutale des données (modèle C).

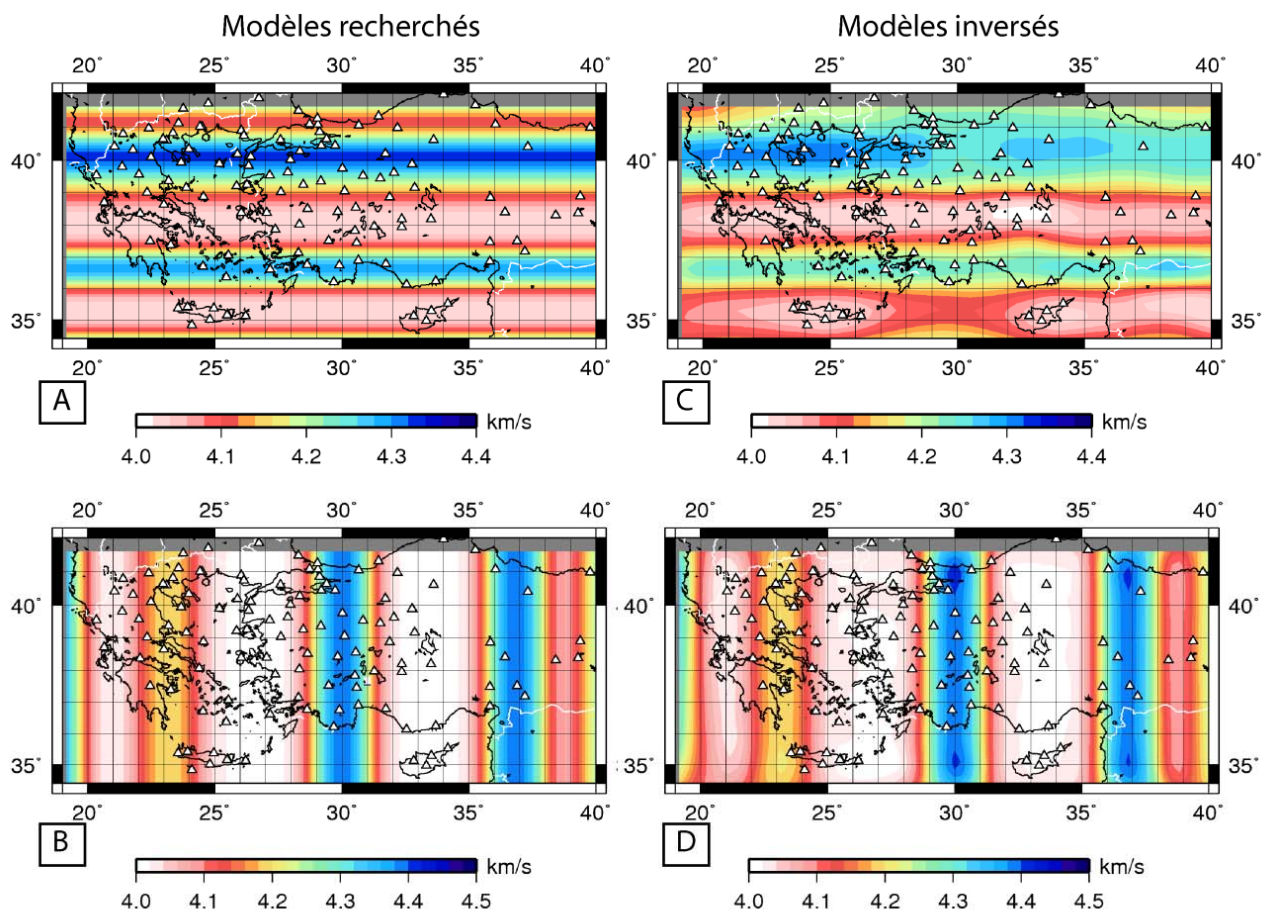
L'utilisation seule de modèles en damier pour analyser la résolution est insuffisante et ne prédit pas de la résolution de structures de vitesse de taille caractéristique supérieure à celle des anomalies du damier considéré comme bien résolu (ici 200 km). Dans notre cas, les stations sont localisées à l'intérieur du modèle et cet effet est alors moins important que pour les tomographies télésismiques en ondes de volume où les stations sont localisées sur les bords [e.g. *Lévêque et al.*, 1993]. D'autre part, dans notre région d'étude, la structure de vitesse majeure associée à des anomalies de vitesse positives est le slab Hellénique et sa possible continuation vers l'est. Or comme la densité de stations au sud de la zone est faible, il apparaît nécessaire de tester la résolution de l'inversion avec un modèle de vitesse synthétique présentant une anomalie rapide le long de l'arc de subduction et une interruption localisée au sud ouest de l'Anatolie. Ainsi, on peut estimer la capacité de récupération de l'amplitude et de la géométrie d'une telle structure. Le modèle de vitesse synthétique à retrouver (figure 2.26 D) est construit avec une anomalie de vitesse positive (+0.2 km/s) d'épaisseur comprise entre 50 et 100 km dans un environnement homogène (à 4.2 km/s). Une anomalie négative (-0.2 km/s) de 200 km est ajoutée dans la région de Marmara où la densité de stations est la plus élevée. Comme pour le test en damier, on ajoute aux temps calculés dans ce modèle de vitesse un bruit gaussien d'écart-type similaire à celui estimé dans les données.

Les différences observées entre modèles de vitesse issus de l'inversion (D et E) sont grandes autant du point de vue de l'amplitude des anomalies que de leur géométrie. Ces deux modèles montrent l'efficacité de la pondération azimutale des données pour stabiliser la solution en présence de bruit. Malgré un léger étalement des anomalies dû à la taille des cellules paramétrées (~100 km) et une atténuation de l'amplitude des anomalies rapides dans les zones de faible densité de stations (Péloponnèse et Sud-Est de la zone), la géométrie de ces anomalies est assez bien reconstruite. L'anomalie négative dans la région de Marmara de forme quasi circulaire est bien récupérée dans le modèle F et dans le modèle E. Vers 30°E, la station la plus au sud est située sur la côte sud ouest de la Turquie, ce qui ne permet pas une bonne résolution plus au sud entre les deux branches de l'anomalie synthétique rapide. On observe un étalement de l'anomalie entre l'est de la Crête et l'ouest de Chypre. Ainsi, dans le cas réel, si il existe une déchirure de slab dans cette zone, notre méthode aura plutôt tendance à sous-estimer son amplitude et sa dimension.

#### *2.7.1.2. Géométrie du réseau sismologique et orientation des structures de vitesse*

Le réseau de capteurs s'étend sur environ 2000 km en est-ouest et environ 800 km en nord-sud. A cette géométrie rectangulaire s'ajoute une distribution des stations non-régulière. Le but de cette partie est de déterminer l'impact de la distribution des stations sur la géométrie de structures de vitesse récupérée après inversion. L'exemple choisit présente deux types de modèles de vitesse dont les anomalies sont orientées selon les directions X (EW) et Y (NS) de la zone modélisée.

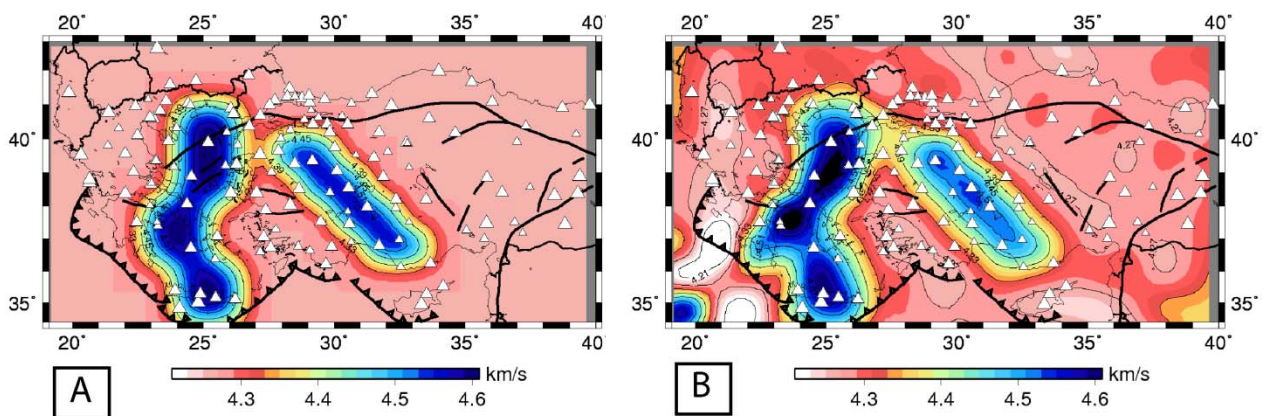
La figure 2.28 montre que le réseau de stations sismologiques est mieux adapté pour la récupération de variations de vitesse selon l'axe X que selon l'axe Y. En effet, le modèle de vitesse D est très proche du modèle B. Les fonctions coût des résidus obtenus pour ce modèle sont de 0.05 alors qu'ils sont de 0.6 pour le modèle C. On peut aussi remarquer que l'amplitude des variations de vitesse dans le modèle C est atténuée dans la partie Nord (surtout au Nord de l'Anatolie) ainsi qu'entre les deux îles du Sud (Crête et Chypre) de plus de 2%.



**FIG. 2.28** – Tests synthétiques sur la résolution de variations de vitesse de phase unidirectionnelles. A et B: les modèles recherchés; C et D: les modèles issus de l'inversion; A et C: exemple de résolution d'un modèle de vitesse où les structures sont orientées est-ouest. L'amplitude des variations de vitesse est atténuée. B et D: inversion d'un modèle de vitesse où les structures sont orientées nord-sud. Le modèle issu de l'inversion est très proche du modèle recherché.

### 2.7.1.3. Récupération de l'amplitude des anomalies de vitesse

Le test synthétique qui suit vise à estimer la capacité de notre inversion à retrouver l'amplitude et la géométrie d'une structure de vitesse élevée (de type slab) dans un environnement très lent. En effet, le manteau sous l'Anatolie apparaît dans les autres modèles tomographiques en ondes  $S$  comme très lent ( $\sim 4.3$  km/s à 150 km de profondeur) [Marone *et al.*, 2004; Debayle *et al.*, 2005; Maggi and Priestley, 2005; Chang *et al.*, 2010], il est donc important de quantifier son effet sur la récupération de l'amplitude des anomalies rapides dans la région. Pour cela, le modèle synthétique utilisé (Figure 2.29) comporte deux structures à vitesse rapide (4.6 km/s) dans un environnement lent ( $\sim 4.3$  km/s). La structure rapide située en mer Egée se compose de 3 blocs de 200 km de large reliés par des zones rapides plus étroites. La seconde structure, localisée sous l'ouest de l'Anatolie, est rectiligne sur environ 600 km et s'étend sur 100 km de large. Après 3 itérations, le résultat de l'inversion (toujours avec ajout d'un bruit synthétique) est assez proche du modèle recherché. Il apparaît cependant que lorsque la dimension (la largeur) des anomalies est inférieure à deux fois la taille des cellules de la grille ( $\sim 200$  km), l'amplitude retrouvée se trouve atténuée de l'ordre de 2%. Ainsi la paramétrisation et les contraintes de régularisation utilisées ont pour effet de sous estimer les variations de vitesse décrivant des structures étroites ( $< 200$  km).



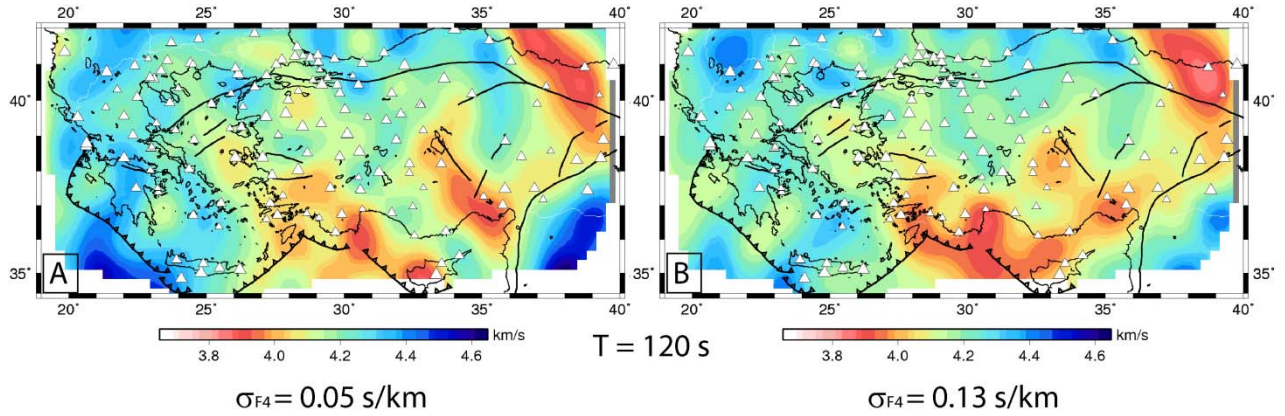
**FIG. 2.29** – *Test de résolution d'une structure de vitesse rapide dans un milieu très lent. A : modèle recherché avec ajout de bruit synthétique ; B : modèle issu de l'inversion.*

#### 2.7.1.4. Courbure des fronts d'onde et modèle de vitesse

Le lissage des fronts d'onde incidents imposé dans les inversions permet de tenir compte des effets de propagation à l'extérieur de la région modélisée. Une onde téléseismique peut avoir traversé des structures de vitesse très hétérogène avant d'arriver dans la zone d'étude induisant une distorsion importante du front d'onde incident. Cela se traduit par un changement local observé aux stations de la direction d'arrivée de l'onde par rapport à une propagation théorique le long du grand cercle entre le séisme et la station. A titre d'exemple, *Cotte et al.* [2000] ont mesuré des déviations par rapport à la direction théorique de 4 à 30° sur un petit réseau (25 km d'envergure) de stations dans les Alpes à courtes périodes (35 s). Ils ont estimé que 50% de la valeur de ces déviations seraient liée à la déviation des ondes à très grande échelle comme par exemple aux abords du plateau Tibétain dans lequel les ondes se propagent plus lentement.

A l'échelle de notre réseau (distance inter-station  $\sim 80$  km) et compte tenu de la gamme de période utilisée (20-195s), les déviations que l'on peut prendre en compte dans les incertitudes a priori sur les dérivées partielles des temps d'arrivée des fronts d'ondes  $\frac{\partial T_0}{\partial X}$  et  $\frac{\partial T_0}{\partial Y}$  sur les bords du modèle sont plus faibles. Il s'agit de trouver un compromis entre des fronts d'onde trop perturbés qui pourraient en principe expliquer les données de temps d'arrivées aux stations sans aucune variation de vitesse de phase dans le milieu [*Friederich*, 1998] et des fronts d'onde trop lisses qui ne prendraient pas en compte les effets de propagations externes, projetant ainsi des variations de vitesse erronées à l'intérieur du modèle.

Les tests menés sur des données synthétiques et les données réelles ont permis de définir une valeur compromis de  $\sigma_{F_4} = 0.05 \text{ s.km}^{-1}$ , soit 11° d'incertitude sur la direction locale des fronts d'onde. L'exemple présenté dans la figure 2.30 montre les résultats d'inversion des mesures de délais à 120 s de période avec en A :  $\sigma_{F_4} = 0.05 \text{ s.km}^{-1}$  et en B :  $\sigma_{F_4} = 0.13 \text{ s.km}^{-1}$  (soit des déviations de 30° par rapport à la direction théorique autorisées). La fonction coût des résidus obtenue en B ( $f_c = 2.93$ ) est très supérieure à celle du modèle A ( $f_c = 2.10$ ) et le modèle de vitesse B est plus lisse. Ainsi, l'ajustement des paramètres des temps d'arrivées sur les bords du modèle prime sur les paramètres décrivant la lenteur au carré, ce qui n'est pas le but recherché.

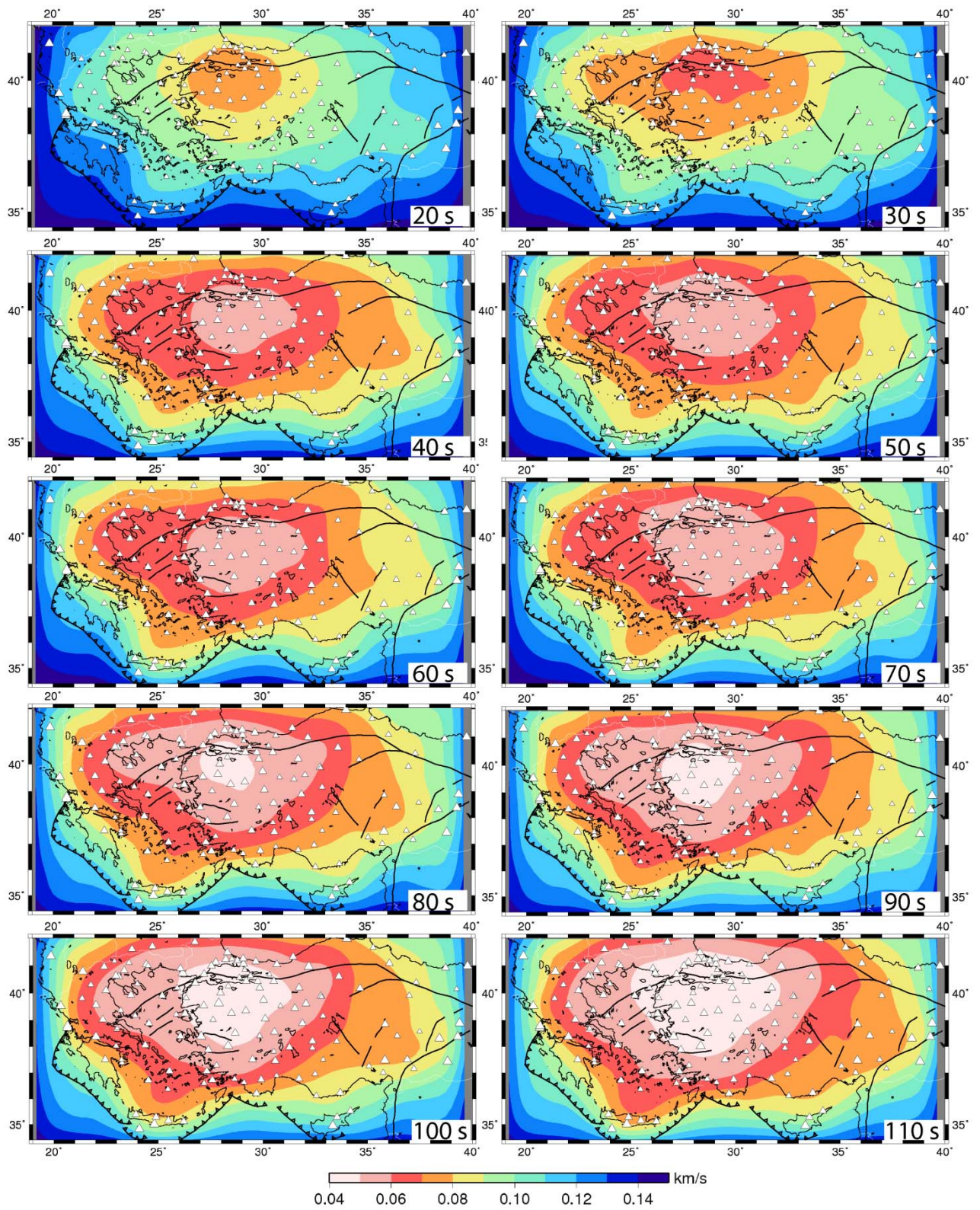


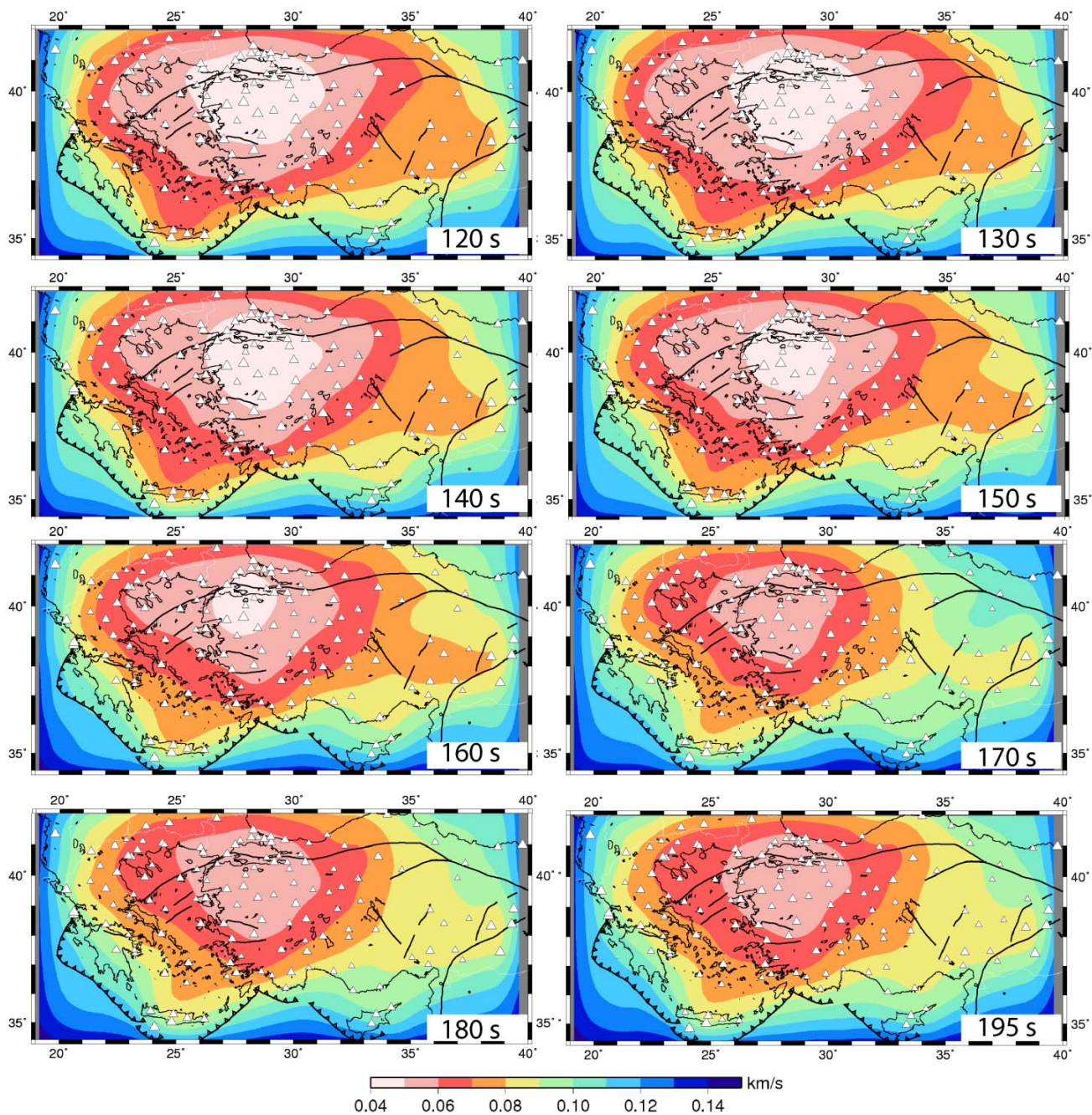
**FIG. 2.30** – *Test sur les vraies données. Déviations locales autorisées des fronts d’onde pour l’inversion des données à  $T = 120$  s. A : modèle de vitesse issu de l’inversion avec  $11^\circ$  de variations locales par rapport à la direction théorique ; B : avec  $30^\circ$  de déviations locales.*

### 2.7.2. DISTRIBUTION DE L’ERREUR

Lors de l’inversion des cartes de vitesse de phase, la matrice de covariance a posteriori  $C_m$  (section 2.6.2, eq. 21) calculée selon *Tarantola* [1987], nous donne accès aux erreurs a posteriori sur les paramètres (lenteur au carré et temps d’arrivée des fronts d’onde sur les bords du modèle). L’erreur a posteriori sur la vitesse de phase calculée en chaque point du modèle (eq. 46) dépend des contraintes de lissage utilisées. En effet, pour un même modèle de vitesse, plus les contraintes de régularisation sur les variations de la lenteur au carré  $u^2$  sont fortes (valeurs tendent vers 0) et plus l’erreur a posteriori sur la vitesse de phase  $\sigma_c$  est faible. Afin de pouvoir comparer ces erreurs sur la vitesse de phase à différentes périodes, il est nécessaire d’utiliser les mêmes contraintes de lissage sur le modèle de vitesse lors de l’inversion du modèle final. Le nombre de paramètres indépendants décrivant la lenteur au carré dans le milieu 2D est donc ainsi identique pour toutes les périodes. D’autre part, selon la relation (46), nous avons besoin d’une vitesse de référence que nous fixons à  $4 \text{ km s}^{-1}$ . La valeur de l’erreur a priori est choisit à  $0.15 \text{ km s}^{-1}$  pour toutes les périodes.



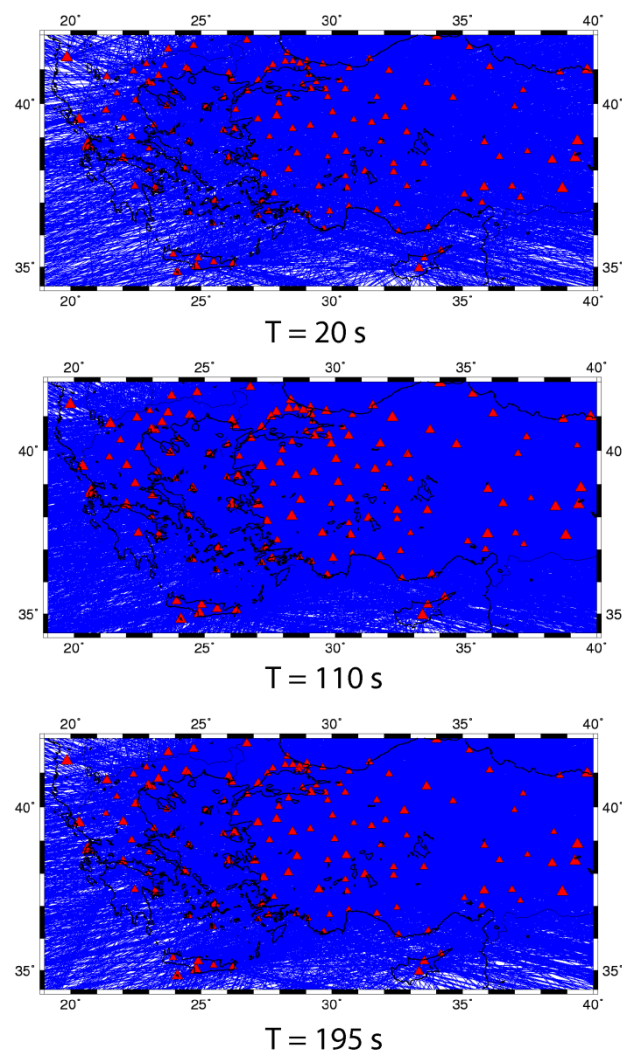




**FIG. 2.31** – *Cartes d'erreur a posteriori sur la vitesse de phase à toutes les périodes (20-195 s). La taille des triangles est proportionnelle au nombre de données à chaque station utilisé dans l'inversion.*

La figure 2.31 présente les cartes d'erreurs a posteriori sur la vitesse de phase pour toutes les périodes (20 à 195 s). La distribution de cette erreur en fonction de la période illustre au premier ordre la quantité de délais mesurés. En dessous de 40 s de période, le nombre de données est nettement plus faible (Figure 2.21) et l'erreur sur la vitesse de phase est plus élevée qu'à plus longues périodes. Elle varie entre 0.06 et 0.13  $\text{km s}^{-1}$  sous le réseau

alors qu'à toutes les périodes comprises en 40 et 195 s, elle est au maximum de  $0.1 \text{ km s}^{-1}$ . Au centre du réseau (au Nord-Ouest de l'Anatolie), l'incertitude sur la vitesse de phase inversée atteint un minimum de 1% de la vitesse de référence. En dehors des stations, l'erreur sur la vitesse de phase augmente très vite, car la densité de rais est plus faible (figure 2.32).



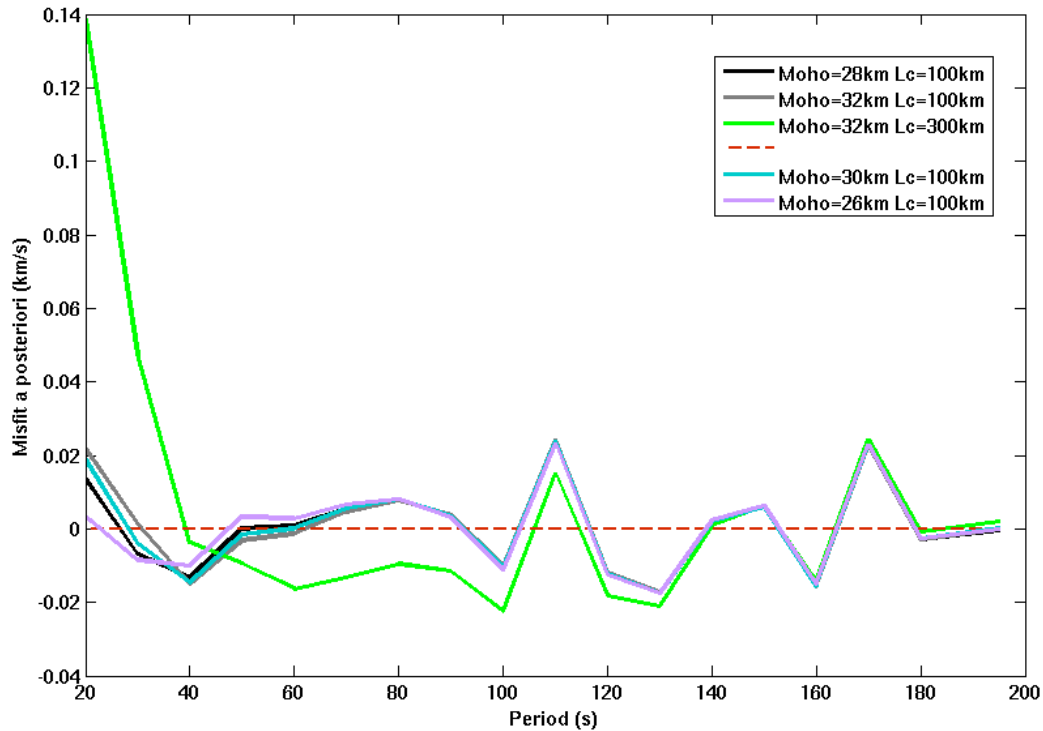
**FIG. 2.32** – *Distribution des trajets (entre récepteur et bords du modèle) à différentes périodes. Les rais sont tracés dans la direction théorique de l'onde dans le modèle de vitesse moyen à chaque période. La couverture des rais sur les bords de la zone délimitée par les stations varie en fonction du nombre et de la distribution des données et donc de la période.*

## 2.8. INVERSION 3D DE LA VITESSE DES ONDES S

### 2.8.1. INVERSION DES COURBES DE DISPERSION

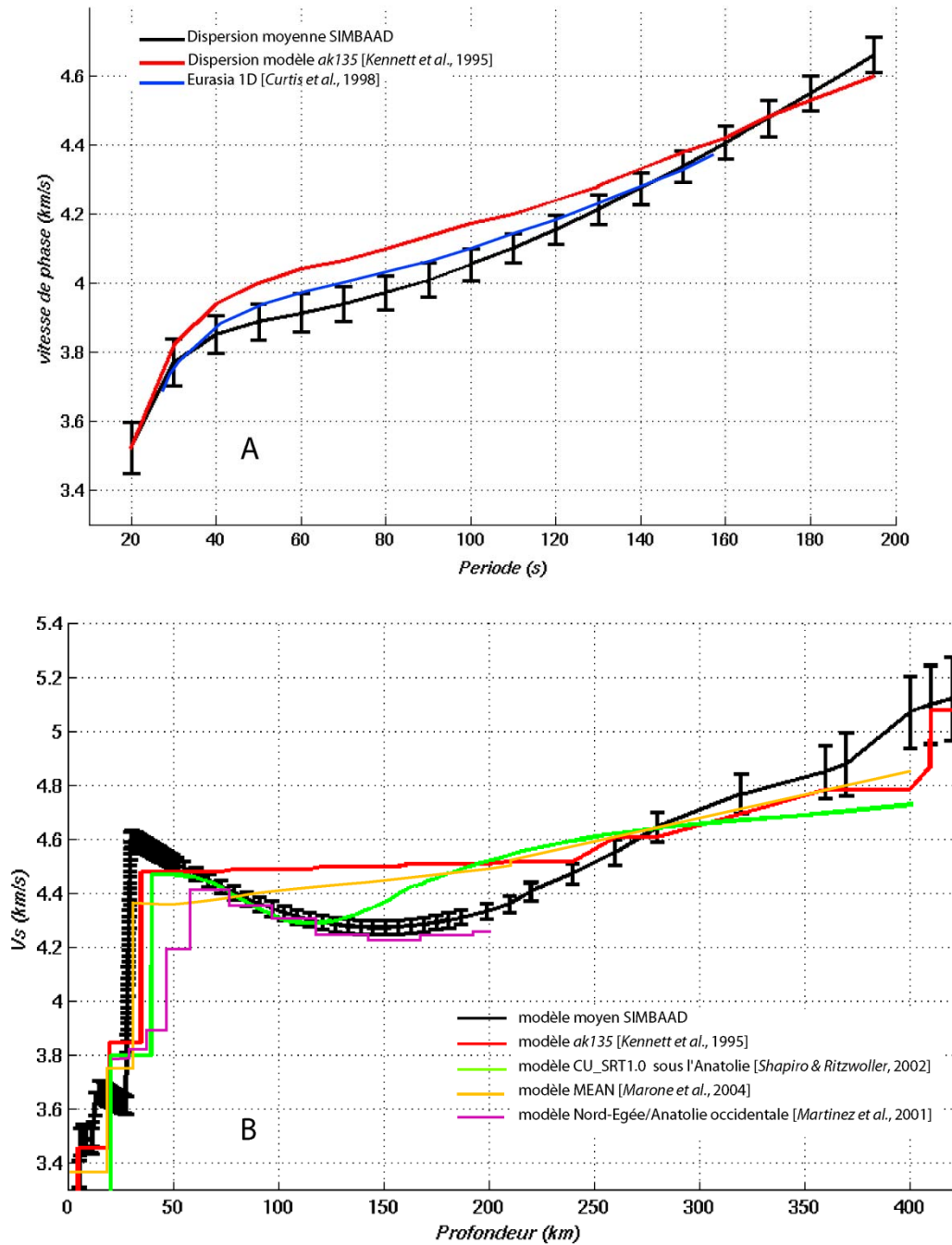
Dans cette deuxième partie du processus d'inversion, on utilise les cartes de vitesse de phase interpolées qui permettent d'en extraire une courbe de dispersion en vitesse de phase pour le mode fondamental de l'onde de Rayleigh en tous points du modèle. Nous extrayons ces courbes de dispersion sur une grille de points espacés de 25 km en EW et NS. Afin d'obtenir la structure de vitesse en ondes  $S$  dans le manteau, ces  $N$  ( $\sim 2500$ ) courbes de dispersion sont inversées selon la méthode de *Maupin & Cara* [1992] pour obtenir  $N$  profiles 1-D de  $V_s(Z)$ . Cette méthode d'inversion linéarisée permet un découplage total des couches aux interfaces. La profondeur des interfaces est fixée durant l'inversion, seule le paramètre  $V_s$  est inversé. Le programme de *Saito* [1988] est utilisé pour calculer les vitesses de phase initiales et leurs dérivées partielles dans un modèle de Terre sphérique. L'algorithme d'inversion utilisé est celui de *Tarantola & Valette* [1982]. Dans la matrice de covariance a priori, la longueur de corrélation  $L$  définit le lissage des variations de  $V_s(Z)$  introduit a priori. La matrice de covariance a posteriori est également calculée. L'avantage de cette méthode itérative est d'être peut dépendante du modèle de vitesse initial entre les interfaces si la longueur de corrélation a priori est suffisamment grande.

Pour réaliser l'inversion de la dispersion moyenne en vitesse de phase et obtenir le modèle moyen  $\beta(Z)$  sur la région Egée-Anatolie, il a été nécessaire de tester l'influence du modèle initial (épaisseur de croûte) et de la longueur de corrélation sur le résultat de l'inversion. La figure 2.33 montre les écarts a posteriori sur la vitesse de phase entre les données et les différents modèles. Les variations verticales de vitesse ne peuvent pas être expliquées avec une longueur de corrélation trop grande (300 km). D'autre part, de petites variations (2 à 6 km) d'épaisseur crustale introduisent des écarts a posteriori sur la vitesse de phase faibles ( $< 0.02$  km/s) et seulement entre 20 et 60 s de période.



**FIG. 2.33** – Inversion du modèle moyen de vitesse en ondes *S*. Ecart a posteriori sur la vitesse de phase en fonction de la période pour des modèles présentant des épaisseurs crustales différentes (écart nul représenté par la courbe en tirets rouges). La longueur de corrélation verticale la mieux adaptée est  $L = 100$  km.

La figure 2.34 montre la dispersion moyenne et le modèle de vitesse des ondes *S* issu de l'inversion avec une épaisseur crustale de 28 km et une longueur de corrélation verticale de 100 km. Le modèle moyen en ondes *S* est comparé à différents modèles de vitesse régionaux et au modèle de référence pour les continents *ak135* [Kennett *et al.*, 1995]. La région Egée-Anatolie est caractérisée par une zone à moindre vitesse entre 75 et 225 km de profondeur dans notre modèle. Des variations similaires sont observées par Martinez *et al.* [2001] pour la région Nord-Egée/Anatolie occidentale (Figure 2.34). La correspondance entre ces deux profils  $V_s(Z)$  est probablement liée au fait que la densité de stations est maximale dans cette région (erreur a posteriori minimale voir Figure 2.31).



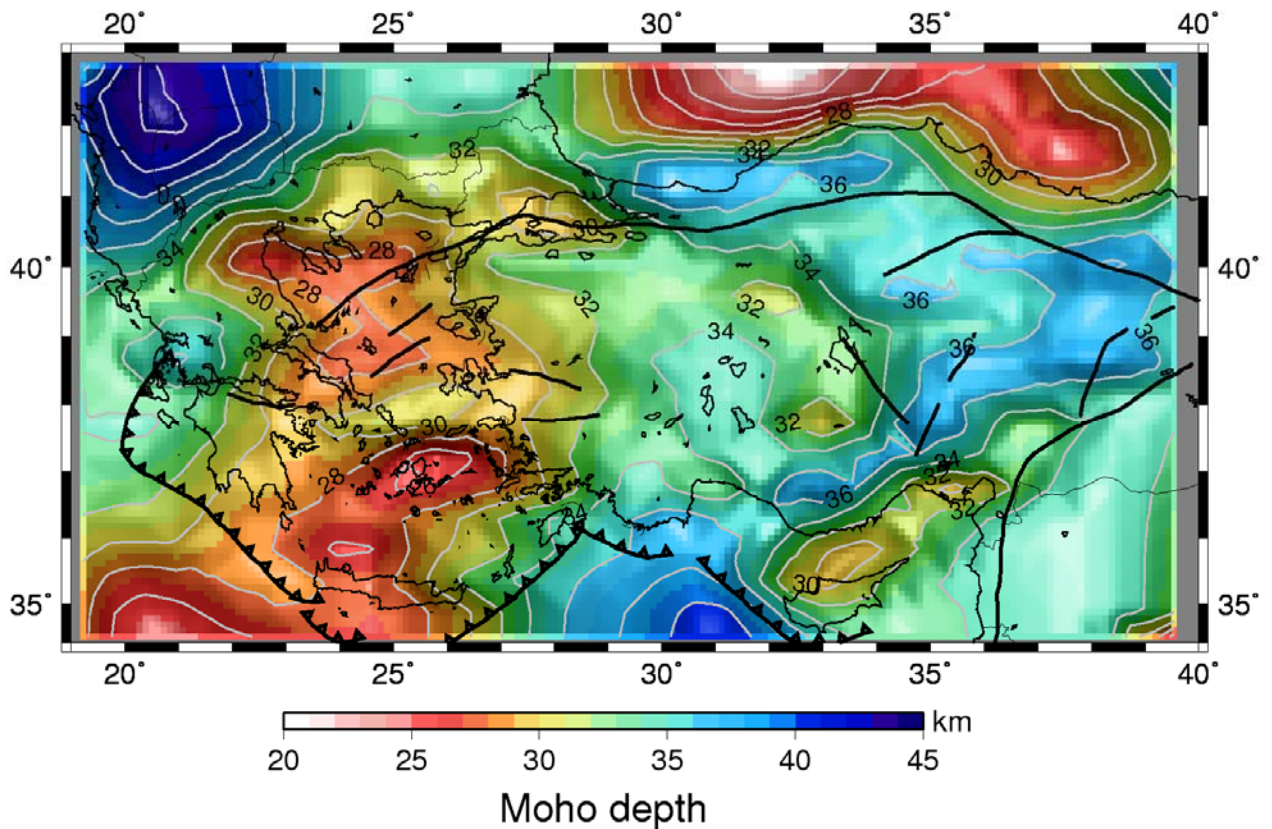
**FIG. 2.34** – A: Comparaison de la courbe de dispersion moyenne en vitesse de phase sur la région Egée-Anatolie avec la dispersion calculée dans le modèle de référence ak135 et avec la dispersion mesurée par Curtis et al. [1998] à l'échelle continentale. B: Comparaison du profil 1D moyen de vitesse de ondes S sous le réseau SIMBAAD avec des modèles précédents; rouge - le modèle de référence ak135; vert - un profil 1D sous l'Anatolie centrale dans le modèle global ( $2 \times 2^\circ$ ) CU\_SRT1.0 [Shapiro & Ritzwoller, 2002]; orange – le modèle de vitesse moyen obtenu sur la Méditerranée MEAN [Marone et al., 2004]; violet – modèle de vitesse moyen sur la région Nord-Egée/Anatolie Occidentale [Martinez et al., 2001].

Le profil 1D de  $V_s(Z)$  de *Marone et al.* [2004] est une version modifiée du modèle radial *IASP91* [*Kennett & Engdahl*, 1991] pour tenir compte des vitesses faibles obtenues dans les 200 premiers kilomètres sur toute la région méditerranéenne. Ainsi, la région Egée-Anatolie se distingue au sein même de la Méditerranée par cette zone à moindre vitesse. A 120 km de profondeur, la vitesse moyenne des ondes  $S$  sous la région est de 4.29 km/s (Figure 2.34) soit -4.7% par rapport au modèle de référence *ak135* [*Kennett et al.*, 1995].

### 2.8.2. MODELE CRUSTAL UTILISE

Compte tenu de la gamme de périodes utilisée (20-195 s) et de la faible résolution obtenue à très courte période (<40 s) (Figure 2.31), il n'est pas possible de résoudre la structure crustale. Or, l'épaisseur de croûte a une influence importante sur la dispersion observée aux périodes intermédiaires (30-50 s). Il est donc essentiel pour notre inversion de la structure tri-dimensionnelle du manteau sous la région de disposer d'une information a priori sur la profondeur du Moho, la plus précise possible et en chaque point de la zone.

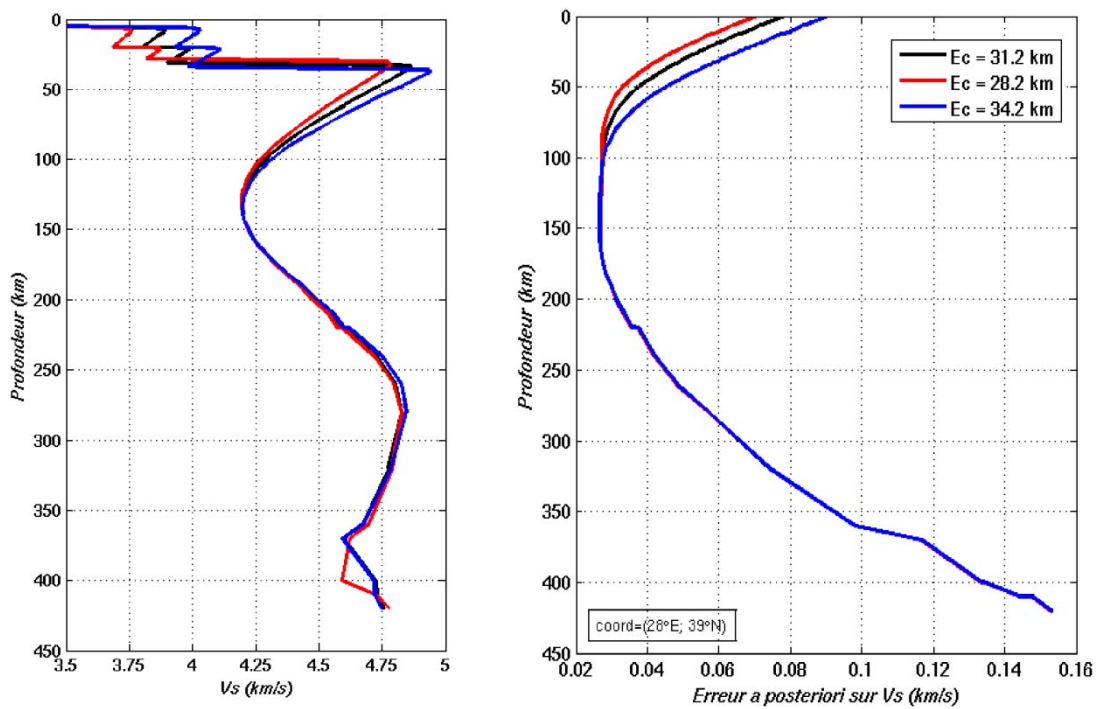
Une tomographie crustale de la région Egée-Anatolie a également été réalisée dans le cadre du projet SIMBAAD [*Hubans*, 2010]. Cette tomographie en ondes de surface est basée sur l'utilisation de bruit de fond sismique. Le modèle crustal obtenu à partir des cartes de vitesse de groupe de l'onde de Rayleigh couvre la presque totalité de la région modélisée ici. Ce modèle s'avère être le plus précis (distance inter-stations < 80 km dans la majeure partie de la région) à cette échelle. Basée sur les mesures de vitesse de groupe entre toutes les paires de stations, seules quelques zones restent cependant non-résolues : la région de la mer Noire, le sud-ouest de l'Egée et le coin sud-est de la zone. Le modèle d'épaisseur crustale utilisé dans ces zones non couvertes par le modèle de *Hubans* [2010] est celui de *Tesauro et al.* [2008] (EuCRUST-07). Il a été choisi parmi les différents modèles de croûte disponibles (e.g. *Mooney et al.*, 1998; *Grad et al.*, 2009) pour sa bonne correspondance avec le modèle de *Hubans* [2010] dans les zones couvertes par ces deux modèles (Grèce et Turquie jusqu'à 35°E). Le modèle d'épaisseur crustale composite est ensuite lissé par des fonctions splines pour éviter des variations latérales trop brusques à l'intersection des deux modèles (Figure 2.35).



**FIG. 2.35** – Carte composite de profondeur du Moho utilisée dans l'inversion pour la structure de vitesse des ondes *S* dans le manteau.

Des tests ont permis de mettre en évidence la sensibilité de notre inversion aux erreurs sur l'épaisseur crustale introduite a priori jusqu'à 80 km de profondeur (Figure 2.36). Directement sous le Moho, les erreurs de vitesse des ondes *S* associées à différentes profondeurs de Moho peuvent atteindre 0.1 km/s mais décroissent très rapidement avec la profondeur. Ces erreurs sont également projetées à la base du modèle (360-420 km) où les données ( $T_{\max} = 195$  s) ne permettent pas de contraindre le modèle de vitesse  $V_s(Z)$ . La profondeur maximale d'investigation est de l'ordre de  $\lambda/3$ .

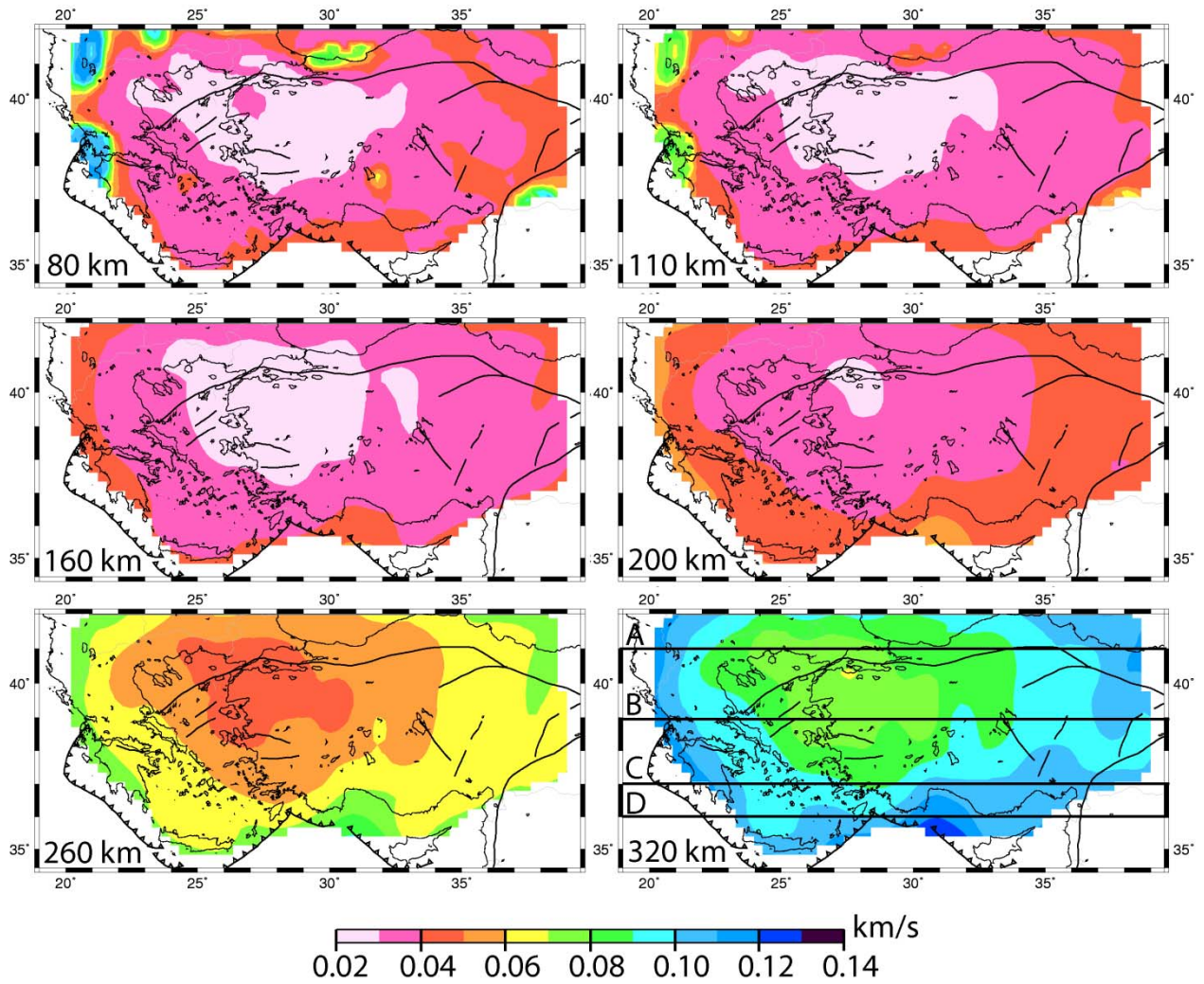




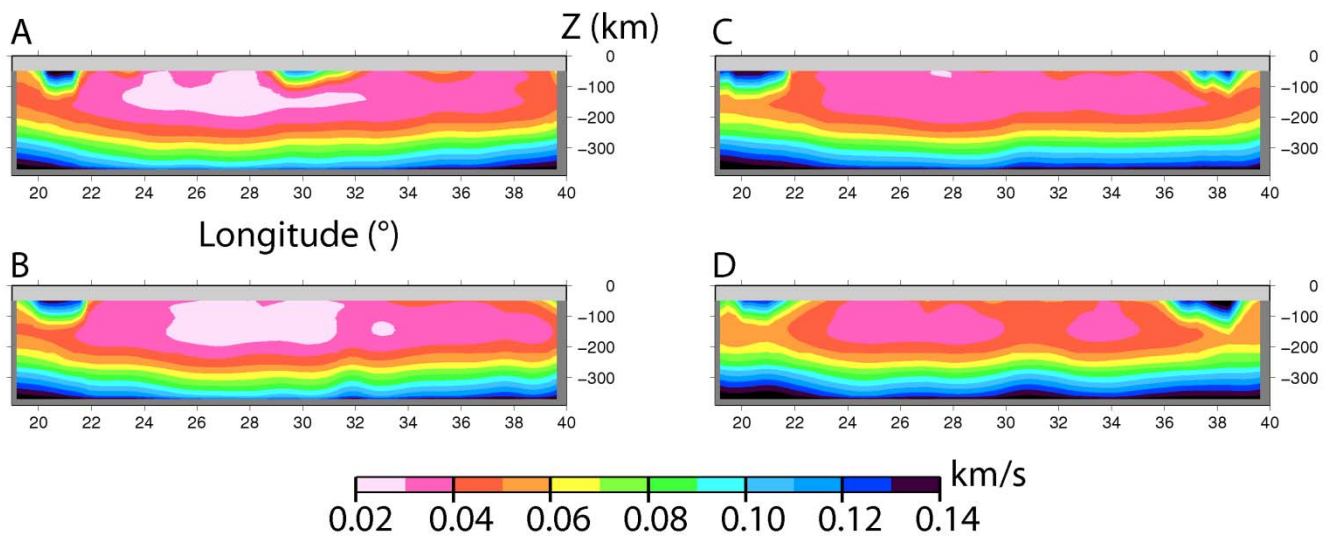
**FIG. 2.36** – Estimation de la propagation verticale des erreurs sur la profondeur du Moho sur les variations verticales de la vitesse de ondes  $S$  dans le manteau. Exemple de résultats de l'inversion de la courbe de dispersion mesurée au point  $28^{\circ}\text{E}$ - $39^{\circ}\text{N}$  avec différents épaisseur crustale a priori ( $E_c$ ). Noir –  $E_c = 31.2$  km d'après Hubans [2010]. Rouge –  $E_c = 28.2$  km. Bleu –  $E_c = 34.2$  km. Les différences en  $V_s$  absolue ainsi qu'en erreur a posteriori sur  $V_s$  sont significatives jusqu'à 80 km et deviennent négligeables plus en profondeur.

### 2.8.3. ERREUR A POSTERIORI SUR LA VITESSE DES ONDES S

Les erreurs a posteriori calculées pour chaque modèle de vitesse 1D ( $V_s(Z)$ ) sont représentées en cartes et en coupes dans les figures 2.37 et 2.38. Jusqu'à 200 km de profondeur, cette erreur est inférieure à 0.05 km/s sous la majorité de la zone couverte par les stations. L'erreur a priori est fixée à 0.2 km/s partout. A 320 km, elle atteint au maximum 0.11 km/s (soit 55% de l'erreur a priori). A cette profondeur, les mesures de délais à longues périodes apportent donc toujours de l'information. Les zones très localisées où l'erreur sur la vitesse des ondes  $S$  est considérablement plus élevée (à l'Ouest du golfe de Corinthe, en Albanie et au NE de la Mer de Marmara) correspondent à des régions où l'épaisseur crustale est la plus élevée. Ainsi l'étalement vers la bas des erreurs sur  $V_s$  (en moyenne jusqu'à 80 km) pour un Moho à 30 km en moyenne est d'autant plus profond que l'épaisseur crustale est grande (Figure 2.35).



**FIG. 2.37** – Cartes d'erreur a posteriori sur la vitesse des ondes S à différentes profondeurs. Les profils verticaux utilisés pour la figure 2.38 à différentes latitudes (A, B, C et D) sont indiqués sur la carte à 320 km.



**FIG. 2.38** – Profiles Est-Ouest (voir la figure 2.37) d'erreur a posteriori sur  $V_s(Z)$  au travers de la région d'étude. A : 41°N; B : 39°N; C : 37°N; D : 36°N.

## BIBLIOGRAPHIE

- Angenheister, G.A., 1921. A study of Pacific earthquakes. *New-Zealand Journal of Science*, 4, 209-231.
- Baumont, D., 1999. Caractérisation sismologique de la structure lithosphérique des Andes centrales (17°-20°). *Thèse de Doctorat*, Université Joseph Fourier, Grenoble.
- Billette, F., and Lambaré, G., 1998. Velocity macro-model estimation from seismic reflection data by stereotomography. *Geophys. J. Int.*, 135, 671-690.
- Bruneton, M., Farra, V., Pedersen, H.A. and the SVEKALAPKO Seismic Tomography Working Group, 2002. Non-linear surface wave phase velocity inversion based on ray theory. *Geophys. J. Int.*, 151, 583-596.
- Cara, M., and Lévêque, J.J., 1987. Waveform inversion using secondary observables. *Geophys. Res. Lett.*, 14, 1046-1049.
- Chang, S-J., van der Lee, S., Flanagan, M.P., Belde, H., Marone, F., Matzel, E.M., Pasyanos, M.E., Rodgers, A.J., Romanowicz, B., Schmid, C., 2010. Joint inversion for three-dimensional S velocity mantle structure along the Tethyan margin. *J. Geophys. Res.*, 115, B08309.
- Chevrot, S., and Zhao, L., 2007. Multiscale finite-frequency Rayleigh wave tomography of the Kaapvaal craton. *Geophys. J. Int.*, 169, 201-215.
- Cotte, N., Pedersen, H.A., Campillo, M., Farra, V., Cansi, Y., 2000. Off-great circle propagation of intermediate period surface waves as observed on a dense array in the French Alps. *Geophys. J. Int.*, 142, 825-840.
- Curtis, A., Trampert, J., Snieder, R., Dost, B., 1998. Eurasian fundamental mode surface wave phase velocities and their relationship with tectonic structures. *J. Geophys. Res.*, 103(B11), 26919-26947.
- Debayle, E., 1999. SV-wave azimuthal anisotropy in the Australian upper mantle: preliminary results from automated Rayleigh waveform inversion. *Geophys. J. Int.*, 137, 747-754.
- Debayle, E., Kennett, B., Priestley, K., 2005. Global azimuthal seismic anisotropy and the unique plate-motion deformation of Australia. *Nature*, 433, 509-512.
- Deschamps, F., Lebedev, S., Meier, T., Trampert, J., 2008. Azimuthal anisotropy of Rayleigh-wave phase velocities in the east-central United States. *Geophys. J. Int.*, 173, 827-843.
- Farra, V. and Madariaga, R., 1987. Seismic waveform modeling in heterogeneous media by ray perturbation theory. *J. Geophys. Res.*, 92, 2697-2712.
- Forsyth, D.W., and Li, A., 2005. Array-analysis of Two-dimensional Variations in Surface Wave Velocity and Azimuthal Anisotropy in the Presence of Multipathing Interference, in *Seismic Earth: Array Analysis of Broadband Seismograms*, ed. A. Levander and G. Nolet. *AGU Geophysical Monograph*, 157, 81-97.
- Friederich, W., 1998. Wave-theoretical inversion of teleseismic surface waves in a regional network: phase velocity maps and a 3-D upper mantle shear wave velocity model for southern Germany. *Geophys. J. Int.*, 132, 203-225.
- Friederich, W., and Wielandt, E., 1995. Interpretation of seismic surface waves in regional networks: joint estimation of wave-field geometry and local phase velocity, Method and numerical tests. *Geophys. J. Int.*, 112, 264-275.

- Grad, M., Tiira, T., and ESC Working Group, 2009. The Moho depth map of the European Plate. *Geophys. J. Int.*, 176, 279-292.
- Herrin, E., and Goforth, T., 1977. Phase-matched filters: Application to the study of Rayleigh waves. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 67, 1259-1275.
- Hubans, F., 2010. Utilisation des corrélations de bruit micro-sismique pour l'analyse des propriétés du champ d'onde et l'imagerie crustale. *Thèse de Doctorat*, Université Joseph Fourier, Grenoble.
- Jackson, D.D., 1972. Interpretation of inaccurate, insufficient and inconsistent data. *Geophys. J. Int.*, 28, 97-109.
- Kennett, B.L.N., and Engdahl, E.R., 1991. Traveltimes for global earthquake location and phase identification. *Geophys. J. Int.*, 122, 429-465.
- Kennett, B.L.N., Engdahl, E.R., Buland, R., 1995. Constraints on seismic velocities in the Earth from traveltimes. *Geophys. J. Int.*, 131, 100-114.
- Lanczos, C., 1956. Applied Analysis. Engelwood Cliffs, NJ., 272-280.
- Le Bégat, S., and Farra, V., 1997. P-wave travel-time and polarization tomography of VSP. *Geophys. J. Int.*, 122, 108-124.
- Lévêque, J.-J., Rivera, L., Wittlinger, G., 1993. On the use of the checker-board test to assess the resolution of tomographic inversions. *Geophys. J. Int.*, 115, 313-318.
- Levshin, A.L., and Ritzwoller, M.H., 2001. Automated detection, extraction, and measurement of regional surface waves. *Pure Appl. Geophys.*, 158, 1531-1545.
- Levshin, A.L., Yanovskaya, T.B., Lander, A.V., *et al.*, 1989. Recording, identification and measurement of surface wave parameters, in *Seismic Surface Waves in a Laterally Inhomogeneous Earth*, ed. Keilis-Borok, V.I., Kluwer Publ., Dordrecht.
- Lin, F.-C., Ritzwoller, M.H., and Snieder, R., 2009. Eikonal tomography: surface wave tomography by phase front tracking across a regional broad-band seismic array. *Geophys. J. Int.*, 177, 1091-1110.
- Maggi, A., and Priestley, K., 2005. Surface waveform tomography of the Turkish-Iranian plateau. *Geophys. J. Int.*, 160, 1068-1080.
- Marone, F., van der Lee, S., Giardini, D., 2004. Three-dimensional upper-mantle S-velocity model for Eurasia-Africa plate boundary region. *Geophys. J. Int.*, 158, 109-130.
- Martinez, M.D., Canas, J.A., Lana, X., Badal, J., 2001. Objective regionalization of Rayleigh wave dispersion data by clustering algorithms: an application to the Mediterranean basin. *Tectonophysics*, 330, 245-266.
- Maupin, V., and Cara, M., 1992. Love-Rayleigh wave incompatibility and possible deep upper mantle anisotropy in the Iberian peninsula. *Pure Appl. Geophys.*, 138, 429-444.
- Mooney, W.D., Laske, G., Masters, G., 1998. CRUST 5.1: A global crustal model at 5°x5°. *J. Geophys. Res.*, 103, 727-747.
- Saito, M., 1988. Disper 80: A subroutine package for the calculation of seismic modes solutions, in *Seismological Algorithms*, ed. D.J. Doornbos, 293-319, Academic, San Diego, CA.
- Mensch, T., and Farra, V., 2002. P-wave tomography in Inhomogeneous Orthorhombic Media. *Pure Appl. Geophys.*, 159, 1855-1879.
- Nolet, G., 1993. Solving large linearized tomographic problems. in *Seismic tomography, theory and practice*, ed. Iyer and Hirahara, Chapman & Hall, London, 227-247.

- Oliver, J., 1962. A summary of observed seismic surface wave dispersion. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 52(1), 81-86.
- Pedersen, H.A., 2006. Impacts of non-plane waves on two-station measurements of phase velocities. *Geophys. J. Int.*, 165, 279-287.
- Pollitz, F.F., 1999. Regional velocity structure in northern California from inversion of scattered seismic surface waves. *J. Geophys. Res.*, 104, 1504315072.
- Shapiro, N.M., and Ritzwoller, M.H., 2002. Monte-Carlo inversion for global shear velocity model of the crust and upper mantle. *Geophys. J. Int.*, 151, 88-105.
- Stein, S., and Wysession, M., 2003. *An Introduction to Seismology, Earthquakes and Earth Structure*. Oxford, Blackwell.
- Tams, E., 1921. Über die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der seismischen Oberflächenwellen längs kontinentaler und ozeanischer Wege. *Centralblatt für Mineralogie, Geologie und Paläontologie*, 44-52, 75-83.
- Tarantola, A., 1987. *Inverse Problem Theory: Methods for Data Fitting and Parameter Estimation*. Elsevier, Amsterdam.
- Tarantola, A., and Valette, B., 1982. Generalized nonlinear inverse problems solved using the least square criterion. *Rev. Geophys.*, 20, 219-232.
- Tesauro, M., Kaban, M.K., Cloetingh, S.A.P.L., 2008. EuCRUST-07: A new reference model for the European crust. *Geophys. Res. Lett.*, 35, L05313.
- Tikhonov, A., and Arsenine, V., 1976. *Méthodes de Résolution de Problèmes Mal Posés, traduit du russe, ed. Mir, Moscou*.
- Wiener, N., 1949. *Time Series*, 163 pp., M.I.T. Press, Cambridge, MA.





**CHAPITRE 3 – HIGH-RESOLUTION SURFACE  
WAVE TOMOGRAPHY BENEATH THE AEGEAN-  
ANATOLIA REGION – I. COMPUTATION OF S-  
WAVE VELOCITIES**



# CHAPITRE 3 – HIGH-RESOLUTION SURFACE WAVE TOMOGRAPHY BENEATH THE AEGEAN-ANATOLIA REGION – I. COMPUTATION OF S- WAVE VELOCITIES

Article soumis à *Geophysical Journal International*

Gwénaëlle SALAÜN<sup>1</sup>, Helle A. PEDERSEN<sup>1</sup>, Anne PAUL<sup>1</sup>, Véronique FARRA<sup>3</sup>,  
Hayrullah KARABULUT<sup>2</sup>, Denis HATZFELD<sup>1</sup>, Costas PAPAZACHOS<sup>4</sup>, Dean M.  
CHILDS<sup>2</sup>, Catherine PEQUEGNAT<sup>1</sup>, and SIMBAAD Team<sup>\*</sup>

<sup>\*</sup>SIMBAAD Team: T. Afacan<sup>2</sup>, M. Aktar<sup>2</sup>, E. Bourova-Flin<sup>1</sup>, D. Cambaz<sup>2</sup>,  
P. Hatzidimitriou<sup>4</sup>, F. Hubans<sup>1</sup>, D. Kementzetzidou<sup>4</sup>, E. Karagianni<sup>4</sup>, I. Karagianni<sup>4</sup>, A. Komec Mutlu<sup>2</sup>, L.  
Dimitrova<sup>5</sup>, Y. Ozakin<sup>2</sup>, S. Roussel<sup>1</sup>, M. Scordilis<sup>4</sup>, D. Vamvakaris<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Institut des Sciences de la Terre, Université Joseph Fourier, CNRS, BP 53, 38041 Grenoble Cedex, France

<sup>2</sup> Bogazici University, Kandilli Observatory and Earthquake Research Institute, 36684, Cengelkoy Istanbul, Turkey

<sup>3</sup> Institut de Physique du Globe de Paris, 1 rue Jussieu, 75238 Paris Cedex 05, France

<sup>4</sup> Department of Geophysics, School of Geology, Aristotle University, GR54124, Thessaloniki, Greece

<sup>5</sup> Bulgarian Academy of Science, Sofia, Bulgaria

## ABSTRACT

This study provides new constraints the upper mantle structure from Western Greece to Central Anatolia using seismic data of permanent broadband networks recently installed in Greece and Turkey and complemented by data from a 2-year temporary array (SIMBAAD experiment). We used ~200 seismic events recorded at 146 broadband stations with a typical inter-station distance of 60-100 km across the study area. The high-resolution 3-D shear-wave velocity model of the mantle is obtained by inversion of fundamental-mode Rayleigh wave phase velocity maps for periods between 20 and 200 s. The tomography is based on ray tracing in heterogeneous media taking into account external propagation effects. The horizontal resolution is approximately 100 km, however such small heterogeneities may suffer from some horizontal smearing and damping. The vertical resolution is approximately

50 km. The errors on shear-wave velocities in our 3-D model ( $0.02\text{-}0.1 \text{ km.s}^{-1}$ ) are significantly smaller than the amplitude of Vs variations. Thereby, the 3-D shear-wave velocity model is well resolved by introducing conservative smoothing constraints in the inversion. In spite of the smoothing, our model shows details in the upper mantle structure never reached at such regional scale in the area. The overall structure is characterized by a low velocity zone (80-200 km depth) related to a shallow lithosphere-asthenosphere boundary across the Aegean-Anatolia domain. The southwesternmost termination of the low velocity anomaly corresponds to the northward dipping Hellenic slab while its northwestern and northern terminations correspond to the transition to areas with thicker lithosphere. The detailed shear-velocity structure of the upper mantle beneath Anatolia appears to be far more geometrically complex than expected and than revealed in previous tomographic studies of the area. This complex structure of the Aegean-Anatolia upper mantle is explored in a complementary paper.

### **3.1. INTRODUCTION**

The eastern Mediterranean is a complex and rapidly deforming region for which present-day mantle dynamics and its contribution to surface deformation, kinematics and dynamic topography are only partly understood. For example, the relative contribution of different processes such as Africa-Eurasia convergence, large and small scale upper mantle convection, Hellenic slab retreat, and westward motion of Anatolia, remains poorly understood. A coherent picture is slowly emerging for the Aegean for which many geological and geophysical data are available, but further progress is prohibited by the lack of knowledge of upper mantle structures beneath Anatolia.

Providing high-resolution seismic constraints and more uniform information on mantle structure beneath the broad area including Continental Greece, the Aegean Sea and Western and Central Anatolia is the goal of this work. We use data from temporary and permanent seismic stations throughout the study region to investigate the absolute shear velocity from 80 to 300 km depth by surface wave tomography.

Surface wave tomography has the advantage of a good compromise between vertical and horizontal resolutions as compared to teleseismic body wave tomography; the latter has excellent horizontal resolution but suffers from vertical smearing and an unknown background velocity model. Intermediate to long-period single or multi-mode surface wave

tomography is however far from straightforward. Through all of their propagation between source and receiver, surface waves sample a medium which is strongly heterogeneous at all wavelengths. Using simplistic approximations in the data analysis is therefore not justified, but the difficulties are such that no single method presently available addresses all of the main difficulties.

In the case of large-scale studies where the seismic sources and sensors are located inside the study area, higher modes, full waveform modelling and diffraction have been taken into account [e.g. *Snieder, 1988, Maupin, 1988; Nolet 1990; van der Lee and Nolet, 1997; Debayle, 1999; Yoshizawa and Kennett, 2002; Lebedev et al., 2005; Fichtner et al., 2008*]. Beneath dense seismic arrays with sources located outside the study area, it is possible to obtain better resolution than for larger scale studies, but the set of problems to address is partly different. One specific problem is that the wave train analysed is dominated by propagation effects outside the array. It has so far, in practice, been feasible to work mainly on fundamental mode surface waves as the higher modes can be extracted only under some restrictive conditions [e.g. *Beucler, 2003*]. Deviations from great-circle propagation can be significant for most of the period range considered in lithospheric studies [e.g. *Cotte et al. 2000*]. This may introduce significant errors in local phase velocity estimates. Propagation effects outside the array may introduce significant distortions in the wavefronts which can produce errors in local phase estimates [*Friederich et al., 1994*]. Most surface wave studies using teleseismic events and dense arrays are therefore based on two-station phase velocity measurements under the assumption of great-circle propagation. Such two-station methods are relatively robust if wave diffraction outside the array is random [*Pedersen, 2006*] which may explain the success of this type of study in spite of the very limiting underlying assumptions. The main problem of classical two-station based surface wave tomographies is that the phase velocity can be measured only along profiles where the seismic source and the two receivers are approximately located on the same great-circle. The number of useable data is therefore greatly reduced. To remedy for this, five main approaches have emerged: a) representing the full amplitude and phase wavefield in the medium and allowing for non-plane incoming wavefronts [*Friederich and Wielandt, 1995; Pollitz, 1999*]; b) representing the incident wavefield as a sum of two incident plane waves [*Forsyth and Li, 2005*]; c) estimating the velocity through the gradient of the phase observations in so-called Eikonal tomography [*Lin et al., 2009*]; d) using finite frequency sensitivity kernels which extend outside the array [*Chevrot and Zhao, 2007*]; and e) ray tracing in a heterogeneous phase velocity model allowing for non-plane incoming wavefronts [*Bruneton et al., 2002*]. This latter method

provided very similar results (*Friederich, pers. comm.*) to the method of *Friederich and Wielandt* [1995] in the case of a 3-D surface wave tomography in the Baltic Shield [*Bruneton et al.*, 2004].

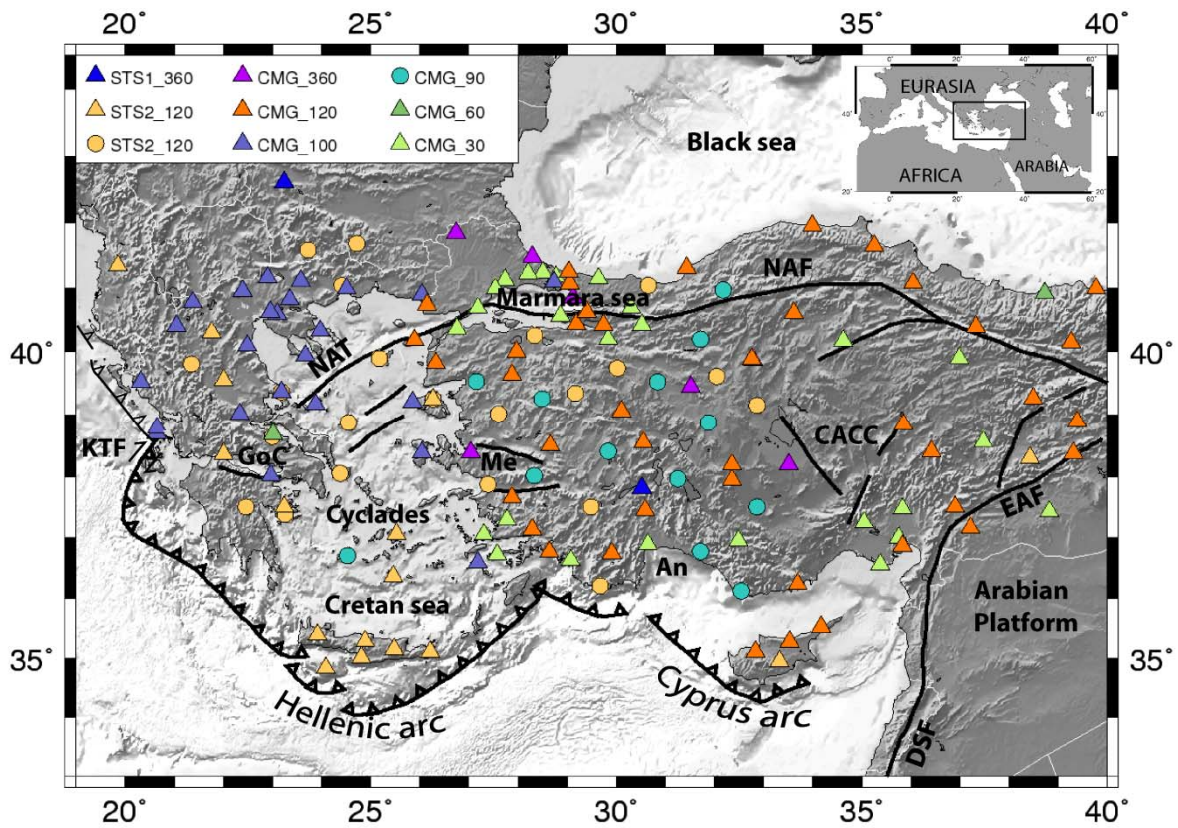
A number of large-scale surface and body wave studies in the region provides insight to the overall complexity of the Mediterranean region [e.g. *Boschi et al.*, 2004; *Marone et al.*, 2004; *Chang et al.*, 2010; *Schivardi and Morelli*, 2011]. Local body wave tomography [*Papazachos and Nolet*, 1997] and receiver function studies [e.g. *Knapmeyer and Harjes*, 2000; *Li et al.*, 2003; *Sodoudi et al.*, 2006; *Sachpazi et al.*, 2007; *Suckale et al.*, 2009] provide local constraints on the crustal and mantle structure locally down to 200 km beneath the Aegean. The teleseismic P-wave tomography by *Biryol et al.* [2011] has a good lateral resolution mainly beneath Anatolia. Previous local surface wave studies have been limited by relatively sparse or uneven station coverage. These studies highlight the existence of strong differences in mantle shear velocities in different parts of our study area [*Bourova et al.*, 2005; *Karagianni et al.*, 2005; *Endrun et al.*, 2008; *Erduran et al.*, 2008].

No detailed and evenly resolved 3-D model is so far available for the whole of the Aegean-Anatolian area. We here present the 3-D shear-wave velocity structure of the uppermost mantle beneath this region from fundamental-mode Rayleigh wave tomography (20-195s period) based on the analysis of ~200 teleseismic earthquakes recorded at 146 broadband stations over the region, both permanent and temporary. We use the ray-based surface wave analysis developed by *Bruneton et al.* [2002] which firstly inverts time delays for local phase velocities, correcting for irregular incoming wavefronts, and secondly inverts these phase velocities to obtain a 3-D shear wave velocity model to 300 km depth. In a complementary paper, we present detailed analysis of the 3-D model and its geodynamic implications.

### **3.2. DATA SELECTION AND PROCESSING**

The present dataset was collected within the framework of the SIMBAAD temporary experiment (Seismic Imaging of the Mantle Beneath the Aegean-Anatolia Domain). The temporary array was installed in the spring of 2007 for 2 years and designed to fill in the gaps between permanent broadband stations. The SIMBAAD partners in Turkey (Kandilli Observatory and Earthquake Research Institute, Istanbul) and Greece (Department of Geophysics of Aristotle University of Thessaloniki) provided data recorded at all available broadband stations of the area in the time period of the SIMBAAD experiment. Additional

data from ORFEUS-VEBSN and IRIS-DMC facilities were also analysed. The full dataset includes records from 146 broadband stations belonging to many different networks and with many types of sensors as shown in Figure 1. The station coverage is dense (inter-station spacing of 60-80 km) in the area [20°E-33°E] and slightly less dense east of 33°E and in the southern Aegean. As shown in Figure 1, most stations have very broadband sensors with lower corner frequencies corresponding to periods between 90 and 120 s.



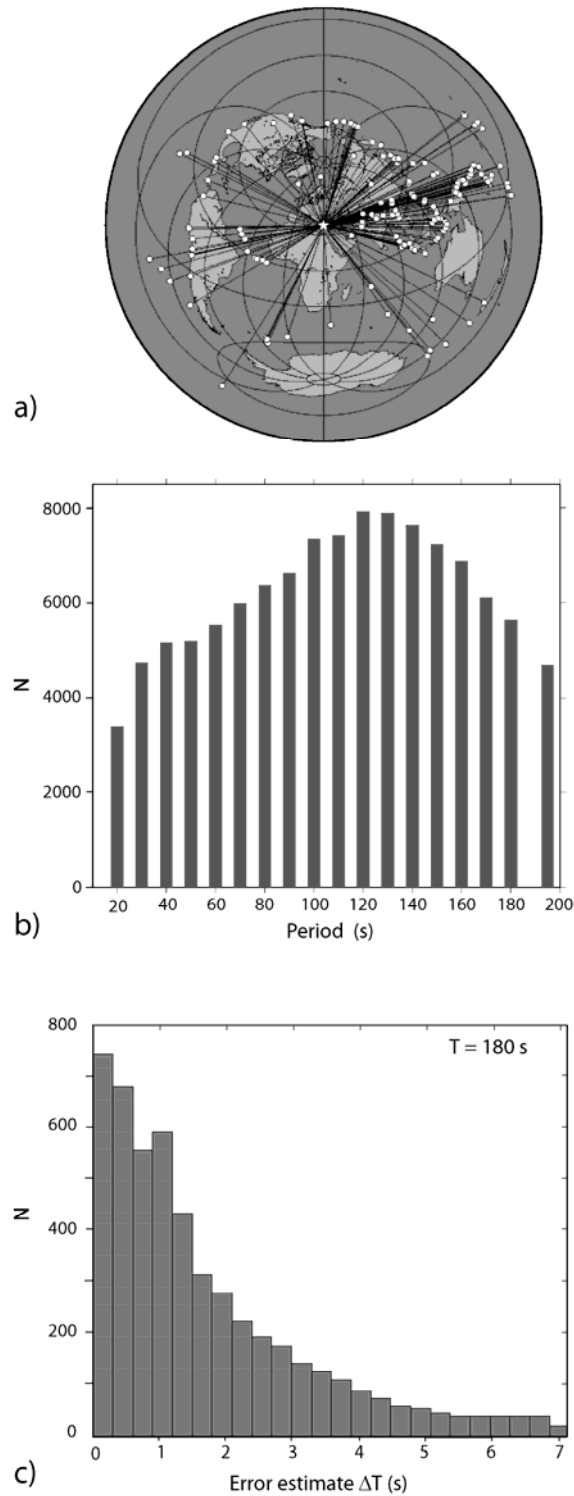
**FIG. 1** – Map of the seismic array used in this study, including temporary (circles) and permanent (triangles) broadband stations. The colour of markers denotes the type of sensor. In the prefix of the sensor type given in the legend, CMG designates Güralp sensors (CMG3-ESP, CMG3-T, CMG40-T and CMG6-T), and STS2 designates Streckheisen STS-2 sensors. The suffix of the sensor types indicates the cut-off period. Major faults are shown as thick black lines. An: Antalya Bay; CACC: Central Anatolian Crystalline Complex; DSF: Dead Sea Fault; EAF: East Anatolian Fault; GoC: Gulf of Corinth; KTF: Kephalonian Transform Fault; Me: Menderes Massif; NAT: North Aegean Trough; NAF: North Anatolian Fault.

During the 2-year deployment time of the temporary network, we recorded ~400 teleseismic earthquakes with  $M \geq 6$  out of which 198 events (see Figure 2a) were selected for their high-quality signals. The magnitude 6 threshold was chosen so as to be able to use the 30s cut-off period for most events over the whole of the period interval that we use. We specifically verified long-period data quality (similarity of waveforms and similar signal/noise ratio as compared to the other types of sensors) for these stations. The azimuthal coverage is overall good (Figure 2a) as there are no large gaps in any direction. This good coverage is essential to avoid horizontal direction-dependent smearing and to adequately correct for errors due to leakage of external propagation effects into the array. The number of events from each direction is however very unevenly distributed, with a strong dominance of events located east of the array.

After prefiltering and deconvolving from the instrument responses, the fundamental-mode Rayleigh waves were extracted from the vertical component of the signal using a semi-automatic implementation of a phase-matched filter [Herrin and Goforth, 1977; Levshin et al., 1989]. This step ensures the exclusion of other waves and minimizes interferences from higher modes multipathing. We then computed arrival time differences on filtered signals between pairs of stations. For each period and each event, it results in measuring the phase of the Wiener filter [Wiener, 1949; Baumont et al., 2002; Pedersen et al., 2003] between the first station encountered by the wave ('Station 1', used as reference) and the others.

Two-station time delays were measured at periods between 20 and 195 s. The delays associated with a coherency of more than 0.85 were subsequently used in the inversion. Figure 2b shows the number of time-delay measurements used in the inversion for phase velocities at each period. We obtained a total of 3500 to 8000 time delays at each period between 20 and 195 s, with a best sampled period at ~120 s, and a total of more than 120.000 measurements.





**FIG. 2** – a) Azimuthal distribution of the 198 earthquakes with  $M \geq 6$  used in this study. Epicenters are displayed as white circles, and great-circle paths to the center of our study area are plotted as black lines. b) Number of inter-station time delays used in the inversion for phase velocity as a function of period. c) Distribution of the time delay error estimates at 180 s period.

The main cause of errors in the time delays measured between each station  $i$  and station 1 is noise in the seismic signals which can be very variable between stations. Rather than imposing some constant *ad hoc* error for all stations at a given period, we prefer to estimate some objective error that allows us identify and associate a higher error to stations with strong noise with the aim at down-weighting such measurements in the phase velocity inversion. We base our error estimate on the variability of observed time delays in the area around station  $i$  using time delays measured between station 1 and all stations  $j$  within a 200 km radius of station  $i$ . We subtract from these time delays a theoretical propagation time based on the difference of epicentral distance between station  $j$  and  $i$  and the average phase velocity at the given frequency, so as to calculate a ‘predicted’ time delay at station  $i$ , based on the observations from stations  $j$ . The uncertainty of the delay measurement  $\Delta T$  at station  $i$  is calculated as the average absolute time difference (L1 norm) between these predicted times and the observed time at station  $i$ . Figure 2c shows the error distribution at 180 s period. At all periods, the error distribution can to a first approximation be considered Gaussian ( $\exp(-1/2(\Delta T/\sigma)^2)$ ).  $\sigma$  varies with period, between 0.35 s (120s period) and 0.55 s (180s period, shown in Fig. 2c). This method does not account for deviations from great-circle propagation and for velocity variations across the area so our predicted times may be slightly wrong, thereby leading to a small overestimation of the error. It could potentially down weight measurements in areas with very strong lateral changes in phase velocity, leading to some damping of anomalies. This effect remains small; for example a 5% velocity variation over 100 km induces an apparent error of 1.3 s. Systematic strong variations will therefore be recovered in the inversion so we favour this conservative approach rather than allowing instrumental problems and random errors to create artificial structures inside the model.

### **3.3. RAY BASED INVERSION FOR PHASE VELOCITY MAPS**

We first determine 2-D phase velocity variations across our study area for all periods in the range of 20-195 s, i.e. for wavelengths between approximately 70 and 900 km. Our array aperture is broad enough (2000×900 km, see Figure 3) to resolve lateral phase velocity variations to ~200 s period, with a lateral resolution which is mainly governed by the interstation distance [e.g. *Pedersen et al.*, 2003; *Bodin and Maupin*, 2008]. The method consists in inverting the observed delays to obtain phase velocity maps at each period across

the array [Bruneton *et al.*, 2002]. To account for scattering outside the region [Friederich *et al.*, 1994], we also invert for the arrival time of the incoming wavefronts at the model edges [Bruneton *et al.*, 2002]. Note that the inversion, for a given frequency, involves all events, as we simultaneously invert for the shape of the wavefront for each event, represented by the arrival times  $T_0(X,Y)$  at the edge of the model, and for a unique phase velocity model, represented by the squared slowness  $u^2(X,Y)$ .

The second step (discussed in section 3.5) is to reconstruct, at each grid point, a dispersion curve and invert it with an iterative (linear at each iteration) inversion procedure. The collection of 1-D models at all grid points constitutes our final 3-D shear wave velocity model. As the methods have been published elsewhere, we here only present the general features, and go into some detail on the parameterization and regularisation that we used for the inversions.

### **3.3.1. FORWARD PROBLEM AND INVERSION PROCEDURE**

The iterative inversion procedure implies that we need to calculate, at each iteration, the forward problem, that is, to predict arrival times at all stations for a given phase velocity model and a given incoming wavefront. This forward calculation is not trivial, as we need to identify the ray from each station to the edge of the model. The slowness of this ray must at the edge be compatible with the slowness of the incoming wavefront, as defined by the spatial derivative (in the direction of the model edge) of the wavefront arrival time  $T_0$ . We therefore impose this as a boundary condition of the ray tracing, within some small, acceptable error. The iterative search for the ray satisfying the imposed boundary conditions [for details see Bruneton *et al.*, 2002] is achieved using paraxial ray tracing [Deschamps, 1972; Farra and Madariaga, 1987]. Once the geometry of the ray is obtained, the arrival time of the wave at the receiver is computed by integration along the ray, and adding the arrival time  $T_0$  at the point on the edge where the ray enters the model. Note that the ray tracing is carried out for the actual velocity model  $u^2$  at each iteration during the inversion procedure.

Practically,  $T_0$  and  $u^2$  are represented by B-spline coefficients [De Boor, 1978]. Fourth order 1-D B-splines are used for  $T_0$  while third order 2-D B-splines are used for  $u^2$ . For the two types of parameters the B-spline coefficients are distributed on grid nodes every 100 km in X and Y (axes oriented toward the east and south, respectively). This grid spacing is chosen as the best compromise between the ratio of number of parameters over number of data and the distribution of inter-station distances over the array.

We use a classical inversion procedure [Tarantola, 1987] with a misfit function S:

$$S(\mathbf{m}) = [\mathbf{T}^{obs} - \mathbf{T}^{calc}(\mathbf{m})]^T \mathbf{C}_T^{-1} [\mathbf{T}^{obs} - \mathbf{T}^{calc}(\mathbf{m})] + [\mathbf{F}_m - \mathbf{F}(\mathbf{m})]^T \mathbf{C}_F^{-1} [\mathbf{F}_m - \mathbf{F}(\mathbf{m})] \quad (1)$$

where the first term corresponds to data misfit ( $\mathbf{T}^{obs} - \mathbf{T}^{calc}(\mathbf{m})$ ) and associated errors (through the introduction of the a priori covariance matrix  $\mathbf{C}_T$ ), while the second term corresponds to a model misfit as compared to a priori values ( $\mathbf{F}_m$ ) of some parameter combinations ( $\mathbf{F}(\mathbf{m})$ ) with associated a priori uncertainties (through the a priori covariance matrix  $\mathbf{C}_F$ ) as specified in the following section. The quadratic approximation of the non-linear least square misfit function is solved iteratively using a singular value decomposition algorithm. For further detail, see Bruneton *et al.* [2002].

### 3.3.2. REGULARISATION CONSTRAINTS

Regularisation is provided in the form of a priori model covariance [Tarantola, 1987], which effectively smoothes the velocity model and the non plane wavefronts. We control the roughness of the phase velocity model by using a priori information on upper limit values of  $u^2$  and the first and second derivatives of  $u^2$  with regard to the horizontal coordinates. We also impose smoothing of the arrival times  $T_0$  of the incoming non-plane wavefront.

The optimal value of these constraints yields the least oscillating model which explains the data adequately, but several combinations are possible as there is a trade-off between the oscillations of the wavefronts represented by  $T_0$  and the oscillations of the velocity model  $u^2$ . As pointed out by Pedersen *et al.* [2003] and Bodin and Maupin [2008], local phase velocities of Rayleigh waves can be resolved down to a fraction of the wavelength, the station spacing being the main determining parameter in terms of lateral resolution. We therefore base our regularisation constraints on the station geometry for phase velocities ( $u^2$ ), and on known deviations from great-circle paths for the wavefronts ( $T_0$ ), as explained below. We carried out numerous tests with these and other values of the constraints to validate them as a good compromise between data fit and model oscillations.

At each period the initial model for the inversion has a homogeneous phase velocity corresponding to the *ak135* model [Kennett *et al.*, 1995]. The origin time for each wavefront in the initial model is located at the corner of the model upon which the waves theoretically impinge (assuming great circle propagation), whereas in the real data it is located at the

reference station, i.e. the station first encountered by the wave. As the reference station can be more than 350 km from the corresponding corner, the resulting time shift can reach 90 s which makes the inversion unstable [Bruneton *et al.*, 2002]. We address this problem by shifting in time the initial wavefronts at the first iteration of the inversion process by using strong regularisation constraints to keep the wavefronts plane and the velocity model unchanged and constant across the array. This first iteration therefore provides observed and predicted time delays that are sufficiently close to start the proper inversion process.

The second iteration is used to retrieve the average phase velocity at each period, which we use as a priori velocity for further iterations. Allowed variations around this a priori value are chosen between  $\pm 4$  and  $\pm 20$  %, decreasing with period. This choice is based on the results of Curtis *et al.* [1998], who show Rayleigh phase velocity variations of up to 12 % at intermediate period (80 s) over the study area. In our regional scale study and considering our dense station coverage, we expect to be able to retrieve stronger velocity variations. In this iteration and for subsequent ones, we also release the constraints on the geometry of the incoming wavefront. The imposed smoothness corresponds, at each edge grid node, to allow for a local deviation from the theoretical back azimuth  $\varphi$ , or, in other terms, to constrain the derivative of the arrival time  $T_o$  of the wave along the boundary according to the relation:

$$\partial T_o / \partial X = -\sin \varphi / c \text{ or } \partial T_o / \partial Y = \cos \varphi / c \quad (2)$$

where  $c$  is the phase velocity.

We set this uncertainty to  $0.05 \text{ s km}^{-1}$ , which allows for up to at least  $10^\circ$  deviation from the theoretical propagation direction  $\varphi$ . This value is chosen as a compromise between too strongly perturbed wavefronts (which can, in principle, perfectly fit the data without any heterogeneous structure inside the study area [Friederich, 1998]) and taking into account the effect of the surrounding structure on the distortion of the incoming wavefield. Cotte *et al.* [2000] measured deviations of  $4^\circ$  to  $30^\circ$  over a small array (25 km) in the French Alps at short periods (35 s). They estimated that approximately half of the observed deviations can be accounted for by local deviation due to strong Moho topography while large scale deviations, such as the one created by the Tibetan plateau, account for the other half. A value of  $10^\circ$  is therefore a reasonable compromise between taking these large-scale effects into account and avoiding strongly perturbed incoming wavefronts.

From the third iteration and onwards, we control the degree of roughness of  $u^2$  mainly by constraining the first and second derivatives of  $u^2$  to be zero with a priori uncertainties  $\sigma_{F(u^2)'}$  and  $\sigma_{F(u^2)''}$ , respectively. There is a simple link between the a priori uncertainty  $\sigma_{F(u^2)'}$  applied to the first derivative ( $u^2'$ ) of the squared slowness, and the corresponding constraint

$\sigma_{Fc'}$  on the first derivative  $c'$  of the phase velocity  $c$ :

$$\sigma_{F(u^2')} = \frac{2}{c^3} \sigma_{Fc'} \quad (3)$$

In the final iteration, we use  $\sigma_{F(u^2')} = 0.0003 \text{ s}^2.\text{km}^{-3}$ , which corresponds to a 5% variation of  $c$  over a distance of 20 km, if we approximate the phase velocity as  $4 \text{ km.s}^{-1}$ . Finite difference considerations imply that the a priori uncertainty  $\sigma_{F(u^2'')}$  should be equal to  $2 \sigma_{F(u^2')} / dX$ , where  $dX$  is the distance between two nodes (in our case 100 km). The two constraints are somewhat redundant, but the a priori uncertainty on the second derivative helps in practice to avoid spurious oscillations of the squared slowness  $u^2$ .

At most periods, the data misfits associated with the final models are generally obtained after four iterations and correspond to a decrease of 42-52 % as compared to the data misfit after the second iteration.

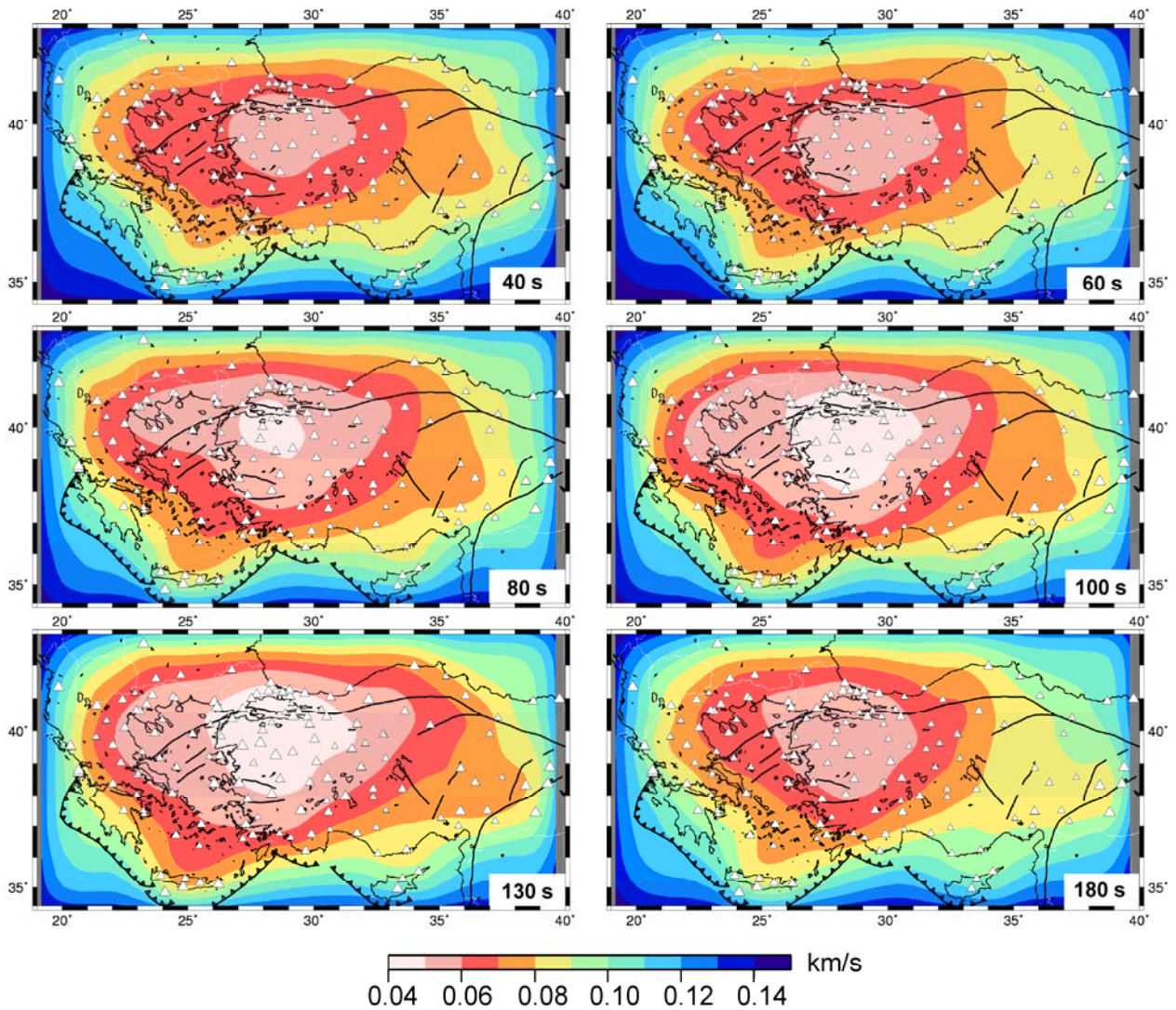
### **3.4. RESOLUTION ASSESSMENT AND PHASE VELOCITY MAPS**

In the inversion for phase velocity maps, the a posteriori covariance matrix of the model is computed following *Tarantola* [1987]. The a posteriori error  $\sigma_c$  on phase velocity  $c$  can be computed by:

$$\sigma_c = \left( c^3 / 2 \right) \sigma_{u^2} \quad (4)$$

where  $\sigma_{u^2}$  is the a posteriori error on  $u^2$ . To avoid a period-dependent factor of  $\sigma_c$  (due to the changes in average phase velocity with period) when we apply identical a priori constraints, we use a constant value ( $4 \text{ km.s}^{-1}$ ) of  $c$  to obtain comparable values of the a posteriori error  $\sigma_c$ . The a priori error in phase velocity is set to  $0.15 \text{ km.s}^{-1}$ .

Figure 3 shows maps of the a posteriori error in phase velocity for periods between 40 and 180 s. For the period range 20 to 195 s, the a posteriori error in the region covered by stations is lower than  $0.11 \text{ km.s}^{-1}$ , which corresponds to an error in phase velocity of 2.75%. This error drops to a minimum of 1% in the center of the array. These error maps show that model parameters are well resolved across the array in general, but that some caution must be taken when interpreting anomalies on the edges of the model.



**FIG. 3** – *Maps of a posteriori error in phase velocity for selected periods. White triangles mark station locations, with size proportional to the number of data used in the inversion.*

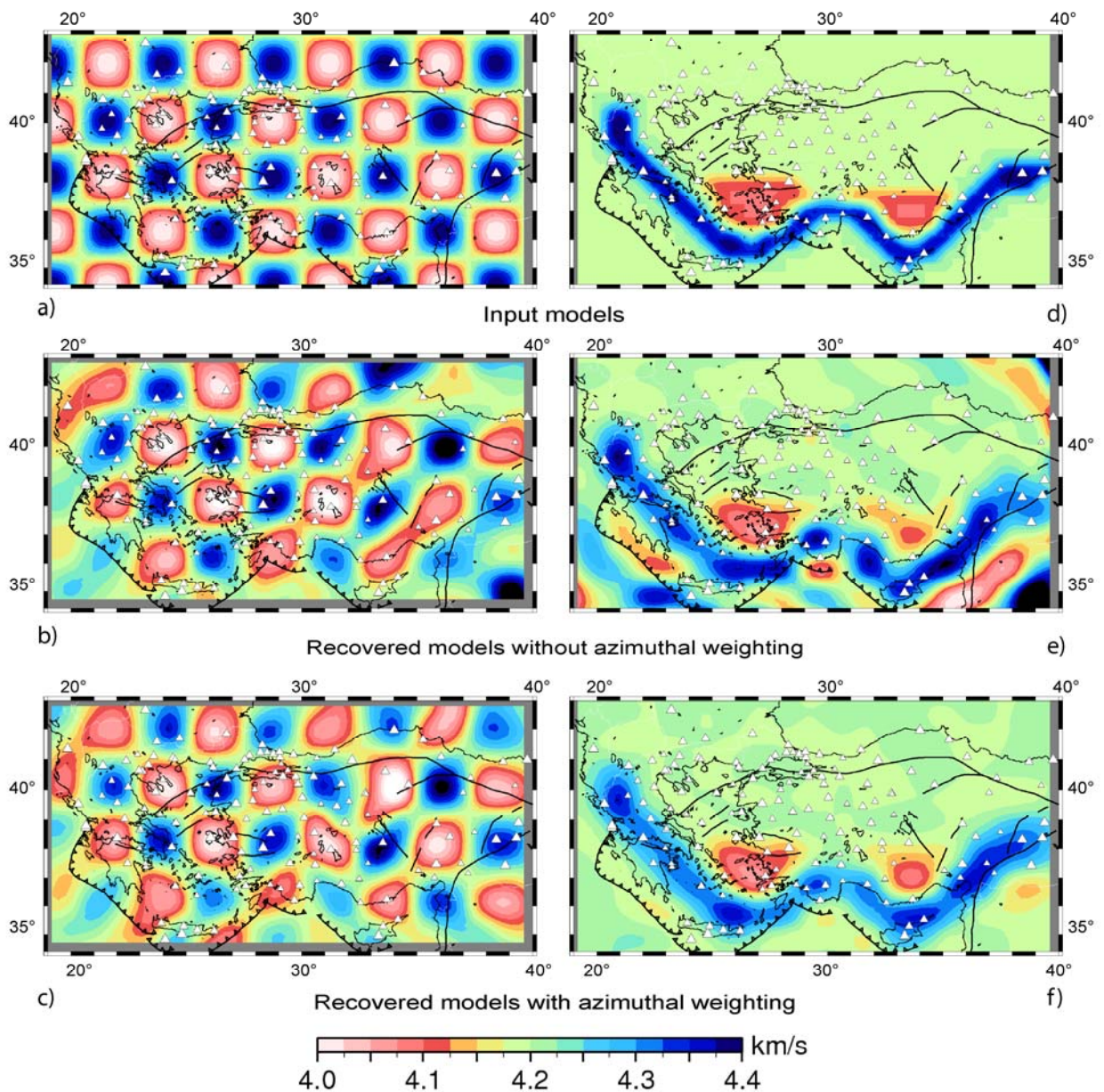
The first series of synthetic resolution tests were conducted on checkerboard models of various anomaly sizes. Figure 4a-c shows the test with 200 km wide anomalies, using our real data distribution at 120s. As illustrated by the a posteriori error (Figure 3), the effective path distribution at other periods is such that the checkerboard result is stable for a wide range of periods. Even at long period, where the a posteriori error increases in the eastern part of the model, the inversion remains stable (see Appendix A for checkerboard test at 180 s period). The cells used in the inversion are translated 30 km northward relative to the center of each velocity anomaly in the checkerboard to verify that model recovery is not dependent on

amplitude anomalies being located precisely in the center of each cell. To use a conservative estimate of data errors, we introduce Gaussian random noise with  $\sigma=0.55$  s, as observed in our field data at 180 s period (see Figure 2c).

The result of the inversion (Figure 4b) shows that the anomalies are overall well retrieved, both in geometry and amplitude. The model strongly deteriorates as soon as the station coverage becomes poor, towards the edge of the model. Some smearing in the NE-SW direction is present in most areas except in the parts of the area where station density is highest. The smearing inside the model is caused by the dominance of seismic events from E and NE, in spite of taking into account non-plane incident waves. Figure 4c shows the result of an inversion where we apply azimuthal weighting of the data using the inverse of the square root of the number of events over a  $30^\circ$  wide back-azimuth window. The azimuthal weighting effectively reduces smearing both in the center and at the edges of the model.

Checkerboard models are insufficient to fully assess the resolution of the inversion. The location of the stations inside the model does however minimise this problem as compared to teleseismic body wave tomography (e.g. *Lévêque et al.* [1993]). One of the main aims of this study is to image a high-velocity anomaly associated with the Hellenic slab and its possible continuation towards Cyprus. Figure 4d-f shows the result of an inversion with a continuous high-velocity anomaly north of the trench across the whole model. Two low-velocity anomalies which could mimic low velocities due to a mantle wedge are located immediately north of the high-velocity anomaly. The high-velocity anomaly (+4%) is approximately 80 km wide to test to which degree the lateral smoothing that we impose in the inversion widens the anomaly in the recovered model. Due to the geometry of the high-velocity anomaly, the smearing due to uneven azimuthal distribution (Figure 4e) is minimal, but the eastern low-velocity anomaly is reduced in size and amplitude. Artificial and strong oscillations are present outside the array. The azimuthal weighting considerably improves the resulting model outside the array and, more importantly, the eastern low-velocity anomaly is much better retrieved. As expected, the width of the high-velocity anomaly is increased and the amplitude is reduced up to  $0.1 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ , and in most places approximately  $0.05 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ . The smoothing therefore leads to potentially underestimated phase velocity variations for narrow structures.

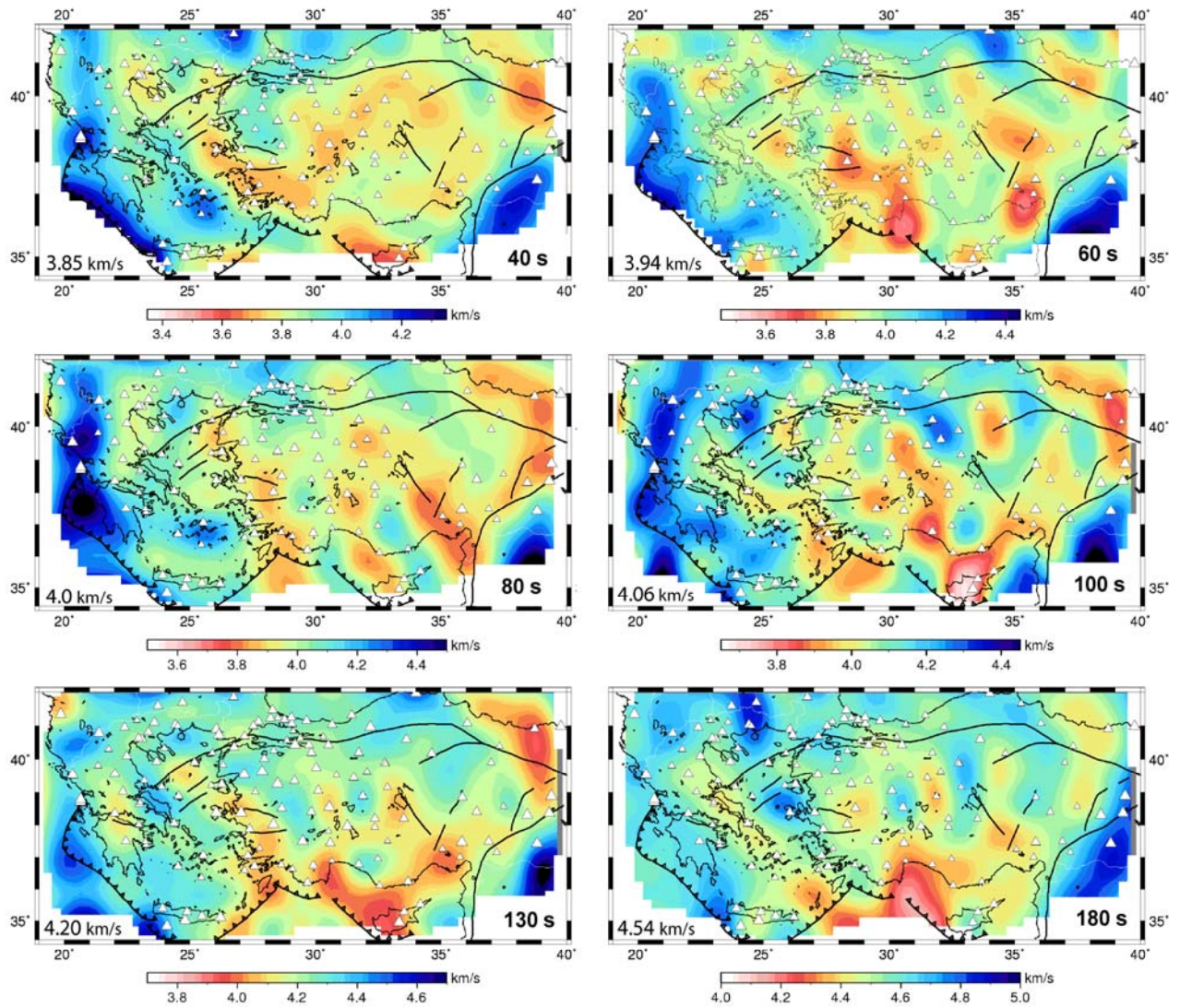




**FIG. 4** – *Examples of resolution tests. The distribution of stations and events exactly mimics our dataset at 120 s period. a) and d) show the input velocity models. a), b), c): checkerboard test with 200-km anomalies. d), e), f): high-velocity anomalies 50-100 km wide mimicking subducting slabs north of the Hellenic and Cyprus trenches. b) and e) show the recovered phase velocity anomalies after inversion of the synthetic time delays with added random noise. c) and f) show the recovered anomalies when time delay observations are weighted to overcome the uneven distribution in backazimuth (see text).*

As the slab is not vertical, its location is period dependent. At long periods, the phase velocity anomaly will be located further north, i.e. be shifted towards the center of the model, where the resolution is even better. At shorter periods, it would shift southwards, and approach the edge of the area covered by seismic stations. Inspired by the result of the inversion of observed time delays (see below) we also need to test the presence of a hole in the high velocity anomaly, located in south-western Anatolia. Including these two features in the model (see Appendix A) shows that the hole is recovered. The slab geometry and amplitude is more poorly recovered towards the edge of the array. Almost all of these problems will not enter the interpretation as they are located in areas with no or poor station coverage, and high a posteriori errors.

The phase velocity maps at selected periods are shown in Figure 5. At periods shorter than 100 s, a continuous high-velocity anomaly ( $\sim 7\%$ ) is observed in Western Greece. High-velocity anomalies are also found in the southern part of the Aegean Sea. These anomalies contrast with a prominent low-velocity anomaly ( $\sim -5\%$  at 60 s period), beneath south-western Anatolia which ends abruptly near  $31^\circ\text{E}$ . At periods larger or equal to 100 s, a high-velocity anomaly ( $\sim 3\%$ ) appears in the northern part of Central Anatolia ( $\sim 31\text{-}37^\circ\text{E}$ , north of  $39^\circ\text{N}$ ). At all periods, the mantle beneath Southwestern Anatolia is very heterogeneous with high and low-velocity anomalies alternating in the EW direction. These velocity changes become weaker at long periods ( $>130$  s).



**FIG. 5** – Phase velocity maps at selected periods. Note that the colour scale changes with period, with green corresponding to the average phase velocity as given in the lower left corner of each map. Phase velocity is mapped only where a posteriori error is smaller than  $0.12 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$  ( $\sim 3\%$ ). Station locations are shown as white triangles, with size proportional to the number of data used in the inversion.

### 3.5. INVERSION FOR 3-D SHEAR WAVE VELOCITY MODEL

#### 3.5.1. METHOD

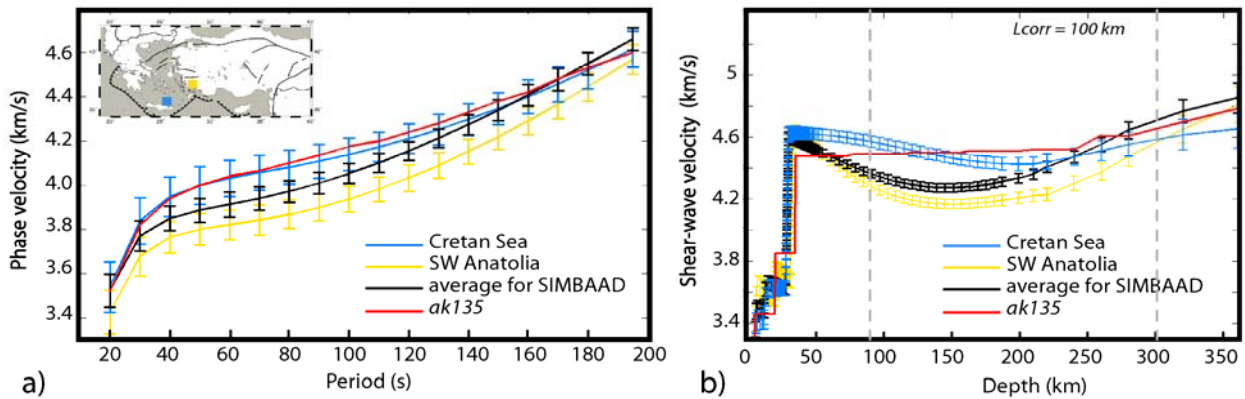
To image the shear velocity structure in the mantle, we inverted the phase velocity dispersion curves measured at each cell (25 km  $\times$  25 km after B-spline interpolation of the phase velocity maps) for one-dimensional S-wave velocity profiles. We use the linear method of *Maupin and Cara* [1992], which is based on the inversion algorithm of *Tarantola and Valette* [1982], and iterate over 5 steps to invert the dispersion curves. The parameterization makes it possible to handle both independent layers and continuously varying velocities between any given pair of interfaces. To calculate the phase velocities in a spherically symmetric model and their partial derivatives we used the program package of *Saito* [1988]. In the covariance matrix, the correlation length defines the smoothness of the shear wave velocity variations with depth. We chose a value of 100 km in the mantle as inversions with smaller correlation length give similar data misfits while larger correlation lengths are insufficient to adequately explain the observed dispersion curves across most of the study area.

The crustal structure cannot be well constrained by our dispersion curves as we only use periods greater than 20 s. Moreover, the crustal thickness has strong influence on phase velocity dispersion at intermediate periods. The Moho depth is thus a key input parameter in the inversion process for reliable  $V_s$  models for the mantle. We used the Moho depth map computed by *Hubans* [2010] from ambient noise tomography using the same seismic stations as in this study which is the most accurate model of crustal thickness for our study region and covers a large part of it. For areas that are not covered by the model of *Hubans* [2010] (e.g. the Black Sea region, South-western Aegean), we used the EuCRUST-07 model of *Tesauro et al.* [2008] which, out of several available models [e.g. *Mooney et al.*, 1998; *Grad et al.*, 2009], is the one which is the closest to *Hubans*'s model in the areas where they overlap. The crustal model of *Hubans* [2010] is in good agreement with the Moho depth maps of *Sodoudi et al.* [2006], *Karagianni and Papazachos* [2007] and *Tirel et al.* [2004] beneath the Aegean Sea. It is also in good agreement with known crustal thicknesses beneath the Marmara Sea, as obtained by *Bécel et al.* [2009]. Receiver functions from dense north-south profiles in Anatolia [*Afaçan Ergun and Karabulut*, 2010; *Karabulut and Paul*, 2010] show Moho depths that are similar within 2-4 km to the model of *Hubans*. We carried out a series of synthetic

tests that show that our inversion process for shear-wave velocity is sensitive to small crustal thickness errors from depths directly below the Moho to approximately 80 km depth, below which the leaking of the error becomes negligible.

### 3.5.2. AVERAGE VS STRUCTURE AND EXAMPLES OF 1-D PROFILES

Figure 6a shows the average Rayleigh wave phase velocity dispersion curve across the whole study area and two dispersion curves which exemplify the strong lateral variations that we observe. The dispersion curve corresponding to the *ak135* Earth model [Kennett *et al.*, 1995] is added for reference. The *ak135* Vs model and the result of the inversion of the average and the two example dispersion curves, and the associated errors in Vs are shown in Figure 6b. Note that the errors are small down to 300 km depth which we consider as the maximum depth of our 3-D model. The use of large correlation lengths (100 km) means that the recovered 1-D models are very well resolved, at a price of a somewhat limited vertical resolution.



**FIG. 6** – Results of the inversion of Rayleigh wave phase velocity dispersion curves (a) for 1-D Vs models (b) at selected locations shown in the map in inset. Error bars in a) show the a posteriori errors in phase velocity taken into account in the inversion for Vs models. Phase velocities and shear wave model for *ak135* [Kennett *et al.*, 1995] are shown in red. The dotted thin grey lines in b) indicate the depth range where the Vs model is resolved (80 - 300 km). *Lcorr* is the vertical correlation length used in the inversion for Vs.

The average phase velocities between 30 and 150 s period across the area are slow as compared to *ak135*. These low phase velocities translate into low upper mantle velocities down to 220 km depth, most notably between 125 and 175 km depth where average  $V_s$  is 4.5 to 5% lower than *ak135*. Low velocities at large scale are also observed in other recent regional [Marone *et al.*, 2004; Maggi and Priestley, 2005; Chang *et al.*, 2010] and global [Debayle *et al.*, 2005] S-velocity models below the bulk of our study area (Anatolia and Aegean Sea) with a similar maximum amplitude relative to *ak135*.

Previous local seismological studies of the area have largely focussed on the Aegean Sea. It is therefore possible to compare our results to those of previous studies through the example location in the Cretan Sea (blue). At this point, the crustal model that we use has a Moho at 27 km depth, which is close to values obtained by Sodoudi *et al.* [2006] from receiver functions and Karagianni and Papazachos [2007] from regional surface wave analysis. The surface wave study by Karagianni and Papazachos [2007] has very limited resolution below Moho as they obtained dispersion curves between 5 and 27 s period. They did however show some indication of a thin (10-15 km thick) layer of low  $V_s$  immediately below Moho. This result is in agreement with those of Endrun *et al.* [2008] which have limited path coverage but which extract phase velocity dispersion up to 200 s in the Cretan Sea. Other surface wave studies in the area did not highlight low group or phase velocities which would be indicative of a mantle wedge [Bourova *et al.*, 2005; Cambaz and Karabulut, 2010] between Crete and the Cyclades. Mutlu and Karabulut [2011], who studied  $Pn$  propagation beneath the same array as in the present study, did also not identify very low velocities along the volcanic arc.

Our results for the point in the Cretan Sea do not show low velocities beneath Moho. This difference with the results obtained by Endrun *et al.* [2008] can be explained by our conservative depth smoothing. Our  $V_s(z)$  profile of Figure 6b is indistinguishable, down to 120 km depth, with the  $V_s(z)$  model obtained if we invert the Endrun *et al.* [2008] FODE/IDI-SANT dispersion curve using our chosen correlation length of 100 km. If we invert their dispersion curve with a correlation length of 20 km we obtain a  $V_s(z)$  profile very similar to their proposed model without an overall improvement of the misfit between observed and predicted phase velocities. The underlying issue of this lack of resolution resides in strong trade-off between crustal and uppermost mantle velocities.

As our objective is to study deep structure across the whole of the study area, making sure that we obtain a unique solution with no possibility of non-resolved oscillations with depth, we use a correlation length of 100 km to obtain the 3-D model. This means that thin

layers such as the mantle wedge identified by *Papazachos and Nolet [1997]*, *Karagianni et al. [2005]* and *Endrun et al., [2008]* will not be present in our model.

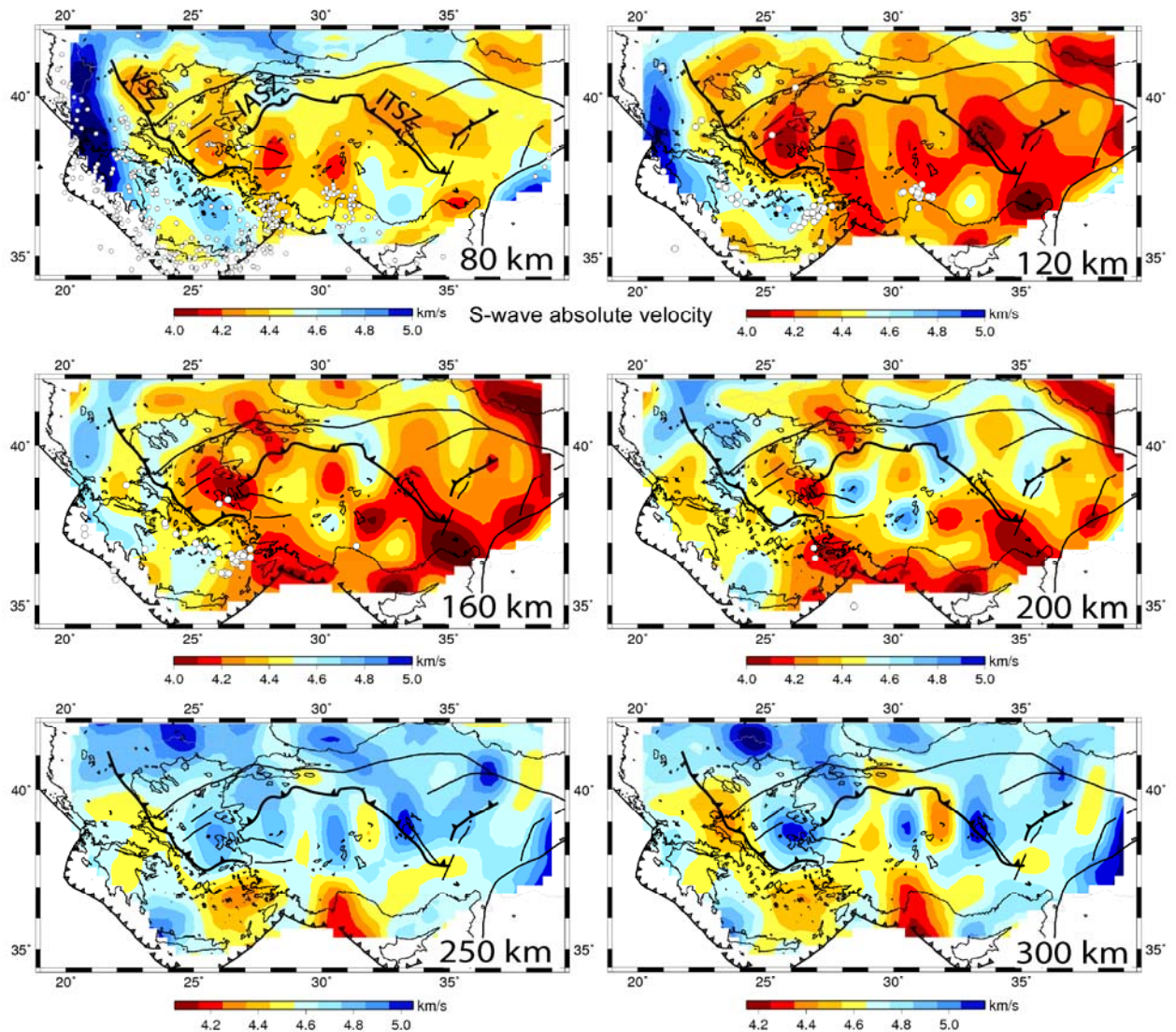
The second example is from a point located in SW Anatolia, where velocities in the upper mantle are low down to the bottom of our model, at 300 km depth. The velocities are particularly low,  $4.2 \text{ km.s}^{-1}$ , around 150 km depth. This anomalously slow upper mantle can be explained by the existence of a hot and/or hydrated mantle. An anomalously hot uppermost mantle could also explain the presence of a relatively high plateau in Anatolia.

### **3.5.3. 3-D MODEL AND DISCUSSION**

The 3-D absolute shear-wave velocity model obtained by 1-D phase velocity inversions at each grid point is illustrated in Figure 7 as depth slices. The a posteriori error on  $V_s$  at each point (X,Y,Z) is recovered from the 1-D inversion (see Figure 6). The error estimate is shown as depth slices in Appendix B.

Figure 7 shows absolute shear-wave velocities at 80, 120, 160, 200, 250, 300 km depth. The depth slice at 50 km depth is shown in Appendix C, but must be interpreted with caution as there is a strong trade-off between crustal and mantle velocities down to 80 km depth. The colour scale is centered around *ak135* model, where yellow and red show velocities slower than *ak135* while blue colour corresponds to velocities higher than *ak135*. With wavelengths  $\lambda$  between 70 km and 900 km, we consider that the model is well resolved to depths reaching  $\lambda/3$ , i.e. 300 km. At this depth, the a posteriori error on shear-wave velocity is less than  $0.1 \text{ km.s}^{-1}$  beneath the array (see Appendix B).

The main characteristics of the model is the systematic evolution of the velocities from slow at shallower (80-200 km) depths to fast at larger ( $>200$  km) depths as compared to *ak135* model. The low velocities extend over almost all of the study area and peak at approximately 120 km depth, with velocities as low as 10% less than *ak135*. Low velocities have also been observed in regional and global surface wave studies [e.g. *Debayle et al., 2005*; *Maggi and Priestley, 2005*; *Chang et al., 2010*; *Schivardi and Morelli, 2011*] as well as in body wave studies [e.g. *Spakman et al., 1993*; *Bijwaard et al., 1998*; *Piromallo and Morelli, 2003*] even though some authors do not identify such a low velocity area [*Marone et al., 2004*]. The low upper mantle velocities support a model of lithosphere thinner than 80 km beneath the area, as by *Sengör et al. [2003]* and *Angus et al. [2006]* for eastern Anatolia.



**FIG. 7** – *Horizontal slices at selected depths in our absolute 3-D shear-wave velocity model. White circles are hypocenters from the 1998-2008 EMSC (Euro-Mediterranean Seismological Centre) catalog which are located within 10 km of the section depth (except within 5 km at 80 km). Major sutures discussed in the text are plotted as thick black lines (from west to east: VSZ for Vardar suture zone; IASZ for Izmir-Ankara suture zone; ITSZ for Inner Tauride suture zone).*

The lateral extension of the low velocities is somewhat less at 80 km depth, where high velocities are identified in the northern and western parts of the model, with small areas of high velocities N-NW of Cyprus. The high velocities in the S-SW part of the model are well explained by the presence of the Hellenic slab, probably continuing into a continental collision towards the north beneath the Dinarides-Hellenides even though the location of the transition from subduction to collision remains speculative. The high velocities along the northern limit of our model at these depths can be explained by the presence of the stable



Eurasian lithosphere which is thicker than the lithosphere beneath the Aegean [e.g. *Schivardi and Morelli*, 2011]. These high velocities are however limited to small areas as compared to the whole study region.

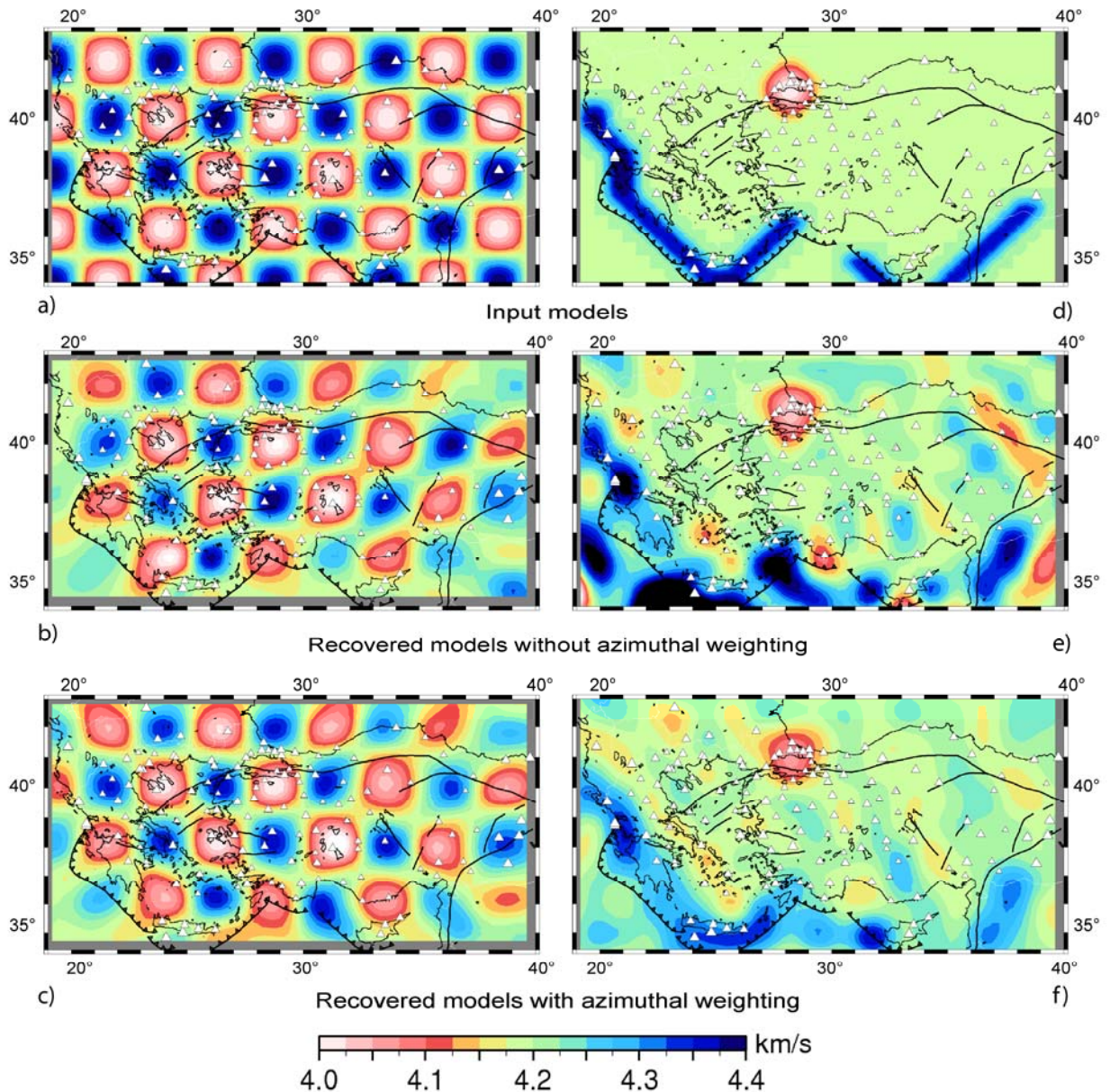
Below 200 km depth the model is overall characterized by high velocities, with typical  $V_s$  values of 4.7-4.8  $\text{km.s}^{-1}$ , close to the values inferred by *Kustowski et al.* [2008] beneath the Turkish Plateau, and reaching more than 5  $\text{km.s}^{-1}$  at depths >250 km in some areas. *Spakman et al.* [1993] and *Piromallo and Morelli* [2003] have a similar transition from low to high velocities, albeit located at slightly different depths (approximately 150 km and 230 km depth respectively). An area of low velocities is present beneath SE Aegean at 250 km depth. This area gradually increases with depth towards the NW Aegean, following approximately the surface trace of the Vardar suture zone (VSZ). Beneath the Antalya Bay, we observe a small area with very low velocities (4.3  $\text{km.s}^{-1}$  at 300 km depth). The station coverage is sufficient to reliably resolve this low velocity area (see Appendix A and B). This low velocity area could be related to the slab tear identified by *de Boorder et al.* [1998] and possibly to the weak velocity anomaly observed by *Biryol et al.* [2011].

In addition to these very large scale velocity variations, we obtain a more detailed model than previous authors, in particular beneath Anatolia. Small scale variations can be identified even though they are embedded in overall low (80-200 km) and high (>200 km) velocities. These small scale velocity variations are significantly larger than the approximately 0.1  $\text{km.s}^{-1}$  error on  $V_s$  (see Appendix B). This 3-D small scale structure is geometrically complex, and difficult to interpret. A dedicated study of the 3-D  $V_s$  structure is performed in a complementary paper [*Salaiün et al.*, 2011]. The complexity of the structure is not surprising, given the complex tectonic history of the region, the strong deformation since the Cenozoic, and non cylindrical geometry of all major surface structures, except for the NAF. We have no clear evidence of the NAF extending to lithospheric scale, as suggested by some authors [e.g. *Armijo et al.*, 2002; *Flerit et al.*, 2004; *Laigle et al.*, 2008; *Biryol et al.*, 2011] except for a small velocity contrast ( $\sim 0.1 \text{ km.s}^{-1}$ ) existing at 80 km depth between the northern and southern parts of the fault from the Marmara Sea to  $\sim 35^\circ\text{E}$ . We cannot exclude that the NAF extends below the crust, but either this extension is limited to depths shallower than  $\sim 80$  km or the difference in velocity across it is negligible.

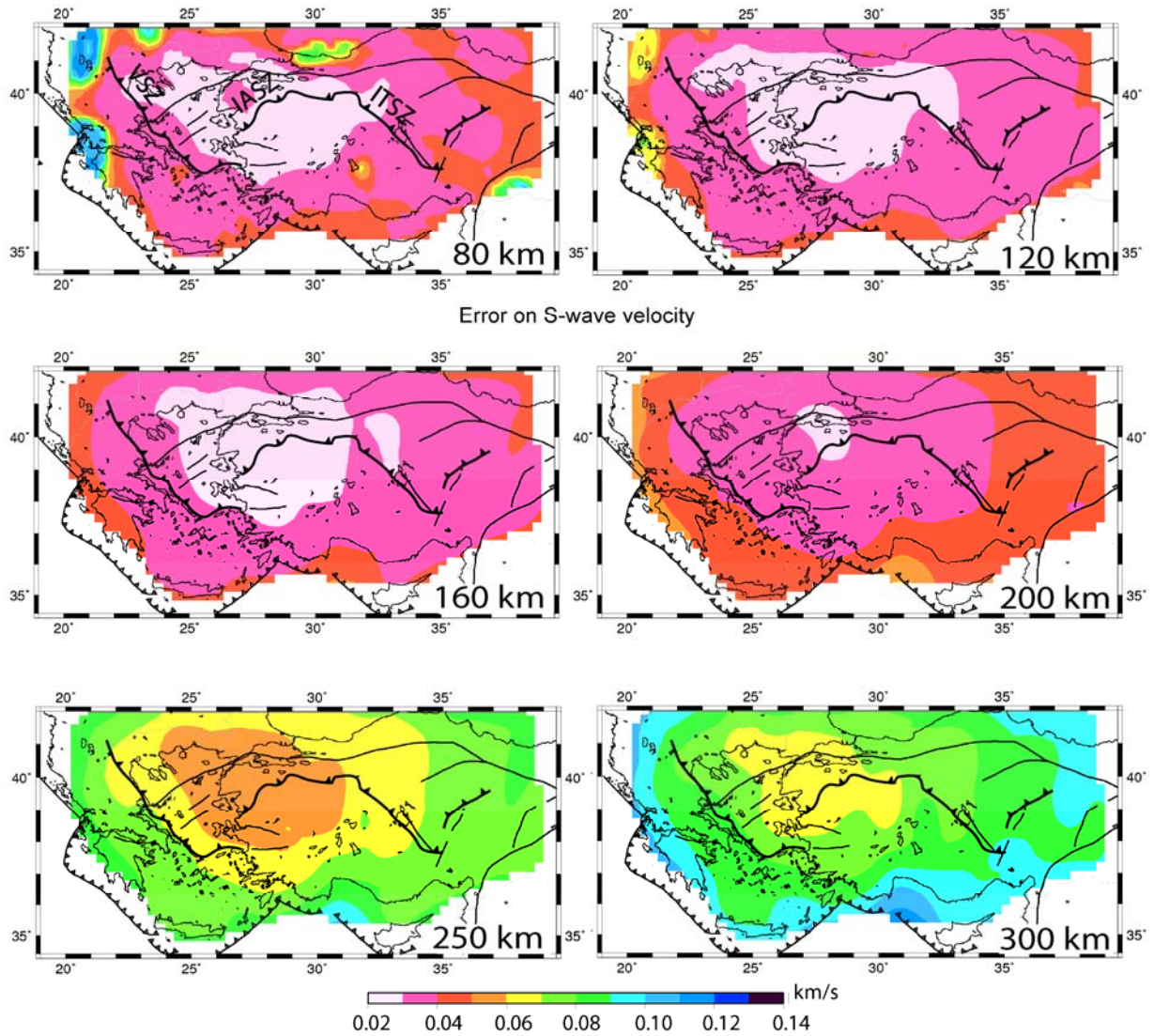
### 3.6. CONCLUSIONS

Our dataset, composed by data from permanent and temporary seismic stations, yields an unprecedented data coverage for the entire Aegean-Anatolia region. With a two year recording period, there are no major gaps in the azimuthal distribution of teleseismic events, and azimuthal weighting reduces the influence of the dominance of events located in the NE-SE quadrant. With this exceptional dataset at hand, the 3-D model of Vs that we obtain from surface wave phase velocities has an almost uniform resolution across the whole study area. Due to trade-offs between crustal and uppermost mantle velocities we consider the model resolved between 80 and 300 km depth. Our model varies smoothly with depth in the mantle to avoid non-resolved oscillations in the 3-D model. This means that thin (<~50 km thick), anomalously high or low velocity layers are not resolved.

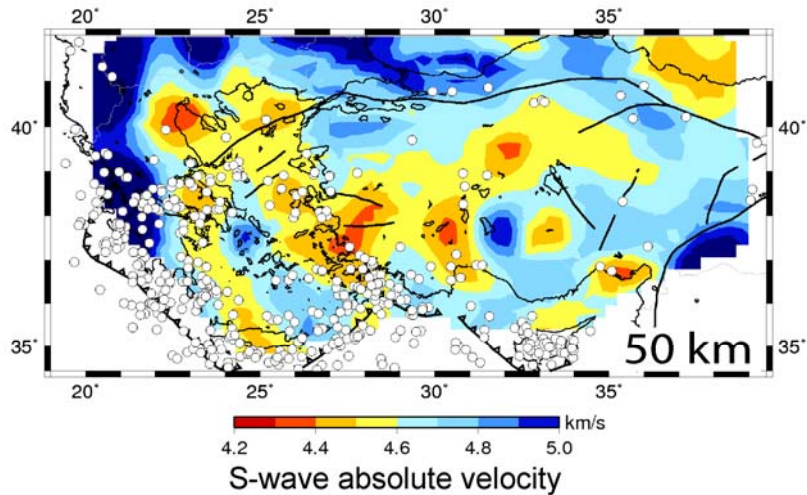
The 3-D Vs model confirms previous findings that the mantle beneath the area is characterized by very low velocities between 80 and 200 km depth as compared to reference Earth models. The presence of these low velocities favours that the lithosphere beneath the area is overall thin. The small scale structure is well resolved, and shows details within the LVZ such as high-velocity structures beneath western and central Anatolia and localized low velocities for example beneath SW Anatolia. The structures that can be identified in our Vs model are fully three-dimensional, as can be expected in this particularly complex region. The full exploration of the model is the subject of the complementary paper [Salaiün *et al.*, 2011].



**APPENDIX A:** *Supplementary resolution tests. a, b, c* : As in Figure 7 the checkerboard test is carried out using an input model with 200-km anomalies. The recovered models b and c are calculated for the data (events and stations) distribution at 180 s period. Even if the total number of data is less than at 120 s period (Figure 2b), the results are similar. The shape of anomalies is very well retrieved using azimuthal weighting (c) and the amplitudes are only slightly damped ( $\sim 0.03 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ ). d, e, f : the input velocity model includes a narrow (50-100 km wide) high-velocity anomaly mimicking the slab, but shifted southwards to test model recovery in areas with limited station coverage. The high-velocity anomaly is interrupted in SW Anatolia to test whether a slab tear beneath SW Anatolia can be detected. Overall, the output model is reliable in locations with sufficient station coverage. Outside these areas, we observe erroneous geometries (e.g. the high velocity anomaly in the SE corner), smearing (between Crete and Cyprus) and amplitude reduction (e.g. between Crete and S Peloponnese). All these areas are excluded from the 3-D model as they are associated with high a posteriori errors on phase velocities.



**APPENDIX B:** Distribution of a posteriori errors on  $V_s$  at selected depths. The error strongly increases between the 200 km and 250 km depth slice. However it remains significantly smaller ( $< \sim 0.1 \text{ km.s}^{-1}$ ) than the amplitudes of the retrieved anomalies (see Figure 7).



**APPENDIX C:** Horizontal slice at 50 km depth in our absolute  $V_s$  model. The colour scale is centered at  $4.6 \text{ km.s}^{-1}$ , which would correspond to  $V_p=8 \text{ km.s}^{-1}$  with a Poisson's ratio of 0.25. White circles are hypocenters from the 1998-2008 EMSC catalog which are located within 2 km of the section depth. Caution must be taken in the interpretation of this map, as there may be a trade-off between crustal and uppermost mantle velocities during the inversion of the phase velocity dispersion curves for  $V_s$ .

## REFERENCES

- Afaçan Ergun, T., and Karabulut, H., 2010. The lithospheric structure of the western Turkey from receiver function profile. *European Seismological Commission*, Abstract.
- Angus, D.A., Wilson, D.C., Sandvol, E., Ni, J.F., 2006. Lithospheric structure of the Arabian and Eurasian collision zone in eastern Turkey from  $S$ -wave receiver functions. *Geophys. J. Int.*, 166, 1335-1346.
- Armijo, R., Meyer, B., Navarro, S., King, G., Barka, A., 2002. Asymmetric slip partitioning in the Sea of Marmara pull-apart: a clue to propagation processes of the North Anatolian Fault. *Terra Nova*, 14, 80– 86.
- Baumont, D., Paul, A., Zandt, G., Beck, S.L., Pedersen, H., 2002. Lithospheric structure of the central Andes based on surface wave dispersion. *J. Geophys. Res.*, 107(B12), 2371, doi:10.1029/2001JB000345.
- Bécel, A., et al., 2009. Moho crustal architecture and deep deformation under the North Marmara Trough, from the SEISMARMARA Leg 1 offshore-onshore reflection-refraction survey. *Tectonophysics*, 467, 1-21.
- Beucler, E., Stutzmann, E., Montagner, J.-P., 2003. Surface-wave higher mode phase velocity measurements using a roller coaster type algorithm. *Geophys. J. Int.*, 155, 289-307.
- Bijwaard, H., Spakman, W., Engdahl, E.R., 1998. Closing the gap between regional and global travel time tomography. *J. Geophys. Res.*, 103(B12), 30055-30078.

- Biryol, C.B., S.L., Zandt, G., Özacar, A.A., 2011. Segmented African lithosphere beneath the Anatolian region inferred from teleseismic P-wave tomography. *Geophys. J. Int.*, 184, 1037-1057.
- Bodin, T., and Maupin, V., 2008. Resolution potential of surface wave phase velocity measurements at small arrays. *Geophys. J. Int.*, 172, 698-706.
- Boschi, L., Ekström, G., Kustowski, B., 2004. Multiple resolution surface wave tomography: the Mediterranean basin. *Geophys. J. Int.*, 157, 293-304.
- Bourova, E., Kassaras, I., Pedersen, H.A., Yanovskaya, T., Hatzfeld, D., Kiratzi, A., 2005. Constraints on absolute *S* velocities beneath the Aegean Sea from surface wave analysis. *Geophys. J. Int.*, 160, 1006-1019.
- Bruneton, M., Farra, V., Pedersen, H.A. and the SVEKALAPKO Seismic Tomography Working Group, 2002. Non-linear surface wave phase velocity inversion based on ray theory. *Geophys. J. Int.*, 151, 583-596.
- Bruneton M., H. A. Pedersen, V. Farra, N. T. Arndt, P. Vacher, and the SVEKALAPKO Seismic Tomography Working Group, 2004. Complex lithospheric structure under the central Baltic Shield from surface wave tomography, *J. Geophys. Res.*, 109, B10303.
- Cambaz, M.D., and Karabulut, H., 2010. Love-wave group velocity maps of Turkey and surrounding regions. *Geophys. J. Int.*, 181, 502-520.
- Chang, S.-J., van der Lee, S., Flanagan, M.P., Belde, H., Marone, F., Matzel, E.M., Pasyanos, M.E., Rodgers, A.J., Romanowicz, B., Schmid, C., 2010. Joint inversion for three-dimensional *S* velocity mantle structure along the Tethyan margin. *J. Geophys. Res.*, 115, B08309.
- Chevrot, S., and Zhao, L., 2007. Multiscale finite-frequency Rayleigh wave tomography of the Kaapvaal craton. *Geophys. J. Int.*, 169, 201-215.
- Cotte, N., Pedersen, H.A., Campillo, M., Farra, V., Cansi, Y., 2000. Off-great circle propagation of intermediate period surface waves as observed on a dense array in the French Alps. *Geophys. J. Int.*, 142, 825-840.
- Curtis, A., Trampert, J., Snieder, R., Dost, B., 1998. Eurasian fundamental mode surface wave phase velocities and their relationship with tectonic structures. *J. Geophys. Res.*, 103(B11), 26919-26947.
- Debayle, E., 1999. SV-wave azimuthal anisotropy in the Australian upper mantle: preliminary results from automated Rayleigh waveform inversion. *Geophys. J. Int.*, 137, 747-754.
- Debayle, E., Kennett, B., Priestley, K., 2005. Global azimuthal seismic anisotropy and the unique plate-motion deformation of Australia. *Nature*, 433, 509-512.
- de Boor, C., 1978. A practical guide to splines, Amplitude computation in heterogenous media by ray perturbation theory: a finite element approach. *Geophys. J. Int.*, 103, 341-354.
- de Boorder, H., Spakman, W., White, S.H., Wortel, M.J.R., 1998. Late Cenozoic mineralization, orogenic collapse and slab detachment in the European Alpine Belt. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 164, 569-575.
- Deschamps, G.A., 1972. Ray techniques in electromagnetic, *Proc. IEEE*, 60, 1022-1035.
- Endrun, B., Meier, T., Lebedev, S., Bohnoff, M., Stavrakakis, G., Harjes, H.-P., 2008. *S* velocity structure and radial anisotropy in the Aegean region from surface wave dispersion. *Geophys. J. Int.*, 174, 593-616.
- Erduran, M., Endrun, B., Meier, T., 2008. Continental vs. oceanic lithosphere beneath the

- eastern Mediterranean Sea – Implications from Rayleigh wave dispersion measurements. *Tectonophysics*, 457, 42-52.
- Farra, V. and Madariaga, R., 1987. Seismic waveform modeling in heterogeneous media by ray perturbation theory. *J. Geophys. Res.*, 92, 2697-2712.
- Fichtner, A., Kennett, B.L.N., Igel, H., Bunge, H.-P., 2008. Theoretical background for continental- and global-scale full-waveform inversion in the time-frequency domain. *Geophys. J. Int.*, 175, 665-685.
- Flerit, F., Armijo, R., King, G., Meyer, B., 2004. The mechanical interaction between the propagating North Anatolian Fault and the back-arc extension in the Aegean. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 224, 347-362.
- Forsyth, D.W., and Li, A., 2005. Array-analysis of Two-dimensional Variations in Surface Wave Velocity and Azimuthal Anisotropy in the Presence of Multipathing Interference, in *Seismic Earth: Array Analysis of Broadband Seismograms*, ed. A. Levander and G. Nolet. *AGU Geophysical Monograph*, 157, 81-97.
- Friederich, W., and Wielandt, E., 1995. Interpretation of seismic surface waves in regional networks: joint estimation of wave-field geometry and local phase velocity, Method and numerical tests. *Geophys. J. Int.*, 112, 264-275.
- Friederich, W., Wielandt, E., Stange, S., 1994. Non-plane geometries of seismic surface wavefields and their implications for regional surface-wave tomography. *Geophys. J. Int.*, 119, 931-948.
- Friederich, W., 1998. Wave-theoretical inversion of teleseismic surface waves in a regional network: phase velocity maps and a 3-D upper mantle shear wave velocity model for southern Germany. *Geophys. J. Int.*, 132, 203-225.
- Grad, M., Tiira, T., and ESC Working Group, 2009. The Moho depth map of the European Plate. *Geophys. J. Int.*, 176, 279-292.
- Herrin, E., and Goforth, T., 1977. Phase-matched filters: Application to the study of Rayleigh waves. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 67, 1259-1275.
- Hubans, F., 2010. Utilisation des corrélations de bruit micro-sismique pour l'analyse des propriétés du champ d'onde et l'imagerie crustale. Ph.D. thesis, Joseph Fourier University, Grenoble, France.
- Karabulut, H., and Paul, A., 2010. The lithospheric structure and upper mantle structure beneath the central Turkey obtained from receiver function profile. *European Seismological Commission*, Abstract.
- Karagianni, E.E., Papazachos, C.B., Panagiotopoulos, D.G., Suhadolc, P., Vuan, A., Panza, G.F., 2005. Shear velocity structure in the Aegean area obtained by inversion of Rayleigh waves. *Geophys. J. Int.*, 160, 127-143.
- Karagianni, E.E., and Papazachos, C.B., 2007. Shear velocity structure in the Aegean region obtained by joint inversion of Rayleigh and Love waves. *Spec. Publ., Geol. Soc London*, 291, 159-181.
- Kennett, B.L.N., Engdahl, E.R., Buland, R., 1995. Constraints on seismic velocities in the Earth from traveltimes. *Geophys. J. Int.*, 122, 108-124.
- Knapmeyer, M., and Harjes, H.-P., 2000. Imaging crustal discontinuities and the downgoing slab beneath western Crete. *Geophys. J. Int.*, 143, 1-21.
- Kustowski, B., Ekström, G., Dziewonski, A.M., 2008. The shear-wave velocity structure in

- the upper mantle beneath Eurasia. *Geophys. J. Int.*, 174, 978-992.
- Laigle, M., Becel, A., de Voogd, B., Hirn, A., Taymaz, T., Ozalaybey, S., Members of SEISMARMARA Leg1 Team, 2008. A first deep seismic survey in the Sea of Marmara: Deep basins and whole crust architecture and evolution. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 270, 168-179.
- Levshin, A.L., Yanovskaya, T.B., Lander, A.V., *et al.*, 1989. Recording, identification and measurement of surface wave parameters, in *Seismic Surface Waves in a Laterally Inhomogeneous Earth*, ed. Keilis-Borok, V.I., Kluwer Publ., Dordrecht.
- Lebedev, S., Nolet, G., Meier, T., van der Hilst, R.D., 2005. Automated multimode inversion of surface and S waveforms. *Geophys. J. Int.*, 162, 951-964.
- Lévêque, J.-J., Rivera, L., Wittlinger, G., 1993. On the use of the checker-board test to assess the resolution of tomographic inversions. *Geophys. J. Int.*, 115, 313-318.
- Li, X., Bock, G., Vafidis, A., Kind, R., Harjes, H.-P., Hanka, W., Wylegalla, K., van der Meijde, M., Yuan, X., 2003. Receiver function study of the Hellenic subduction zone: imaging crustal thickness variations and the oceanic Moho of the descending African lithosphere. *Geophys. J. Int.*, 155, 733-748.
- Lin, F.-C., Ritzwoller, M.H., and Snieder, R., 2009. Eikonal tomography: surface wave tomography by phase front tracking across a regional broad-band seismic array. *Geophys. J. Int.*, 177, 1091-1110.
- Maggi, A., and Priestley, K., 2005. Surface waveform tomography of the Turkish-Iranian plateau. *Geophys. J. Int.*, 160, 1068-1080.
- Marone, F., van der Lee, S., Giardini, D., 2004. Three-dimensional upper-mantle S-velocity model for Eurasia-Africa plate boundary region. *Geophys. J. Int.*, 158, 109-130.
- Maupin V., 1988. Surface waves across 2D structures: a method based on coupled local modes. *Geophys. J. Int.*, 93, 173-185.
- Maupin, V., and Cara, M., 1992. Love-Rayleigh wave incompatibility and possible deep upper mantle anisotropy in the Iberian peninsula. *Pure Appl. Geophys.*, 138, 429-444.
- Mooney, W.D., Laske, G., Masters, G., 1998. CRUST 5.1: A global crustal model at 5°x5°. *J. Geophys. Res.*, 103, 727-747.
- Mutlu A. K., and Karabulut H., 2011. Anisotropic Pn tomography of Turkey and surroundings, *Geophys. J. Int.* (submitted).
- Nolet, G., 1990. Partitioned waveform inversion and two-dimensional structure under the network of autonomously recording seismographs. *J. Geophys. Res.*, 95, 8499-8512.
- Papazachos, C., and Nolet, G., 1997. P and S deep velocity structure of the Hellenic area obtained by robust nonlinear inversion of travel times. *J. Geophys. Res.*, 102(B4), 8349-8367.
- Pedersen H.A., 2006. Impacts of non-plane waves on two-station measurements of phase velocities. *Geophys. J. Int.*, 165, 279-287.
- Pedersen, H.A., Coutant, O., Deschamps, A., Soulage, M., Cotte, N., 2003. Measuring surface wave velocities beneath small broad-band arrays: test of an improved algorithm and application to the French Alps. *Geophys. J. Int.*, 154, 903-912.
- Piromallo, C., and Morelli, A., 2003. P wave tomography of the mantle under the Alpine-Mediterranean area. *J. Geophys. Res.*, 108(B2), 2065.
- Pollitz, F.F., 1999. Regional velocity structure in northern California from inversion of



- scattered seismic surface waves. *J. Geophys. Res.*, *104*, 15043-15072.
- Sachpazi, M., Galvé, A., Laigle, M., Hirn, A., Sokos, E., Serpetsidaki, A., Marthelot, J.-M., Alperin, J.M., Zelt, B., Taylor, B., 2007. Moho topography under central Greece and its compensation by Pn time-terms for the accurate location of hypocenters: The example of the Gulf of Corinth 1995 Aigion earthquake. *Tectonophysics*, *440*, 53-65.
- Saito, M., 1988. Disper 80: A subroutine package for the calculation of seismic modes solutions, in *Seismological Algorithms*, ed. D.J. Doornbos, 293-319, Academic, San Diego, Calif.
- Salaün, G., Paul, A., Pedersen, H. A., Karabulut, H., Hatzfeld, D., Farra, V. , Hatzidimitriou, P., Childs D. M., Pequegnat C., and SIMBAAD team, 2011. High-Resolution Surface Wave Tomography beneath the Aegean-Anatolia region–II. 3-D constraints on the upper mantle structure, *Geophys. J. Int.*, submitted.
- Schivardi, R., and Morelli, A., 2011. EPmantle: a 3-D transversely isotropic model of the upper mantle under the European Plate. *Geophys. J. Int.*, *185*, 469-484.
- Sengör , A.M.C., Özeren, S., Genç, T., Zor, E., 2003. East Anatolian high plateau as a mantle-supported, north-south shortened domal structure. *Geophys. Res. Lett.*, *30*(24), 8045.
- Snieder, R., 1988. Large-scale waveform inversion of surface waves for lateral heterogeneity, 1. Theory and numerical examples. *J. Geophys. Res.*, *93*, 12055-12065.
- Soudoufi, F., Kind, R., Hatzfeld, D., Priestley, K., Hanka, W., Wylegalla, K., Stavrakakis, G., Vafidis, A., Harjes, H.-P., Bohnhoff, M., 2006. Lithospheric structure of the Aegean obtained from P and S receiver functions. *J. Geophys. Res.*, *111*, B12307.
- Spakman, W., van der Lee, S., van der Hilst, R.D., 1993. Travel-time tomography of the European-Mediterranean mantle down to 1400 km. *Phys. Earth Planet. Int.*, *79*, 3-74.
- Suckale, J., Rondenay, S., Sachpazi, M., Charalampakis, M., Hosa, A., Royden, L.H., 2009. High-resolution seismic imaging of the western Hellenic subduction zone using teleseismic scattered waves. *Geophys. J. Int.*, *178*, 775-791.
- Tarantola, A., 1987. *Inverse Problem Theory: Methods for Data Fitting and Parameter Estimation*. Elsevier, Amsterdam.
- Tarantola, A., and Valette, B., 1982. Generalized nonlinear inverse problems solved using the least square criterion. *Rev. Geophys.*, *20*, 219-232.
- Tesauro, M., Kaban, M.K., Cloetingh, S.A.P.L., 2008. EuCRUST-07: A new reference model for the European crust. *Geophys. Res. Lett.*, *35*, L05313.
- Tirel, C., Gueydan, F., Tiberi, C., Brun, J.-P., 2004. Aegean crustal thickness inferred from gravity inversion. Geodynamical implications. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *228*, 267-280.
- van der Lee, S., and Nolet, G., 1997. Upper mantle S velocity structure of North America. *J. Geophys. Res.*, *102*, 22815-22838.
- Wiener, N., 1949. *Time Series*, 163 pp., M.I.T. Press, Cambridge, MA.
- Yoshizawa, K., and Kennett, B.L.N., 2002. Non-linear waveform inversion for surface waves with a neighbourhood algorithm: application to multimode dispersion measurements. *Geophys. J. Int.*, *149*, 118-133.



**CHAPITRE 4 – HIGH-RESOLUTION SURFACE  
WAVE TOMOGRAPHY BENEATH THE AEGEAN-  
ANATOLIA REGION – II. 3-D CONSTRAINTS ON  
THE UPPER MANTLE STRUCTURE**



# CHAPITRE 4 – HIGH-RESOLUTION SURFACE WAVE TOMOGRAPHY

## BENEATH THE AEGEAN-ANATOLIA REGION - II.

### 3-D CONSTRAINTS ON THE UPPER MANTLE STRUCTURE

Article soumis à *Geophysical Journal International*

Gwénaëlle SALAÜN<sup>1</sup>, Anne PAUL<sup>1</sup>, Helle A. PEDERSEN<sup>1</sup>, Hayrullah KARABULUT<sup>2</sup>,  
Denis HATZFELD<sup>1</sup>, Véronique FARRA<sup>3</sup>, Panagiotis HATZIDIMITRIOU<sup>4</sup>, Dean M. CHILDS<sup>2</sup>,  
Catherine PEQUEGNAT<sup>1</sup>, and SIMBAAD Team \*

\*SIMBAAD Team: T. Afacan<sup>2</sup>, M. Aktar<sup>2</sup>, E. Bourova-Flin<sup>1</sup>, D. Cambaz<sup>2</sup>, F. Hubans<sup>1</sup>, D. Kementzetzidou<sup>4</sup>, E. Karagianni<sup>4</sup>, I. Karagianni<sup>4</sup>, A. Komec Mutlu<sup>2</sup>, L. Dimitrova<sup>5</sup>, Y. Ozakin<sup>2</sup>, C. Papazachos<sup>4</sup>, S. Roussel<sup>1</sup>, M. Scordilis<sup>4</sup>, D. Vamvakaris<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Institut des Sciences de la Terre, Université Joseph Fourier, CNRS, BP 53, 38041 Grenoble Cedex, France

<sup>2</sup> Bogazici University, Kandilli Observatory and Earthquake Research Institute, 36684, Cengelkoy Istanbul, Turkey

<sup>3</sup> Institut de Physique du Globe de Paris, 1 rue Jussieu, 75238 Paris Cedex 05, France

<sup>4</sup> Department of Geophysics, School of Geology, Aristotle University, GR54124, Thessaloniki, Greece

<sup>5</sup> Bulgarian Academy of Science, Sofia, Bulgaria

#### ABSTRACT

This study analyses the high resolution 3-D shear velocity model obtained by surface wave tomography in an area extending from Western Greece to Central Anatolia. The methodology and resolution assessments are fully developed in the complementary paper (Part I). Beneath most of the northern Aegean and the part of Anatolia covered by the seismic array, the uppermost mantle is characterized by low velocities, compatible with a thin continental lithosphere. The tomography reveals the complex and discontinuous shape of the Hellenic-Cyprus subducting slabs imaged as a set of folded and torn high-velocity anomalies beneath the entire study area. Beneath Western Anatolia, the Hellenic slab is separated from the Cyprus slab by a near-vertical, along dip slab tear filled with low Vs material. This NW-SE oriented main segment of the tear terminates as a NE-SW oriented secondary segment located right beneath the North Aegean Trough. The two segments vertically coincide with the zones of transtensional shear which accommodate the present-day southwestward motion of the Aegean

block. We argue that this slab tear enables and accommodates the fast retreat of the Hellenic slab as expected from conceptual geodynamic models, and controls the recent and present-day distribution of deformation in the overriding plate.

#### **4.1. Introduction**

Shaped by numerous subductions and accretions of continental blocks since the Cretaceous, the Mediterranean region is the complex and active collision zone between Africa and Eurasia. In the Eastern Mediterranean, the Aegean-Anatolia region is the tectonically most active area of Europe as documented by strong seismicity and fast geodetic velocities [e.g. McKenzie, 1972; Le Pichon and Angelier, 1979; Jackson, 1994; McClusky et al., 2000; Aktug et al., 2009; Le Pichon and Kreemer, 2010]. It is thus a key area to investigate the relationship between surface expressions of a long-lived and still active deformation zone (e.g. orogenic belts, plateau, deep basins, earthquakes, fast geodetic displacements, trench retreat, and large active faults) and mantle dynamics. Geodynamic modeling [e.g. Faccenna and Becker, 2010] requires good constraints on the mantle structure, particularly in collision zones where subduction plays a large part in the dynamics of the system. Providing high-resolution constraints on mantle structure beneath the broad area including Continental Greece, the Aegean Sea and Western and Central Anatolia is the goal of this work. We used surface-wave tomography to compute a new, high-resolution, three-dimensional S-wave velocity model of the upper mantle. The methodology is presented in the complementary paper [Salaün et al., 2011]. The present paper is restricted to the detailed description and interpretation of our velocity model.

Three major active tectonic features bordering the Aegean-Anatolia domain characterize its deformation (Figure 1a): 1) the Hellenic arc to the west and southwest, with geodetic and seismic evidence of the northward subduction of the African plate (convergence rate  $> 30$  mm/a); 2) the Zagros-Bitlis suture to the east resulting from the continental collision between Arabia and Eurasia (convergence rate  $\sim 15$  mm/a); 3) the dextral North Anatolian strike slip fault zone which is the northern limit of the system (relative south-westward motion of Anatolia  $\sim 25$  mm/a).

The Neogene tectonic evolution of the Hellenic subduction zone is dominated by trench retreat associated with south-westward slab rollback [Elsasser, 1971; Dewey, 1989]. A few global or regional-scale P-wave velocity tomographies [Spakman et al., 1993; Papazachos and Nolet, 1997; Bijwaard et al., 1998; Piromallo and Morelli, 2003; Widiyantoro et al., 2004] have

provided reference images of the Hellenic slab sinking down to the mid-mantle (at least to 1000 km depth) even though large amounts of high-velocity material are stored in the mantle transition zone where the slab flattens. However, these tomographies were not able to resolve the fine slab structure at uppermost mantle depths. Based on the observation of a single, high-velocity slab in seismic tomographies [*Spakman et al.*, 1993; *Piromallo and Morelli*, 2003; *Widiyantoro et al.*, 2004] and on geological evidence, some consensus has emerged to consider the tectonic history of the area through successive subductions of oceanic lithosphere, continental mantle lithosphere and eclogitized lower crust in the same subduction zone since ~140 Ma [*Faccenna et al.*, 2003; *van Hinsbergen et al.*, 2005; *Jolivet and Brun*, 2010]. While ophiolite outcrops provide evidence of at least three oceanic domains (the Vardar-Izmir oceanic unit, the Pindos oceanic unit and the East Mediterranean Ocean, see *e.g. van Hinsbergen et al.* [2005]) no tomographic study has yet identified seismic evidence of these different oceanic domains, and the debate between models with a single or several subduction zones remains open [*Ring et al.*, 2010].

The most detailed 3-D geometry of the subducting slab from surface to 170 km depth is derived from shallow and intermediate depth seismicity [*Papazachos et al.*, 2000; *Benetatos et al.*, 2004], receiver function studies [*Li et al.*, 2003; *Sodoudi et al.*, 2006] and the regionalized upper mantle seismic model of *Gudmundsson and Sambridge* [1998]. These authors agree on the description of an arcuate, northward dipping Hellenic slab below the southern Aegean Sea and Peloponnesus, with a change in dip angle from 30° at shallow depth (20-100 km) [*Papazachos et al.*, 2000] to 45° at depth [*Hatzfeld*, 1994; *Papazachos and Nolet*, 1997, *Faccenna et al.*, 2003].

East of Rhodes, the geometry of the subducted African lithosphere is more ambiguous. Most dynamic models trying to reconcile surface deformation with the structure at depth involve a tearing at the eastern tip of the Hellenic slab [*Govers and Wortel*, 2005; *Faccenna et al.*, 2006; *Brun and Sokoutis*, 2010]. A first-order observation is that the convergence rate between the African and Anatolian plates considerably decreases from 30 mm/a across the Hellenic trench to less than 10 mm/a across the Cyprus trench [*McClusky et al.*, 2000; *Doglioni et al.*, 2002]. According to several authors [*Biju-Duval et al.*, 1978; *Kempler and Ben Avraham*, 1987; *Robertsson et al.*, 1991; *Payne and Robertsson*, 1995], the Cyprus subduction zone is arcuate and closely parallel to the southern and southwestern coastlines of Cyprus. Recent papers [*Schmid et al.*, 2008; *Dilek and Sandvol*, 2009; *Biryol et al.*, 2011] provide first insight on the velocity anomalies associated with the Cyprus trench in the upper mantle. On north-south depth sections across Cyprus, the velocity contrast at the expected location of the

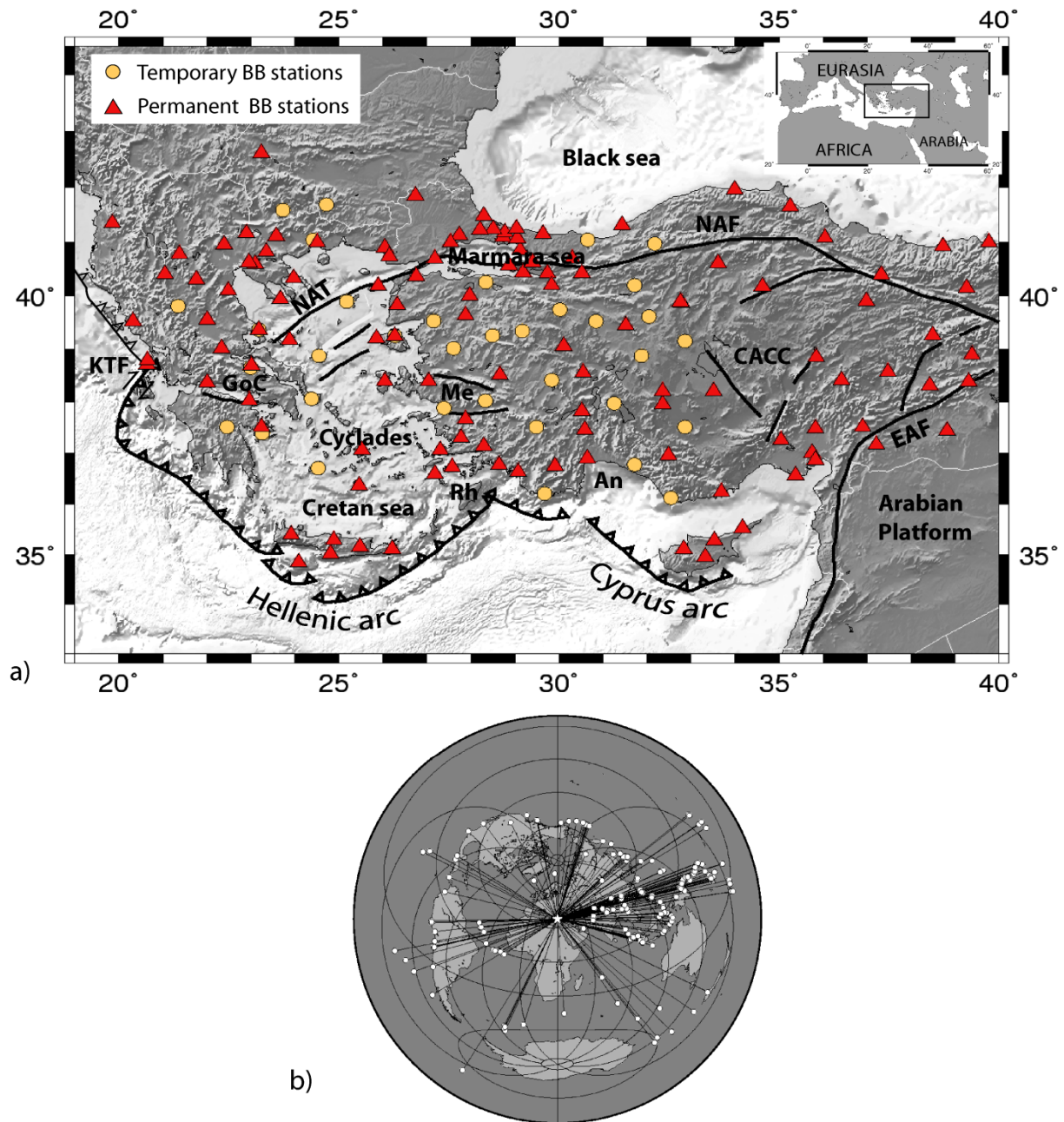
subducted slab is weak as compared to the Hellenic slab. *Schmid et al.* [2008] suggest that the Cyprus subduction zone is no longer active due to slab break-off at  $\sim 200$  km depth, while *Dilek and Sandvol* [2009] propose that the Cyprus slab is flat and/or shallow. Conversely, *Biryol et al.* [2011] find a subvertical high-velocity anomaly at depths shallower than 200 km. A slab break-off or tear is inferred at the junction between the Hellenic and Cyprus subductions by several authors, but uncertainties on slab geometry make it impossible to discriminate between models of horizontal, along strike [*Doglioni et al.*, 2002; *Faccenna et al.*, 2006] or vertical, along dip slab tear [*de Boorder et al.*, 1998; *Govers and Wortel*, 2005; *Jolivet et al.*, 2009; *Brun and Sokoutis*, 2010].

*Salain et al.* [2011] (hereafter referred to as Paper I) presented a teleseismic surface wave tomography in the study area extending from Western Greece to Central Anatolia. Their 3-D model shows very complex geometries of the mantle heterogeneities in the area. We here briefly review data and the seismic tomography method, and analyse the 3-D S-wave model to provide a coherent seismic interpretation of the model, and to correlate this interpretation with surface tectonics.

## **4.2. DATA AND METHODS**

The present dataset was collected within the framework of the SIMBAAD temporary experiment (Seismic Imaging of the Mantle Beneath the Aegean-Anatolia Domain). The temporary array was installed in the spring of 2007 for 2 years and designed to fill in the gaps between permanent broadband stations. The SIMBAAD partners in Turkey (Kandilli Observatory and Earthquake Research Institute, Istanbul) and Greece (Department of Geophysics of Aristotle University of Thessaloniki) provided data recorded at all available permanent broadband stations of the area in the time period of the SIMBAAD experiment. Additional data from ORFEUS-VEBSN and IRIS-DMC facilities were also analysed. The full dataset includes records from 146 broadband stations (see Figure 1a), ensuring an unprecedented station coverage across the Aegean-Anatolian area. We recorded  $\sim 400$  teleseismic earthquakes with  $M \geq 6$  out of which 198 events (see Figure 1b) were selected for their high-quality signals. The azimuthal coverage is overall good (Figure 1b) as there are no large gaps in any direction, however the number of events from each direction is unevenly distributed, with a strong dominance of events located east of the array.





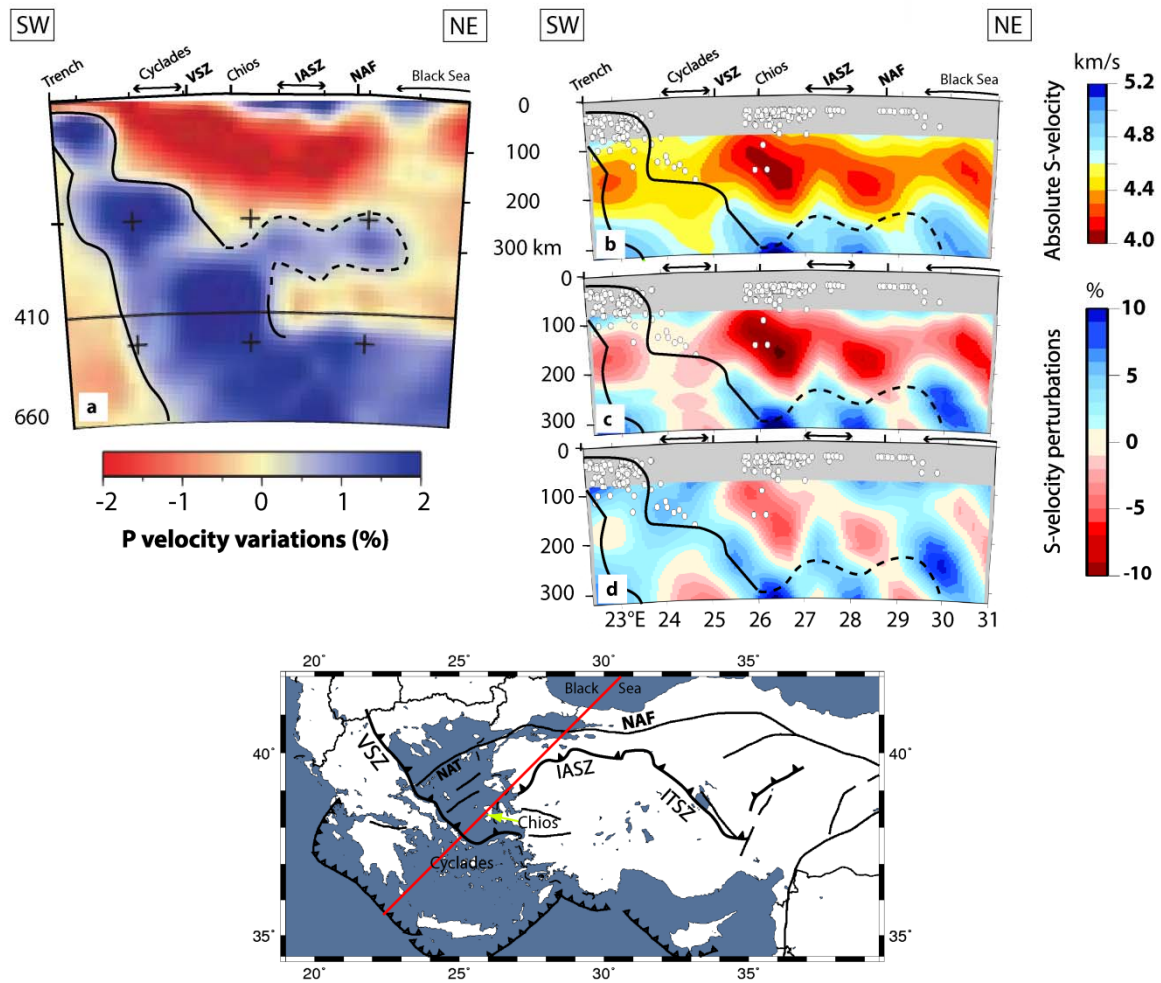
**FIG. 1** – a) Map of the seismic array used in this study, including temporary (yellow-filled circles) and permanent (red-filled triangles) broadband stations. Major faults are shown as thick black lines. An: Antalya Bay; CACC: Central Anatolian Crystalline Complex; EAF: East Anatolian Fault; GoC: Gulf of Corinth; KTF: Kephallonia Transform Fault; Me: Menderes Massif; NAT: North Aegean Trough; NAF: North Anatolian Fault; Rh: Rhodes. b) Azimuthal distribution of the 198 earthquakes with  $M \geq 6$  used in this study. Epicenters are displayed as white circles, and great-circle paths to the center of our study area are plotted as black lines.

We here only briefly present the data processing and inversion for which the details can be found in Paper I. The tomography is based on the analysis of Rayleigh wave fundamental mode phase velocities. During the preprocessing, the Rayleigh waves are isolated using a phase match filter [*Herrin and Goforth, 1977; Levshin et al., 1989*], and the time delays are measured, at each frequency and pair of stations with high signal coherency, using Wiener filtering [*Wiener, 1949; Pedersen et al., 2003*]. We use these time delays to obtain phase velocity maps between 20 and 195s period using an iterative, nonlinear inversion based on paraxial ray tracing [*Bruneton et al., 2002*]. The method takes into account the non-planarity of incoming wave fronts as well as deviations from great-circle propagation. We assemble the phase velocity maps into dispersion curves on a 25 km x 25 km grid across the study area, and invert them using the method by *Maupin and Cara [1992]*. We apply a relatively strong vertical smoothing of the resulting  $V_s(z)$  profiles, through a Gaussian correlation function of 100 km width. These local 1-D shear velocity models are finally assembled into a 3-D  $V_s$  model. The crustal thickness model used in the inversion is derived by ambient noise tomography using the same stations as in the present study [*Hubans, 2010*].

We estimate that our lateral resolution is of the order of 100 km, even though phase velocity anomalies need to be of approximately 200 km width to correctly retrieve the full amplitude of the anomaly. As shown by *Pedersen et al. [2003]* and *Bodin and Maupin [2008]*, the lateral resolution in teleseismic surface wave tomography is mainly controlled by the interstation distance rather than the wavelength. Our resolution tests showed that narrow high velocity anomalies associated with cold slabs, and embedded in overall low velocities, will not be fully recovered in amplitude, while the geometry of the anomaly is less affected. The vertical resolution is approximately 50 km but the vertical smoothing dampens and widens the anomalies.

As we impose strong vertical smoothing, and as there is a trade-off in any dispersion curve inversion between crustal and upper mantle velocities, we base our interpretation on the 3-D model below 80 km depth. We consider that the model is well resolved to 300 km depth, which corresponds to a third of the maximum wavelength.

For a more detailed discussion of errors and model resolution we refer to Paper I.



**FIG. 2** – Vertical section across the Hellenic subduction zone through (a) the  $P$  velocity perturbation model PM0.5 of Piromallo and Morelli [2003], (b) our absolute  $S$ -wave velocity model, (c) our  $S$ -wave model with velocity perturbations computed with respect to  $ak135$  reference model [Kennett et al., 1995] and (d) our  $S$ -wave model with velocity perturbations computed with respect to the regionally averaged 1-D model.  $P$ -velocity perturbations in PM0.5 are computed with respect to  $sp6$  reference model of Morelli and Dziewonski [1993] which is close to  $ak135$ . The thick black plain line in (a), (b), (c) and (d) delineates the high  $P$ -velocity anomaly associated with the Hellenic slab in PM0.5 model. Weaker, more ambiguous high  $P$ -velocity anomalies of (a) are delineated by a dotted line, also shown in (b), (c) and (d). White circles are hypocenters from the EMSC (Euro-Mediterranean Seismological Centre) catalog (1998-2008) located less than 25 km from the section depth. IASZ: Izmir-Ankara Suture Zone; ITSZ: Inner Tauride Suture Zone; NAF: North Anatolian Fault; NAT: North Aegean Trough; VSZ: Vardar Suture Zone.

### 4.3. RESULTS AND DISCUSSION

The tomographic images of *Spakman et al.* [1993], *Bijwaard et al.* [1998] and *Piromallo and Morelli* [2003] have been widely used in combination with geological data to propose geodynamical models of the Eastern Mediterranean [*e.g. Wortel and Spakman*, 2000; *Faccenna et al.*, 2003; *Jolivet et al.*, 2009]. Adding extra detail to the tomographic image therefore remains crucial to further refine such modelling. In this section we show a comparison to a reference model of the mantle structure beneath the area, followed by a brief, overall description of our model. We then focus the discussion on four issues that we consider key to understand the dynamics of the area.

Figure 2 shows the comparison between our 3-D model and model PM0.5 of *Piromallo and Morelli* [2003] for a SW-NE cross-section between Kythira and the Black Sea. The two dominant features of PM0.5 (Fig. 2a) are a high velocity anomaly associated with the  $\sim 45^\circ$  NE dipping Hellenic slab (thick black line) and a strong low velocity anomaly above it, down to 200 km depth, in agreement with several previous studies [*e.g. Spakman et al.*, 1993; *Papazachos and Nolet*, 1997; *Bijwaard et al.*, 1998]. Figure 2b shows absolute shear velocities in our 3-D model while Figure 2c shows percentage variations at each depth relative to *ak135* [*Kennett et al.*, 1995]. As the velocity variation with depth in *ak135* is small between 70 and 200 km, Figures 2b and 2c are relatively similar. It is clear that we lack a good identification of the slab in Figures 2b and 2c. The explanation is found in the overall very low velocities in our average  $V_s(z)$  profile down to 200 km depth (see Paper I). A slab velocity of for example  $4.8 \text{ km s}^{-1}$ , embedded in a layer of  $4.3 \text{ km s}^{-1}$ , corresponds to an anomaly of approximately 12%. Our resolution tests show that we will recover only up to half of the amplitude of a 100 km wide anomaly with  $V_s$  increased by 12%. A consequence of this damping is that to visualise the slab geometry above approximately 200 km depth, we need to represent the shear velocities as compared to the average  $V_s$  across the study area at every depth, as shown in Figure 2d. In subsequent figures (depth slices and cross-sections) we will present anomalies as compared to the average model. The depth reference velocity of the average model is given for each depth slice.

A comparison of Figures 2a and 2d shows that, even though PM0.5 model and our model have different resolving powers, they agree on the  $45^\circ$  dip angle of the Hellenic slab marked by earthquake foci to 180 km depth. The Hellenic slab is much thinner in our model than in PM0.5. The observed slab thickness is  $\sim 120$  km in Fig. 2d, but is likely to be

overestimated due to the horizontal and vertical smoothing of our model, with an associated underestimation of the velocities.

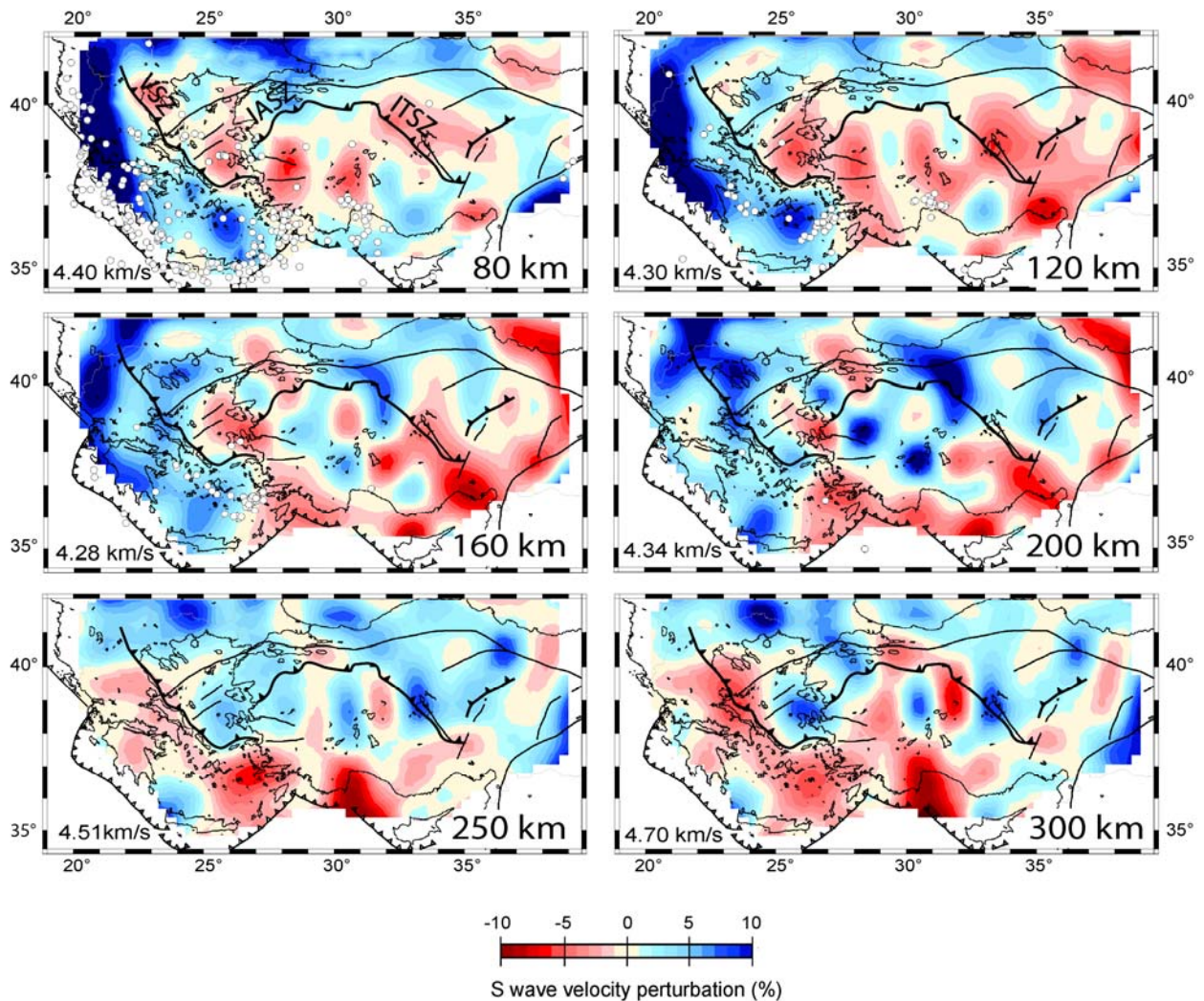
An uninterpreted feature of PM0.5, shown by the dotted line in Figure 2a (250-350 km depth) is a horizontal high velocity anomaly above the slab. Our model confirms that this feature is indeed present, and separated into two distinct parts, as is hinted in PM0.5. Our results furthermore show that the two high velocity bodies are dipping with the same angle and same direction as the Hellenic slab further southwest. The full analysis of the 3-D models shows that these anomalies have a complex 3-D geometry, which we will further discuss in Section 3.2.

Figure 3 shows shear-wave velocity perturbations with respect to the average 1-D  $V_s$  model at 80, 120, 160, 200, 250, and 300 km depth. At 80 km depth, a low velocity anomaly extends from the north of the Aegean Sea to Central Anatolia. In the west and south, we observe a strong high velocity anomaly extending from North-western Greece to the southwestern coast of Turkey. Based on the spatial coincidence of this anomaly with the one of model PM0.5 in the cross-section of Figure 2, we interpret the high velocity body as the Hellenic slab beneath the Aegean. Further east, below the north of Cyprus, the high velocity anomaly is limited in size and attenuated. North of 41°N, the shallow mantle is characterized by high velocities.

At 120 km depth, the low velocity anomaly strengthens and widens beneath Central Anatolia while the amplitude of the high velocity anomaly increases beneath the Cyclades and attenuates below the northwest of Cyprus. At 160 km depth, the mantle beneath the southern Aegean and continental Greece is overall fast. For instance, beneath the Cretan Sea, the shear velocity is 4.58 km s<sup>-1</sup>, which is 1.8% faster than *ak135* and 7% faster than the average model. Below west-central Anatolia, we observe a large high-velocity area, particularly between longitudes 28-33°E and latitudes 36-42°N. A low velocity anomaly beneath southwest Anatolia separates the high velocity anomalies beneath the Aegean and Central Anatolia. At the eastern and southeastern edges of our study area, low velocity anomalies are strong, reaching ~4.0 km s<sup>-1</sup> that is 11% lower than *ak135*. They likely correspond to the western termination of the low P velocity anomaly described by *Lei and Zhao* [2007] and *Gans et al.* [2009] in the upper mantle of Eastern Anatolia.

At 200 km depth, high velocity anomalies below continental Greece are weaker than on the 160-km depth slice. The high velocity anomaly below Central Anatolia strengthens and forms a clear NW-SE elongated structure which is also visible at 250 km depth. At this depth we again observe low velocities beneath south and south-western Anatolia. The slice at 300 km

displays broader low-velocity anomalies from continental Greece to Antalya Bay in southern Anatolia.



**FIG. 3** – Horizontal slices at selected depths in our 3-D shear-wave velocity perturbation model. Lateral velocity changes are displayed as relative variations with respect to the average velocity at the given depth, shown in the lower left corner of each map. White circles are hypocenters from the 1998-2008 EMSC catalog, which are located within 10 km of the section depth. Major sutures discussed in the text (from west to east: VSZ: Vardar suture zone; IASZ: Izmir-Ankara suture zone; ITSZ: Inner Tauride suture zone) are plotted as thick black lines.

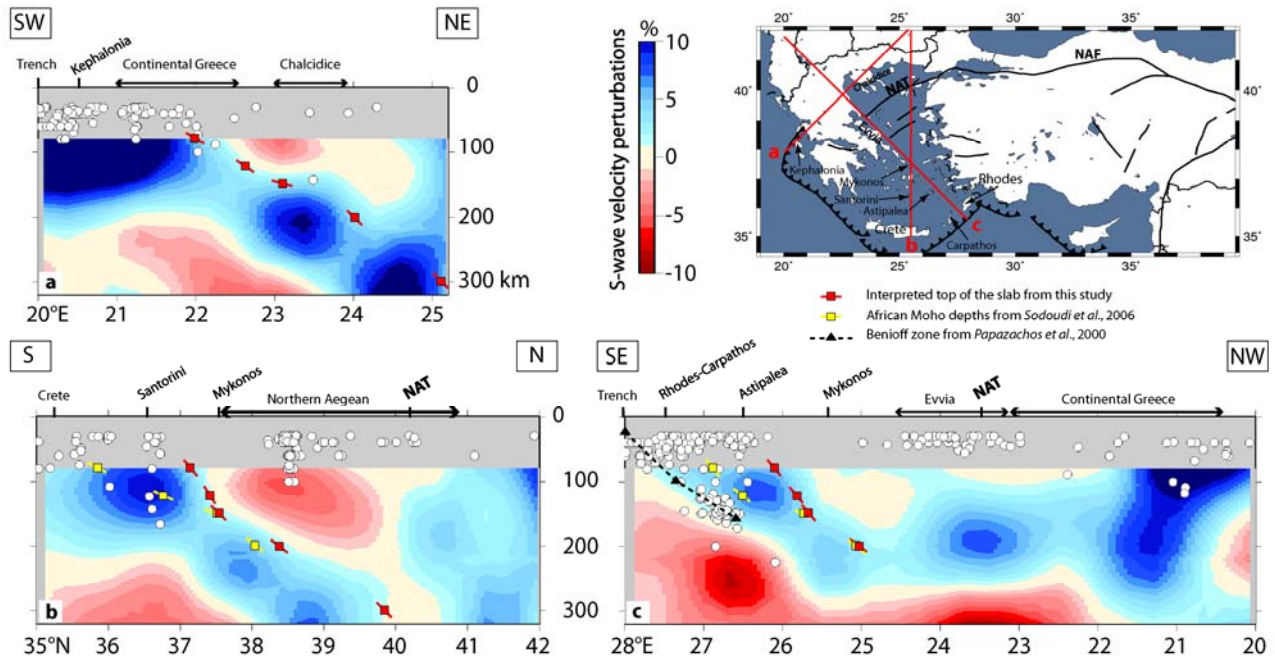
#### 4.3.1. THE MANTLE STRUCTURE BENEATH CONTINENTAL GREECE AND THE AEGEAN SEA

Our tomography shows the Hellenic slab as a high Vs dipping body (see Figure 2), as in the Euro-Mediterranean scale S-wave tomography of *Chang et al.* [2010], and the P wave tomographies of *Piromallo and Morelli* [2003] or *Bijwaard et al.* [1998].

Figure 4 shows three cross-sections through continental Greece and the Aegean Sea. The earthquake hypocenters to a distance of 25 km of the profiles are superposed onto the sections. A puzzling observation is that the hypocenters of intermediate-depth earthquakes (>80 km depth) are not located close to the upper boundary of the high-velocity anomaly associated with the Hellenic slab (red squares), as one would expect from a normal Benioff zone. Even though the depth of the events is likely to be poorly constrained, this explanation is not sufficient to move the earthquakes hypocenters towards the upper boundary of the high velocity anomaly. This is illustrated by the Benioff zone as defined by relocated events [*Papazachos et al.*, 2000] (black triangles in Figure 4c), which are also located well below the upper limit of the high velocity anomaly. Our model doubtless suffers from some vertical smearing, with the consequence of an apparently thick slab. This effect would imply that the outer limit of the high velocity anomaly would be located above the real slab limit, but this effect is insufficient to explain the discrepancy. Intriguingly, the earthquakes are located in different places as compared to the high velocity anomaly for different profiles: close to the top (Figure 4a), in the center (Figure 4b) or even at the bottom (Figure 4c).

The Benioff Zone as defined by the hypocenters of the EMSC catalogue of the Hellenic slab is overall not very well defined and varies strongly along the arc. As the number of large seismic events is limited, the seismicity in our plots is largely defined by magnitude 3-4 events. If we consider only magnitudes larger than 4, the scatter in the events reduces, but the discrepancy between the top of the high velocity anomaly and the seismicity remains in profiles 4b and 4c.

For an independent estimate of the slab top (or rather the Moho of the subducting lithosphere), Figure 4c also shows as yellow filled squares selected depth points from the S-P receiver functions of *Sodoudi et al.* [2006] in the part of their model with the best data coverage. Except for the shallowest depths (the only point located in an area with poor S-P piercing point coverage), our picks of the slab top (red filled squares, as discussed in section 3.3) and the ones of *Sodoudi et al.* (yellow filled squares) are in excellent agreement. This good agreement leads us to conclude that the discrepancy with the earthquake hypocenters is a robust feature, even though we can offer no explanation at the present stage.



**FIG. 4** – Selected vertical slices through our shear-wave velocity model in the Aegean and continental Greece, showing perturbations with respect to the regionally averaged 1-D model. Markers display: the interpreted top of the Hellenic slab picked from our velocity model (red-filled squares), the African Moho from S-P receiver functions by Sodoudi et al. [2006] (yellow-filled squares) and the Benioff zone of the eastern Hellenic arc from relocated earthquake foci by Papazachos et al. [2000] (black-filled triangles). White circles show hypocenters from the EMSC catalog (1998-2008) located less than 25 km from the profile. NAF: North Anatolian Fault; NAT: North Aegean Trough.

The thin sub-Moho mantle wedge identified by Karagianni and Papazachos [2007] and Endrun et al. [2008] is not present in our 3-D model. Such a thin layer is not reliably resolved by fundamental mode Rayleigh dispersion, and would in any case be located shallower than 80 km depth above which we consider our model poorly resolved. For a full discussion of this point, we refer the reader to Paper I. Note however that the low velocity anomaly at 37.5-40°N on Figure 4b would naturally be considered as the mantle wedge at a larger scale. This mantle wedge is located beneath the northern Aegean which presently is the area characterized by the largest north-south extension rate. The northern edge of the anomaly is located immediately beneath the North Aegean Trough (NAT in Figure 4b).

The high velocity anomalies in the south-western most part of the model (also observed by e.g. Piromallo and Morelli [2003]) can be interpreted as the Hellenic slab. Further north, the subduction evolves to continental collision, but remnant subducted lithosphere may still be present at depth, as hinted by the sloping high velocity anomaly in Figure 4a.

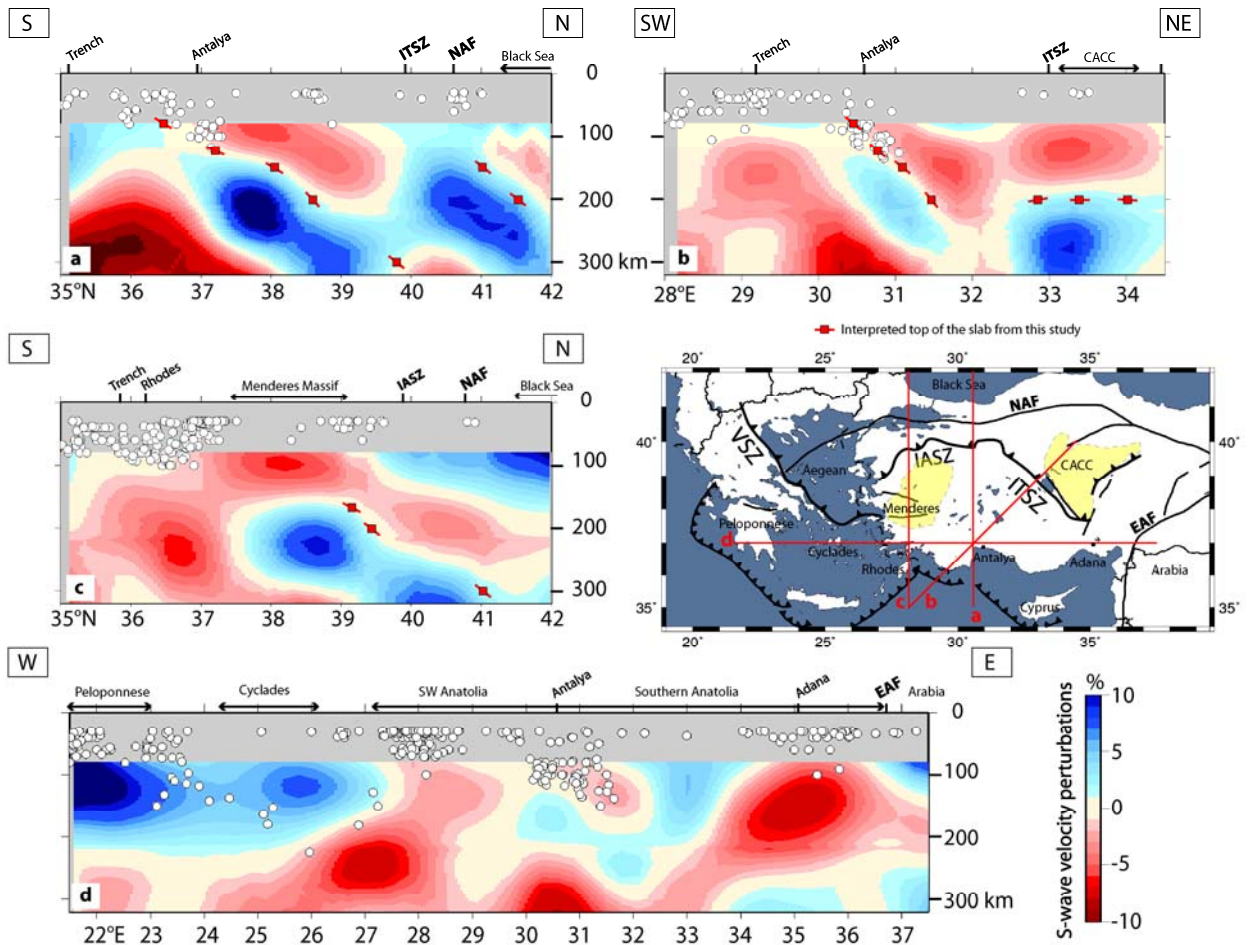


#### 4.3.2. WIDESPREAD LOW VELOCITIES BENEATH ANATOLIA

The widespread low-velocity anomaly, also clearly identifiable in the absolute  $V_s$  depth slices of Paper I, is the dominant feature of the uppermost mantle beneath most of Anatolia (west of 40°E) and the Northern Aegean ( $V_s \leq 4.4 \text{ km s}^{-1}$  between 80 and 160 km, see Figures 6 and 7 of Paper I). Low velocity anomalies of similar amplitude in the uppermost mantle of Anatolia ( $\leq 150 \text{ km}$ ) are also observed in regional albeit poorer lateral resolution  $V_s$  models of the Turkish-Iranian plateau [Maggi and Priestley, 2005], the whole Mediterranean region [Marone et al, 2004; Chang et al., 2010], and in global tomographies [e.g. Debayle et al., 2005]. This large-scale anomaly extends from the Northern Aegean to the East-African rift system across Eastern Anatolia, the western edge of Arabia and the Afar hotspot. In Eastern Anatolia, it has been interpreted by Sengör et al. [2003] as an indication of delamination of the lithospheric mantle lid resulting from breakoff of the Tethyan subducted slab. They proposed that the high plateau of Eastern Anatolia is supported by a hot and buoyant upper mantle. Our results support that the widespread, thick low-velocity zone can be explained by a thin lithosphere beneath not only Eastern Anatolia, but beneath the whole of Anatolia and Northern Aegean. This interpretation would be compatible with the dynamic scenario of the geologic evolution of the Eastern Mediterranean proposed by Le Pichon and Kreemer [2010]. This model considers the East African plume as the source of a large counterclockwise asthenospheric flow linked to the rollback of the Hellenic slab and the westward motion of Anatolia.

#### 4.3.3. GEOMETRY OF HIGH VELOCITY ANOMALIES BENEATH ANATOLIA

The vertical slices of Figure 5 document high velocity anomalies just below the widespread upper mantle low velocity anomaly of Anatolia. Their shallower parts are best identified in the 80-km depth slice of Figure 3 beneath southern central Anatolia north of Cyprus. The subducted lithosphere associated with the Cyprus arc does not appear clearly in previous regional P-wave tomographies [Spakman et al., 1993; Piromallo and Morelli, 2003], and the weak seismicity was the only hint of the subduction zone [e.g. Papazachos and Papaioannou, 1999; Wdovinski et al., 2006]. In a recent paper, Biryol et al. [2011] identify the Cyprus slab as a sub-vertical high P-velocity anomaly at depths shallower than 200 km to the north of Cyprus.



**FIG. 5** – Selected vertical slices through our shear-wave velocity perturbation model in Anatolia and southern Aegean, showing perturbations with respect to the regionally averaged 1-D model. The interpreted top of the disrupted Cyprus slab is shown as red squares. The yellow-shaded surfaces on the map are the Menderes Massif and the Central Anatolian Crystalline Complex (CACC).

Our cross-sections of Figures 5a and 5b display a northward to north-eastward dipping high velocity anomaly well delineated by earthquake foci to 130 km depth. When its top surface is extrapolated to the surface, it outcrops in the vicinity of the Cyprus trench (Fig. 5a and b). This high velocity anomaly has weak amplitudes (0-4%) in the topmost mantle (80-150 km) which gradually become stronger at greater depths. These amplitudes also vary laterally, with a strong attenuation towards the east at depths larger than 150 km (+8-10% maximum amplitude in Fig. 5a and 2-4% in Fig. 5b). This difference is not due to differences in the model resolution. The horizontal slices of Figure 3 (depth slices down to 200 km depth) show that the

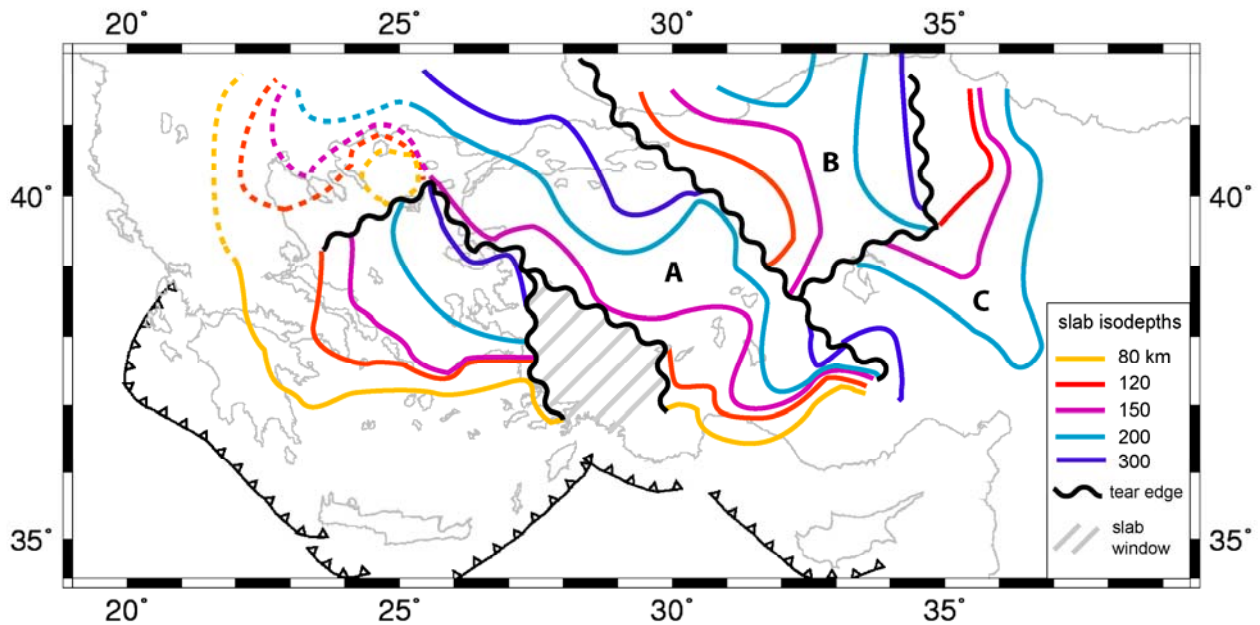
high velocity anomalies disappear east of 35°E. The north-south cross-section of Figure 5a documents a second strong high velocity anomaly beneath north-central Anatolia (>40°N).

A main difficulty for the interpretation of the model is that the anomalies are so three-dimensional that neither depth slices nor cross-sections alone are sufficient for a good visualization of the anomaly geometries. 3-D visualization choosing some high or low velocity contour also yields images too complex to interpret. We tentatively attempt to extract a parameter which is significant as compared to the overall geometry of the anomalies. Almost all of the high velocity anomalies seem to be dipping mainly towards the NE. The top of these anomalies constitute the single, coherent feature which we choose to further visualize. We therefore created 146 25-km-distant cross-sections in the directions N0, N45, N90, N135 and identified, when present, the top of the high velocity anomaly, everywhere verifying the coherency with differently oriented profiles at the same location. Each cross-section was manually inspected to extract five depths (80, 120, 150, 200, 300 km) of the top of the high velocity anomaly. This represents approximately 10000 points. Clearly, the selected points are associated with some degree of interpretation as we choose to define the simplest interface shapes coherent between different profiles. These points are plotted as filled red squares in the cross sections of Figures 4 and 5. The isodepth contours of the top surface of the high-velocity anomalies are mapped in Figure 6.

This map shows that the high-velocity body previously referred to as the Cyprus slab (denoted as A in Figure 6) is continuous from the north of Cyprus to the northwest of the Marmara Sea. Beneath the northernmost Aegean Sea (~25°E and north of 40°N), it appears to merge with the high-velocity anomaly dipping north-eastward beneath continental Greece.

Toward the east, Figure 6 shows that the strong high velocity anomaly denoted as B is disconnected from the A anomaly. Figure 6 also documents a third high Vs top surface (C) disconnected from the two previous ones beneath eastern central Anatolia. The corresponding high velocity bodies are striking in the slices of Figure 3 at depths larger or equal to 160 km. The location of the B and C anomalies beneath the Izmir-Ankara (IASZ) and Inner-Tauride (ITSZ) suture zones may suggest a correspondence with the ancient (> 60 Ma) subduction of a Neotethyan oceanic stripe along these sutures [Pourteau *et al.*, 2010]. However, the extrapolation of the high Vs anomalies does not crosscut the surface along the suture outcrops (see *e.g.* Fig. 5a and b). Moreover, two regional-scale P tomographies, by Spakman *et al.* [1993] and Pironallo and Morelli [2003] display a high-velocity anomaly beneath northwestern Anatolia between 200 and 350 km. As depicted by Figure 2, this PM0.5 mid-upper mantle high Vs body (Fig. 2a) encompasses both the A (~28°E in Fig. 2b-d) and B (~30°E) anomalies of our model.

We therefore favour the hypothesis of a single subduction beneath Anatolia, as beneath the Aegean, and propose that the A, B and C anomalies are likely to be parts of a single Cyprus slab.



**FIG. 6** – Map of the study area showing depth contours of the top surfaces of the high-velocity anomalies picked from closely spaced vertical slices (see text). The thick black undulating lines display the edges of inferred slab tears, and the grey-shaded area displays the slab window between the Hellenic and Cyprus slabs. The Cyprus slab beneath Anatolia is divided in three segments denoted as A, B and C.

Our contours of the Cyprus slab are very different from the ones published by *Biryol et al.* [2011]. The anomalies they interpret as the slab trace exhibit a N-NW dip which is not connected to the Cyprus trench on the seafloor south of Antalya Bay. Due to sub-vertical incidence of rays from teleseismic earthquakes, their tomography is not well-resolved in the uppermost mantle (60-130 km depth) in regions where the station coverage is poor, in particular beneath Central Anatolia where they identify the Cyprus slab.

As documented by Figure 6, the B and C segments of the Cyprus slab are separated from the main, A, segment by tears (shown as black undulating lines). If our hypothesis of a single subduction is correct, the Cyprus slab hanging in the upper mantle of Anatolia is strongly torn and folded. It appears as far more deformed than the Hellenic slab which descends into the transition zone and the lower mantle.

#### 4.3.4. A SLAB TEAR BENEATH SOUTH-WESTERN ANATOLIA

Beneath the south-west corner of Anatolia, the western edge of the Cyprus slab is separated from the eastern edge of the Hellenic slab by a strong low-velocity anomaly which is observed in the depth slices of Figure 3 and in the cross-sections of Fig. 5c-d. Toward the north, the tear disappears at  $\sim 40^{\circ}\text{N}$ - $25.5^{\circ}\text{E}$  where the A high velocity body is connected to the Hellenic slab at depths larger than 150 km (Fig. 6 and Fig. 4a).

We interpret this low velocity anomaly as the trace of a vertical, along-dip slab rupture, in agreement with *de Boorder et al.* [1998]. On an east-west cross-section similar to Fig. 5d, they documented a comparable but less striking feature at roughly the same location between 150 and 400 km depth in the EUR89B P-velocity model of *Spakman et al.* [1993]. A low-velocity anomaly below Western Anatolia also separates two high-velocity anomalies in horizontal slices at 100-200 km in model PM0.5 [*Piromallo and Morelli*, 2003], however with a much broader north-south extension than in our model. Petrological evidence also points towards the presence of a slab tear [*e.g. Pe-Piper and Piper*, 2006; *Jolivet and Brun*, 2010]. *Govers and Wortel* [2005] and *Brun and Sokoutis* [2010] argue that slab tear is requested beneath Western Anatolia to allow the fast rollback of the Hellenic subduction.

The vertical, along-dip shape of the low-velocity anomaly can be assessed in the cross-sections of Figures 5c and 5d. These observations exclude the STEP (subduction-transform edge propagator) hypothesis [*Govers and Wortel*, 2005] of a lateral migration of a slab break-off which should induce a horizontal, along-strike tear [*Wortel and Spakman*, 2000].

Figure 6 displays the edges of the Hellenic and Cyprus slabs on both sides of the tear as undulating lines, and the in-between slab window as a grey shaded area. The horizontal slices of Figure 3 show that the tear appears as a low-velocity anomaly which we interpret as the trace of hot and buoyant upwelling asthenospheric mantle material. In the 250 and 300-km depth slices of Figure 3, the low velocity anomalies are located behind the Hellenic-Cyprus slab, as also documented by the cross-sections of Figures 4c and 5a-b. This pattern suggests that a small plume of hot asthenospheric mantle is driven back by the rollback of the Hellenic slab and flows around the eastern edge of the Hellenic slab. This hypothesis of a toroidal, upwelling flow of hot, buoyant asthenospheric mantle in the vertical along-dip slab tear is confirmed by the measurements of seismic anisotropy conducted by *Paul et al.* [2010]. From SKS splitting observations, they image a striking change in the direction of fast S-wave polarization at the exact location of our slab tear. The fast direction is oriented NW-SE at stations in Southwest Anatolia while it is oriented NE-SW at most other stations in Anatolia. As the fast S

polarization direction is considered as a proxy of finite strain in the mantle, we believe that the change in polarization direction is a consequence of small-scale toroidal flow in the slab window.

We also observe that the eastern termination of the slab tear at 27.5-30°E (Fig. 3 and Fig. 6) coincides with the eastern limit of the area of pervasive N-S stretching described in Western Anatolia by *Aktug et al.* [2009] from GPS velocities, and to the eastern limit of the thinned crust of Aegean and Westernmost Anatolia [*Hubans, 2010*]. The location of the NE-SW oriented segment of the slab tear (North central Aegean) right beneath the NAT (North Aegean Trough) is also striking. The tear does however not extend westward to the Kephallonia region, as documented by the north-south laterally continuous high Vs slab in the 80-km depth slice of Figure 3. *Wortel and Spakman* [2000] have proposed a slab detachment beneath the northern Hellenides (north of the Kephallonia Transform Fault, KTF). Our Vs model invalidates this hypothesis, as the high Vs slab is clearly visible beneath the northern Hellenides in the 80, 120, and 160 km depth slices of Figure 3. Conversely our results agree with the model of *Suckale et al.* [2009] of an along-dip slab tear inferred from teleseismic scattered waves. Our model points towards a tear located at depths larger than 120 km with consequently a shift towards the northern Aegean, as compared to the *Suckale et al.* [2009] results that locate the tear beneath the KTF.

#### 4.4. CONCLUSIONS

The SIMBAAD dataset, based on an unprecedented station coverage of the entire Aegean-Anatolia region, provides images with a homogeneously high lateral resolution across the whole study area. The scale of the imaged features approaches the scale of geological observations, with new possibilities of relating observed mantle heterogeneities with surface tectonics.

Our most striking result is the very complex geometry of the Hellenic-Cyprus subducted slabs, in the overall context of a widespread low velocity zone in the uppermost mantle. Beneath the Aegean Sea, the Hellenic slab deepens more or less regularly to the base of our model at 300 km where it connects to the one imaged to more than 1000 km depth by regional and global tomographies [*e.g. Bijwaard et al., 1998; Piromallo and Morelli, 2003*]. Conversely, the Cyprus slab beneath Anatolia is strongly folded and torn, and may not extend to depths below 300 km. None of the regional velocity models [*Bijwaard et al., 1998; Piromallo and Morelli, 2003*] used as references for geodynamic modelling exhibit any significant high-

velocity anomalies in the upper mantle beneath Anatolia. This observation led *Faccenna et al.* [2006] to propose a slab break-off beneath Central Anatolia. The two types of studies are here particularly complementary, as our model provides details at depths <300 km, while the large-scale models provide constraints at larger depths. The comparison between the models therefore tends to confirm that the high velocity anomalies are limited to relatively shallow depths beneath Anatolia. The overall slow velocities in the shallow mantle would effectively hide small-scale high velocity bodies in smooth large-scale models. We therefore suggest that the Cyprus slab is hanging, possibly dynamically sustained by large-scale convection, in the upper mantle, in the lower part and just below the prominent low velocity zone.

The Hellenic and Cyprus slabs are separated by hot and buoyant asthenospheric material upwelling through a slab window beneath South-western Anatolia. The location of the tear closely fits the location of a sudden change in the direction of fast split shear wave polarization imaged and interpreted by *Paul et al.* [2010] as the trace of toroidal flow at the slab edge. The slab tear extends towards the NW beneath Western Anatolia, before turning to NE-SW direction right beneath the North Aegean Trough. These two branches of the slab tear coincide with the Western Anatolian and Central Hellenic Shear Zones defined by *Papanikolaou and Royden* [2007] as the zones of transtensional shear which accommodate the southwestward motion of the semirigid Aegean block. They intersect the Hellenic trench at its two ends, at the KTF in the west and east of Rhodes in the east. This vertical coincidence would imply that the two segments of the slab tear enable and accommodate the fast retreat of the Hellenic slab, and control the recent and present-day distribution of deformation in the overriding plate.

Our results emphasize the close links between mantle structures and major tectonic structures. The main exception is the North Anatolian Fault which displays no clear evidence of an extension to lithospheric scale, an observation which can also be explained by lack of contrast in seismic velocities across the fault. The geometry of the strongly deformed and torn Hellenic-Cyprus subduction system confirms the strength of mantle forces involved in the past and present-day geodynamic evolution of the Aegean-Anatolia system. Our new mantle model supplies a precise framework for future modelling of small scale mantle flow, like *e.g.* *Faccenna and Becker* [2010], which would help understanding the contribution of mantle circulation to surface tectonics.

## REFERENCES

- Aktug, B., Nocquet, J.M., Cingöz, A., Parsons, B., Erkan, Y., England, P., Lenk, O., Gürdal, M.A., Kilicoglu, A., Akdeniz, H., Tekgül, A., 2009. Deformation of western Turkey from a combination of permanent and campaign GPS data: Limits to block-like behavior. *J. Geophys. Res.*, *114*, B10404.
- Benetatos, C., Kiratzi, A., Papazachos, C., Karakaisis, G., 2004. Focal mechanisms of shallow and intermediate depth earthquakes along the Hellenic Arc. *Journal of Geodynamics*, *37*, 253-296.
- Biju-Duval, B., Letouzey, J., Montadert, L., 1978. Structure and evolution of the Mediterranean Sea basins. *Initial Reports of the Deep Sea Drilling Project*, *42*, 951-984.
- Bijwaard, H., Spakman, W., Engdahl, E.R., 1998. Closing the gap between regional and global travel time tomography. *J. Geophys. Res.*, *103*(B12), 30055-30078.
- Biryol, C.B., S.L., Zandt, G., Özacar, A.A., 2011. Segmented African lithosphere beneath the Anatolian region inferred from teleseismic P-wave tomography. *Geophys. J. Int.*, *184*, 1037-1057.
- Bodin, T., and Maupin, V., 2008. Resolution potential of surface wave phase velocity measurements at small arrays. *Geophys. J. Int.*, *172*, 698-706.
- Brun, J.P. and Sokoutis, D., 2010. 45 m.y. of the Aegean crust and mantle flow driven by trench retreat. *Geology*, *38*, no. 9, 815-818.
- Bruneton, M., Farra, V., Pedersen, H.A. and the SVEKALAPKO Seismic Tomography Working Group, 2002. Non-linear surface wave phase velocity inversion based on ray theory. *Geophys. J. Int.*, *151*, 583-596.
- Chang, S-J., van der Lee, S., Flanagan, M.P., Belde, H., Marone, F., Matzel, E.M., Pasyanos, M.E., Rodgers, A.J., Romanowicz, B., Schmid, C., 2010. Joint inversion for three-dimensional S velocity mantle structure along the Tethyan margin. *J. Geophys. Res.*, *115*, B08309.
- Debayle, E., Kennett, B., Priestley, K., 2005. Global azimuthal seismic anisotropy and the unique plate-motion deformation of Australia. *Nature*, *433*, 509-512.
- de Boorder, H., Spakman, W., White, S.H., Wortel, M.J.R., 1998. Late Cenozoic mineralization, orogenic collapse and slab detachment in the European Alpine Belt. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *164*, 569-575.
- Dewey, J.F., Helman, M.L., Turco, E., Hutton, D.H.W., Knott, S.D., 1989. Kinematics of the western Mediterranean. *Spec. Publ., Geol. Soc London*, *45*, 265-283.
- Dilek, Y., and Sandvol, E., 2009. Seismic structure, crustal architecture and tectonic evolution of the Anatolian-African Plate Boundary and the Cenozoic Orogenic Belts in the Eastern Mediterranean Region. *Spec. Publ., Geol. Soc London*, *327*, 127-160.
- Dogliani, C., Agostini, S., Crespi, M., Innocenti, F., Manetti, P., Riguzzi, F., Savasçin, Y., 2002. On the extension in western Anatolia and the Aegean sea. *J. Virtual Explorer*, *8*, 161-176.
- Elsasser, W.M., 1971. Sea-floor spreading as thermal convection. *J. Geophys. Res.*, *76*, 1101-1112.
- Endrun, B., Meier, T., Lebedev, S., Bohnoff, M., Stavrakakis, G., Harjes, H.-P., 2008. S velocity structure and radial anisotropy in the Aegean region from surface wave dispersion. *Geophys. J. Int.*, *174*, 593-616.
- Faccenna, C., and Becker, T., 2010. Shaping the belts by small-scale convection. *Nature*, *465*.
- Faccenna, C., Bellier, O., Martinod, J., Piromallo, C., Regard, V., 2006. Slab detachment beneath eastern Anatolia: A possible cause for the formation of the North Anatolian fault. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *242*, 85-97.
- Faccenna, C., Jolivet, L., Piromallo, C., Morelli, A., 2003. Subduction and the depth of convection in the Mediterranean mantle. *J. Geophys. Res.*, *108*(B2), 2099.



- Gans, C.R., Beck, S.L., Zandt, G., Biryol, C.B., Ozacra, A.A., 2009. Detecting the limit of slab break-off in central Turkey: new high-resolution *Pn* tomography results. *Geophys. J. Int.*, 179, 1566-1572.
- Govers, R., and Wortel, W.J.R., 2005. Lithosphere tearing at STEP faults. Response to edges of subduction zones. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 236, 505-523
- Gudmunson, O., and Sambridge, M., 1998. A regionalized upper mantle (RIM) seismic model. *J. Geophys. Res.*, 103(B4), 7121-7136.
- Hatzfeld, D., 1994. On the shape of the subducting slab beneath the Peloponnese, Greece. *Geophys. Res. Lett.*, 21, no. 3, 173-176.
- Herrin, E., and Goforth, T., 1977. Phase-matched filters: Application to the study of Rayleigh waves. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 67, 1259-1275.
- Hubans, F., 2010. Utilisation des corrélations de bruit micro-sismique pour l'analyse des propriétés du champ d'onde et l'imagerie crustale. Ph.D. thesis, Joseph Fourier University, Grenoble, France.
- Jackson, J., 1994. Active tectonics of the Aegean Region. *Annu. Rev. Earth planet. Sci.*, 22, 239-271.
- Jolivet, L., and Brun, J.P., 2010. Cenozoic geodynamic evolution of the Aegean. *Int. J. Earth Sci.*, 99, 109-138.
- Jolivet, L., Faccenna, C., Piromallo, C., 2009. From mantle to crust: Stretching the Mediterranean. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 285, 198-209.
- Karagianni, E.E., and Papazachos, C.B., 2007. Shear velocity structure in the Aegean region obtained by joint inversion of Rayleigh and Love waves. *Spec. Publ., Geol. Soc London*, 291, 159-181.
- Kempler, D., and Ben-Avraham, Z., 1987. The tectonic evolution of the Cyprian Arc. *Annales Tectonicae*, 1, 58-71.
- Kennett, B.L.N., Engdahl, E.R., Buland, R., 1995. Constraints on seismic velocities in the Earth from traveltimes. *Geophys. J. Int.*, 122, 108-124.
- Lei, J., and Zhao, D., 2007. Teleseismic evidence for a break-off subducting slab under Eastern Turkey. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 257, 14-28.
- Le Pichon, X., and Angelier, J., 1979. The Hellenic arc and Trench system: a key role to the neotectonic evolution of the Eastern Mediterranean area. *Tectonophysics*, 60, 1-42.
- Le Pichon, X., and Kreemer, C., 2010. The miocene-to-present kinematic evolution of the eastern mediterranean and middle east and its implications for geodynamics. *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, 38, 323-351.
- Levshin, A.L., Yanovskaya, T.B., Lander, A.V., et al., 1989. Recording, identification and measurement of surface wave parameters, in *Seismic Surface Waves in a Laterally Inhomogeneous Earth*, ed. Keilis-Borok, V.I., Kluwer Publ., Dordrecht.
- Li, X., Bock, G., Vafidis, A., Kind, R., Harjes, H.-P., Hanka, W., Wylegalla, K., van der Meijde, M., Yuan, X., 2003. Receiver function study of the Hellenic subduction zone: imaging crustal thickness variations and the oceanic Moho of the descending African lithosphere. *Geophys. J. Int.*, 155, 733-748.
- Marone, F., van der Lee, S., Giardini, D., 2004. Three-dimensional upper-mantle S-velocity model for Eurasia-Africa plate boundary region. *Geophys. J. Int.*, 158, 109-130.
- Maupin, V., and Cara, M., 1992. Love-Rayleigh wave incompatibility and possible deep upper mantle anisotropy in the Iberian peninsula. *Pure Appl. Geophys.*, 138, 429-444.
- McClusky, S., Balassanian, S., Barka, A., Demir, Ergintav, S., Geogiev, I., Gurkan, O., Hamburger, M., Hurst, K., Kahle, H., Kastens, K., Kekelidze, G., King, R., Kotzev, V., Lenk, O., Mahmoud, S., Mishin, A., Nadariya, M., Ouzounis, A., Paradissis, D., Peter, Y., Prilepin, M., Reilinger, R., Sanli, I., Seeger, H., Tealeb, A., Toksöz, M.N., Veis, G., 2000. Global Positioning System constraints on plate kinematics and dynamics in the eastern

- Mediterranean and Caucasus. *J. Geophys. Res.*, 105(B3), 5695-5719.
- McKenzie, D., 1972. Active tectonics of the Mediterranean region. *Geophys. J.R. Astron. Soc.*, 30, 109-185.
- Morelli, A. and Dziewonski, A., 1993. Body wave traveltimes and a spherically symmetric P- and S-wave velocity model. *Geophys. J. Int.*, 112, 178-194.
- Papanikolaou, D.J., and Royden, L.H., 2007. Disruption of the Hellenic arc: Late Miocene extensional detachment faults and steep Pliocene-Quaternary normal faults—Or what happened at Corinth? *Tectonics*, 26, TC5003.
- Papazachos, B.C., Karakostas, V.G., Papazachos, C.B., Scordilis, E.M., 2000. The geometry of the Wadati-Benioff zone and lithospheric kinematics in the Hellenic arc. *Tectonophysics*, 319, 275-300.
- Papazachos, C., and Nolet, G., 1997. P and S deep velocity structure of the Hellenic area obtained by robust nonlinear inversion of travel times. *J. Geophys. Res.*, 102(B4), 8349-8367.
- Papazachos, B.C., and Papaioannou, Ch.A., 1999. Lithospheric boundaries and plate motions in the Cyprus area. *Tectonophysics*, 308, 193-204.
- Paul, A., Ben Mansour, W., Hatzfeld, D., Karabulut, H., Childs, D.M., Péquegnat, C., Hatzidimitriou, P., and the Simbaad Team, 2010. Mantle flow in the Aegean-Anatolia region by SKS splitting measurements. *EGU General Assembly*, Vienna.
- Payne, A.S., and Robertson, A.H.F., 1995. Neogene supra-subduction zone extension in the Polis graben system, west Cyprus. *J. Geol. Soc London*, 152, 613-628.
- Pedersen, H.A., Coutant, O., Deschamps, A., Soulage, M., Cotte, N., 2003. Measuring surface wave velocities beneath small broad-band arrays: test of an improved algorithm and application to the French Alps. *Geophys. J. Int.*, 154, 903-912.
- Pe-Piper, G., and Piper, D.J.W., 2006. Unique features of the Cenozoic igneous rocks of Greece. In: Dilek, Y., Pavlides, S. (eds), Postcollisional tectonics and magmatism in the Mediterranean region and Asia. *Geol. Soc. Am.*, 259-282.
- Piomallo, C., and Morelli, A., 2003. P wave tomography of the mantle under the Alpine-Mediterranean area. *J. Geophys. Res.*, 108(B2), 2065.
- Pourteau, A., Candan, O., Oberhänsli, R., 2010. High-pressure metasediments in central Turkey : Constraints on the Neotethyan closure history. *Tectonics*, 29, TC5004.
- Ring, U., Glodny, J., Will, T., Thomson, S., 2010. The Hellenic subduction system: high pressure metamorphism, exhumation, normal faulting, and large-scale extension. *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, 38, 45-76.
- Robertson, A.H.F., Clift, P.D., Degnan, P.J., Jones, G., 1991. Palaeogeographic and palaeotectonic evolution of the Eastern Mediterranean Neotethys. *Palaeogeography, Palaeoclimatology, Palaeoecology*, 87, 289-343.
- Salaün, G., Pedersen, H. A., Paul, A., Farra, V., Karabulut, H., Hatzfeld, D., Papazachos, C., Childs D.M., Pequegnat C., and SIMBAAD team, 2011. High-Resolution Surface Wave Tomography beneath the Aegean-Anatolia region—I. Computation of S-wave velocities, *Geophys. J. Int.*, submitted.
- Schmid, C., van der Lee, S., VanDecar, J.C., Engdahl, E.R., Giardini, D., 2008. Three-dimensional S velocity of the mantle in the Africa-Eurasia plate boundary region from phase arrival times and regional waveforms. *J. Geophys. Res.*, 113, B03306.
- Sengör, A.M.C., Özeren, S., Genç, T., Zor, E., 2003. East Anatolian high plateau as a mantle-supported, north-south shortened domal structure. *Geophys. Res. Lett.*, 30(24), 8045.
- Sodoudi, F., Kind, R., Hatzfeld, D., Priestley, K., Hanka, W., Wylegalla, K., Stavrakakis, G., Vafidis, A., Harjes, H.-P., Bohnhoff, M., 2006. Lithospheric structure of the Aegean obtained from P and S receiver functions. *J. Geophys. Res.*, 111, B12307.

- Spakman, W., van der Lee, S., van der Hilst, R.D., 1993. Travel-time tomography of the European-Mediterranean mantle down to 1400 km. *Phys. Earth Planet. Int.*, 79, 3-74.
- Suckale, J., Rondenay, S., Sachpazi, M., Charalampakis, M., Hosa, A., Royden, L.H., 2009. High-resolution seismic imaging of the western Hellenic subduction zone using teleseismic scattered waves. *Geophys. J. Int.*, 178, 775-791.
- van Hinsbergen, D.J.J., Hafkenscheid, E., Spakman, W., Meulen Kamp, J.E., Wortel, R., 2005. Nappe stacking resulting from subduction of oceanic and continental lithosphere below Greece. *Geology*, 33, no. 4, 325-328.
- Wdovinski, S., Ben-Avraham, Z., Arvidsson, R., Ekström, G., 2006. Seismotectonics of the Cyprian Arc. *Geophys. J. Int.*, 164, 176-181.
- Widiyantoro, S., van der Hilst, R.D., Wenzel, F., 2004. Deformation of the Aegean slab in the mantle transition zone. *Int. J. Tomography and Statistics*, D04, 1-14.
- Wiener, N., 1949. *Time Series*, 163 pp., M.I.T. Press, Cambridge, Mass.
- Wortel, M.J.R and Spakman, W., 2000. Subduction and slab detachment in the Mediterranean-Carpathian region. *Science*, 290, 1910-1917.



# **CHAPITRE 5 – ANISOTROPIE AZIMUTALE SOUS LE DOMAINE EGEE-ANATOLIE**



# CHAPITRE 5 – ANISOTROPIE AZIMUTALE SOUS LE DOMAINE EGEE-ANATOLIE

## 5.1. INTRODUCTION

L'anisotropie sismique dans la Terre est un sujet complexe car il fait intervenir des mécanismes agissant à différentes échelles. Par définition, un matériau est anisotrope si ses propriétés physiques dépendent de la direction. Or, suivant l'échelle d'observation, un matériau isotrope à une échelle peut apparaître anisotrope à des échelles plus grandes comme dans le cas d'un milieu stratifié hétérogène. La mesure de biréfringence des ondes SKS est la méthode la plus couramment utilisée pour mesurer l'anisotropie sismique car en plus d'être assez rapide et simple, elle permet d'identifier des variations latérales de l'anisotropie sous un réseau de stations sismologiques dense. Elle ne permet cependant pas de résoudre les variations de l'anisotropie avec la profondeur. En revanche, les variations de l'anisotropie avec la période observées par l'analyse des ondes de surface sont dépendantes des variations de l'anisotropie avec la profondeur et peuvent donc permettre de distinguer une anisotropie d'origine crustale, lithosphérique ou asthénosphérique.

### 5.1.1. *Mécanismes à l'origine de l'anisotropie sismique*

Différents mécanismes sont susceptibles de créer de l'anisotropie dans la lithosphère et le manteau supérieur. Dans la croûte, les principales causes d'anisotropie sont : la stratification de couches lithologiques ayant des propriétés élastiques différentes [Backus, 1962], l'orientation d'un réseau de fractures [e.g. Crampin, 1984] et l'orientation préférentielle des minéraux [e.g. Meissner et al., 2006]. Les minéraux principaux qui constituent le manteau supérieur, olivine et pyroxène, sont intrinsèquement très anisotropes (surtout l'olivine). En réponse à l'application de contraintes, ces minéraux réagissent en développant des orientations préférentielles de réseau (LPO, Lattice Preferred Orientation) [e.g. Zhang & Karato, 1995]. Cette réorganisation des minéraux (LPO), qui est la principale

source de l'anisotropie sismique dans le manteau, n'est pas un processus instantané. De ce fait, des changements de contraintes récents dans le manteau sont susceptibles de ne pas avoir encore créé d'anisotropie sismique.

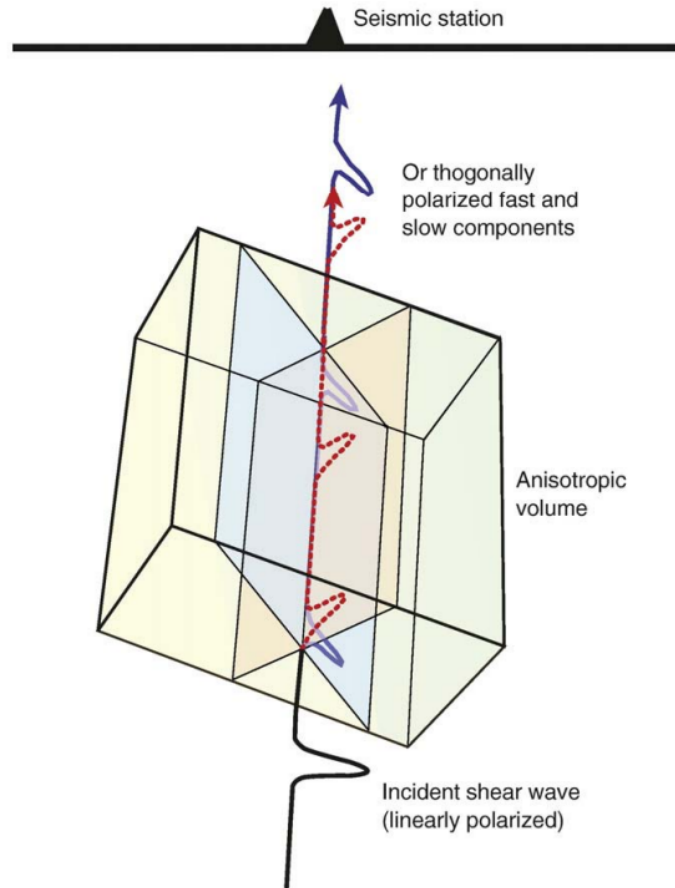
Les mesures de l'anisotropie sismique permettent, dans le cas de déformation très grande en cisaillement simple, d'avoir directement accès à la déformation du manteau ou au flux mantellique [Maupin & Park, 2007] car elles nous renseignent sur le degré d'organisation des cristaux dans le manteau. Cependant, il arrive que la direction d'axe rapide obtenue en sismologie (axe  $a$  des cristaux anisotropes) ne soit pas toujours parallèle à la direction du flux mantellique, notamment en présence d'eau ou de fusion partielle où les minéraux peuvent s'orienter perpendiculairement à la direction principale des contraintes. En conditions sèches, sans fusion partielle, la direction d'axe rapide (axe  $a$ ) correspond généralement, dans une gamme de 10-20°, à l'ellipsoïde des contraintes finies (FSE, finite-strain ellipsoid). Ainsi l'anisotropie sismique cartographie plutôt la déformation reliée au gradient du flux mantellique que les lignes de flux elles-mêmes [e.g. Blackman & Kendall, 2002].

### 5.1.2. Mesures disponibles d'anisotropie azimutale sous la région Egée-Anatolie

- SKS

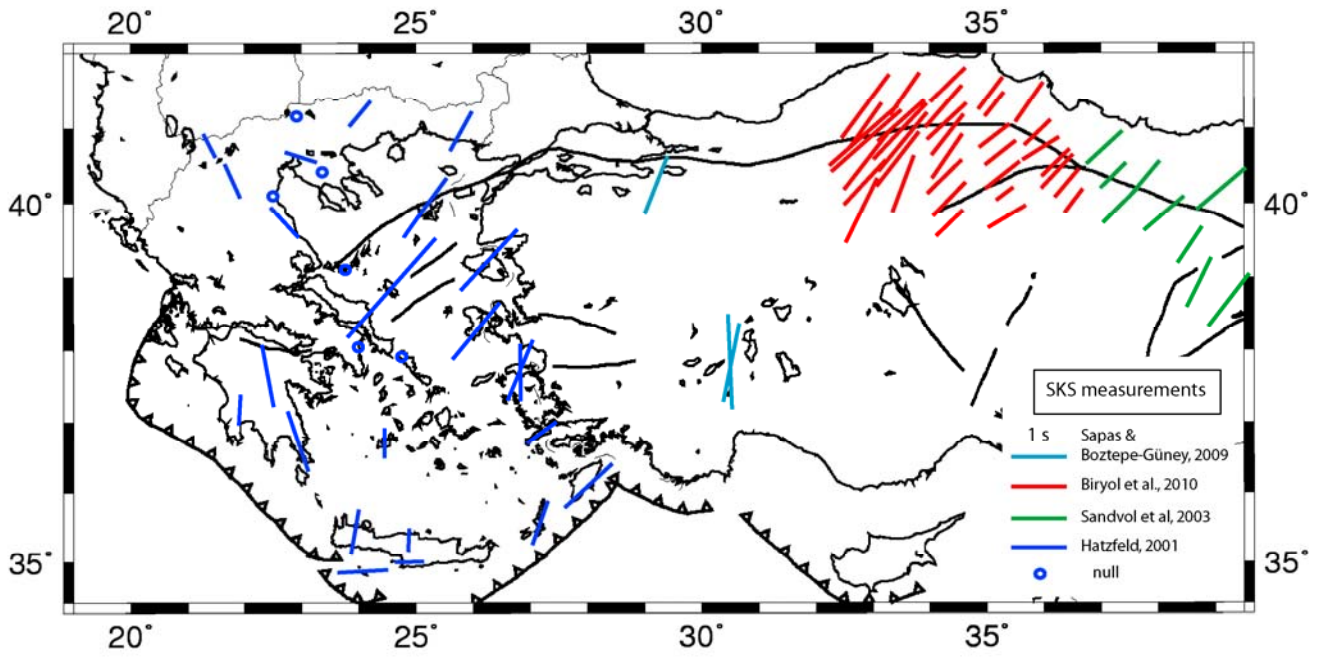
La biréfringence ou le 'splitting' des ondes SKS est l'outil le plus couramment utilisé pour déterminer l'anisotropie sismique. Au passage dans une couche anisotrope à axe de symétrie horizontal, ces ondes polarisées verticalement se séparent en deux ondes quasi-S ( $qS_1$  et  $qS_2$ ) polarisées dans les directions orthogonales d'axe rapide ( $\phi$ ) et d'axe lent (Figure 5.1). Au fur et à mesure de leur propagation dans le milieu anisotrope, un écart de temps de propagation s'accumule entre ces deux ondes. Ce délai  $\delta t$  est fonction de l'épaisseur de la couche anisotrope traversée et de la différence de vitesse entre les deux directions rapide et lente (ou pourcentage d'anisotropie). Le fait que les valeurs de délai  $\delta t$  et de direction d'axe rapide  $\phi$  mesurées résultent de l'intégration sur tout le trajet dans le manteau, rend ces mesures peu contraignantes sur la profondeur de l'anisotropie [Vinnik et al., 1992; Silver, 1996; Maupin & Park, 2007]. L'avantage de cette méthode, utilisée avec une bonne couverture spatiale de stations, est de permettre de détecter des variations latérales très fines, à la taille de la zone de Fresnel près, de l'anisotropie azimutale.



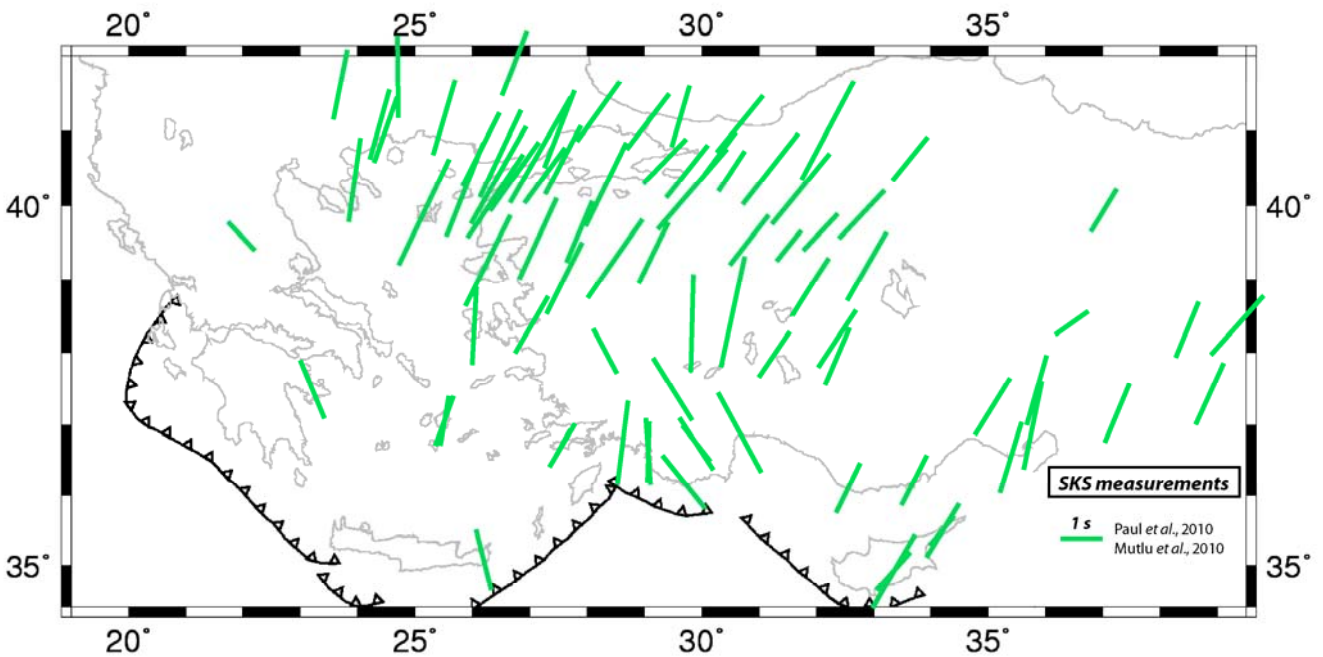


**FIG. 5.1** – Schéma de l'effet de biréfringence des ondes *S* causé par la propagation d'une onde *SKS* à travers une couche anisotrope dans le manteau supérieur (d'après Long & Becker, 2010).

Les études menées dans la région n'ont pu couvrir que l'Egée [Hatzfeld *et al.*, 2001], le nord de l'Anatolie centrale [Biryol *et al.*, 2010] et l'Anatolie orientale [Sandvol *et al.*, 2003] (Figure 5.2). Elles montrent cependant une direction d'axe rapide homogène N40-45° avec des  $\delta t$  de l'ordre de 1-2 s en Anatolie orientale, au Nord de l'Anatolie centrale et au Nord de l'Egée (Figure 5.2). Les délais mesurés dans le sud de l'Egée et le Nord de la Grèce sont, cependant, beaucoup plus faibles qu'en Anatolie ( $< 1$  s). L'homogénéité de la direction d'axe rapide et l'amplitude des délais mesurés ( $\sim 1$ s) au Nord de l'Anatolie centrale suggèrent une source asthénosphérique à l'anisotropie [Biryol *et al.*, 2010] gouvernée par un flux mantellique de direction NE-SW [Sandvol *et al.*, 2003]. De nouvelles mesures sur les stations du réseau utilisé dans cette thèse montrent la même homogénéité jusqu'au Nord et au Centre de l'Egée [Paul *et al.*, 2010; Mutlu *et al.*, 2010; Figure 5.2bis].



**FIG. 5.2** – Mesures de biréfringence des ondes SKS publiées sur la région Egée-Anatolie.



**FIG. 5.2bis** – Mesures de biréfringence des ondes SKS non publiées de Paul et al. et Mutlu et al., 2010.

Ces résultats confirment l'hypothèse de flux asthénosphérique et sont interprétés par ces auteurs comme résultants du retrait rapide du slab Hellénique.

Au niveau de Rhodes, du Péloponnèse et au sud de la Crète, les directions d'axe rapide sont parallèles à l'arc Hellénique alors qu'elles sont plutôt perpendiculaires à celui-ci au Nord de la Crète et sous le sud-ouest des Cyclades. Une origine intra-slab ou sub-slab peut être évoquée pour expliquer ces directions d'axe rapide quasi-parallèles à la zone de subduction [Russo & Silver, 1994].

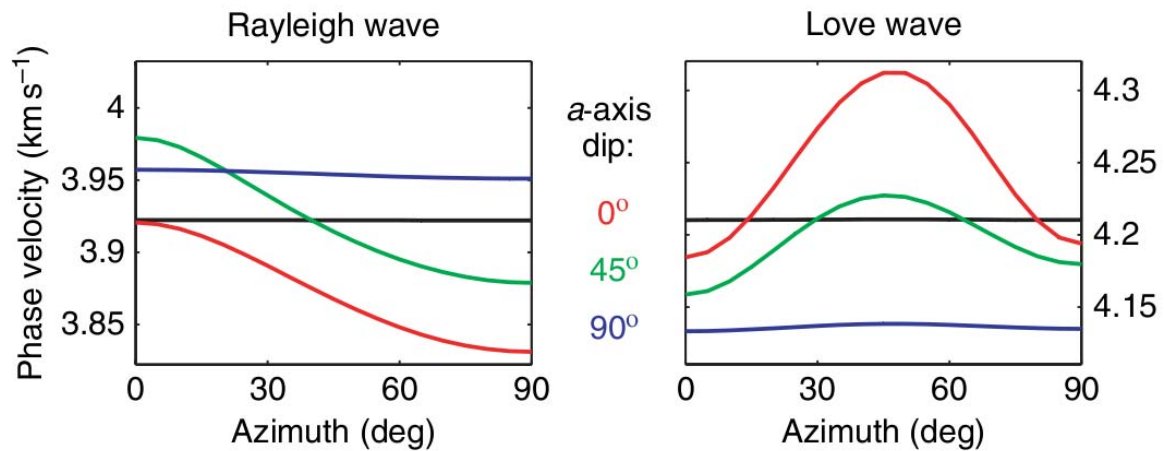
- Les ondes  $P_n$

Les ondes  $P_n$ , guidées au toit du manteau lithosphérique, permettent de contraindre les paramètres élastiques directement sous la croûte par l'observation des variations de vitesse de propagation sur des trajets orientés selon des directions différentes. La mesure d'anisotropie azimutale avec ce type d'onde est quasi-directe, et permet d'obtenir la direction d'axe rapide et l'amplitude de l'anisotropie dans la couche rapidement. *Al-Lazki et al.* [2004] ont mesuré cette anisotropie des  $P_n$  sur une zone couvrant l'Est-méditerranéen au golfe Persique. Leur résolution sous l'Anatolie souffre d'un nombre faible de stations sismologiques en Anatolie centrale, au sud du réseau temporaire *NAF* (voir Chapitre 2, section 2.2). En Egée et en Grèce, les directions de vitesse rapide sont parallèles à la subduction Hellénique, dans sa partie Ouest, et perpendiculaires à la subduction, au niveau des Cyclades. Sous l'Anatolie, les variations latérales sont plus rapides et difficiles à interpréter. De récentes mesures d'anisotropie des ondes  $P_n$  ont été obtenues avec une couverture plus dense de stations en Anatolie par *Mutlu & Karabulut* [2011]. Leurs résultats montrent une cohérence des directions de l'anisotropie (N30-45°) en Mer Egée et au nord de l'arc Chypriote et des changements de directions forts en Anatolie Occidentale (N0° à N-30°) que ces auteurs relient à des déchirures dans le slab Chypriote.

- Ondes de surface

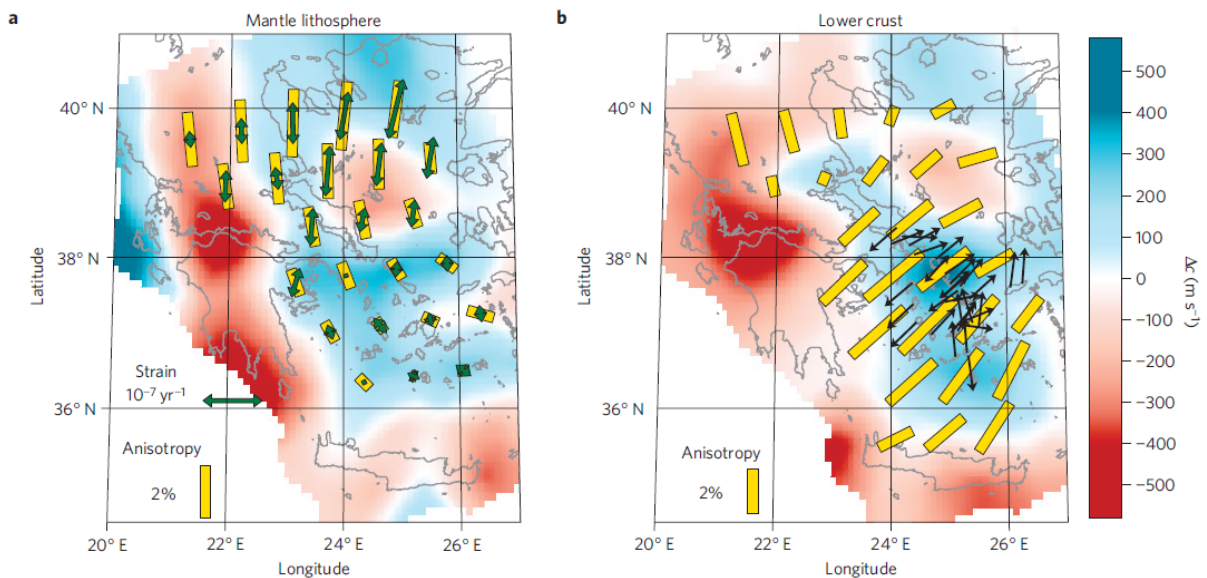
La vitesse de phase des ondes de surface est affectée par l'anisotropie de deux façons différentes. La première vient du fait que les moyennes azimutales des vitesses de phase des ondes de Love et de Rayleigh sont sensibles à différentes moyennes azimutales des coefficients élastiques. Les courbes de dispersion de ces deux types d'ondes ne peuvent être expliquées simultanément par un modèle  $V_s(Z)$  isotrope car les vitesses moyennes dans le plan horizontal ( $V_{SH}$ ) sont différentes des vitesses moyennes dans le plan vertical ( $V_{SV}$ ). C'est ce qu'on appelle l'incompatibilité Love-Rayleigh. Elle est interprétée comme une anisotropie dite radiale qui peut être localement forte. Les ondes de Love n'ont pas été analysées dans cette étude (voir Chapitre 2, section 2.1.1) et donc aucune mesure d'anisotropie radiale n'a été possible. Dans la région Méditerranéenne, les quelques études existantes [Raykova & Nokolova, 2003; Marone et al., 2004b; Chang et al., 2010a] ont montré que la vitesse de ondes SH est plus élevée que celle des ondes SV ( $\sim +0.15$  km/s) dans les 200 premiers km du manteau. Plus profond, ces différences de vitesses deviennent très faibles. De plus, sous la région Egée-Anatolie, où on se demande quelles sont les moteurs de la cinématique et de la déformation de surface (Chapitre 1, section 1.1.2), on cherche à connaître la (les) direction(s) de déformation dans le manteau supérieur. Dans ce but, les contraintes sur le second type d'anisotropie, dite azimutale, données par les variations azimutales de la vitesse de phase des ondes de Rayleigh sont précieuses.

*Smith & Dahlen* [1973] ont montré que les vitesses de phase varient en  $2\theta$  et  $4\theta$  en présence d'anisotropie azimutale. En général, les variations azimutales de vitesse de phase en  $2\theta$  dominent pour les ondes de Rayleigh, même si des variations en  $4\theta$  peuvent être non négligeables localement [Trampert & Woodhouse, 2003]. La figure 5.3 montre la dominance des variations azimutales de vitesse de phase en  $2\theta$  pour les ondes de Rayleigh et en  $4\theta$  pour les ondes de Love. L'amplitude pic à pic des variations de vitesse de phase reste similaire quand le plan contenant les axes  $a$  est horizontal ou penté de  $45^\circ$  pour les ondes de Rayleigh contrairement aux ondes de Love pour lesquelles cette amplitude décroît.



**FIG. 5.3** – Modélisation de la variation azimutale des vitesses de phase du mode fondamental des ondes de Rayleigh et Love à 40 s de période (d’après Maupin & Park, 2007). Le milieu est représenté par un modèle simple comprenant une couche anisotrope (35% des cristaux d’olivine orientés) localisée dans les 80 premiers km du manteau supérieur. L’axe *a* des olivines est dans la direction  $N0^\circ$ . Les variations azimutales des vitesses de phase sont significatives pour des axes *a* orientés dans un plan horizontal (rouge) ou avec un pendage de  $45^\circ$  (vert) alors qu’elles sont négligeables lorsque les axes *a* sont dans un plan vertical (bleu). Les courbes noires représentent les vitesses de phase des ondes de Rayleigh et de Love calculées dans le modèle de référence IASP-95.

En mesurant la vitesse de phase à différentes périodes sur des trajets d’orientations différentes, on obtient les variations de paramètres anisotropes avec la période de l’onde qui donnent accès à la profondeur de la couche anisotrope. Cependant, la résolution latérale des variations azimutales de la vitesse de phase des ondes Rayleigh est beaucoup plus faible que celle des ondes SKS. La seule étude disponible à une échelle régionale a été réalisée sous l’Egée [Endrun *et al.*, 2011] et à courtes périodes ( $< 30$  s). Elle montre des variations de l’amplitude de l’anisotropie azimutale assez rapides entre le Nord et le Sud de l’Egée (Figure 5.4).



**FIG. 5.4** – Carte des perturbations de vitesse de phase anisotrope des ondes de Rayleigh à 30s (a) et 15s (b) de période (Endrun et al., 2011). Les directions d'axe rapide sont représentées par les traits jaunes dont la longueur dépend de l'amplitude de l'anisotropie (%). L'anisotropie à  $T=30s$  (a) est comparée aux axes principaux d'extension déduits des vitesses GPS (flèches vertes). A  $T=15s$  (b), elle est comparée aux linéations d'étirement Miocène dans les Cyclades (flèches noires).

A  $T=15s$  (soit dans la croûte inférieure d'après les auteurs), la direction d'axe rapide est assez homogène  $N45^\circ$  sur la plupart de la zone, avec une augmentation de l'amplitude du Nord vers le Sud ( $\sim 0.5$  à  $2.5\%$ ). A  $T=30s$  (soit dans le manteau lithosphérique d'après les auteurs), l'anisotropie est forte ( $>2\%$ ) et orientée  $\sim N0^\circ$  au Nord de l'Égée; vers le sud, l'amplitude de l'anisotropie devient très faible et les axes rapides semblent s'orienter parallèlement à l'arc Hellénique (Figure 5.4). Aucune corrélation claire entre les axes rapides mesurés avec les ondes SKS ne peut être observée [Endrun et al., 2011]. Ces auteurs relient l'anisotropie NS dans le manteau lithosphérique Nord Egéen à la direction actuelle d'extension, et l'anisotropie NE-SW dans la croûte inférieure sous le sud de l'Égée à la direction d'extension au Miocène.

Les mesures d'anisotropie sur les ondes de surface ont surtout été effectuées dans des modèles globaux qui ont une résolution latérale trop limitée pour identifier des variations latérales à l'échelle de notre région d'étude et il existe peu d'études locales dédiées à la mesure de l'anisotropie azimutale par l'analyse des ondes de surface. En effet, la mesure des variations de vitesse de phase avec l'azimut nécessite en priorité une bonne couverture azimutale. Dans la tomographie locale classique utilisant les ondes de surface générées par des séismes, la couverture azimutale est souvent limitée et inhomogène, contrairement à la tomographie utilisant les fonctions de Green issues de la corrélation du bruit sismique [e.g. *Lin et al.*, 2009]. D'autre part, la présence de bruit de mesure (surtout pour les ondes de Love), les variations latérales d'épaisseur crustale et les hétérogénéités de vitesse isotropes, rendent les mesures des variations de vitesse de phase en fonction de l'azimut difficiles.

Les mesures des variations azimutales de vitesse de phase sous des petits réseaux [e.g. *Freybourger et al.*, 2001; *Lawrence et al.*, 2006 ; *Pedersen et al.*, 2006] montrent des amplitudes pic à pic de l'anisotropie de l'ordre de 1 à 4 % suivant la période et la région. De plus, les comparaisons entre les mesures d'anisotropie azimutale à partir des ondes de surface et à partir des SKS, montrent généralement un désaccord à l'échelle globale [*Montagner et al.*, 2000 ; *Long & Becker*, 2010] ou locale [e.g. *Endrun et al.*, 2011]. Ces différences montrent l'intérêt d'études locales combinant ces différents types de données pour mieux contraindre l'interprétation des sources de l'anisotropie en profondeur.

## 5.2. MESURE DES VARIATIONS AZIMUTALES DE LA VITESSE DE PHASE PAR ANALYSE DE RESEAU

### 5.2.1. *Choix des sous-réseaux*

Le réseau de 146 stations sismologiques large bande a été divisé en 6 groupes de stations (Figure 5.5) représentant chacun un sous-réseau sur lequel j'ai effectué une analyse de réseau [e.g. Cotte *et al.*, 2000 ; Pedersen *et al.*, 2006] pour mesurer les variations azimutales de la vitesse de phase des ondes de Rayleigh. Le fait de mesurer les vitesses de phase du mode fondamental des ondes de Rayleigh dans ces sous-réseaux implique que la résolution latérale de l'anisotropie mesurée sera de l'ordre de la dimension de chaque sous-réseau. De ce fait, des variations latérales fortes ne seront pas résolues car elles seront moyennées spatialement.

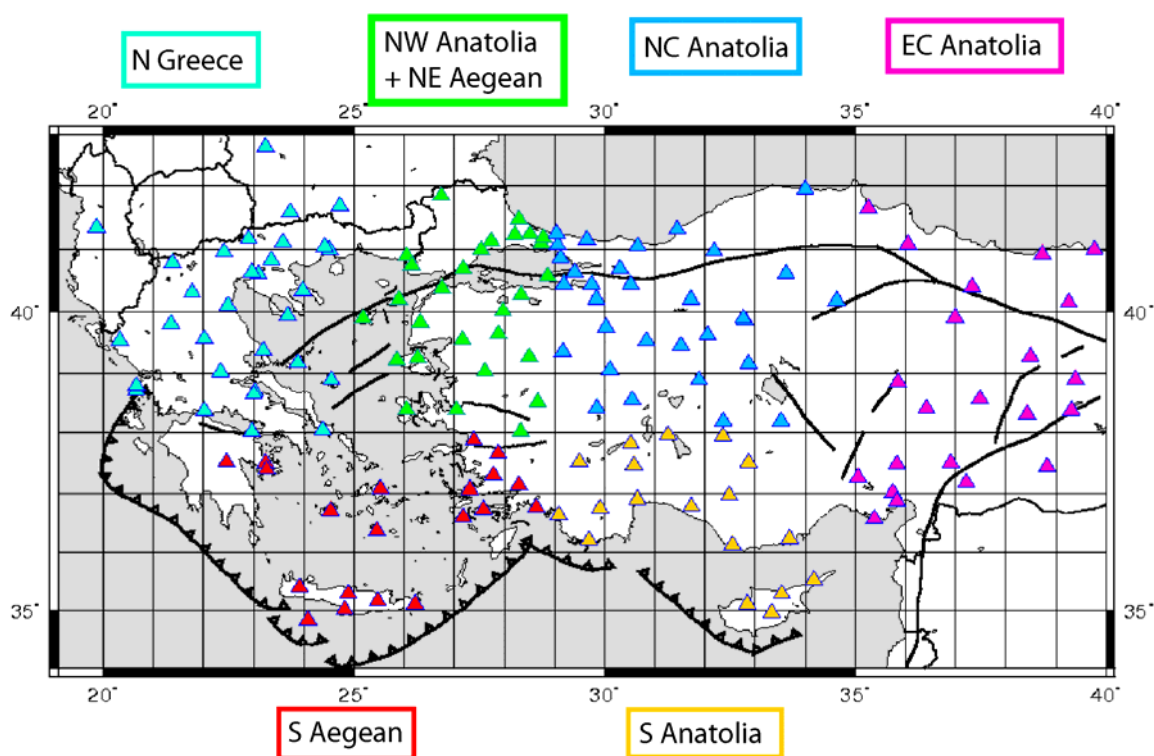


FIG. 5.5 – Définition des groupes de stations utilisés pour l'analyse des variations azimutales de la vitesse de phase.

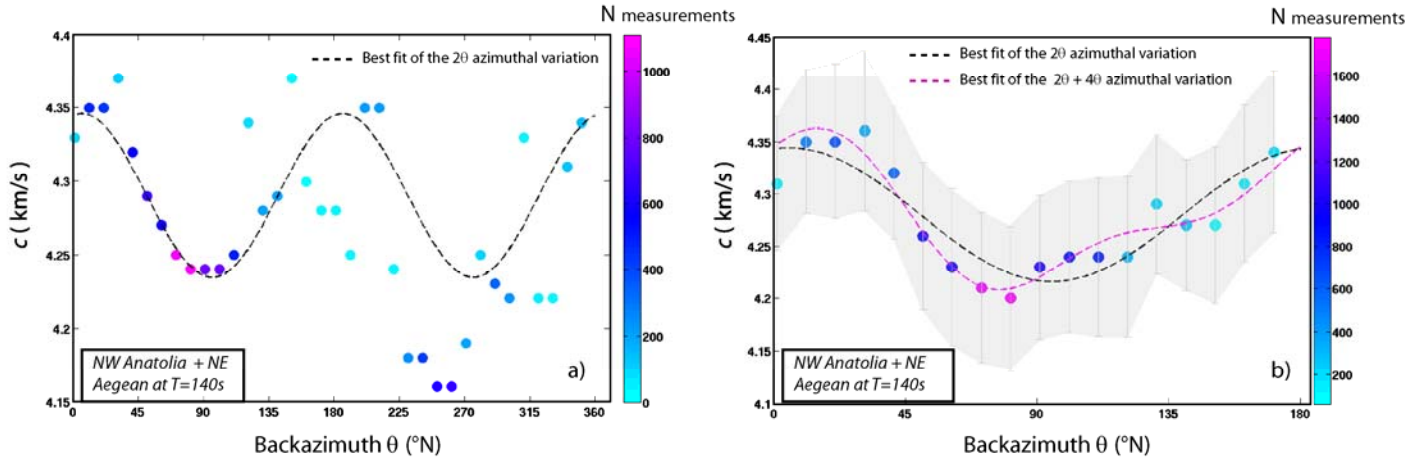


La dimension choisie des sous-réseaux est de l'ordre de 400 km au minimum dans toutes les directions (Figure 5.5), ce qui permet de mesurer de façon fiable des délais entre paires de stations à longues périodes. En effet, les erreurs de mesures de la vitesse de phase sont plus élevées pour des distances inter stations courtes puisque de faibles erreurs de mesure sur les délais peuvent se traduire par de fortes erreurs sur la vitesse de phase. Sur la gamme de période sélectionnée (40-180 s), les grandes distances entre paires de stations sont au minimum de l'ordre d'une demi-longueur d'onde (à 180 s). Cependant, les mesures de délais aberrantes correspondant majoritairement à des distances inter stations trop courtes par rapport à la longueur d'onde sont rejetées avant l'étape d'inversion.

Le choix géographique des groupes de stations a été guidé par les variations latérales de premier ordre des mesures d'anisotropie faites à partir du même réseau de stations sur les ondes SKS [Paul *et al.*, 2010; Figure 5.2bis]. Néanmoins, la dimension (~400 km) des sous-réseaux reste grande comparée aux variations locales de l'anisotropie mesurée sur les ondes SKS ( $\delta t$  et  $\phi$ ) qui apparaissent sur des distances de l'ordre de 100 km au Nord de la Grèce, en Crète et au SW de l'Anatolie par exemple (Figures 5.2 et 5.2bis).

### 5.2.2. Méthode

A chaque période et pour chaque sous-réseau, on cherche à estimer la vitesse de phase avec l'ensemble des données (délais et distances inter stations) en fonction de la direction d'arrivée des rais sisme-station (ici le long du grand cercle). Dans un premier temps, on mesure les délais inter stations selon la méthode du filtre de Wiener décrite dans le chapitre 2. Les mesures de délais ( $\Delta t$ ) et distance inter station ( $D$ ) sont regroupées selon la direction des séismes dans une fenêtre glissante de  $20^\circ$  d'azimut décalée tous les  $10^\circ$ . Afin d'augmenter le nombre de mesures de délais dans les fenêtres azimutales contenant un faible nombre de séismes (en général NNW-SSE, voir par exemple Figure 5.6a), on regroupe les événements d'azimuts opposés (Figure 5.6b).



**FIG. 5.6** – Exemple de mesures des variations azimuthales de la vitesse de phase des ondes de Rayleigh pour le sous-réseau NW Anatolie- NE Egée à 140 s de période. L'estimation de la vitesse de phase moyenne dans chaque fenêtre azimuthale de largeur 20° (tous les 10°) est réalisée sur 360° en a) et en utilisant la symétrie azimuthale en b). Les barres d'erreur  $\sigma_c$  sur la vitesse de phase moyenne sont représentées en gris. Le nombre de mesures de délais inter stations dans chaque fenêtre azimuthale est représenté par la couleur des cercles.

On cherche ensuite la meilleure pente, soit l'inverse de la vitesse de phase, de la distribution des mesures distance-délai ( $D, \Delta t$ ). La vitesse de phase  $c_m$  dans chaque fenêtre azimuthale est alors estimée au sens de la norme L1, soit en minimisant la somme des résidus entre délais mesurés ( $\Delta t^{mes}$ ) et délais estimés ( $\Delta t^{calc}$ ) avec cette vitesse de phase. L'erreur  $\sigma_c$  sur la vitesse de phase moyenne  $c_m$  dans chaque fenêtre azimuthale est estimée comme

$$\sigma_c = c_m - \frac{D_{max}}{\left(\frac{D_{max}}{c_m} - \frac{1}{N} \sum |\Delta t^{mes} - \Delta t^{calc}|\right)}$$

où  $D_{max}$  est la distance inter station maximum.

Il s'agit ensuite de déterminer, à chaque période  $T$ , les paramètres A,B,C,D et  $c_{av}$  qui décrivent le mieux la dépendance azimuthale de la vitesse de phase  $c_m$  selon l'expression [Smith & Dahlen, 1973]

$$c_{th}(T) = c_{av}(T)[1 + A \cos(2\theta) + B \sin(2\theta) + C \cos(4\theta) + D \sin(4\theta)]$$

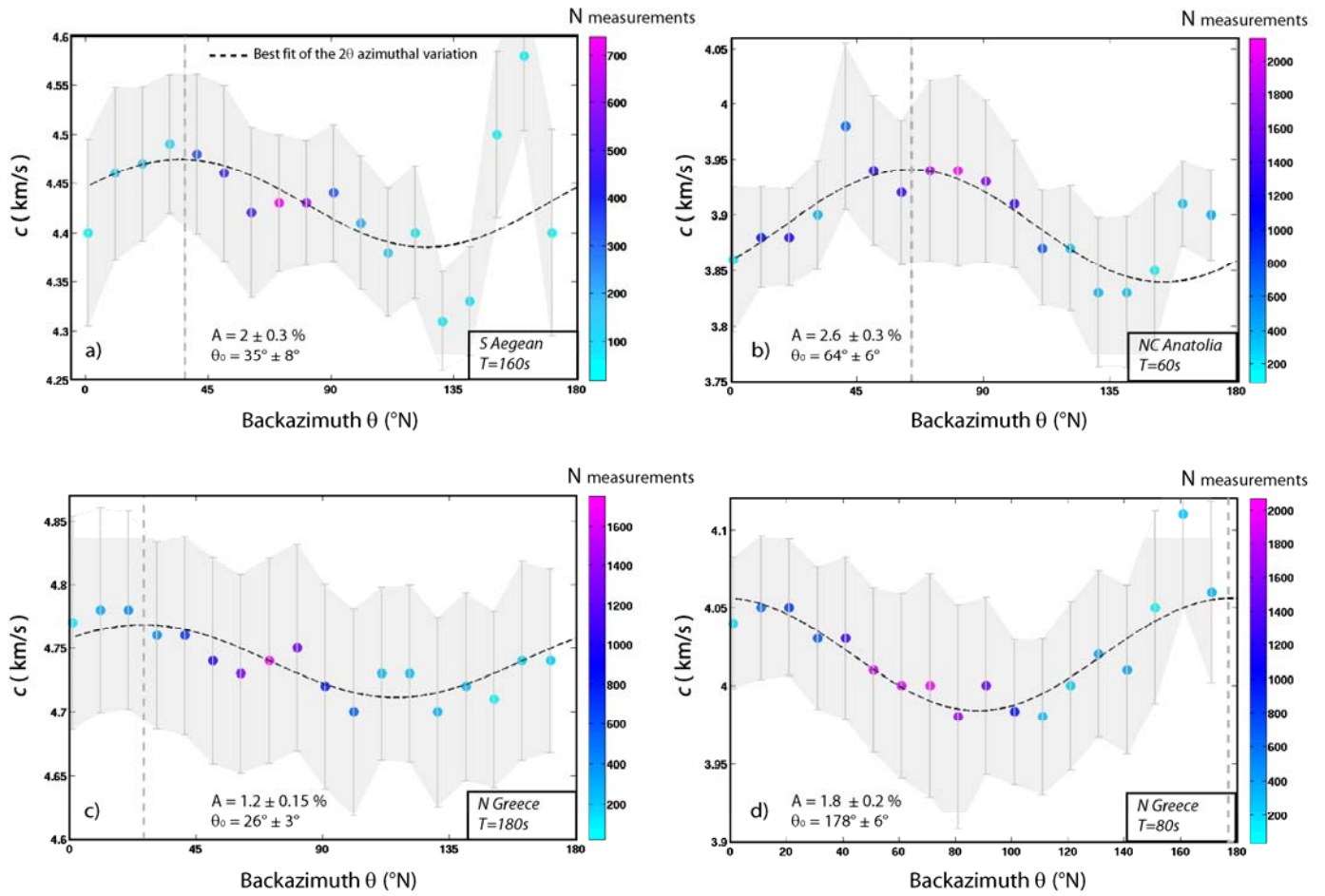
où  $c_{th}$  est la vitesse de phase théorique d'une onde de surface dans un milieu azimuthalement anisotrope et  $c_{av}$  est la vitesse moyenne (terme isotrope).

Comme dans le cas général pour les ondes de Rayleigh, l'amplitude des coefficients des termes en  $4\theta$  (C et D) s'avère beaucoup plus faible que celle des coefficients des termes en  $2\theta$  (A et B) (Figure 5.6b). On peut ainsi diminuer le nombre de paramètres recherchés en recherchant seulement trois paramètres  $A^*$  (la demie amplitude de l'anisotropie),  $\theta_0$  (l'azimut de l'axe rapide) et  $c_{av}$  (la vitesse moyenne à la période  $T$ ) qui décrivent la courbe des variations azimutales en  $2\theta$  de la vitesse de phase [Pedersen et al., 2006] :

$$c_{th}(T) = c_{av}(T)[1 + A^*(T) \cos(2(\theta - \theta_0(T)))]$$

La fonction cosinus qui explique le mieux les données de vitesse de phase  $c_m^{obs}(\theta^{obs})$  minimise le mieux l'écart aux observations en norme L1. A cette étape, on vérifie que l'hypothèse de symétrie azimutale (Figure 5.6) est valable en s'assurant que la fonction cosinus explique aussi les variations azimutales de la vitesse de phase ( $c_m^{obs}(\theta^{obs})$ ) mesurées sur  $360^\circ$  (Figure 5.6). L'erreur sur chaque paramètre  $A^*$ ,  $\theta_0$  et  $c_{av}$  est alors estimée en faisant varier un seul paramètre à la fois et en conservant les valeurs obtenues précédemment pour les deux autres. Cette erreur est obtenue pour une réduction de l'écart aux observations de 90% de la valeur maximale obtenue en faisant varier tous les paramètres.

La synthèse des résultats à toutes les périodes pour toutes les sous-régions sera présentée dans la section suivante. La figure 5.7 montre une série d'exemples des mesures obtenues à quelques périodes dans trois des six sous-réseaux illustrant la variabilité des incertitudes  $\sigma_c$  sur la vitesse de phase et la variabilité de l'accord entre les observations et la fonction cosinus théorique estimée. Les variations de vitesse de phase sont bien contraintes par un grand nombre de mesures de délais par fenêtre de  $20^\circ$  d'azimut entre  $10$  et  $100^\circ\text{N}$  ( $>1000$  pour dans la Figure 5.7 b,c,d). On remarque peu de variations de la valeur de la direction d'axe rapide ( $\theta_0 \sim 30^\circ$ ) à longue période entre le Sud de l'Egée et le Nord de la Grèce (Figure 5.7a,c), même si l'amplitude de l'anisotropie est deux fois plus grande dans le Sud de l'Egée. Aux périodes intermédiaires (60-80 s), les directions d'axe rapide estimées sont très différentes entre le Nord de la Grèce ( $\theta_0 \sim 0^\circ$ ) et le nord de l'Anatolie centrale ( $\theta_0 \sim 60^\circ$ ) pour des amplitudes de l'anisotropie assez similaires ( $\sim 2\%$ ).



**FIG. 5.7** – Exemple de mesures des variations azimutales de la vitesse de phase des ondes de Rayleigh pour le Sud de l’Egée (a) à 160 s de période, le Nord de l’Anatolie centrale (b) à 60 s et le Nord de la Grèce à 180 s (c) et 80 s de période (d). Dans chaque cas, la courbe en pointillé correspond à l’estimation des variations azimutales en  $2\theta$  de la vitesse de phase. L’amplitude pic à pic de l’anisotropie ( $A$ ) et la direction d’axe rapide ( $\theta$ , représenté par une droite en pointillé) avec leurs incertitudes associées sont indiquées pour chaque exemple. Les barres d’erreur  $\sigma_c$  sur la vitesse de phase moyenne sont représentées en gris. Le nombre de mesures de délais inter stations dans chaque fenêtre azimutale est représenté par la couleur des cercles.

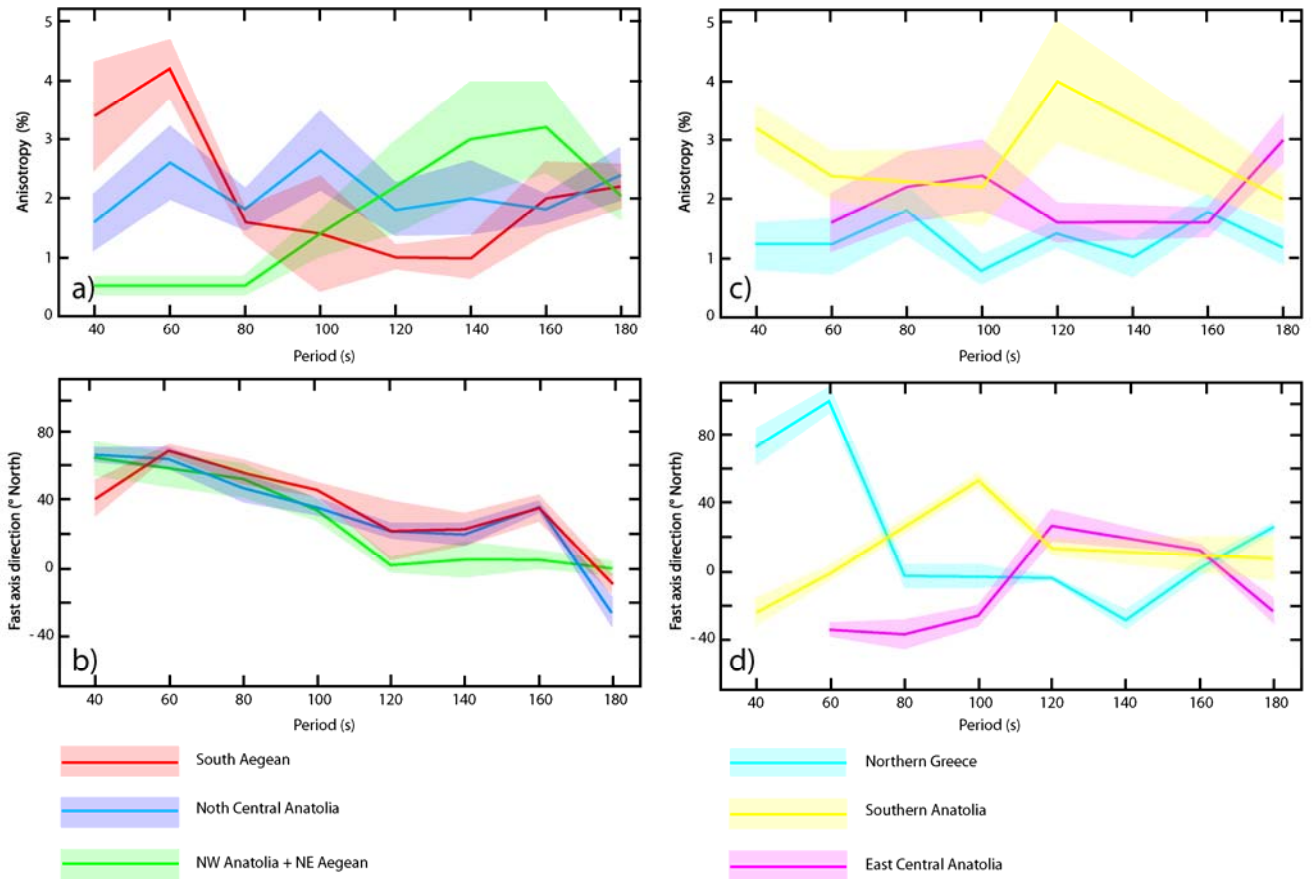
### 5.2.3. Résultats préliminaires et discussion

Les résultats des mesures d'amplitude de l'anisotropie et de direction d'axe rapide sont présentés en fonction de la période dans la figure 5.8.

- Direction d'axe rapide

Les six différentes régions ont été séparées en deux groupes (Figure 5.8). Le premier inclut le Sud de l'Egée (rouge), le Nord de l'Anatolie (bleu) et le NW Anatolie-NE Egée (vert). Pour ces régions, on observe, sur la figure 5.8b la même tendance de rotation antihoraire de la direction d'axe rapide (de  $N40^{\circ}$ - $60^{\circ}$  à  $N-20^{\circ}$ - $0^{\circ}$ ) pour des périodes croissantes. Aux plus courtes périodes (40-80 s), l'amplitude de l'anisotropie mesurée est très faible (0.6%) sous la région NW Anatolie-NE Egée (vert, Figure 5.8a) et il est donc difficile d'obtenir une estimation fiable de la direction d'axe rapide. Cependant, à ces périodes, la direction d'axe rapide obtenue ( $\sim 60^{\circ}$ N) coïncide fortement avec celle obtenue dans les deux autres régions voisines (Sud de l'Egée (rouge) et Nord de l'Anatolie (bleu)) pour lesquelles l'amplitude de l'anisotropie est significative ( $\sim 2$ -4%).

La forte similitude de la direction d'axe rapide en fonction de la période pour ces trois régions suggère que l'anisotropie varie en direction avec la profondeur de la même façon. Toutefois, une stratification identique de l'anisotropie (épaisseur de couche, direction d'axe rapide et amplitude) semble en contradiction avec les fortes différences d'amplitude entre les différentes régions (Figure 5.8a). Pour le deuxième groupe de régions qui inclut le nord de la Grèce (turquoise), le sud de l'Anatolie (jaune) et le centre-est de l'Anatolie (rose), on observe, sur la figure 5.8d, des variations brutales de la direction d'axe rapide en fonction de la période. Pour le centre-est de l'Anatolie (rose), la tendance montre une direction d'axe rapide proche du  $N0^{\circ}$  aux longues périodes (120-180 s) et une direction plutôt  $N-30^{\circ}$  entre 60 et 100 s de période. Cette tendance est également observable pour le sud de l'Anatolie (jaune), excepté qu'à 100 s la direction d'axe rapide est  $\sim N50^{\circ}$  comme pour le premier groupe de régions. Sous le nord de la Grèce (turquoise), la direction d'axe rapide change radicalement entre 60 et 80 s de période en passant de  $\sim N90^{\circ}$  à  $\sim N0^{\circ}$ .



**FIG. 5.8** – Synthèse des variations d’amplitude de l’anisotropie (a et c) et des directions d’axe rapide (b et d) en fonction de la période pour les différentes sous-régions définie dans le domaine Egée-Anatolie. L’incertitude sur les paramètres  $A$  et  $\theta$  est représentée en ombré.

- Amplitude de l’anisotropie

On peut remarquer sur les figures 5.8a et 5.8c que l’amplitude de l’anisotropie varie généralement entre ~1 et 4 %. Les régions pour lesquelles l’amplitude reste assez stable selon la période sont le Nord de l’Anatolie centrale à ~2% (bleu) et le Nord de la Grèce à ~1.5% (turquoise). Dans les autres régions, on observe des variations significatives en fonction de la période. Le maximum d’amplitude (~3.5-4.5 %) pour la région Sud Egée (rouge) est observé aux plus courtes périodes (40-60 s). A ces périodes, l’onde de Rayleigh a un maximum de sensibilité aux paramètres élastiques vers 50-80 km de profondeur, soit probablement dans le manteau lithosphérique. Pour la région NW Anatolie et NE de l’Egée (vert), le maximum d’amplitude de l’anisotropie (~3%) est mesuré entre 140 et 160 s de période. D’autre part, dans cette sous-région (vert), l’anisotropie mesurée est de très faible amplitude à 40 et 80 s

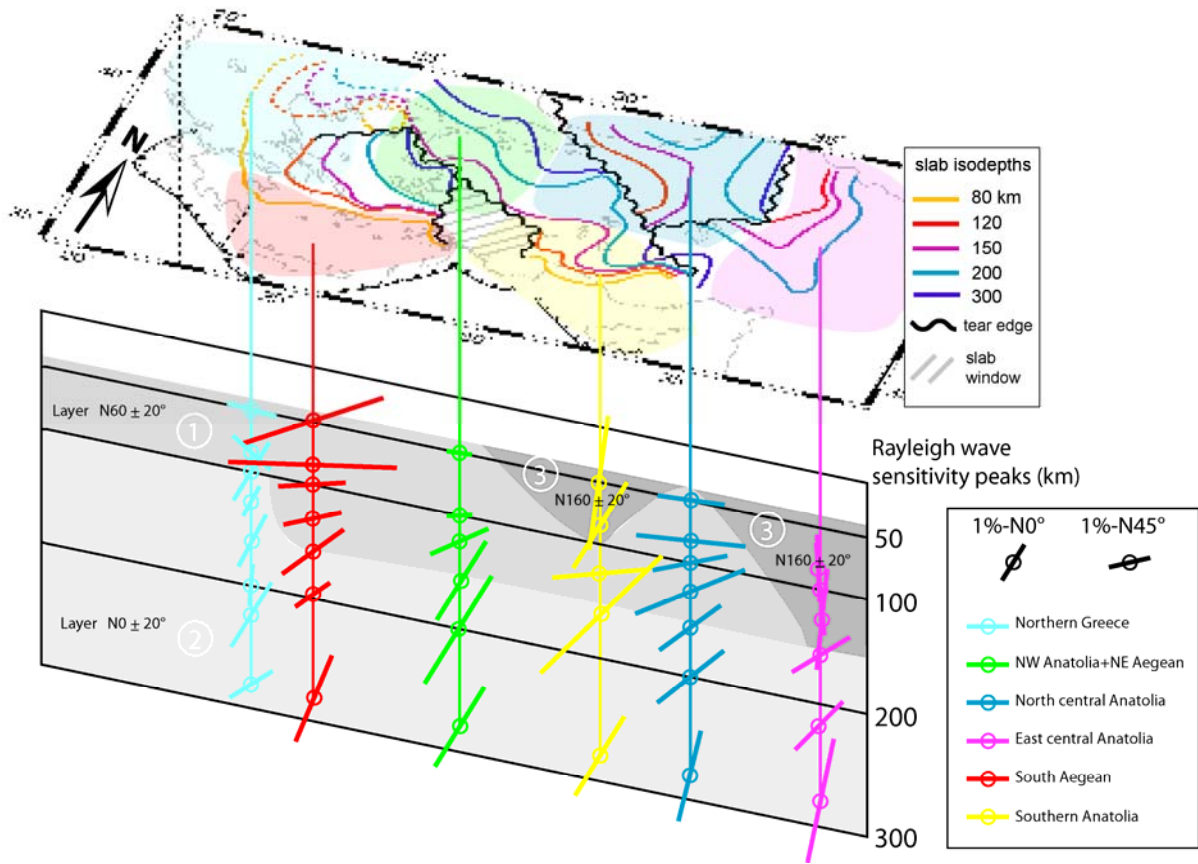
(0.6%, Figure 5.8a). L'amplitude de l'anisotropie sous la région sud Anatolie (jaune) est très forte (2-4%) sur toute la bande de période examinée (40-180 s). Les variations d'amplitude dans cette région montrent une diminution significative entre 40 et 100 s (de 3.2 à 2.2%) ainsi qu'entre 120 et 180 s (de 4 à 2%). Très différemment, sous l'Est de l'Anatolie centrale (rose), l'amplitude de l'anisotropie reste assez stable à ~2% entre 60 et 160 s pour augmenter fortement à 180 s (3%).

- Discussion

La figure 5.9 permet de visualiser ces variations d'amplitude et de direction d'axe rapide en les représentant en fonction de la profondeur du maximum de sensibilité des ondes de Rayleigh estimée en première approximation comme le tiers de la longueur d'onde. Ces variations de l'anisotropie azimutale sous la région sont mises en relation avec la géométrie des slabs (voir Chapitre 4) issue du modèle 3-D isotrope des vitesses des ondes *S*. Cette approche est préliminaire à l'inversion future des mesures des variations de l'anisotropie avec la période pour obtenir les variations de l'anisotropie avec la profondeur. Elle a pour objectif de définir le nombre et l'épaisseur des couches anisotropes qui seront utilisés dans le modèle initial pour chaque région. Dans cette figure 5.9, trois pseudo-couches anisotropes sont proposées sous la région sur un critère d'homogénéité latérale de la direction d'axe rapide.

La première pseudo-couche (Couche 1 dans la figure 5.9) est estimée allant de ~40 à ~160 km de profondeur sous l'Anatolie (<35°E). Son épaisseur est plus faible (~60 km) sous la Grèce continentale et le NW de l'Egée (turquoise). Dans cette pseudo-couche, la direction moyenne d'axe rapide est de N60±20° et l'amplitude de l'anisotropie de l'ordre de 2% avec un maximum de 4% sous le Sud de l'Egée (rouge). Cette direction est proche de la direction récente de roll-back du slab Hellénique (vers le SW depuis ~20 Ma) [e.g. Brun & Sokoutis, 2010; Royden & Papanikolaou, 2011] que suggèrent les directions des vecteurs vitesses GPS.

Sous le Nord de l'Anatolie centrale (bleu), donc à environ 600 km du slab Hellénique, l'amplitude de l'anisotropie associée est plus faible (2%). Plus près du slab Hellénique, sous le NW de l'Anatolie+NE Egée (vert), l'amplitude très faible de l'anisotropie remarquée précédemment à 40 et 80 s de période (Figures 5.8a et 5.9) pourrait être associée à l'existence de la déchirure principale (SW de l'Anatolie à NE de l'Egée) délimitant l'Est du slab Hellénique (voir Chapitre 4). Dans l'hypothèse d'une anisotropie créée par l'orientation préférentielle des minéraux du manteau, ces faibles amplitudes peuvent être associées à des directions d'axe *a* très incohérentes dans un plan proche de l'horizontale, ou contenues dans un plan proche de la verticale (Figure 5.3).



**FIG. 5.9** – Synthèse des résultats des mesures d'anisotropie azimutale et de la structure de  $V_s$  isotrope du manteau supérieur sous le domaine Egée-Anatolie. La carte d'iso-profondeurs de la surface des anomalies rapides de vitesse des ondes  $S$  interprétées comme des slabs est présentée en détail dans le chapitre 4. Les variations en fonction de la période des ondes de Rayleigh de l'amplitude de l'anisotropie et de la direction d'axe rapide sont représentées en fonction de la profondeur du maximum de sensibilité du mode fondamental. Les interfaces entre les pseudo-couches anisotropes (1, 2, 3 en grisé) indiquent des discontinuités dans les variations avec la période de la direction d'axe rapide et de l'amplitude de l'anisotropie.



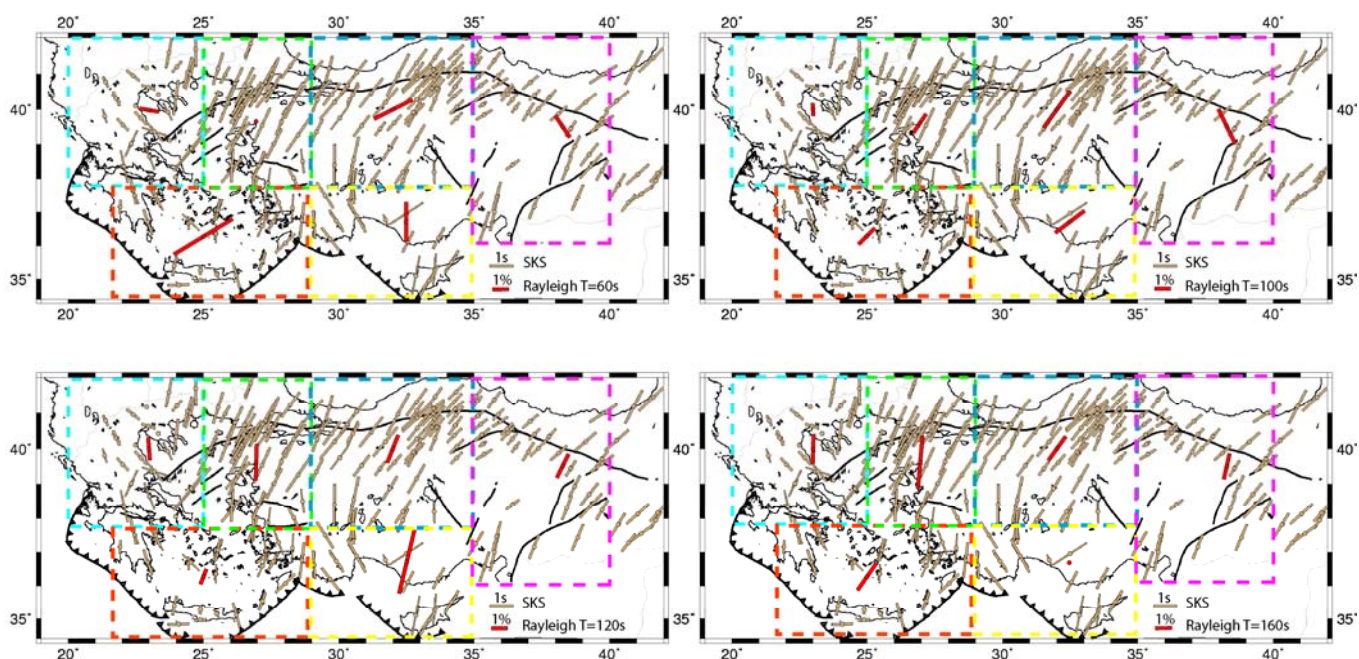
La seconde pseudo-couche (Couche 2 dans la figure 5.9) est estimée allant de ~160 à ~310 km de profondeur sous toute les sous-régions, excepté sous la Grèce continentale et le NE de l'Egée (turquoise) où elle semble plus superficielle et donc plus épaisse (de ~100 à ~310 km de profondeur). Dans cette pseudo-couche, la direction moyenne d'axe rapide est de  $N0\pm 20^\circ$ . Son épaisseur (150 à 200 km), sa profondeur (>150 km) et l'amplitude moyenne de l'anisotropie dans cette couche (~1.5%) suggère une origine asthénosphérique à cette anisotropie. De plus, la direction d'axe rapide dans cette couche est peu différente de la direction de convergence Afrique-Europe [DeMets *et al.*, 1994].

La troisième pseudo-couche (Couche 3 dans la figure 5.9) n'est valable que pour les sous-régions Sud Anatolie (jaune) et l'Est de l'Anatolie centrale (rose). Dans cette couche, dont l'épaisseur varie entre 50 et 120 km, soit de profondeur 40 à ~100-160 km (Figure 5.9), la direction d'axe rapide est de  $N160\pm 20^\circ$ , ce qui correspond à une direction perpendiculaire à celle mesurée sous les autres régions à courtes périodes (40-60 s). L'orientation de l'anisotropie dans cette couche sous le Sud de l'Anatolie (jaune) peut probablement être liée à la présence d'un flux mantellique très perturbé aux abords de la déchirure entre les slabs Hellénique et Chypriote sous le SW de l'Anatolie (hachuré dans la figure 5.9). Sous l'Est de l'Anatolie centrale (rose), la direction d'anisotropie dans cette couche est peu différente des directions des vecteurs vitesses GPS (référentiel Eurasie fixe) mesurés au SE de l'Anatolie [e.g. McClusky *et al.*, 2000]; ce qui indique une cohérence verticale entre la cinématique de surface et la direction de déformation dans cette portion du manteau (40-160 km de profondeur) approchée par la direction de l'anisotropie.

Les variations latérales de directions d'axe rapide mesurées entre 40 et 160 km de profondeur environ (Couches 1 et 3 dans les Figures 5.9), suggèrent l'existence d'un flux mantellique toroïdal à l'échelle de la région Egée-Anatolie [Faccenna & Becker, 2010; Le Pichon & Kreemer, 2010].

### 5.3. COMPARAISON AVEC LES MESURES SUR LES SKS

La différence de mode de propagation entre les ondes SKS d'incidence quasi-verticale sous les stations après avoir traversé tout le manteau et les ondes de surface dispersives en fait des outils complémentaires pour l'analyse des sources de l'anisotropie sismique. En sélectionnant quelques périodes du mode fondamental de l'onde de Rayleigh, il est, dans un premier temps, possible d'apprécier les accords et désaccords entre les deux types de mesures (Figure 5.10). La seconde étape serait de calculer des délais et des directions d'axe rapide de SKS synthétiques à partir des mesures faites sur les ondes de surface [Montagner *et al.*, 2000], ce qui n'est pas fait dans ce travail notamment car les ondes de Love n'ont pas été analysées.



**FIG. 5.10** – *Comparaison des mesures d'anisotropie azimutale issues de l'analyse des ondes de Rayleigh à quelques périodes (vecteurs rouge au centre des sous-réseaux délimités en pointillé) avec les mesures de biréfringence des ondes SKS [d'après Hatzfeld *et al.*, 2001; Sandvol *et al.*, 2003; Biryol *et al.*, 2010; Mutlu *et al.*, 2010; Paul *et al.*, 2010].*

Sur une grande partie ( $\sim 2/3$ ) du réseau sismologique en Egée et Anatolie, une certaine cohérence apparaît entre les directions de l'anisotropie azimutale issues des mesures sur les ondes de Rayleigh ( $N0-60^\circ$ ) et sur les ondes SKS ( $N20-40^\circ$ ). Cependant, les ondes de Rayleigh permettent d'identifier une variation systématique de la direction de l'anisotropie avec la profondeur. Il est important de noter que notre analyse des ondes de Rayleigh ne permet pas de contraindre l'anisotropie au delà de  $\sim 310$  km de profondeur. Cette variation selon des périodes décroissantes (180 à 40 s, soit  $\sim 310$  à 40 km de profondeur) correspond à une rotation horaire de  $\sim 60^\circ$  pour la partie Ouest et Centre de la région et à une rotation antihoraire de  $\sim 30^\circ$  pour le SE et l'Est (Figure 5.9).

Les délais  $\Delta t$  et directions d'axe rapide  $\Phi$  moyens mesurés avec les ondes SKS (Figure 5.10) au NW de l'Anatolie, au Nord et à l'Est de l'Egée, au centre des Cyclades et sur une grande partie de l'Anatolie Centrale peuvent être en grande partie expliqués par l'existence de deux couches anisotropes suggérées par les mesures d'anisotropie sur les ondes de Rayleigh (Figures 5.9). En effet, si l'on considère, une première couche de 120 km d'épaisseur dans laquelle la direction est de  $N60^\circ$  et l'amplitude de l'anisotropie de 2% et une seconde couche de 150 km d'épaisseur dans laquelle la direction est de  $N0^\circ$  et l'amplitude de l'anisotropie de 1.5%, le délai total accumulé le long d'un trajet vertical à travers ces deux couches sera de 1.8 s et la direction d'axe rapide de  $31^\circ$ . Cependant, seule une inversion réelle pour obtenir les délais et les directions d'axe rapide synthétiques dans un tel modèle anisotrope permettrait une véritable comparaison.

Les moyennes sur les directions d'axe rapide avec toutes les mesures sur les SKS (Figure 5.10) dans chaque sous-région (Figure 5.5) sont proches de cette valeur calculée ( $N31^\circ$ ). Cela est particulièrement vérifié pour les régions Nord et Est de l'Anatolie Centrale (bleu et rose, Figures 5.5, 5.8, 5.9) et NW de l'Anatolie-NE Egée (vert) où la direction moyenne d'axe rapide (des mesures SKS) est de  $N30 \pm 7^\circ$ . Plus au Sud, dans les sous-régions Sud Egée (rouge) et Sud de l'Anatolie (jaune), les directions d'axe rapide issues des mesures sur les SKS sont, comme observé dans la figure, plus incohérentes spatialement et leurs moyennes régionales sont plus proches d'une direction NS ( $N5 \pm 5^\circ$ ). Il reste également de fortes incompatibilités inexpliquées entre les deux types de mesures dans la partie orientale de l'Anatolie centrale ( $35-40^\circ E$ ). Dans cette zone, les mesures d'anisotropie issues des ondes de Rayleigh indiquent, à courtes périodes (60-100 s), une direction d'axe rapide perpendiculaire à la direction moyennes issues des SKS dans cette région (Figure 5.10). Ces deux types d'observations sous l'Est de l'Anatolie Centrale ne peuvent être conjointement expliqués par le modèle à deux couches anisotrope (couches 2 et 3) proposé dans la figure 5.9.

- Conclusions

L'interprétation proposée pour expliquer les variations observées d'anisotropie azimutale avec la période sous le domaine Egée-Anatolie met en évidence deux couches anisotropes sous la Grèce continentale, la Mer Egée, et l'Anatolie occidentale et centrale (<35°E). Les paramètres de ces couches (épaisseur, vitesse moyenne et amplitude de l'anisotropie) permettent de prédire des délais et directions d'axe rapide pour la biréfringence des ondes SKS. Ces valeurs sont, d'un point de vue qualitatif, en bon accord avec les observations [Hatzfeld *et al.*, 2001; Sandvol *et al.*, 2003; Biryol *et al.*, 2010; Mutlu *et al.*, 2010; Paul *et al.*, 2010] pour le délai et la direction d'axe rapide obtenus pour des régions où les variations latérales d'anisotropie sont faibles (le Nord de l'Anatolie Occidentale et Centrale). Une inversion serait cependant nécessaire pour prédire les paramètres des ondes SKS dans nos sous-régions. Dans les couches proposées, les directions d'axe rapide mesurées varient peu contrairement à l'amplitude de l'anisotropie.

Les variations d'amplitude observées dans la première couche (Figure 5.9) semblent pouvoir être mises en relation avec la géométrie des slabs et la présence de déchirure sous l'Anatolie occidentale. Ces variations d'amplitude suggèrent l'existence d'un flux toroïdal de petite échelle induit par le rollback du slab Hellénique pour lequel les vecteurs vitesse sont perpendiculaires et d'amplitude maximale à proximité slab en retrait [*e.g.* Stegman *et al.*, 2006].

Les variations latérales de directions d'axe rapide mesurées entre 40 et 160 km de profondeur environ (Couches 1 et 3 dans les Figures 5.9) évoquent également un flux mantellique toroïdal mais à l'échelle de la région Egée-Anatolie entière déjà proposé par Faccenna & Becker [2010] et Le Pichon & Kreemer [2010].

## BIBLIOGRAPHIE

- Al-Lazki, A.I., Sandvol, E., Seber, D., Barazangi, M., Turkelli, N., Mohamad, R., 2004. Pn tomographic imaging of mantle lid velocity and anisotropy at the junction of Arabian, Eurasian and African plates. *Geophys. J. Int.*, 158, 1024-1040.
- Backus, G.E., 1962. Long-wave elastic anisotropy produced by horizontal layering. *J. Geophys. Res.*, 67, 4427-4440.
- Blackman, D.K., and Kendall, J.M., 2002. Seismic anisotropy of the upper mantle, Part 2: Predictions for current plate boundary flow models. *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 3(9), 8602.
- Brun, J.P., and Sokoutis, D., 2010. 45 m.y. of the Aegean crust and mantle flow driven by trench retreat. *Geology*, 38, no. 9, 815-818.
- Biryol, C.B., S.L., Zandt, G., Beck, S.L., Özacar, A.A., Adiyaman, H.E., Gans, C.R., 2010. Shear wave splitting along a nascent plate boundary: the North Anatolian Fault Zone. *Geophys. J. Int.*, 181, 1201-1213.
- Chang, S-J., van der Lee, S., Matzel, E., Belde, H., 2010. Radial anisotropy along the Tethyan margin. *Geophys. J. Int.*, 182, 1013-1024.
- Cotte, N., Pedersen, H.A., Campillo, M., Farra, V., Cansi, Y., 2000. Off-great circle propagation of intermediate period surface waves as observed on a dense array in the French Alps. *Geophys. J. Int.*, 142, 825-840.
- Crampin, S., 1981. A review of wave motion in anisotropic and cracked elastic media. *Wave Motion*, 3, 343-391.
- DeMets, C., Gordon, R.G., Argus, D.F., Stein, S., 1994. Effect of recent revisions to the geomagnetic reversal time scale on estimate of current plate motions. *Geophys. Res. Lett.*, 21, 2191-2194.
- Endrun, B., Lebedev, S., Meier, T., Tirel, C., Friederich, W., 2011. Complex layered deformation within the Aegean crust and mantle revealed by seismic anisotropy. *Nature Geoscience*, 4, 203-207.
- Faccenna, C., and Becker, T., 2010. Shaping the belts by small-scale convection. *Nature*, 465.
- Freybourger, M., Gaherty, J.B., Jordan, T.H., and the Kaapvaal Seismic Group, 2001. Structure of the Keepvaal craton from surface waves. *Geophys. Res. Lett.*, 28(13), 2489-2492.
- Hatzfeld, D., et al., 2001. Shear wave anisotropy in the upper mantle beneath the Aegean related to internal deformation. *J. Geophys. Res.*, 106(12), 30737-30753.
- Lawrence, J.F., Wiens, D.A., Nyblade, A.A., Anandakrishnan, S., Shore, P.J., Voigt, D., 2006. Rayleigh wave phase velocity analysis of the Ross Sea, Transantarctic Mountains, and East Antarctica from a temporary seismograph array. *J. Geophys. Res.*, 111, B06302.
- Le Pichon, X., and Kreemer, C., 2010. The miocene-to-present kinematic evolution of the eastern mediterranean and middle east and its implications for geodynamics. *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, 38, 323-351.
- Lin, F.-C., Ritzwoller, M.H., and Snieder, R., 2009. Eikonal tomography: surface wave tomography by phase front tracking across a regional broad-band seismic array. *Geophys. J. Int.*, 177, 1091-1110.
- Long, M.D., Becker, T.W., 2010. Mantle dynamics and seismic anisotropy. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 297, 341-354.

- Marone, F., van der Lee, S., Giardini, D., 2004. Shallow anisotropy in the Mediterranean mantle from surface waves. *Geophys. Res. Lett.*, *31*, L06624.
- Maupin, V., and Park, J., 2007. Chapter 1.09 Theory and Observations – Wave Propagation in Anisotropic Media. In *Treatise on Geophysics*, ed. Schubert, G., Elsevier, Amsterdam, 289-321.
- McClusky, S., *et al.*, 2000. Global Positioning System constraints on plate kinematics and dynamics in the eastern Mediterranean and Caucasus. *J. Geophys. Res.*, *105*(B3), 5695-5719.
- Meissner, R., Rabbel, W., Kern, H., 2006. Seismic lamination and anisotropy of the lower continental crust. *Tectonophysics*, *416*, 81-99.
- Montagner, J.P., Griot-Pommeroy, D-A., Lavé, J., 2000. How to relate body wave and surface anisotropy? *J. Geophys. Res.*, *105*(B8), 19015-19027.
- Mutlu, A.K., Karabulut, H., Paul, A., 2010. Seismic anisotropy and upper mantle velocity structure beneath Turkey and surrounding regions from Pn and SKS measurements. *ESC 32<sup>nd</sup> General Assembly*, Montpellier, France.
- Paul, A., Ben Mansour, W., Hatzfeld, D., Karabulut, H., Childs, D.M., Péquegnat, C., Hatzidimitriou, P., and the Simbaad Team, 2010. Mantle flow in the Aegean-Anatolia region by SKS splitting measurements. *EGU General Assembly*, Vienna.
- Pedersen, H.A., Bruneton, M., Maupin, V., SVEKALAPKO Seismic Tomography Working Group, 2006. Lithospheric and sublithospheric anisotropy beneath the Baltic shield from surface-wave array analysis. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *244*, 590-605.
- Raykova, R.B., and Nikolova, S.B., 2003. Anisotropy in the Earth's crust and uppermost mantle in southeastern Europe obtained from Rayleigh and Love surface waves. *J. Appl. Geophys.*, *54*, 247-256.
- Royden, L.H., and Papanikolaou, D.J., 2011. Slab segmentation and late Cenozoic disruption of the Hellenic arc. *Geochem. Geophys. Geosyst.*, *12*, Q03010.
- Russo, R.M., and Silver, P.G., 1994. Trench-parallel flow beneath the Nazca Plate from Seismic Anisotropy. *Science*, *263*, 1105-1111.
- Sandvol, E., *et al.*, 2003. Shear wave splitting in a young continent-continent collision: An example from eastern Turkey. *Geophys. Res. Lett.* *30*(24), 2-5.
- Şapaş, A., Boztepe-Güney, A., Shear wave splitting in the Isparta Angle, southwestern Turkey: Anisotropic complexity in the mantle. *J. Earth Syst. Sci.*, *118*, 71-80.
- Silver, P.G., 1996. Seismic anisotropy beneath the continents: probing the depths of geology. *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, *24*, 385-432.
- Smith, M.L., Dahlen, F.A., 1973. The azimuthal dependence of Love and Rayleigh wave propagation in a slightly anisotropic medium. *J. Geophys. Res.*, *78*(17), 3321-3333.
- Stegman, D.R., Freeman, J., Schellart, W.P., Moresi, L., May, D., 2006. Influence of trench width on subductions hinge retreat rates in 3-D models of slab rollback. *Geochem. Geophys. Geosyst.*, *7*, Q03012.
- Trampert, J., Woodhouse, J.H., 2003. Global anisotropic phase velocity maps for fundamental mode surface waves between 40 and 150 s. *Geophys. J. Int.*, *154*, 154-165.
- Vinnik, L.P., Makeyeva, L.I., Milev, A., Usenko, A.Yu., 1992. Global patterns of azimuthal anisotropy and deformations in the continental mantle. *Geophys. J. Int.*, *111*, 433-447.
- Zhang, S., and Karato, S., 1995. Lattice preferred orientation of olivine aggregates deformed in simple shear. *Nature*, *415*, 777-780.

Zhang, S., and Karato, S., 1995. Lattice preferred orientation of olivine aggregates deformed in simple shear. *Nature*, 415, 777-780.









## **CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES**



## CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

L'objectif de cette thèse a été d'imager la structure de manteau supérieur sous le domaine Egée-Anatolie dans son ensemble. L'utilisation d'un grand nombre d'enregistrements sismiques (~30000) acquis sur un nouveau réseau de stations sismologiques large bande très dense est à l'origine de l'obtention d'images contenant un niveau de détails jamais atteint à l'échelle de la région. La complexité de la structure du manteau sous l'Anatolie est le résultat majeur de cette tomographie car les résolutions spatiale et verticale des études tomographiques régionales précédentes ne permettaient pas de suggérer son existence.

Le modèle de vitesse 3-D en ondes S a été obtenu par l'inversion de la dispersion des ondes de Rayleigh entre 20 et 200 s de période sous la région entière. Le traitement de cette grande quantité de données a constitué un certain défi et des développements dans la procédure de filtrage temps-fréquence ont été nécessaires pour extraire le mode fondamental de l'onde de Rayleigh du signal complet de façon plus rapide sans conséquence sur les mesures de vitesse de phase. Il a ensuite été possible de s'affranchir, en grande partie, des effets indésirables engendrés par des hétérogénéités extérieures à la zone d'étude sur la propagation des ondes de surface sous la zone d'étude grâce à la prise en compte de la courbure des fronts d'onde incidents développée dans le cadre de la thèse de M. Bruneton. La minimisation de ces effets, dus aux hétérogénéités de vitesse à l'extérieur de la région modélisée, combinée à un réseau sismologique homogènement dense, nous a permis de résoudre des hétérogénéités de vitesse de faible dimension latérale (~200 km) avec une qualité quasi homogène sous toute la région d'étude.

La résolution obtenue dans les images 3-D de la vitesse des ondes *S* dans le manteau supérieur de la région Egée-Anatolie offre de nouvelles possibilités dans l'examen des relations entre la structure du manteau et la tectonique observée en surface.

Une observation de premier ordre concerne la géométrie de la zone à moindre vitesse déjà identifiée dans le manteau supérieur sous la région. Cette zone à moindre vitesse ( $V_S \approx 4.25$  km/s) présente entre 80 et 160-200 km de profondeur s'étend de l'Est de l'Anatolie au NE de l'Egée. Son amplitude et son épaisseur dans le manteau supérieur sont compatibles avec

l'hypothèse d'un fort amincissement du manteau lithosphérique sous une grande partie du domaine Egée-Anatolie.

La bonne résolution (100-200 km) obtenue dans cette tomographie a permis d'identifier des hétérogénéités de faible dimension au sein même de la zone à moindre vitesse. Parmi ces hétérogénéités, on remarque des structures de vitesses rapides sous l'Ouest et le centre de l'Anatolie ainsi que des structures de vitesse localement très lentes (4.0-4.2 km /s) sous la côte Sud de l'Anatolie.

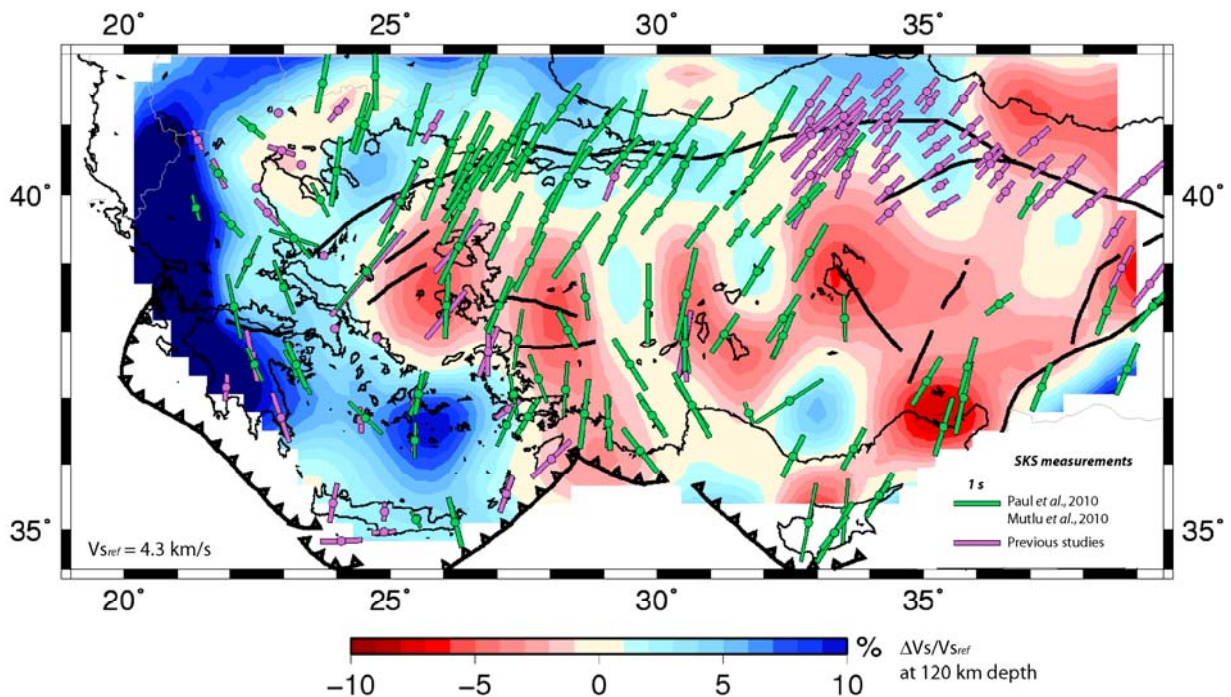
Sous l'Anatolie, nous imageons une anomalie rapide interprétée comme un slab rattaché en surface à l'arc Chypriote. A ce slab, très peu visible dans les tomographies précédentes, correspondent des anomalies de vitesse d'amplitudes faibles entre 80 et 150 km de profondeur (0 à +3% par rapport au modèle  $V_s(Z)$  moyen sur la zone) et plus élevée entre 150 et 300 km de profondeur (5 à 10%). Cette diminution d'amplitude des anomalies de vitesse dans la partie superficielle du manteau supérieur est certainement causée par la présence de la zone à moindre vitesse qui masque en partie ces anomalies rapides. Le toit de la partie superficielle ce slab (80-150 km de profondeur) est en bon accord avec la distribution de la sismicité intermédiaire dans la baie d'Antalya.

Le pointé rigoureux de la limite supérieure des anomalies de vitesse rapides identifiées comme des slabs dans le manteau supérieur montre, sous l'Anatolie, que ce slab rattaché à l'arc Chypriote est très déformé. Il apparaît plissé dans une direction ~EW et déchiré en trois endroits sous le SW de l'Anatolie et l'Anatolie Centrale (Chapitre 4, Figure 6). Les trois morceaux qui le composent sont séparés par des déchirures d'orientation NW-SE, ce qui suggère un cisaillement EW du slab. Ce slab déchiré ne semble pas se prolonger au delà de la base de notre modèle tomographique (300-350 km) dans les tomographies d'échelle régionale dont la profondeur d'investigation va au-delà de 600 km. Il semble ainsi « flotter » dans les 300-350 premiers kilomètres du manteau et plusieurs hypothèses peuvent être évoquées pour l'expliquer. La première ferait intervenir un flux mantellique ascendant qui soutiendrait le slab dynamiquement. Ce flux mantellique pourrait expliquer les fortes anomalies lentes observées sous ce slab au sud de l'Anatolie (Chapitre 4, Figures 3 et 5). La seconde serait à mettre en relation avec la rotation antihoraire de l'orientation, en carte, des déchirures de l'Est vers l'Ouest et avec les directions de pendage des différents morceaux qui composent ce slab (Figure C.). Ces observations suggèrent l'existence d'une déformation du manteau supérieur en cisaillement simple (haut vers l'ouest) dont la cause serait un flux mantellique de grande

échelle initié par le panache du point chaud de l'Afar comme l'ont suggéré *Faccenna & Becker* [2010] et *Le Pichon & Kreemer* [2010].

Dans notre modèle de vitesse 3-D, le slab Hellénique, dont la partie profonde est imagée dans, voire au-delà de la zone de transition du manteau par les tomographies en ondes de volume, est clairement limité latéralement par une déchirure imagée par une anomalie lente allant du Nord de l'Egée au SW de l'Anatolie. La position de cette déchirure en profondeur (80-300) coïncide exactement avec la position en surface des zones de cisaillement transtensives en Anatolie occidentale (WASZ, West Anatolian Shear Zone [Papanikolaou & Royden, 2007]) et au Nord de l'Egée (NAT, North Anatolian Trough). Ceci suggère, au moins dans ce contexte de collision immature et de slab rollback, que les déchirures de slab dans le manteau supérieur pourraient être à l'origine de la distribution de la déformation actuelle en Egée.

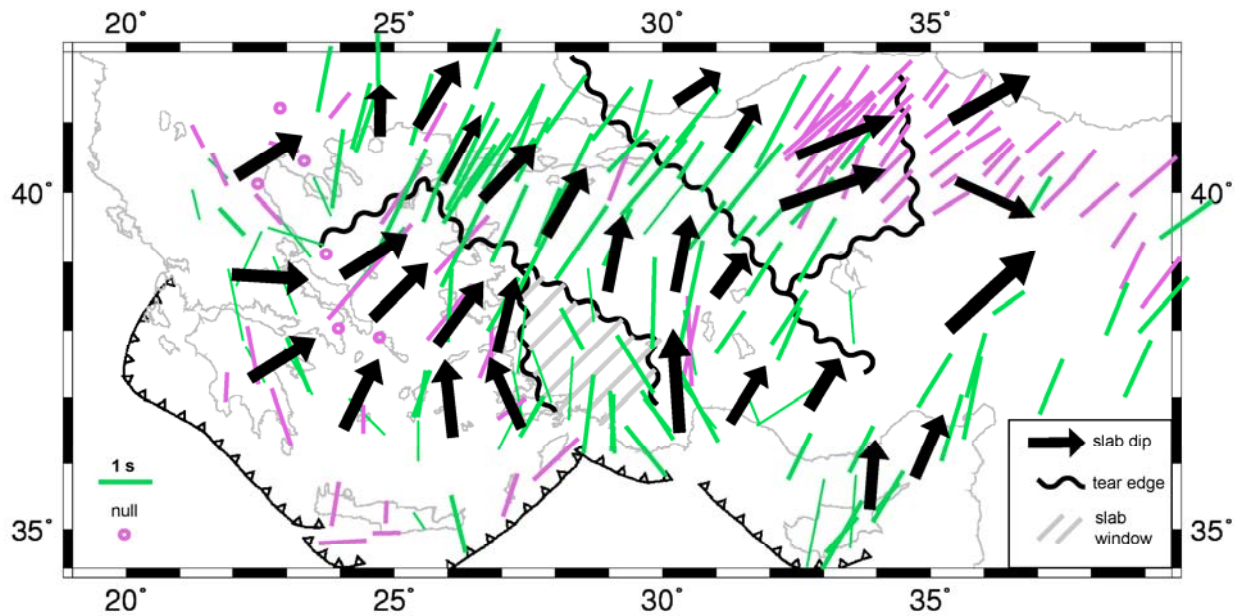
Pour tenter de mieux comprendre les mécanismes et la dynamique associées aux déformations qui affectent les slabs (Hellénique et Chypriote) sous la région, il est important d'avoir des informations (indirectes, certes) sur la déformation du manteau par des mesures de l'anisotropie sismique. L'analyse de l'anisotropie azimutale vue par les ondes de Rayleigh avec une méthode de réseau a donné des résultats préliminaires qui suggèrent l'existence de deux couches anisotropes sous la majorité de la région (Chapitre 5). Dans la couche profonde (~160-310 km de profondeur), l'amplitude de l'anisotropie est assez forte (~1.5%) et la direction d'axe rapide homogène et environ NS, ce qui correspond à la direction de convergence Afrique-Europe [DeMets *et al.*, 1994]. L'anisotropie dans cette couche dont la limite inférieure n'est pas contrainte par nos mesures semble d'origine asthénosphérique. Au dessus, on trouve une couche d'épaisseur variable dans laquelle la direction (~N60°) observée semble contrôlée par la direction de rollback du slab Hellénique, puisque l'amplitude de l'anisotropie mesurée à courtes périodes (40-80 s) est la plus forte (~4%) à l'avant (proche) de ce slab. Les variations rapides d'amplitude mesurées à ces courtes périodes au NE de l'Egée et au Sud de l'Anatolie semblent liées à l'existence de la déchirure principale entre les slabs Hellénique et Chypriote localisée sous l'ouest de l'Anatolie.



**FIG. C.1** – Illustration de la corrélation observée entre la structure de vitesse au toit du manteau supérieur (120 km) et les changements de direction d’axe rapide mesurés avec les ondes SKS. On peut notamment remarquer la corrélation entre la position de la déchirure principale (SW Anatolie) et les directions d’axe rapide N-30°.

Ces résultats préliminaires de mesure des variations de l’anisotropie azimutale avec la période des ondes de Rayleigh suggèrent un lien étroit entre la structure du manteau supérieur et la convection mantellique à moyenne et petite échelle dans cette région telle qu’elle est imagée par la biréfringence des ondes SKS (Figures C.1 et C.2). En effet, les directions d’axe rapide de l’anisotropie mesurées sur les ondes SKS changent brutalement de  $\sim$ N30° à  $\sim$ N-30° au niveau de la déchirure entre les slabs Hellénique et Chypriote imagée en 3-D par des Vs lentes sous le sud ouest de l’Anatolie (Figure C.1). De plus, des corrélations spatiales très fortes existent entre la direction de pendage local, au toit des slabs, pointée dans notre modèle tomographique (Figure C.2) et la direction de l’anisotropie bien échantillonnée spatialement par les mesures faites sur les ondes SKS [Hatzfeld et al., 2001; Sandvol et al., 2003; Byriol et al., 2010; Mutlu et al., 2010; Paul et al., 2010;].





**FIG. C.2** – *Illustration de la corrélation observée entre les directions de plus fort pendage des slabs (perpendiculaires aux contours à différentes profondeur des anomalies de vitesse rapide), l’orientation des déchirures de slabs et les directions d’axe rapide mesurées avec les ondes SKS.*

Ces corrélations entre structure de vitesse des ondes *S* dans le manteau supérieur et mesures d’anisotropie azimutale issues des ondes de Rayleigh et SKS sont en accord avec l’hypothèse de l’existence d’un flux mantellique toroïdal antihoraire (contenu dans les 160 premiers km du manteau supérieur) qui pourrait déformer les slabs sous la région (plis et déchirures observés dans la figure 6 du Chapitre 4) et expliquer en grande partie l’extrusion vers l’ouest de l’Anatolie.

Les perspectives de ce travail sont, à court terme, essentiellement orientées vers des aspects méthodologiques autour de l'anisotropie sismique. La première perspective, à relativement court terme, est d'inverser en profondeur les mesures d'anisotropie en fonction de la période réalisées par analyse de réseau selon la méthode de Maupin (*comm. pers.*). La seconde, à plus long terme, est d'intégrer l'anisotropie dans l'inversion des vitesses de phase, ce qui demande des développements pour tracer les rais en milieu anisotrope et hétérogène.

Dans un second temps, il serait très intéressant de mettre en œuvre des modélisations analogiques et/ou numériques pour tenter de comprendre les mécanismes de formation des déchirures de slabs observées sous la région Egée-Anatolie. Leur but serait, non seulement de comprendre l'évolution des slabs (break-off, déchirure, accélération du rollback) mais également de mieux contraindre le rôle dynamique du manteau dans un contexte d'extrusion continentale rapide.





**ANNEXE**

**RAPPELS SUR LE TRACE DE RAIS EN 2-D**



- **Approximation haute fréquence**

Les ondes de surface sont dispersives (leur vitesse dépend de la fréquence). De ce fait, les rais des ondes de surface sont tracés pour une valeur de la fréquence  $\omega$ . Il est nécessaire que le modèle de vitesse soit lisse pour que la théorie des rais soit applicable [Yomogida, 1985, 1988]. L'approche haute fréquence signifie que l'on considère une onde dont la longueur d'onde est petite devant sa distance de propagation et devant la taille des hétérogénéités du milieu.

Sous cette hypothèse, l'équation d'onde dans un milieu élastique isotrope et hétérogène peut s'écrire [Chapman, 2004]

$$\nabla^2 \phi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = 0 \quad (1)$$

(équation d'onde) où  $\phi(x,t)$  est le champ propagé du mouvement de l'onde. Considérons le milieu faiblement hétérogène et admettant des variations lentes de la vitesse  $c(x)$  dans le milieu.

La solution asymptotique de l'équation (1) recherchée est de la forme [Virieux et al., 1988]

$$\phi(x, \omega) = A(x) e^{-i\omega T(x)} \quad (2)$$

avec  $A(x)$  le premier terme du développement de l'amplitude  $A(x,\omega)$  par rapport à la puissance inverse de  $\omega$ ,  $T(x)$  le temps de trajet et  $\omega$  la fréquence angulaire. Quand  $T(x)$  est constant, alors on est sur une surface de phase constante et  $\nabla T$  est normal à cette surface.

Dans ce cas, le premier terme de l'équation d'onde s'écrit

$$\nabla^2 \phi = [\nabla^2 A(x) - 2i\omega \nabla_x T \nabla A(x) - i\omega A(x) \nabla^2 T - \omega^2 A(x) \nabla_x T \nabla_x T] e^{-i\omega (T(x)+t)} \quad (3)$$

avec  $\nabla_x T$  le gradient horizontal du temps d'arrivée ; le second terme s'écrit:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = -\omega^2 A(x) e^{-i\omega (T(x)+t)} \quad (4)$$

En substituant ces deux expressions dans (1) on obtient :

$$\nabla^2 A(x) - \omega^2 A(x) |\nabla_x T|^2 - i (2\omega \nabla A(x) \nabla_x T + \omega A(x) \nabla^2 T) = -\frac{\omega^2 A(x)}{c^2} \quad (5)$$

Soit (6) la partie réelle de (5) divisée par  $\omega^2 A(x)$ :

$$\frac{\nabla^2 A(x)}{\omega^2 A(x)} - (\nabla_x T)^2 = -\frac{1}{c^2} \quad (6)$$

Si la fréquence angulaire  $\omega$  tend vers l'infini dans le cadre de l'approximation haute fréquence, alors, on arrive à l'équation Eikonal :

$$(\nabla_x T)^2 = u^2 \quad (7)$$

où  $u = \frac{1}{c}$  est la lenteur.

Le vecteur lenteur,  $\mathbf{p} = \nabla_x T$ , est perpendiculaire aux fronts d'onde sur lesquels:  $T(x) = t$ . L'Eikonal veut dire que  $\|\mathbf{p}\| = u$  (8)

Considérons un rai dont la trajectoire est perpendiculaire aux fronts d'onde, avec  $s$ , la longueur parcourue le long du rai dans la direction de  $T$  croissant.

Alors, le temps de trajet  $T$ , peut s'écrire comme l'intégration de la lenteur le long du rai de longueur  $s$  :

$$\frac{dT}{ds} = u \rightarrow T(s) = T(s_0) + \int_{\text{rai}} u ds \quad (9)$$

et  $\frac{d\mathbf{x}}{dT}$  doit être dans la direction du vecteur lenteur  $\mathbf{p}$ .

D'après *Chapman* [2004], si  $|\mathbf{dx}| = ds$ , alors les dérivées par rapport à  $T$  de  $\mathbf{x}$ , le vecteur position sur le rai et  $\mathbf{p}$ , le vecteur lenteur, peuvent s'écrire :

$$\frac{d\mathbf{x}}{dT} = u^{-2} \mathbf{p} \quad (10)$$

$$\frac{d\mathbf{p}}{dT} = u^{-1} \frac{d(\nabla_x T)}{ds} = u^{-1} \nabla(u) = -u \nabla u^{-1} \quad (11)$$

Les équations (10) et (11) sont les équations cinématiques non linéaires des rais.



- **Tracé de rais cinématique**

Pour effectuer le tracé de rais cinématique, il faut résoudre ce système d'équations différentielles d'ordre 4 (en 2-Dimensions). D'après *Farra & Madariaga* [1987] et *Virieux et al.*, [1988], l'introduction de l'Hamiltonien  $H$  [*Burridge*, 1976] qui dépend du vecteur position  $\mathbf{x} = (X, Y)$ , du vecteur lenteur  $\mathbf{p} = (p_x, p_y)$ , et du paramètre du rai  $\tau$ , [*Thomson & Chapman*, 1985] :

$$H(\mathbf{x}, \mathbf{p}, \tau) = \frac{1}{2} [\mathbf{p}^2 - u^2(\mathbf{x})] \quad (12)$$

sachant la relation (7) et la définition du vecteur lenteur  $\mathbf{p}$ , implique d'avoir  $H \equiv 0$ , (13) le long du rai et permet d'écrire les équations canoniques du tracé de rais cinématique :

$$\dot{\mathbf{x}} = \frac{d\mathbf{x}}{d\tau} = \nabla_{\mathbf{p}} H = \mathbf{p} \quad (14)$$

$$\dot{\mathbf{p}} = \frac{d\mathbf{p}}{d\tau} = -\nabla_{\mathbf{x}} H = \frac{1}{2} \nabla_{\mathbf{x}} u^2 \quad (14)$$

L'approche Hamiltonienne ( $H$  est la transformée de Legendre du lagrangien) n'apporte rien à la résolution mais permet de développer les perturbations plus facilement [*e.g. Farra*, 1992, 1999]. Cette approche généraliste (équations canoniques d'Hamilton largement utilisées en mécanique) permet aussi une adaptation au cas anisotrope plus aisée [*Farra*, 1989, 1993].

L'équation non-linéaire aux dérivées partielles (14), forme Hamiltonienne de l'équation Eikonal, est communément résolue par la méthode des caractéristiques [*Smirnov*, 1953; *Courant et Hilbert*, 1966; *Bleistein*, 1984]. Dans ce cas, les rais sont équivalents aux courbes caractéristiques de l'Hamiltonien décrites par le système (14).

Le vecteur lenteur est déterminé en chaque point du rai (8): le tracé de rai cinématique nous donne les dérivées premières partielles du temps de trajet par rapport aux coordonnées ( $\mathbf{x}=[X, Y]$ ) le long du rai.

Cependant, pour déterminer précisément le champ temps de trajet ( $T$ ) dans la proximité du rai, on a besoin, pour extrapoler ce champ (expansion de Taylor), de connaître au moins ses dérivées partielles jusqu'au second ordre le long du rai. Ces dérivées secondes du champ temps de trajet, qui sont étroitement liées à la courbure des fronts d'ondes [*Červený*, 2001], sont à la base de la méthode des rais paraxiaux.

- **Tracé de rais dynamique**

Utilisé pour la première fois par *Belonosova et al.* [1967], pour calculer l'expansion géométrique dans un milieu bidimensionnel latéralement hétérogène, le tracé de rai dynamique [Červený, 2001] a trouvé de nombreuses applications majeures dans l'évaluation du champ d'onde hautes fréquences dans des structures stratifiées et latéralement hétérogènes [Červený et al., 1974] et dans la résolution de problèmes inverses en sismique par exemple.

La forme la plus compacte du système d'équations du tracé de rais dynamique en milieu isotrope est obtenue dans le repère de coordonnées  $(q_1, q_2, q_3)$  du rai central  $\Omega$  (dans la direction de l'axe  $q_3$ ), [Červený, 2001]. Les plans où  $q_3$  est constant sont tangents aux fronts d'onde et le rai central  $\Omega$  est caractérisé par  $q_1 = q_2 = 0$ . Dans ce repère, l'équation Eikonal peut être utilisée pour dériver de façon simple les équations différentielles du premier ordre pour les rais situés au voisinage du rai central (appelés les rais paraxiaux [Červený et al., 1984]).

Supposons un rai tracé (le rai central) dans un milieu connu par la méthode cinématique, on peut tracer d'autres rais voisins grâce à la théorie des perturbations du premier ordre [e.g. *Farra & Madariaga, 1987*]. En ajoutant des conditions aux limites, les équations du système (14) peuvent être résolues par cette méthode de perturbation, appelé la méthode des rais paraxiaux. Les rais paraxiaux qui se propagent à proximité d'un rai de référence ne sont sensibles qu'aux variations de vitesse sur le rai central.

Soit  $\mathbf{x}_c(\tau)$ , la position du rai central et  $\mathbf{p}_c(\tau)$  son vecteur lenteur. Les rais paraxiaux diffèrent du rai central en termes de position,  $\mathbf{x}$ , et de vecteur lenteur,  $\mathbf{p}$ , par de petites perturbations.

$$\mathbf{x}(\tau) = \mathbf{x}_c(\tau) + \delta\mathbf{x} \quad , \quad \mathbf{p}(\tau) = \mathbf{p}_c(\tau) + \delta\mathbf{p} \quad (15)$$

et  $\mathbf{y}_c(\tau) = [\mathbf{x}_c(\tau), \mathbf{p}_c(\tau)]$  est le vecteur canonique de la trajectoire sur le rai central.

En remplaçant dans le système d'équations canoniques (14) les vecteurs  $\mathbf{x}$  et  $\mathbf{p}$  par leurs perturbations, on obtient les équations canoniques du tracé de rais paraxiaux :

$$\delta\dot{\mathbf{x}} = \nabla_{\mathbf{p}} \nabla_{\mathbf{x}} H \delta\mathbf{x} + \nabla_{\mathbf{p}} \nabla_{\mathbf{p}} H \delta\mathbf{p} = \delta\dot{\mathbf{p}} \quad (16)$$

$$\delta\dot{\mathbf{p}} = -\nabla_{\mathbf{x}}\nabla_{\mathbf{x}}H \delta\mathbf{x} - \nabla_{\mathbf{p}}\nabla_{\mathbf{x}}H \delta\mathbf{p} = \mathbf{U} \delta\mathbf{x} \quad (16)$$

avec  $H$  et ses dérivées calculées sur le rai central à  $\tau$ , et  $\mathbf{U}$  la matrice des dérivées partielles du second degré du carré de la lenteur [Virieux *et al.*, 1988] calculée le long du rai central.

Comme le système du tracé de rais paraxiaux (16) est linéaire, il peut être résolu par les techniques standards de propagateur [Gilbert *et Backus*, 1966]. Il s'agit du concept de matrice du propagateur  $\mathbf{P}$ , qui permet de relier les solutions du système à deux positions distinctes sur le rai [Farra & Le Bégat, 1995; Chapman, 2004] et ainsi de calculer l'évolution des perturbations ( $\delta\mathbf{p}$  et  $\delta\mathbf{x}$ ) le long du rai [Bruneton, 2003].

$$\begin{bmatrix} \delta\mathbf{x} \\ \delta\mathbf{p} \end{bmatrix} = \mathbf{P} \begin{bmatrix} \delta\mathbf{x}_c \\ \delta\mathbf{p}_c \end{bmatrix} \quad (17)$$

avec  $\mathbf{P} = \begin{bmatrix} \mathbf{P}_{xx} & \mathbf{P}_{xp} \\ \mathbf{P}_{px} & \mathbf{P}_{pp} \end{bmatrix}$ ,  $\mathbf{P}_{xp}$  contenant les dérivées partielles  $\frac{\partial \mathbf{x}}{\partial \mathbf{p}_c}$  (18)

Pour qu'un rai paraxial soit solution du système (16), il doit aussi satisfaire la condition suivante dérivée de la perturbation de l'équation Eikonal:

$$\delta H(\tau) = \nabla_{\mathbf{p}_c} H \cdot \delta\mathbf{p} + \nabla_{\mathbf{x}_c} H \cdot \delta\mathbf{x} = 0 \quad (19)$$

Où les dérivées partielles de  $H$  sont prises sur le rai central. Comme  $\delta H$  est invariant quelque soit la solution du système (16), l'équation (19) doit simplement être vérifiée pour  $\tau = 0$ .

- **Tracé de rais entre deux points**

Le tracé de rais (*two-point ray tracing*) est effectué itérativement puisque les perturbations doivent être faibles (approximation de premier ordre). On utilise ainsi un critère de convergence basé sur le non-dépassement de valeurs limites telles que :

- les valeurs des erreurs maximales sur la lenteur au carré au bord du rai final (souhaitées inférieures à  $0.001 \text{ s}^2.\text{km}^{-2}$  et tolérée inférieures à  $0.002 \text{ s}^2.\text{km}^{-2}$ )
- le nombre maximal d'itérations pour trouver le rai allant du récepteur à l'un des bords du modèle (fixée à 30)
- la distance maximale entre rai paraxial (perturbé) et le rai de central calculée comme la moitié du pas spatial ( $\sim 50 \text{ km}$ ) de discrétisation de la lenteur dans le milieu.

Pour résumer, le tracé de rai entre deux points se déroule de la façon suivante (Figure A.1):

- 1) On trace le rai de vecteur lenteur initial  $\mathbf{p}_0(0)$  dans la direction théorique de l'onde du récepteur vers le bord du modèle correspondant.
- 2) On calcule le propagateur du rai paraxial
- 3) On détermine les conditions initiales que doit satisfaire le rai paraxial pour respecter les conditions aux limites :

$$\delta \mathbf{x}_X(0) = 0 \text{ et } \delta \mathbf{x}_Y(0) = 0 \quad (20)$$

$$\mathbf{p}_c(0) \cdot \delta \mathbf{p}(0) = 0 \quad (21)$$

$$d\mathbf{x} = \mathbf{\Pi}_1 \delta \mathbf{x}(\tau_i) \quad (22)$$

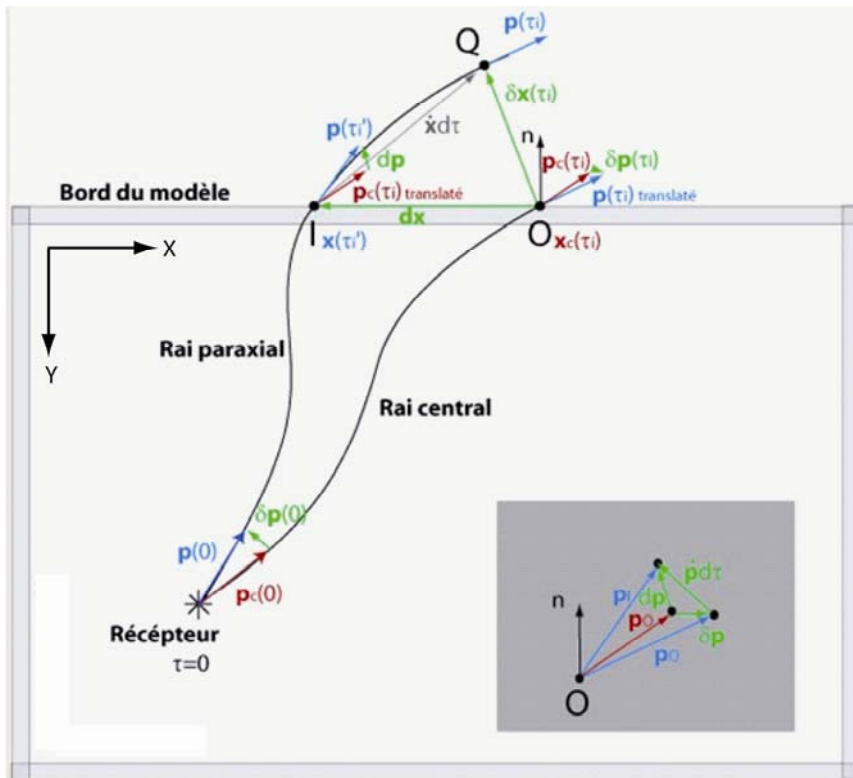
$$d\mathbf{p} = \mathbf{\Pi}_2 \delta \mathbf{x}(\tau_i) + \delta \mathbf{p}(\tau_i) \quad (23)$$

avec la matrice de projection  $\mathbf{\Pi} = \begin{bmatrix} \mathbf{\Pi}_1 & 0 \\ \mathbf{\Pi}_2 & \mathbf{I} \end{bmatrix}$  et  $\mathbf{\Pi}_1 = \mathbf{I} - \frac{\nabla_{\mathbf{p}H} \mathbf{n}^T}{\nabla_{\mathbf{p}H} \cdot \mathbf{n}}$  et  $\mathbf{\Pi}_2 = \frac{\nabla_{\mathbf{x}H} \mathbf{n}^T}{\nabla_{\mathbf{p}H} \cdot \mathbf{n}}$

- 4) Puis une nouvelle itération utilise comme nouveau vecteur lenteur initial du rai central :  $\mathbf{p}_0(0) + \delta \mathbf{p}(0)$
- 5) Le processus s'arrête selon un critère de convergence prédéfini quand le rai central satisfait les conditions aux limites.
- 6) On peut alors calculer le temps d'arrivée au récepteur en intégrant le long du rai la relation:

$$T = \int_{rai} \mathbf{p} \cdot \dot{\mathbf{x}} \, d\tau = \int_{rai} u^2(x(\tau)) \, d\tau \quad (24)$$

Et ensuite ajouter le temps d'arrivée du front d'onde sur le bord au point d'intersection avec le rai (Point O, Figure A.1).



**FIG. A.1** – Tracé de rai paraxial entre le récepteur et le bord du modèle rectangulaire. Le rai central intersecte l'interface au point  $O$  avec pour vecteur lenteur  $p_O = p_c(\tau_i)$ , alors que son rai paraxial atteint le point  $I$  avec le vecteur lenteur  $p_I = p(\tau_i')$ . La position du point  $Q$  est définie par le vecteur  $\delta x(\tau_i)$ , [modifié d'après Bruneton et al., 2002, et Farra et al., 1989]. Les valeurs de paramètre de rai  $\tau_i$  et  $\tau_i'$  sont définies sur le rai central et paraxial à leur point d'intersection respectif avec le bord du modèle. Les autres termes sont définis dans le texte.

## BIBLIOGRAPHIE

- Belonosova, A.V., Tadjimukhamedova, S.S., Alekseyev, A.S., 1967. Computation of travel-time curves and geometrical spreading in inhomogeneous media, in *Certain methods and algorithms in the interpretation of geophysical data*, 124-136, Moscow.
- Bleistein, N., 1984. *Mathematical methods for wave phenomena*. Academic Press, NY.
- Bruneton, M., 2003. Etude de la structure lithosphérique 3D du bouclier Balte par l'analyse d'ondes de Rayleigh. *Thèse de Doctorat*, Université Joseph Fourier, Grenoble.
- Bruneton, M., Farra, V., Pedersen, H.A. and the SVEKALAPKO Seismic Tomography Working Group, 2002. Non-linear surface wave phase velocity inversion based on ray theory. *Geophys. J. Int.*, 151, 583-596.
- Burridge, R., 1976. *Some mathematical topics in seismology*. Courant Institute of Mathematical Sciences, NY University.
- Červený, V., 2001. *Seismic Ray Theory*. Cambridge University Press.
- Červený, V., Klimeš, L., Pšenčík, I., 1984. Paraxial ray approximation in the computation of seismic wavefields in inhomogeneous media. *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 79, 89-104.
- Červený, V., Langer, J., Pšenčík, I., 1974. Computation of geometrical spreading of seismic body waves in laterally inhomogeneous media with curved interfaces. *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 38, 9-19.
- Chapman, C., 2004. *Fundamentals of seismic wave propagation*. Cambridge University Press.
- Courant, R., and Hilbert, D., 1966. *Methods of Mathematical physics*, Wiley, NY.
- Farra, V., 1989. Ray perturbation theory for heterogeneous hexagonal anisotropic medium. *Geophys. J. Int.*, 99, 723-738.
- Farra, V., 1992. Bending method revisited: a Hamiltonian approach. *Geophys. J. Int.*, 109, 138-150.
- Farra, V., 1993. Ray tracing in complex media. *J. Appl. Geophys.*, 30, 55-73.
- Farra, V., 1999. Computation of second-order traveltimes perturbation by Hamiltonian ray theory. *Geophys. J. Int.*, 136, 205-217.
- Farra, V. and Le Bégat, S., 1995. Sensitivity of  $qP$ -wave traveltimes and polarization vectors to heterogeneity, anisotropy and interfaces. *Geophys. J. Int.*, 121, 371-384.
- Farra, V. and Madariaga, R., 1987. Seismic waveform modeling in heterogeneous media by ray perturbation theory. *J. Geophys. Res.*, 92, 2697-2712.
- Farra, V., Virieux, J., Madariaga, R., 1989. Ray perturbation theory for interfaces. *Geophys. J. Int.*, 99, 377-390.
- Gilbert, F., and Backus, G.E., 1966. Propagator matrices in elastic wave and vibration problems. *Geophysics*, 31, 326-332.
- Smirnov, V.I., 1964. *A course of higher mathematics*, 4, Pergamon Press, Oxford.
- Thomson, C.J., and Chapman, C.H., 1985. An introduction to Maslov's asymptotic method. *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 61, 583-596.
- Virieux, J., Farra, V., Madariaga, R., 1988. Ray tracing for earthquake location in laterally heterogeneous media. *J. Geophys. Res.*, 93(B6), 6585-6599.
- Yomogida, K., 1985. Gaussian beams for surface waves in laterally slowly-varying media. *Geophys. J., R. Astron. Soc.*, 82, 511-533.

Yomogida, K., 1988. Surface waves in weakly heterogeneous media. *Mathematical Geophysics*. Reidel Publ. Co., 53-75.

