



**HAL**  
open science

# Mesures InSAR et modélisation de faibles déformations d'origine anthropique (lac Mead, USA) ou tectonique (faille de Haiyuan, Chine)

Olivier Cavalié

## ► To cite this version:

Olivier Cavalié. Mesures InSAR et modélisation de faibles déformations d'origine anthropique (lac Mead, USA) ou tectonique (faille de Haiyuan, Chine). Géophysique [physics.geo-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2007. Français. NNT: . tel-00661442

**HAL Id: tel-00661442**

**<https://theses.hal.science/tel-00661442>**

Submitted on 19 Jan 2012

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

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

# Thèse de doctorat

présentée par

**Olivier Cavalié**

pour l'obtention du titre de Docteur de

l'Université de Paris XI

Spécialité : Sciences de la Terre

## **Mesures InSAR et modélisation de faibles déformations d'origine anthropique (lac Mead, USA) ou tectonique (faille de Haiyuan, Chine)**

Thèse soutenue le 21 septembre à l'ENS devant le jury composé de :

---

<b>Pierre Briole</b>	Directeur de thèse
<b>Jean Chéry</b>	Rapporteur
<b>Marie-Pierre Doin</b>	Co-directrice de thèse
<b>Cécile Lasserre</b>	Co-directrice de thèse
<b>Mark Simons</b>	Rapporteur
<b>Alexis Rigo</b>	Examineur
<b>Hermann Zeyen</b>	Examineur

---

Thèse de doctorat préparée au Laboratoire de Géologie, Département TAO, de l'École Normale Supérieure

# Remerciements

Alors que quelques 200 pages ont déjà été écrites, certes plus ou moins laborieusement, l'angoisse de la page blanche paralyse pour la première fois les mains tremblantes de notre écrivain débutant. Après une introspection, le diagnostic se veut rassurant : Non, notre cher doctorant n'est pas ingrat, mais ne sait comment remercier toutes les personnes qui ont contribué à cette thèse. Mon moi scientifique resurgissant soudainement, je procéderai donc de manière méthodique. L'ordination des personnes remerciées suit un algorithme non dévoilé évitant ainsi toute justification pénible.

Un immense merci à Marie-Pierre (1) de m'avoir proposé ce sujet de thèse dont finalement les objectifs affichés n'ont jamais déviés, (2) pour sa gentillesse, sa patience, sa disponibilité qui m'ont permis d'avancer et de présenter aujourd'hui cette thèse. Il est arrivé qu'elle entre dans le bureau en disant : "Ce matin, sur mon vélo, j'ai eu une idée pour estimer ce paramètre...". Dans ces instants, je repensais qu'au même moment, voyant le feu passait au rouge, j'essayais d'estimer le temps et la vitesse nécessaire pour passer sans dommage... et qu'il était bon de pouvoir parfois compter sur l'intelligence des autres. Bref, seule la timidité m'empêche d'écrire le panégyrique qu'elle mériterait. Un non moins immense merci à Cécile qui m'a fait découvrir sa science de l'InSAR et de nouveaux horizons tels que le ciel et son atmosphère, la terre et ses failles, la Chine, le Tibet et ses yaks, le désert et sa muraille de terre. Merci à Pierre d'avoir accepté volontiers, suite à quelque concours de circonstance, d'être directeur de thèse.

Je veux remercier tous ceux qui ont lu cette thèse (si elle devait se perdre maintenant dans les rayons d'une bibliothèque, c'est rassurant de savoir qu'elle a déjà eu quelques lecteurs, et qu'elle a même traversé l'atlantique). Je remercie Jean Chéry et Mark Simons d'avoir rapporté ce travail et Alexis Rigo et Hermann Zeyen de l'avoir examiné. Merci enfin à mon premier lecteur volontaire, régis.

Ces quelques années de thèse ont été passées dans le cosmopolite bureau 213, que j'ai partagé principalement avec : yann dit yannou (dans le meilleur des cas, beaucoup de noms ont été attribués à ce mythique et mystique chasseur de bananes et dragons, deux qualités qui le précèdent désormais à l'intérieur et, de plus en plus, à l'extérieur de ces murs), Rana la gentille libanaise dit ranrouni et pénélope de Mexico appelée

aussi pépé (mais doucement et en restant prudemment hors de portée). Je remercie également mes plus que sympathiques non-co-bureau aurore, sara et caroline qui ont si souvent accepté d'entendre plaintes et jérémiades, sans oublier iwan, éternellement souriant, yves, rouch' et pépé appelé parfois vincent (mais doucement et en restant soigneusement hors de portée). Un merci pour ceux qui sont déjà partis mais qui ont facilité le début de thèse par leurs conseils et surtout par leur sympathie : francesco, diane, alain, christina et anthony pour ne citer qu'eux. Je voudrai également remercier ceux qui ont grandement participé à son bon déroulement, merci donc à françoise et mireille et au duo informatique pierpaolo et françois.

De manière générale, je voudrai remercier tous les gens qui ont traversés avec moi ces années de thèse. Et plus particulièrement je voudrai diriger quelques remerciements quelque part vers le 15ème, Vanves, Montrouge et quelques terminaux du réseau Bouygues Telecom, où j'ai pu compter sur le soutien, l'hospitalité, la gentillesse, l'amitié de, respectivement ("respectivement" fait évidemment référence au lieu géographique, les qualités s'appliquant de fait à toutes les personnes citées ci-après), famille bohineust, françois, carlo, chiara, claire, damiano, romain, mon pote et potes de Lyon, famille, dans les moments parfois compliqués qui ont jalonnés cette dernière année. Ce fut au delà d'une aide pourtant infiniment précieuse pour terminer cette thèse.

# Résumé

Cette thèse porte sur la mesure par interférométrie radar (InSAR), et la modélisation de faibles déformations, de moyennes à grandes longueurs d'onde spatiale. L'InSAR s'est révélée être, depuis quelques années, un outil performant pour mesurer de petites déformations, à la condition, notamment, de corriger suffisamment les délais atmosphériques perturbant le signal radar et la mesure de la déformation. Une partie de cette thèse montre des développements méthodologiques spécifiques effectués afin d'obtenir une mesure subcentimétrique effective sur deux chantiers d'application. Les deux études présentées dans ce manuscrit montrent deux approches différentes, liées aux contraintes matérielles (nombre d'images/nombre d'interférogrammes calculables) et au type de déformation recherché. Dans un premier temps, j'ai mesuré la déformation autour du lac Mead (Nevada, USA). Cette déformation est due aux fluctuations du niveau d'eau du lac depuis sa mise en eau en 1935. Pour quantifier cette déformation, et contraindre les paramètres visco-élastiques de la lithosphère dans la région du lac Mead, j'ai analysé 241 interférogrammes calculés avec des images acquises par les satellites ERS entre 1992 et 2002. L'inversion des interférogrammes corrigés des délais orbitaux et tropostatiques a permis d'établir la série temporelle du déplacement du sol sur ces 10 années. Des modèles directs montrent qu'une simple réponse élastique n'explique ni l'amplitude de la déformation, ni la longueur d'onde spatiale de la déformation. Il semble donc qu'il soit nécessaire de prendre en compte la viscosité du manteau pour retrouver la déformation. Un modèle simple, concordant avec une étude précédente [*Kaufmann and Amelung, 2000*], constitué d'une croûte élastique d'environ 30 km et d'un manteau supérieur présentant une viscosité de  $10^{18}$  Pa.s, explique bien les données. Dans un deuxième temps, je me suis intéressé à la déformation intersismique à travers la faille de Haiyuan (Gansu, Chine), située au nord est du plateau tibétain. Il s'agit d'une des failles décrochantes sénestres majeures qui accommode en partie la collision Inde-Asie. L'objectif était de mieux contraindre le comportement mécanique de ce système de faille, à l'origine de deux séismes de  $M \sim 8$  au cours du XXIème siècle. Je me suis focalisé sur un segment particulier de la faille appelé "la lacune sismique de Tianzhu", dont la vitesse long-terme a été estimée à  $12 \pm 4$  mm/an à partir d'études neotectoniques. J'ai analysé des données radar ERS acquises sur deux orbites descendantes le long de la lacune. Une fois les interférogrammes corrigés de l'erreur résiduelle orbitale et du délai tropostatique, ils ont été sommés afin d'obtenir une carte de vitesse moyenne dans la zone de faille (déterminée par les images ERS disponibles, i.e. 1993-1998). Un modèle classique de

dislocation dans un demi-espace élastique homogène indique une vitesse instantanée de  $6.5 \pm 3$  mm/an, mais aussi une profondeur de blocage faible autour de 1.7 km. Cependant, ce résultat peut aussi être expliqué par d'autres modèles incluant une zone d'endommagement autour de la faille ou du glissement superficiel.

## Abstract

I used radar interferometry to measure and model the Earth surface deformation of small amplitude ( $< \text{cm}$ ). InSAR has proven to be a powerful tool to map surface deformation with sub-centimetric accuracy. However, interferogram correction from atmospheric delays is often required to reach such an accuracy. A large part of my work has thus been dedicated to this task. The first study area is the deformation around the Lake Mead (Nevada, USA). This artificial lake has been filled with water in 1935. An earlier study, based on leveling measurements, has shown that the load associated with lake impoundment induced a subsidence of 17 centimeters. This relaxation process has been argued as analogous to the postglacial rebound, but at a smaller spatial scale and with a much lower viscous relaxation time scale. To quantify the deformation and thus constrain the crust and mantle rheological parameters in the lake area, we analyze multiple interferograms (241) based on 43 ERS images acquired between 1992 and 2001. Corrected interferograms are then inverted to solve for the time series of ground motion in the lake Mead area. We obtain a time series of the deformation in the lake Mead area with a millimetric accuracy. The deformation is non linear in time and spreads over a large spatial scale. The deformation model allows to constrain the rheology in the lake Mead area. The model takes into account the loading history of the lake since 1935. We show that a simple elastic response with parameters constrained by seismic wave propagation does not explain the amplitude and spatial wavelength of the observed motion. To fit the data, a low viscosity (around  $10^{18}$  Pa.s) in the mantle below a 30 km thick elastic layer is required. In a second study, I have studied the interseismic displacement across the Haiyuan fault. This fault is one of the major left-lateral faults that accommodates part of the deformation due to India-Asia collision at the north-eastern edge of the Tibetan plateau. Our objective is to better constrain the present mechanical behavior of this fault system, at the origin of two  $M \sim 8$  earthquakes in 1920 and 1927 and along which a seismic gap with high potential seismic hazard has been identified. We focus on the Tianzhu seismic gap segment, along which the long-term slip rate has been estimated to  $12 (+/-) 4$  mm/yr from neotectonic studies (Lasserre et al., 1999). We analyze ERS SAR data from two

---

tracks along descending orbits between longitudes 102.6°E and 105.3°E and latitudes 36°N and 38°N. The results between both independent tracks are very consistent. A screw dislocation model in an elastic half space indicates an average fault-parallel velocity of  $6.5 \pm \text{mm/yr}$  and a very small apparent locking depth of about 1.7 km. Superficial creep or a compliant zone around the fault could also explain this low value.

# Table des matières

<b>Résumé/Abstract</b>	<b>4</b>
<b>Liste des acronymes</b>	<b>11</b>
<b>Introduction</b>	<b>13</b>
<b>1 Mécanisme de déformation de la lithosphère</b>	<b>15</b>
1.1 Contraintes sur la rhéologie du manteau et de la lithosphère . . . . .	16
1.1.1 Déformations et charges dues aux enveloppes fluides sur la Terre	16
1.1.2 Viscosité et temps de relaxation . . . . .	18
1.1.3 Rebond isostatique : apports et limites . . . . .	19
1.1.4 Rebond post-sismique : un phénomène aux mécanismes multiples	21
1.1.5 Temps de relaxation et rhéologie visco-élastique . . . . .	22
1.1.6 Transfert de contraintes et rhéologie cassante . . . . .	23
1.2 Déformation cassante et cycle sismique . . . . .	24
1.2.1 Loi de friction . . . . .	24
1.2.2 Modèles de cycle sismique . . . . .	26
1.2.3 Modèle de back slip . . . . .	27
1.2.4 Effet des variations latérales des paramètres élastiques : cas des failles décrochantes . . . . .	28
1.2.5 Modèle de couplage croûtes supérieure et inférieure . . . . .	30
1.2.6 Apport des observations sismologiques au débat sur la structure profonde des failles décrochantes . . . . .	34
<b>2 Systèmes radar et interférométrie radar : principes généraux</b>	<b>37</b>
2.1 Historique et généralités autour du radar et de son développement . .	37
2.2 Traitement de l'image radar . . . . .	39
2.2.1 Résolution d'une image radar brute (à ouverture réelle) . . . .	39
2.2.2 Traitement en distance : modulation linéaire de l'onde radar .	43
2.2.3 Traitement en azimut . . . . .	43
2.2.4 Phase d'une image radar . . . . .	47
2.3 L'interférométrie radar . . . . .	49
2.3.1 Principe . . . . .	49
2.3.2 Contenu de la phase interférométrique . . . . .	50



<b>3</b>	<b>Apport des données InSAR pour la géophysique, potentiel, limites et outils</b>	<b>55</b>
3.1	Introduction . . . . .	56
3.2	Analyse du délai atmosphérique . . . . .	58
3.2.1	Rappels . . . . .	58
3.2.2	Le délai hydrostatique . . . . .	60
3.2.3	Le délai humide . . . . .	61
3.2.4	La ionosphère . . . . .	62
3.2.5	Types de délais atmosphériques humides . . . . .	63
3.3	Compensation du délai atmosphérique : méthodes utilisées en GPS . . . . .	66
3.3.1	Le délai humide . . . . .	66
3.3.2	Le délai hydrostatique . . . . .	68
3.4	Compensation du délai atmosphérique : méthodes de correction individuelle d'un interférogramme . . . . .	68
3.4.1	Sans donnée extérieure . . . . .	68
3.4.2	Utilisation de données indépendantes . . . . .	70
3.5	Analyse du délai atmosphérique dans la région du lac Mead . . . . .	76
3.5.1	Présentation des conditions climatiques . . . . .	77
3.5.2	Calcul du délai sec et humide . . . . .	81
3.5.3	Correction tropostatique . . . . .	87
3.5.4	Apport des modèles météorologiques . . . . .	88
3.6	Analyses de multiples interférogrammes . . . . .	93
3.6.1	Sommation d'interferogrammes . . . . .	93
3.6.2	Série temporelle . . . . .	94
3.7	Bilan . . . . .	100
<b>4</b>	<b>Mesure InSAR et modélisation rhéologique dans la région du lac Mead</b>	<b>103</b>
4.1	Introduction à l'étude de la rhéologie contrainte par des données de la déformation de surface. . . . .	104
4.1.1	Contexte général . . . . .	104
4.1.2	Le lac Mead et la rhéologie dans le Basin and Range . . . . .	107
4.2	Modèle analytique d'un milieu soumis à une charge superficielle . . . . .	108
4.2.1	Relation entre contrainte et déformation pour un corps visco-élastique . . . . .	108
4.2.2	Modules élastiques équivalents pour un corps de Maxwell . . . . .	109
4.2.3	Cas d'un milieu visco-élastique incompressible . . . . .	110
4.2.4	Milieu visco-élastique sous une plaque élastique mince . . . . .	113
4.3	Modélisation numérique de la déformation du lac Mead . . . . .	115
4.3.1	Présentation générale du code . . . . .	115
4.3.2	Modèle de la déformation entre 1935 et 2002 . . . . .	116
4.3.3	Comparaison entre le modèle de <i>Kaufmann and Amelung</i> [2000] et notre modèle . . . . .	119

4.3.4	Déformation entre 1992 et 2002 . . . . .	121
4.3.5	Calcul du déphasage et de l'amplitude de la déformation . . .	123
4.4	Bilan préliminaire . . . . .	126
4.5	Ground motion in the Lake Mead area . . . . .	127
4.5.1	abstract . . . . .	127
4.5.2	Introduction . . . . .	127
4.5.3	Regional and Geological Setting . . . . .	131
4.5.4	InSAR Data and Methodology . . . . .	133
4.5.5	Data Inversion . . . . .	141
4.5.6	Inversion Results Analysis . . . . .	148
4.5.7	Model . . . . .	151
4.5.8	Conclusion . . . . .	159
4.5.9	Appendix : Equations and Code Setup . . . . .	160
4.6	Précision de la série temporelle . . . . .	163
4.6.1	Méthode . . . . .	163
4.6.2	Résultat . . . . .	165
4.6.3	Perspectives d'amélioration . . . . .	166
4.7	Extension de la série temporelle . . . . .	168
4.7.1	ERS-2 . . . . .	168
4.7.2	ENVISAT . . . . .	173
4.8	Bilan . . . . .	178
<b>5</b>	<b>Mesure de la déformation intersismique à travers la faille de Haiyuan, Chine</b>	<b>181</b>
5.1	Introduction . . . . .	181
5.2	Measurement of interseismic strain across the Haiyuan fault (Ganzu, China), by InSAR . . . . .	184
5.2.1	Introduction . . . . .	184
5.2.2	Seismotectonic Setting . . . . .	186
5.2.3	ERS InSAR data analysis . . . . .	187
5.2.4	Discussion and conclusions . . . . .	201
5.2.5	Appendix : Interferograms Corrections . . . . .	203
	<b>Conclusion</b>	<b>209</b>



# Liste des acronymes

ANSS	Advanced National Seismic System
DEOS	Delft Institute for Earth-Oriented Space Research
ECMWF	European Center for Medium range Weather Forecasting
ERA40	ECMWF Re-Analysis
ERS	European Remote Sensing Satellite
ESA	European Space Agency
InSAR	Interferometric SAR / SAR interferometry
LOS	Line of Sight
MERIS	Medium Resolution Imaging Spectrometer
MNT/DEM	Modèle Numérique de Terrain/Digital Elevation Model
MODIS	Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer
NARR	North American Regional Reanalysis
PRF	Pulse Repetition Frequency
PRI	Pulse Repetition Interval
PWV	Precipitable Water Vapor
RADAR	RADio Detecting And Ranging
RAR	Real Aperture Radar
SAR	Synthetic Aperture Radar
SLAR	Side Looking Airborne Radar
SNR	Signal-to-Noise Ratio
SRTM	Shuttle Radar Topography Mission
TCWV	Total Column of Water Vapor
TEC	Total Electron Content
USGS	Union States Geological Survey



# Introduction

La géophysique est une discipline jeune et active qui s'applique à étudier la dynamique et la structure physico-chimique de notre planète. Cette dynamique s'exprime de façon spectaculaire par des phénomènes libérant une grande quantité d'énergie en un temps limité (séismes, éruptions volcaniques), et menant, à long terme, à la mise en place d'îles ou provinces volcaniques, à l'édification de chaînes de montagnes... Cette multiplicité des échelles spatiales et temporelles se caractérise par autant de domaines de recherche, chacun essayant de comprendre à son échelle la dynamique terrestre.

Les études numériques de ces phénomènes nécessitent de posséder une puissance de calcul suffisante pour atteindre la précision souhaitée du modèle et pouvoir contraindre les équations du modèle avec des données précises. Les progrès réguliers de l'informatique font qu'actuellement le facteur limitant de ces études correspond à la capacité à apporter des contraintes réalistes. Les avancées passent souvent par le développement de nouvelles méthodes d'observation et d'analyse. Confronté à l'impossibilité d'accéder à la mesure directe des paramètres de la Terre interne, deux approches ont été développées :

(1) Essayer de reproduire en laboratoire les conditions régnant en profondeur à l'aide de presse hydraulique ou autre enclume à diamant. Ces outils permettent d'atteindre les conditions de pression et de température au centre de la Terre, mais sur des échantillons de roches très réduits. De plus, il n'est pas possible de reproduire les taux de déformations beaucoup trop faibles pour être observés à l'échelle de temps humaine.

(2) Une deuxième approche est d'utiliser des données indirectes acquises en surface afin de déduire la structure profonde de la Terre. En effet, la trajectoire et la vitesse des ondes sismiques, le champs gravimétrique à la surface terrestre, ou encore la déformation de la surface de la Terre dépendent des paramètres physiques de la Terre interne. L'inversion de ces données de surface permet donc d'y avoir accès.

Ces deux approches ont permis de comprendre et de connaître en grande partie la structure radiale, la rhéologie et la pétrologie du manteau et du noyau. Cependant, les incertitudes restent grandes quand on veut connaître plus en détail la structure interne de la terre et font l'objet d'une recherche active. Notamment les mécanismes de déformation de la lithosphère et la rhéologie du manteau restent particulièrement

étudiés et discutés. Les principaux points d'études sont d'une part de contraindre précisément le profil de viscosité à travers le manteau et d'établir une loi rhéologique la plus réaliste possible. D'autre part l'étude des failles pose la question de la rigidité de la lithosphère, à savoir si elle se déforme uniquement à la frontière de plaques qui elles restent non déformées, ou si la déformation est continue et distribuée dans la lithosphère. Ces deux types d'études auxquelles je me suis intéressé au cours de ma thèse sont en grande partie contraints par les mesures de la déformation de la surface terrestre. La qualité de ces observations va donc être à l'origine des progrès qu'on pourra effectuer pour répondre à ces questions. La géodésie apporte, à cet égard, une contribution majeure.

Depuis le début des années 90, les données satellitaires permettent de mesurer la déformation crustale. Plusieurs techniques ont été développées telles que le GPS, la corrélation d'image optique ou encore l'interférométrie radar (InSAR). J'ai utilisé lors de ma thèse cette dernière technique pour mesurer des déformations d'origines anthropique (lac Mead, USA) ou tectonique (faille de Haiyuan, Chine). L'avantage indéniable de l'interférométrie radar est de cartographier la déformation avec une résolution spatiale décimétrique. Cependant, la précision des mesures de déformation est souvent difficile à estimer et un travail important de traitement des interférogrammes bruts est souvent nécessaire pour atteindre la résolution millimétrique souvent annoncée par les auteurs.

Ce manuscrit est organisé autour de deux grandes parties. Je présenterai, tout d'abord, les études s'intéressant aux mécanismes de déformation de la croûte et du manteau à partir de données de surface. L'objectif de ce premier chapitre n'est pas de faire une revue exhaustive des travaux existants, mais d'introduire et de comprendre la problématique de ma thèse qui est de pouvoir expliquer les déformations de surface par des modèles rhéologiques (étude du lac Mead) ou tectoniques (étude de la faille de Haiyuan). Ces déformations sont observées dans cette thèse par InSAR ; le deuxième chapitre présentera donc le principe de cette technique. Enfin, le chapitre 3 sera consacré aux méthodes développées actuellement afin d'obtenir des mesures InSAR suffisamment précises pour apporter des contraintes fiables aux modèles de déformation.

La deuxième partie (chapitres 4 et 5) est consacrée à l'étude de la déformation et de la rhéologie dans la région du lac Mead (qui constitue le travail majeur de cette thèse), et à l'étude du chargement inter-sismique dans la lacune sismique de Tianzhu sur la faille de Haiyuan. Les déformations étudiées au cours de cette thèse sont de faibles amplitudes. Des développements particuliers afin d'exploiter pleinement l'information interférométrique ont été faits. Les conclusions de ce manuscrit seront donc à la fois d'ordre géophysique, mais porteront aussi sur les limites et le potentiel de l'InSAR pour les années futures.

# Chapitre 1

## Mécanisme de déformation de la lithosphère

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Contraintes sur la rhéologie du manteau et de la lithosphère . . . . .</b>	<b>16</b>
1.1.1	Déformations et charges dues aux enveloppes fluides sur la Terre . . . . .	16
1.1.2	Viscosité et temps de relaxation . . . . .	18
1.1.3	Rebond isostatique : apports et limites . . . . .	19
1.1.4	Rebond post-sismique : un phénomène aux mécanismes multiples . . . . .	21
1.1.5	Temps de relaxation et rhéologie visco-élastique . . . . .	22
1.1.6	Transfert de contraintes et rhéologie cassante . . . . .	23
<b>1.2</b>	<b>Déformation cassante et cycle sismique . . . . .</b>	<b>24</b>
1.2.1	Loi de friction . . . . .	24
1.2.2	Modèles de cycle sismique . . . . .	26
1.2.3	Modèle de back slip . . . . .	27
1.2.4	Effet des variations latérales des paramètres élastiques : cas des failles décrochantes . . . . .	28
1.2.5	Modèle de couplage croûtes supérieure et inférieure . . . . .	30
1.2.6	Apport des observations sismologiques au débat sur la structure profonde des failles décrochantes . . . . .	34

---

Les variations de charge à la surface de la Terre provoquent des mouvements du sol, dont l'amplitude et le déphasage sont mal connus. Connaître précisément cette réponse du sol à la charge, et éventuellement les variations temporelles de cette réponse en cas de modification du milieu, est fondamental en Sciences de la Terre, car



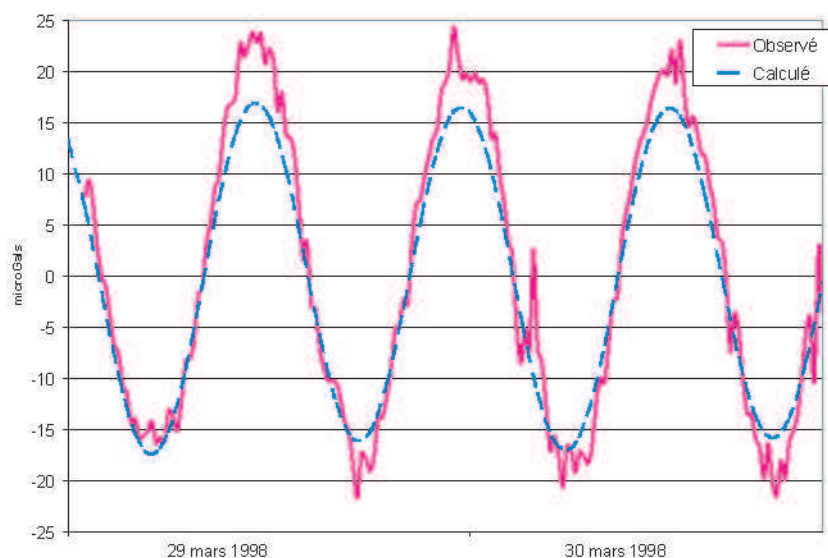
cela permet de caractériser la rhéologie de la croûte, de la lithosphère et du manteau. Caractériser le transfert des contraintes après chargement devrait permettre notamment de faire avancer la compréhension du problème du déclenchement des séismes par perturbation de contraintes. En outre, cela pourrait améliorer la prédiction des variations de forme et de champ de gravité dues aux redistributions de masse en surface (liées par exemple aux marées, à la pression atmosphérique, aux calottes glaciaires) et d'aider à l'interprétation des observations de rebond post-sismique. Bien qu'essentielle, la modélisation actuelle, basée sur les propriétés rhéologiques connues des roches, ne peut pas apporter de contraintes fiables sur la réponse du sol à une charge. Les principales limitations sont les fortes incertitudes sur les mécanismes rhéologiques prépondérants à différentes profondeurs et la forte dépendance des propriétés visqueuses des roches en fonction de l'état thermique de la lithosphère.

Il est donc nécessaire d'avoir des mesures précises de la déformation pour contraindre les modèles. Je propose, dans un premier temps, de dresser un bilan des études mesurant puis modélisant les déformations observées à la surface terrestre.

## 1.1 Contraintes sur la rhéologie du manteau et de la lithosphère

### 1.1.1 Déformations et charges dues aux enveloppes fluides sur la Terre

Une partie des mouvements mesurables à la surface de la Terre est due à des variations de la répartition des enveloppes fluides ; on peut citer notamment, les marées océaniques, la pression atmosphérique ou l'hydrologie continentale. L'effet des surcharges journalières dues aux marées océaniques a été mis en évidence par les mesures de gravimétrie absolue et GPS. Certains sites, comme les grandes baies, en raison de leur topographie sous-marine particulière, favorisent de fortes amplitudes de marée et donc de forts déplacements verticaux atteignant 12 cm, et des variations de gravité de l'ordre de 40 microgals (Figure 1.1, [*Lalancette et al.*, 1998]).



Lalancette et al., 1998

FIG. 1.1 – Mesures de gravimètre absolu et modèle de déformation élastique en réponse aux charges des marées océaniques au niveau de Brest. D'après *Lalancette et al.* [1998].

Ces mouvements hautes fréquences sont interprétés et modélisés comme résultant d'une déformation essentiellement élastique de la Terre. Également, de fortes déformations saisonnières ont été mesurées par GPS, par exemple au niveau de la station continue HFLK en Europe, ou au niveau de la péninsule Antarctique lié à la fonte des glaces [*Bouin and Vigny, 2000*]. La difficulté de ces études GPS est de mesurer avec suffisamment de précision la composante verticale. Dans le but de quantifier les déformations dues aux variations de charge des enveloppes fluides de la Terre, une équipe du CNES a compilé les variations de charges (pression atmosphérique, eau contenue dans le sol, couverture neigeuse) de façon globale à la surface de la planète [*Mangiarotti et al., 2001*]. La figure 1.2 montre l'amplitude de la déformation terrestre annuelle attendue, correspondant à ces charges saisonnières. Elle est maximale au niveau des continents où elle atteint 7 mm, et est modélisée comme étant purement élastique.

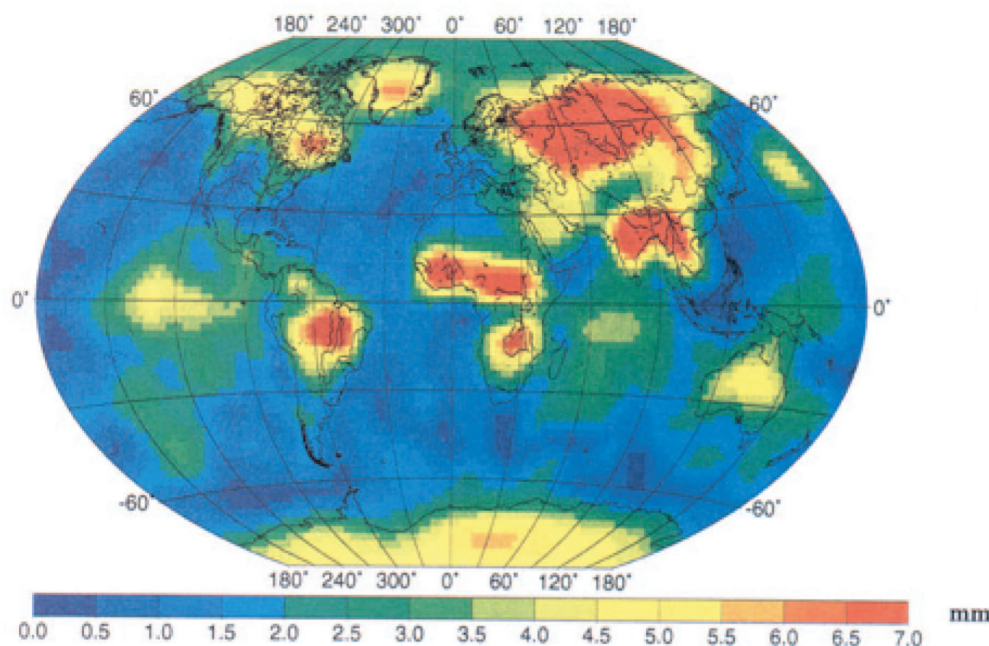


FIG. 1.2 – Amplitudes des mouvements élastiques verticaux attendus pour les redistributions saisonnières de masse des enveloppes fluides de la Terre. D’après [Mangiarotti et al., 2001].

Un problème important est de savoir à partir de quelles périodes de fluctuations de charge la réponse n’apparaît plus instantanée mais en déphasage avec la charge et/ou avec une amplitude différente de celle prédite par un modèle purement élastique. Une des questions centrales posées dans le cadre de cette thèse est la suivante : Peut-on mesurer des écarts à l’élasticité sur une échelle de 1 à 20 ans, échelle de temps typique sur laquelle sont acquises les données satellitaires radar ?

### 1.1.2 Viscosité et temps de relaxation

Le premier effet qui pourrait entraîner un mouvement différé de la déformation du sol par rapport à la charge est la réponse visqueuse. Cet effet est contrôlé par la viscosité de la couche la moins visqueuse affectée par la déformation (niveau de décollement intracrustal pour des charges de petites dimensions, asthénosphère pour des charges plus larges, manteau pour les anciennes calottes glaciaires). Cependant, l’effet du comportement ductile de la Terre dépend fortement de l’échelle de temps et d’espace à laquelle on regarde la déformation. En effet, à l’échelle de l’âge de la Terre, l’aplatissement de la planète dû à sa rotation (sur elle même) peut être modélisé en considérant la Terre comme un fluide parfait. A l’échelle des temps géologiques, la convection mantellique est fréquemment modélisée par un fluide visqueux newtonien. Cependant, à cette échelle de temps la déflexion de la surface associée à un charge-

ment superficiel (par exemple, un volcan) peut encore se modéliser avec un manteau parfaitement fluide sous une lithosphère résistante (isostasie régionale). Enfin, des modèles visco-élastiques sont utilisés pour des échelles de temps plus courtes dont les viscosités et les constantes de temps de relaxation associées varient fortement suivant les études. On trouve ainsi des constantes de temps de relaxation de l'ordre de 3000 ans pour le rebond visco-élastique lié à la fusion des grandes calottes glaciaires présentes au Pleistocène, traduisant des viscosités moyennes du manteau de l'ordre de  $10^{21}$  Pa.s [e.g., *Kaufmann and Lambeck, 2000; Mitrovica and Forte, 2004*]. A l'opposé de ces évaluations, des constantes de temps beaucoup plus courtes ont été données pour des grands paléolacs (300 ans, viscosité asthénosphérique de l'ordre de  $4 \times 10^{17}$  à  $10^{19}$  Pa.s, [*Bills et al., 1994a; Adams et al., 1999*]), une retenue d'eau (15 ans, viscosité asthénosphérique de l'ordre de  $10^{18}$  Pa.s, [*Kaufmann and Amelung, 2000*]), et le rebond post-sismique (5-100 ans, viscosité dans la croûte ou l'asthénosphère de l'ordre de  $5 \times 10^{18}$  à  $10^{20}$  Pa.s [*Cohen, 1998; Piersanti, 1999; Suito and Hirahara, 1999; Pollitz et al., 2000*]).

Je détaille dans les deux paragraphes suivants les contraintes et les limites apportées jusqu'à présent par les études de type rebond isostatique ou rebond post-sismique.

### 1.1.3 Rebond isostatique : apports et limites

Les études globales du rebond post-glaciaire apportent des contraintes sur la viscosité du manteau et l'épaisseur élastique de la lithosphère parfois contradictoires entre elles, et souvent plus élevées que celles apportées par les études régionales de rebond. Pour comprendre une partie de la variabilité observée, il faut déjà tenir compte des variations latérales de structure thermique de la lithosphère. La principale variation latérale de viscosité à grande échelle est très probablement associée à la distribution océans-continent, ou plutôt océans-continent "jeunes" et cratons, comme le suggèrent plusieurs études [*Forsyth and Uyeda, 1975; Ricard et al., 1991; Cadek and Ricard, 1992; Karato and Wu, 1993; Doin et al., 1996; Simons and Hager, 1997*]. Les continents anciens sont en effet caractérisés par des épaisseurs de plaque importantes. Les racines cratoniques, froides et visqueuses, sont adjacentes à l'asthénosphère faiblement visqueuse située sous les océans. Mais les variations latérales de viscosité ne s'arrêtent pas aux différences continent-océan. La structure des continents varie largement suivant leur histoire et la déformation subie. Si l'épaisseur moyenne de la croûte continentale est d'environ 40 km, elle peut, sous une chaîne de montagne, atteindre localement 100 km ou au contraire s'amincir considérablement dans les zones en extension.

De nombreuses régions affectées par le rebond post-glaciaire se situent au niveau de vieux cratons ayant une structure pétrologique-rhéologique-thermique de la lithosphère singulière. Notamment, la lithosphère y est particulièrement froide, épaisse

et rigide. Ainsi, l'étude du rebond post glaciaire nécessite des épaisseurs élastiques de la lithosphère entre 80 et 120 km [Peltier, 1984], valeurs très différentes de ce qu'on trouve notamment dans la province du Basin and Range, où l'état thermique de la lithosphère entraîne une épaisseur élastique estimée autour de 30 km [e.g, Kaufmann and Amelung, 2000]. L'extension spatiale des calottes glaciaires et la contrainte liée à leur fonte produisent des déformations en surface sur de grandes échelles spatio-temporelles ( $L \sim 200 - 2000$  km,  $T \sim 10000$  ans) affectant l'ensemble du manteau. Bien qu'on enregistre un signal 2-D, en étudiant les différentes longueurs d'onde de la déformation, il est théoriquement possible de déterminer une structure 3-D de la viscosité à travers la lithosphère et le manteau. Cependant, de nombreuses difficultés font que cette question est toujours débattue. Une des difficultés est d'avoir des contraintes suffisamment bonnes. Dans le cas du rebond post-glaciaire, les erreurs peuvent être doubles, à la fois sur les mesures de la déformation et sur le modèle de la charge correspondant à la masse de la calotte glaciaire et à sa fonte. Dans le cas des études sur les anciennes calottes scandinaves et canadiennes, les déplacements en surface peuvent être correctement reproduits par une viscosité moyenne du manteau de l'ordre de  $10^{21}$  [Peltier, 1984], celle-ci pouvant être décomposée en une viscosité du manteau supérieur et une viscosité du manteau inférieur de l'ordre de  $10^{20}$  Pa.s et  $10^{22}$  Pa.s, respectivement [Kaufmann and Lambeck, 2002]. De plus, il est encore difficile de reconstruire finement la structure rhéologique du manteau supérieur. Ainsi, Lambeck et al. [1996] montrent qu'un modèle à 3 ou à 5 couches peut expliquer presque pareillement les déformations de surface observées au niveau des îles britanniques. Ce résultat contraste avec une étude récente de Mitrovica and Forte [2004] qui ont inversé des données de rebond isostatique et de convection mantellique pour déduire un profil de viscosité du manteau et de la lithosphère discrétisé en 25 couches. Ce profil montre une augmentation presque linéaire de la viscosité allant de  $10^{20}$  Pa.s en base de la lithosphère et atteignant  $10^{23}$  Pa.s à 2000 km de profondeur. Pour des profondeurs plus grandes, la viscosité redescend pour revenir à une valeur autour de  $10^{20}$  Pa.s à la frontière noyau-manteau. Ce profil de viscosité est aussi marqué par la chute aussi forte que localisée de la viscosité à la frontière manteau supérieur et inférieur (la viscosité chutant de  $7 \times 10^{20}$  à  $10^{19}$  Pa.s). Cependant, on peut s'interroger sur la pertinence de tels modèles, sachant que le volume de glace pris pour modéliser la charge varie de 30% selon les études. Il est probable qu'un modèle à 5 couches corresponde à la limite de paramétrisation possible aux vues des données actuelles.

En travaillant sur des charges plus petites, notamment l'ancienne calotte glaciaire recouvrant les îles britanniques [Lambeck et al., 1996] ou le rebond du paléolac Bonnevillie [Nakiboglu and Lambeck, 1983], de nouvelles contraintes sur la rhéologie du manteau supérieur sont apportées. Les valeurs d'épaisseur élastique et de viscosité mantellique trouvées sont plus faibles qu'au niveau des boucliers scandinaves ou canadiens. Cependant, le trade-off entre ces deux paramètres est important et imposer une faible épaisseur élastique dans les modèles conduit à trouver une forte valeur de viscosité pour une couche située immédiatement sous la lithosphère [Fjeldskaar,

1994]. *Lambeck et al.* [1996] montrent que cette couche à faible viscosité n'est pas nécessaire, tout du moins dans le cas des îles britanniques. Dans le cas du rebond dû à l'assèchement du lac Bonneville, *Nakiboglu and Lambeck* [1983] déduisent une épaisseur élastique de la lithosphère comprise entre 28 et 30 km et une viscosité pour le manteau supérieur entre  $2 \times 10^{18}$  et  $3.5 \times 10^{19}$  Pa.s. Ces valeurs sont inférieures de 1 à 2 ordres de grandeur par rapport à celles déduites du rebond post-glaciaire. Enfin, *Kaufmann and Amelung* [2000] ont étudié la déformation associée à la mise en eau d'un lac de barrage, le lac Mead (Nevada, USA), pour proposer un modèle rhéologique proche de celui proposé dans le cas du paléolac Bonneville (épaisseur élastique de 30 km, viscosité du manteau supérieur  $\sim 10^{18}$  Pa.s, temps de relaxation faible d'environ 25 ans). Ce temps court de relaxation est intéressant car il permet d'envisager l'observation de la réponse anélastique du sol sur la période couverte par les données SAR. Ceci a motivé mon étude InSAR de la déformation dans cette même région, présentée au chapitre 4.

#### 1.1.4 Rebond post-sismique : un phénomène aux mécanismes multiples

Un autre type d'étude, en vogue depuis une dizaine d'années, s'intéresse aux mécanismes de la déformation post-sismique observée après les grands séismes depuis que des mesures précises (GPS continu, InSAR) le permettent. En effet, les grands tremblements de Terre sont une expérience grandeur nature pour étudier le comportement des roches soumises à un changement brusque des contraintes. Trois mécanismes sont proposés pour expliquer la déformation post-sismique. Ces mécanismes ont notamment été observés après le séisme de Landers (Californie,  $M=7.2$ , 28/06/92), qui historiquement à une importance particulière dans le développement de l'interférométrie radar (cf. paragraphe 3.1) : (1) le glissement asismique en profondeur [*Savage and Svarc*, 1997], (2) le rebond poro-élastique [*Peltzer et al.*, 1996] ou (3) la relaxation visco-élastique [*Pollitz et al.*, 2000]. Ce dernier mécanisme est très souvent évoqué [e.g., *Nishimura and Thatcher*, 2003; *Vergnolle et al.*, 2003]. Les temps de relaxation associés à ces déformations sont de l'ordre de quelques années à quelques dizaines d'années. Ces faibles temps de relaxation (au regard du rebond post-glaciaire) sont interprétés comme étant dus à des faibles viscosités pour le manteau supérieur ( $1 - 4 \times 10^{18}$  Pa.s en Mongolie [*Vergnolle et al.*, 2003],  $\sim 10^{18}$  Pa.s dans le Basin and Range déduite de plusieurs études [e.g., *Nishimura and Thatcher*, 2003; *Gourmelen and Amelung*, 2005], une viscosité de  $4 \times 10^{18}$  Pa.s pour les 50 premiers km du manteau supérieur a été trouvée pour expliquer les mouvements post-sismiques du séisme de Hokkaido Nanseioki (1993,  $M=7.8$ ), au Japon [*Ueda*, 2003]). Toutefois, on peut se demander si une composante de glissement continu en profondeur n'expliquerait pas également certains temps apparents de relaxation très faibles [*Piersanti*, 1999].

*Freed et al.* [2006] ont étudié les divers mécanismes mis en jeu dans la déformation post-sismique du séisme de Denali et la nature de la relation entre la contrainte et le taux de déformation (c'est à dire si elle est linéaire ou non). Ce séisme de magnitude  $M_w = 7.9$  s'est produit en Alaska en 2002 et a rompu une surface longue de 340 km sur une faille principalement décrochante (dextre) accommodant la subduction oblique des Aléoutiennes sous l'Alaska. La déformation postsismique a été observée à des distances éloignées de plus de 300 km de la faille, et les taux de déformation près de celle-ci ont dépassé les 100 mm/an durant les 6 premiers mois ayant suivi le séisme. La modélisation montre qu'aucun mécanisme (glissement post-sismique profond, rebond poro-élastique ou relaxation visco-élastique) pris séparément n'explique correctement la déformation de surface. Les auteurs expliquent bien la déformation en champ lointain par la relaxation visco-élastique. Cependant, le modèle visco-élastique reproduit mal les observables à proximité de la faille. Le modèle le plus satisfaisant combine les trois mécanismes et permet de diminuer de moitié le RMS par rapport à un modèle comprenant un seul mécanisme.

### 1.1.5 Temps de relaxation et rhéologie visco-élastique

L'interprétation des déformations de rebond isostatique et de rebond post-sismique en terme de viscosité dépend certainement de la loi de rhéologie visco-élastique utilisée. Les matériaux visco-élastiques de Maxwell (Figure 1.3a) correspondent à la rhéologie la plus fréquemment utilisée pour modéliser les déformations crustales. Elle présente l'avantage d'être analytiquement simple (un piston mis en série avec un ressort) et est implémentée dans de nombreux codes utilisés pour l'étude des déformations terrestres. La rhéologie d'un solide linéaire standard (SLS pour Standard Linear Solid) est probablement le deuxième type de rhéologie le plus utilisé (Figure 1.3b). Cette rhéologie diffère de la première du fait de la réversibilité de la déformation. Pour prendre en compte l'inélasticité de la lithosphère, certains auteurs introduisent des rhéologies à plusieurs viscosités de type Burgers (Figure 1.3c). Cette rhéologie est justifiée par l'hétérogénéité du manteau, à l'échelle des minéraux qui composent la péridotite, mais aussi à des échelles plus grandes. Le manteau ne se déforme donc pas uniformément ; plusieurs temps de relaxation sont associés aux valeurs de viscosité. Ces modèles prédisent un ralentissement du taux de déformation avec le temps. Ceci peut expliquer les différences des temps de relaxation rapportés dans les études des déformations visco-élastiques post-sismiques et les études de rebond post-glaciaires.

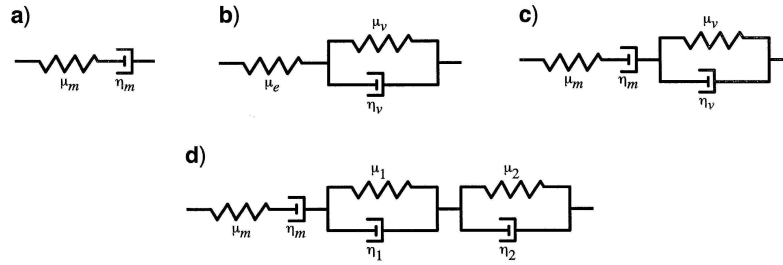


FIG. 1.3 – Modèles rhéologiques analogues de (a) Maxwell, (b) solide linéaire standard, (c) Burgers et (d) matériau visco-élastiques présentant trois viscosités. D’après *Hetland and Hager* [2005].

### 1.1.6 Transfert de contraintes et rhéologie cassante

Le rôle de la déformation “cassante” ou plastique dans les études de type rebond n’a jamais été réellement exploré, bien que le chargement de la surface puisse induire des séismes de faible magnitude. Certaines observations décrites plus bas pourraient pourtant suggérer que la lithosphère superficielle est proche de la rupture et que de faibles variations de contraintes pourraient générer une déformation cassante.

L’état de contrainte dans la croûte supérieure cassante, observé ou estimé indirectement, présente des contrastes forts en milieu intraplaque et sur les failles majeures marquant les frontières de plaques. On observe que le différentiel de contrainte mesuré au niveau de forages correspond bien à celui prédit par la loi de Byerlee avec des coefficients de friction mesurés sur les roches (exemple du forage du KTB, 200 MPa à 9 km). En revanche, la chute de contraintes lors de grands séismes reste relativement faible (une dizaine de MPa). D’autre part, le coefficient de friction apparent sur les grandes failles décrochantes [e.g., *Chéry et al.*, 2001] et sur les plans de subduction semble particulièrement faible. Des variations de contraintes très faibles peuvent provoquer des séismes. En témoignent les nombreuses répliques suivant les séismes, pour certaines déclenchées loin et plusieurs années après le séisme initial [e.g., *Rydeleck and Sacks*, 1983; *Pollitz et al.*, 2000]. De même, des séismes sont souvent induits après la mise en eau de barrages [e.g., *Simpson*, 1986; *Kebeasy and Gharib*, 1991]. Ces séismes sont rarement de forte magnitude et ils ont alors lieu sur des failles actives et en accord avec le contexte tectonique régional [*Kebeasy and Gharib*, 1991]. Il s’agit surtout de séismes en extension, favorisés par l’augmentation (même très faible) de la contrainte verticale lors de la mise en eau des barrages. Des séismes induits peuvent aussi avoir lieu suite à une exploitation minière, un pompage hydraulique, ou une extraction de pétrole. A ce titre, la campagne d’observations lancée depuis 1996 sur le lac de Roselend, concernant la corrélation entre niveau d’eau du lac, émission de radon, conductivité électrique et mesures inclinométriques, est très intéressante [*Trique et al.*, 1999]. Elle montre que des déformations non élastiques amplifiées répondent à l’accélération de la montée du niveau d’eau. Ceci semble indiquer que la croûte, même



en milieu intraplaque, reste proche de son point de rupture, et que de petites variations de contrainte verticale et de pression de fluide pourraient déclencher une déformation cassante, diffuse, parfois différée, et peut-être au total non négligeable. L'observation du rapport charge/déformation pourrait donc aider à quantifier cette déformation cassante sur de multiples microfailles, ainsi que les délais introduits par la diffusion d'eau dans les pores (poro-élasticité) et la relaxation visco-plastique des contraintes. Une mesure extrêmement précise du rapport charge/déformation en milieu naturel pourrait en outre, à long terme, apporter des contraintes sur la déformation plastique (failles ou micro-failles) en milieu intraplaque. C'est un aspect que je n'ai pas pu creuser lors de mon étude sur l'impact d'un chargement superficiel (lac Mead) sur la déformation (chapitre 4).

## 1.2 Déformation cassante et cycle sismique

Dans la section précédente, je me suis attaché à décrire les mécanismes de la déformation de la lithosphère et du manteau soumis à un chargement (superficiel ou séisme), indépendamment du contexte tectonique. Un autre domaine d'étude est celui du cycle sismique, où l'on s'intéresse principalement au comportement mécanique et au fonctionnement temporel de grandes failles, "encaissées" dans un milieu élastique ou visco-élastique. Commençons par étudier les conditions de friction sur une faille.

### 1.2.1 Loi de friction

Les expériences de mécanique des roches menées en laboratoire ont montré que les séismes résultent d'instabilité de friction [Brace and Byerlee, 1966], dont le mécanisme est appelé "strike-slip". Ce type de mécanisme stipule que le glissement s'initie lorsque le rapport entre la contrainte cisailante et la contrainte normale égale la valeur du coefficient de friction statique,  $\mu_s$ . Lorsque  $\mu_s > \mu_d$  ( $\mu_d$  correspondant au coefficient de friction dynamique) un glissement instable se produit. Dans ce cas, lorsque le glissement commence, le coefficient de friction diminue pour atteindre le coefficient de friction dynamique. La chute de résistance correspondante dépend de la rigidité du système.

$\mu_s$  dépend de l'histoire de la faille ; lorsque deux surfaces, en contact statique, sont chargées pour un temps  $t$ ,  $\mu_s$  augmente doucement en  $\log$  de  $t$ . Le coefficient de friction dynamique,  $\mu_d$ , mesuré dans un régime de glissement à l'état stationnaire, dépend de la vitesse de glissement  $V$ .

Les observations issues d'expériences de friction ont conduit à une loi constitutive empirique énoncée en 1979 par Dieterich [1979] et qui fut, par la suite, introduite dans une loi RSF (Rate and State dependent Friction) [Ruina, 1983]. La loi présentée ci-dessous est appelée loi de Dieterich-Ruina où la friction,  $\mu$ , dépend à la fois de la

vitesse instantanée du patin,  $V$ , et d'une variable d'état dépendant du temps,  $\theta$  :

$$\mu \equiv \mu(V, \theta) = \mu_0 + a \times \ln \frac{V}{V_0} + b \times \ln \frac{V_0 \theta}{D_c}, \quad (1.1)$$

où la variable d'état évolue de la manière suivante :

$$\dot{\theta} = 1 - \frac{V\theta}{D_c}, \quad (1.2)$$

$D_c$  étant la distance critique de glissement où la friction passe de  $\mu_s$  à  $\mu_d$ . Le principal paramètre pour évaluer la stabilité de la friction d'un système correspond à la différence entre les paramètres  $a - b$  dépendant des propriétés des matériaux.

La contrainte cisailante,  $\tau$ , est liée à la contrainte normale effective,  $\bar{\sigma}$  (contrainte normale appliquée moins la pression de pore) par :

$$\tau = \left[ \mu_0 + a \times \ln \frac{V}{V_0} + b \times \ln \frac{V_0 \theta}{D_c} \right] \bar{\sigma}, \quad (1.3)$$

Cette loi de friction est applicable aux roches, mais aussi à une large variété de matériaux tels que le plastique, le verre, le papier. La stabilité de la friction dépend de deux paramètres :  $D_c$ , et le paramètre combiné  $a - b$ . Ce dernier dépend de la vitesse à l'état stationnaire,  $V$ , des deux blocs en friction dont le coefficient dynamique est  $\mu_{ss}$  :

$$a - b = \frac{\partial \mu_{ss}}{\partial (\ln V)}. \quad (1.4)$$

Si  $a - b > 0$ , le système est dit stable. Le coefficient de friction augmente avec la vitesse du glissement (velocity-strengthening). Le glissement est stable sous ce régime et les séismes ne peuvent pas s'initier. La propagation du déplacement co-sismique dans cette zone produit une chute négative des contraintes, ce qui cause l'arrêt de la propagation.

Si  $a - b < 0$ , le régime est dit instable. Une augmentation de la vitesse affaiblit la zone de contact (velocity weakening). Le régime est instable sous l'effet d'un chargement quasi-statique. Les séismes s'initient dans cette région.

La valeur du terme  $a - b$  varie en fonction de la température et de la pression et a été calculée pour connaître les domaines de stabilité près de la surface de la Terre [Marone *et al.*, 1990; Blanpied *et al.*, 1991]. Pour une roche telle que le granite (représentative de la croûte),  $a - b$  est négatif à basse température et devient positif autour de 300°C (Figure 1.4). Cette température correspond à la transition d'une rhéologie cassante à plastique pour le quartz, le minéral le plus ductile de la croûte. Cela correspond donc à la transition "croûte fragile" - "croûte ductile" et délimite la frontière inférieure de la zone sismogénique. Pour un minéral tel que la halite, cette

transition se situe autour de 25°C pour une pression de 70 MPa. Ces observations indiquent que pour une faille crustale (traversant une roche de composition granitique), il ne doit pas y avoir de séismes en dessous de l'isotherme 300°C, tandis qu'une faille présente dans un milieu constitué de halite fonctionnerait de manière asismique sous presque toutes les conditions de température et de pression. Notez aussi qu'en surface le terme  $a - b$  est positif en raison de la présence de matériaux granulaires non consolidés (zone de gouge). La nucléation des séismes se fait donc à une certaine profondeur.

### 1.2.2 Modèles de cycle sismique

En terme de déformation crustale, le cycle sismique peut être divisé en 4 phases : le chargement inter-sismique, la nucléation pré-sismique, la rupture co-sismique et la déformation post-sismique. Ces phases ont principalement été étudiées par des mesures géodésiques, bien que le cycle entier n'ait jamais été observé sur une région particulière. La phase post et inter-sismique domine le chargement des contraintes sur la faille.

Les différentes phases du cycle sismique sur une faille verticale en régime cisailant peuvent être modélisées en intégrant la loi RSF de Dietrich-Ruina, et en tenant compte de l'évolution de la valeur  $a - b$  avec la profondeur (Figure 1.4). Le terme  $a - b$  est positif à la fois à faible température (donc à faible profondeur) et à forte température (donc à grande profondeur). La vitesse de déformation inter-sismique au niveau de la faille intraplaque est contrainte par les mouvements tectoniques globaux. Le glissement se fait en profondeur lorsque les paramètres de friction ( $a - b$ ) définissent un domaine de glissement stable (zone bleue sur la figure 1.5). Les contraintes s'accumulent alors dans la partie bloquée. Avant le séisme, une période de nucléation commence dans la zone bloquée, avec un début de glissement dans la région orangée (Figure 1.5). Durant la rupture co-sismique (zone en rouge), la région bloquée précédemment glisse pour rattraper son déficit de déformation et les contraintes sont transmises à la région précédemment stable, provoquant une déformation post-sismique qui diminue suivant un loi logarithmique en quelques années ou dizaine d'années (zone en vert). Si les déformations post-sismiques sont observées assez systématiquement après chaque gros séisme, ce n'est pas le cas pour le signal présismique.

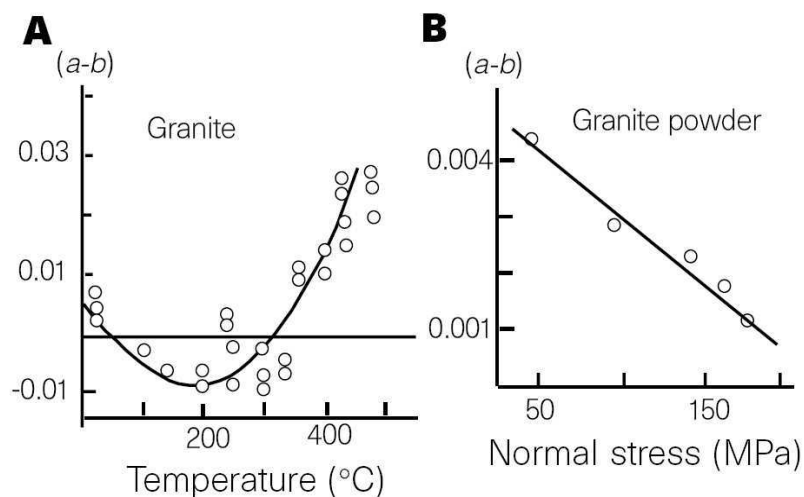


FIG. 1.4 – Étude du paramètre de friction  $(a - b)$ . (A) Dépendance de  $(a - b)$  à la température pour une roche granitique. (B) Dépendance de  $(a - b)$  à la pression. d'après *Scholz* [1998]

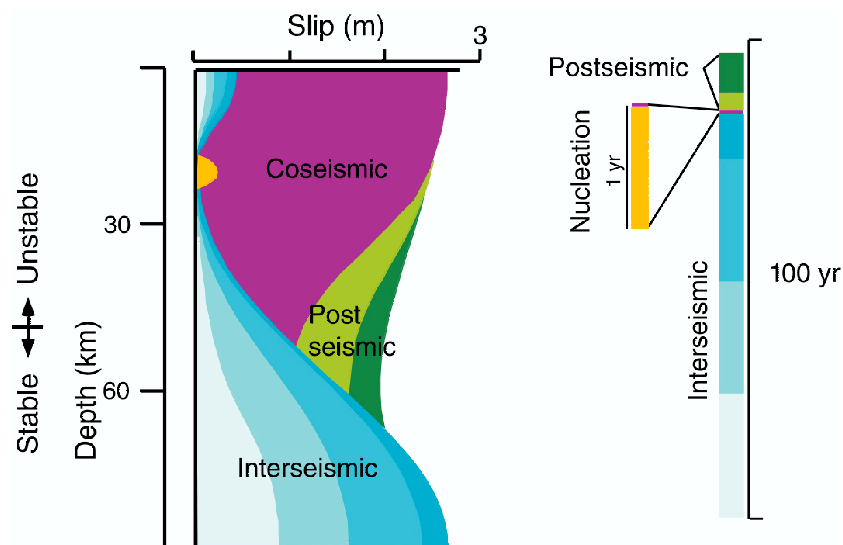


FIG. 1.5 – Modèle de glissement en fonction de la profondeur durant le cycle sismique obtenu à partir d'un modèle de friction comprenant une transition conditionnellement stable. D'après *Tse and Rice* [1986].

### 1.2.3 Modèle de back slip

La phase intersismique du cycle sismique peut être modélisée de manière simplifiée en ne considérant qu'un demi-espace élastique et en considérant que la période

intersismique accumule les contraintes dans la partie supérieure de la croûte où les séismes se produisent. Par exemple, pour une faille décrochante dans un régime stationnaire à long terme, avec une localisation de la déformation totale sur la faille en surface, le déplacement intersismique de surface est la différence entre le déplacement long-terme  $u_x$  ( $u_x(y) = v_x t H(y)$  où  $x$  est  $y$  sont les directions parallèle et perpendiculaire à la faille, respectivement,  $v_x$  correspond à la vitesse selon l'axe  $x$ ,  $t$  au temps et  $H(y) = \pm 1$  suivant que  $y$  soit positif ou négatif par rapport à la faille) et la déformation co-sismique, quelle que soit la nature réelle de la déformation profonde. L'idée du modèle de "back-slip" est donc que le déplacement inter-sismique doit rééquilibrer totalement le mouvement produit lors du séisme afin d'obtenir une déformation superficielle long-terme parfaitement localisée sur la faille.

Pour une faille décrochante, le modèle de "back slip" le plus simple considère donc une zone en profondeur glissant continûment le long d'une dislocation plane unique, tandis que la partie plus superficielle accumule les contraintes. On peut écrire le déplacement en surface correspondant à la réponse d'un milieu élastique par :

$$u_x(y, t) = \frac{s}{2\pi} \tan^{-1}\left(\frac{y}{z}\right), \quad (1.5)$$

où  $u_x(y, t)$  est le déplacement selon  $x$ , fonction de  $y$ , axe perpendiculaire à la faille,  $s$  correspond au déplacement en profondeur et  $z$  est la profondeur à laquelle commence la dislocation. Cette profondeur est censée correspondre à la base de la zone sismogénique où se produit le déplacement co-sismique.

#### 1.2.4 Effet des variations latérales des paramètres élastiques : cas des failles décrochantes

La formulation ci-dessus est extrêmement simplifiée puisque le milieu est considéré comme élastique et homogène à travers la croûte sans prendre en compte les variations possibles des paramètres élastiques de part et d'autre de la faille. Or, les grandes failles sont souvent considérées comme des zones de fractures majeures pouvant mettre en contact des blocs de lithologies différentes.

Une étude récente sur la faille de San Andreas [Fialko, 2006] montre une dissymétrie de la déformation en surface de part et d'autre de la trace quaternaire de la faille (Figure 1.6). Plusieurs hypothèses sont avancées pour expliquer cette dissymétrie : (1) la trace actuelle de la faille ne correspond pas au cisaillement maximal en profondeur. La faille serait donc une branche active qui rejoint le glissement en profondeur. (2) La faille n'est pas verticale, et un pendage de  $60^\circ$  vers le NE expliquerait tout aussi bien la déformation. (3) Enfin, les modules élastiques des blocs diffèrent de part et d'autre de la faille.

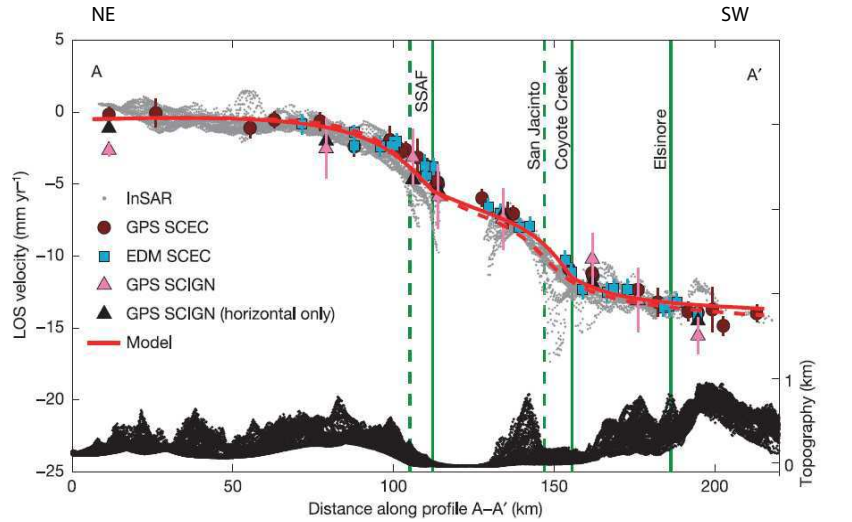


FIG. 1.6 – Vitesse moyenne dans la ligne de visée du satellite (points gris) et données GPS/EDM (symboles colorés) projetées dans la ligne de visée du satellite le long d'un profil NE-SW perpendiculaire au système de failles de San Andreas (Californie). Les lignes verticales indiquent la position des failles en surface (lignes continues) et la position hypothétique du glissement continu en profondeur à la base de la zone bloquée (ligne pointillée). La ligne continue rouge représente un modèle de déformation inter-sismique avec un glissement profond localisé sous la trace superficielle de la faille et une variation latérale de la rigidité des différents blocs reproduisant bien l'asymétrie des données. Le modèle correspondant à la ligne rouge en tireté est calculé en prenant une position de la faille en profondeur décalée par rapport à la trace de surface sans tenir compte de possibles variations latérales de rigidité des blocs. D'après *Fialko* [2006].

Si cette dernière hypothèse est crédible, il est difficile de la confirmer uniquement par les mesures InSAR. La rupture co-sismique du prochain séisme sur cette partie de la faille de San Andreas réduira fortement les incertitudes dans l'interprétation des données de la déformation inter-sismique. Ces dissymétries liées aux variations des propriétés élastiques des matériaux juxtaposés par une grande faille sont connues depuis relativement longtemps. Après le séisme de San Francisco en 1906, *Reid* [1910] observa une asymétrie du déplacement à travers la faille qu'il attribua à des variations de rigidité ("this is probably due to the fact that the rocks on the western side are more rigid than those on the eastern side"). Depuis, plusieurs études essaient de quantifier ces variations à partir de mesures géodésiques de la déformation de surface [*Le Pichon et al.*, 2005]. Ces études montrent que le contraste de vitesse des ondes sismiques à travers une faille n'excède pas 1.35. Comme les paramètres élastiques varient approximativement comme le carré des ondes sismiques, le rapport de rigidité (des blocs situés de chaque côté de la faille) maximum attendu est d'environ 2.5.

### 1.2.5 Modèle de couplage croûtes supérieure et inférieure

Modéliser la déformation intersismique par un modèle de “back slip” ne signifie pas que l’on contraint, avec ce type de modèle, la déformation profonde sous la faille. Au contraire, connaître les mécanismes de la déformation des continents est un problème difficile qui oppose les auteurs et fait débat. Cette déformation est gouvernée par les propriétés rhéologiques de la lithosphère continentale et par les forces qui conduisent cette déformation. La difficulté vient du fait que ces deux aspects ne sont pas suffisamment bien connus.

Classiquement, deux vues s’affrontent sur la base des résistances relatives de la croûte supérieure qui se déforme de façon discontinue (ou parfaitement localisée) et de la lithosphère inférieure plus ductile dont la déformation peut être plus distribuée [e.g., *Thatcher*, 1995].

Une première série de modèles considère les failles comme des discontinuités majeures dans la partie rigide de la lithosphère. Cette discontinuité est un plan de faiblesse où un glissement continu se localise en profondeur dans la croûte inférieure ductile lorsque la contrainte cisailante n’est plus soutenue par le milieu. Ce glissement en profondeur produit, dans la croûte supérieure sismogénique, de la déformation élastique (pendant la période inter-sismique). La déformation s’accumule principalement aux frontières des plaques (ou plutôt microplaques) qui, elles, restent relativement non-déformées [e.g., *Tapponnier et al.*, 1982; *Peltzer and Tapponnier*, 1988; *Avouac and Tapponnier*, 1993; *Peltzer and Saucier*, 1996].

À l’opposé, une deuxième famille de modèles attribue une résistance “plastique” plus grande à la lithosphère inférieure qui se déforme de façon ductile et distribuée. La contrainte cisailante à la base de la croûte cassante domine les contraintes cisailantes qui affectent les failles (“faibles”) limitant les blocs crustaux qui, dans ces modèles, suivent passivement la déformation ductile de la lithosphère inférieure [e.g., *England and Mckenzie*, 1982; *England and Houseman*, 1986; *Houseman and England*, 1986, 1993].

La figure 1.7 montre des modèles extrêmes caractérisant l’accumulation de la déformation dans les zones de faille. Ces modèles diffèrent sur le couplage et la résistance de la schizosphère (partie cassante de la lithosphère) et de la plastosphère (partie ductile de la lithosphère) [*Scholz*, 2002]. Ces auteurs distinguent :

(a) : Le modèle visco-élastique couplé : la faille ne traverse pas la plastosphère qui est traitée de manière visqueuse. Dans ce modèle, le profil de vitesse intersismique en surface est indépendant du fait que la plastosphère résiste ou conduit le mouvement de la plaque. La contrainte induite par le glissement cosismique est transférée de manière diffuse dans la plastosphère [e.g., *Savage and Prescott*, 1978].

(b) : Le modèle de plastosphère forte : le cisaillement relativement distribué dans une plastosphère résistante conduit à un glissement sur la faille dans la schizosphère considérée comme faible. Le glissement sur la faille dépend de la position par rapport au cisaillement de la plastosphère [Bourne *et al.*, 1998a,b]. La croûte inférieure se déforme de manière diffuse et la déformation discontinue à la surface reflète la localisation superficielle de la déformation.

(c) : Le modèle de glissement profond (*deep slip model*) : Ce modèle est basé sur l'interprétation géologique d'une ceinture de mylonite qui constitue en profondeur une zone ductile où est localisée la déformation. Dans ce modèle, le cisaillement dans cette zone de la plastosphère charge la schizosphère durant la période intersismique et qui est à son tour rechargée lors de la rupture co-sismique.

Dans le cas du premier modèle, si le temps de relaxation,  $t = \eta/\mu$  (où  $\eta$  et  $\mu$  sont la viscosité et la rigidité de la plastosphère), est largement inférieur au temps de récurrence des séismes  $T$ , le champ de vitesse à la surface va s'élargir progressivement à mesure que les contraintes diffusent dans la plastosphère. Lorsque  $t > T/2$ , le profil de vitesse en surface devient le même qu'en profondeur. Cela fait qu'on ne peut différencier ces modèles à la seule vue des profils de vitesse. Ainsi, Bourne *et al.* [1998b] interprètent le profil de vitesse à travers la faille de San Andreas avec un modèle de plastosphère forte (Figure 1.8), bien qu'un modèle de glissement en profondeur explique tout aussi bien les données. De la même manière, en ce qui concerne les déformations post-sismiques, il est difficile de distinguer le glissement profond (*after-slip*) de la relaxation visco-élastique en raison du faible temps possible de relaxation du milieu visco-élastique (quelques années à quelques dizaines d'années).



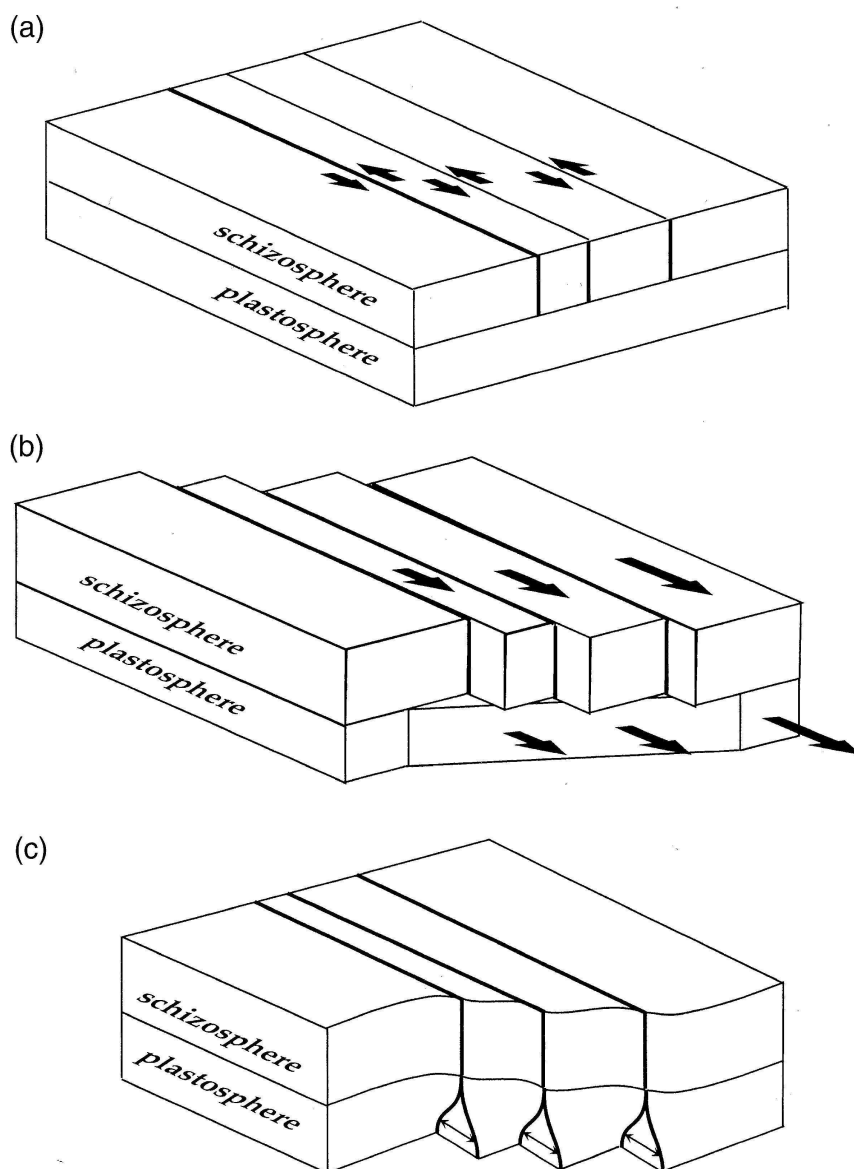


FIG. 1.7 – Trois modèles de cycle sismique. (a) modèle visco-élastique couplé : la schizosphère rigide repose sur une plastosphère faiblement visqueuse. Les contraintes dues au glissement co-sismique sont diffusées dans la plastosphère. (b) Modèle de plastosphère rigide : le cisaillement de la plastosphère résistante induit le glissement sur les failles présentes dans la schizosphère considérée faible. Le taux de glissement est contraint par la position des failles par rapport à la zone de cisaillement dans la plastosphère. (c) Modèle de glissement profond : le glissement intersismique est localisé dans la zone de cisaillement ductile de la plastosphère et entraîne le chargement de la faille. D'après [Scholz, 2002].

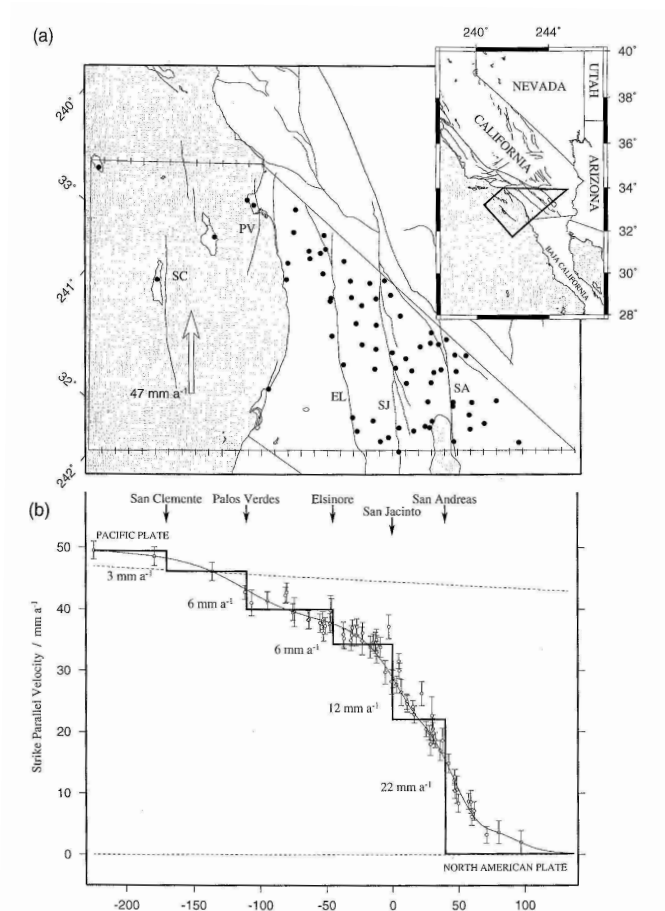


FIG. 1.8 – Profil de vitesse à travers les failles du sud-ouest de la Californie qui accommodent le déplacement entre les plaques Pacifique et Nord-Américaine. (a) Carte de localisation, les points indiquent les stations GPS utilisées pour le profil. (b) Profil de vitesse : la vitesse long-terme (trait épais) à travers les failles séparant les différents blocs est calculée comme la moyenne de la vitesse intersismique à travers chaque bloc. D’après *Bourne et al.* [1998b].

L’étude de la faille de San Andreas, qui s’étend sur une grande longueur, donne un élément de réponse pour choisir un des trois modèles. En effet, durant la période intersismique, la direction de cisaillement maximum doit être parallèle (pour les modèles 1 et 2) au glissement relatif des plaques Nord Américaine et Pacifique. En revanche, le modèle (c) prédit que la direction de cisaillement maximum au voisinage de la faille sera parallèle à l’orientation locale de la faille. Les données sur la faille de San Andreas semblent donner raison à ce troisième modèle.

*Vernant and Chéry* [2006] ont utilisé des données GPS et des données géologiques de terrain pour déduire les propriétés rhéologiques effectives impliquées dans la déformation de la collision intra-continentale Arabie-Europe depuis  $\sim 5$  Ma. Les simu-

lations numériques qui expliquent le mieux les données montrent un mouvement quasi rigide des blocs. Les frontières entre ces blocs correspondent aux failles majeures connues en Iran et concentrent l'essentiel de la déformation. Les simulations numériques, à l'instar de grandes failles décrochantes telles que la faille de San Andreas ou Nord-Anatolienne [Provost *et al.*, 2003], favorisent de très faibles coefficients de friction ( $< 0.1$ ). Cependant, certaines déformations ne sont pas expliquées par un modèle unique de blocs rigides, et une déformation plus distribuée est nécessaire pour expliquer certaines zones de déformation. En l'absence de nouvelles données, la déformation en Iran est expliquée par un compromis entre les deux modèles extrêmes.

### 1.2.6 Apport des observations sismologiques au débat sur la structure profonde des failles décrochantes

Une autre méthode pour savoir si la faille crustale se prolonge en profondeur, c'est à dire si la déformation est localisée en profondeur, est de faire une imagerie tomographique de la lithosphère selon un profil perpendiculaire à la faille. Wittlinger *et al.* [1998] ont installé 30 stations sismologiques verticales une-composante (1 Hz) traversant la faille de l'Altyn Tagh le long d'un profil d'une longueur de 350 km et orienté N112°E à la latitude 90°E. La tomographie révèle une anomalie négative des vitesses des ondes P dans la croûte et dans le manteau sous et le long de la faille de l'Altyn Tagh (Figure 1.9). Les contrastes de vitesse de cette zone avec le milieu avoisinant sont francs dans cette expérience (8% dans la croûte et 6% dans le manteau lithosphérique). La largeur et la profondeur de cette zone à plus faible vitesse (pour les ondes P) est estimée à  $\leq 40$  km et  $\leq 140$  km, respectivement. Ce domaine, où les vitesses sont faibles, est interprété comme étant une zone de cisaillement, présentant un faciès mylonitique. Cependant, la tomographie réalisée sur d'autres failles (par exemple, au sud-est du Tibet dans le Longmen Shan) ne révèle pas une telle structure. L'imagerie tomographique ne permet pas d'affirmer que la déformation reste systématiquement localisée en profondeur sous la zone de faille.

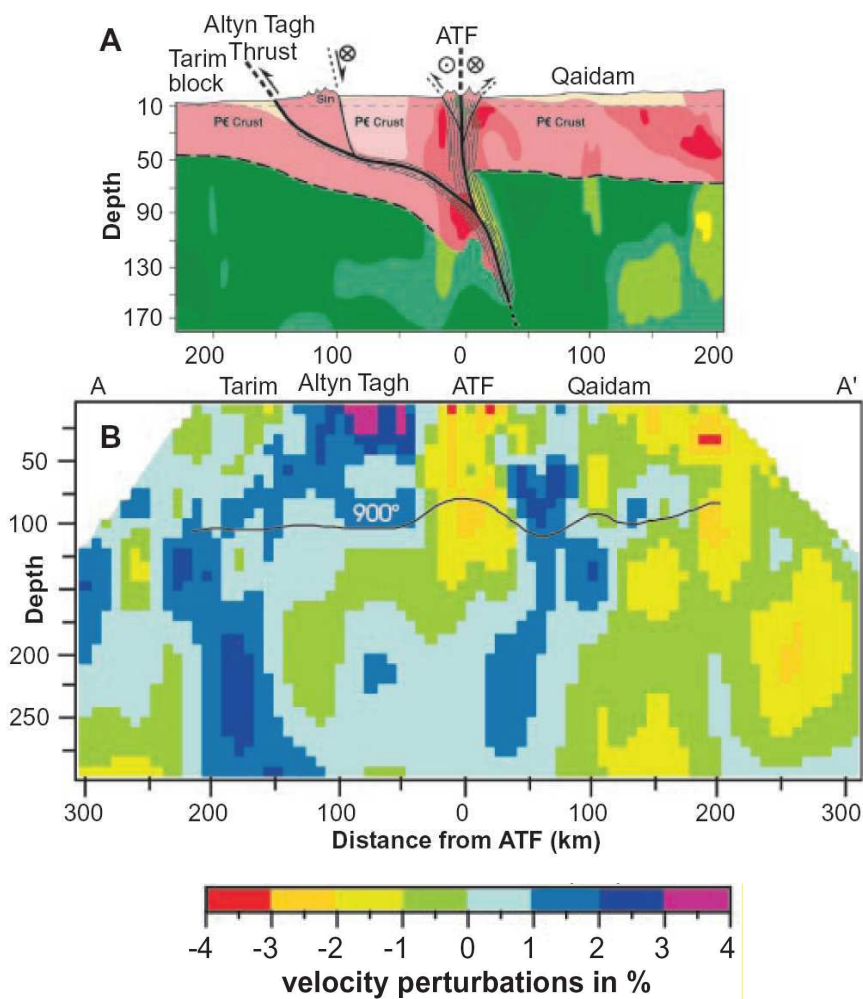


FIG. 1.9 – (A) Profil à travers la bordure nord du plateau du Tibet à la latitude 90°E. Le schéma interprétatif de la structure lithosphérique est réalisé à partir des données de terrain et de la tomographie sismique. Les lignes épaisses représentent les failles ; les lignes pointillées indiquent la position déduite du Moho ; enfin les lignes fines représentent les zones de foliation. (B) Section tomographique verticale le long d'un profil traversant le bassin du Tarim, le chevauchement au nord de la faille de l'Altyn Tagh, la faille de l'altyn Tagh et enfin le Qaidam. L'échelle de couleur indique les perturbations de vitesse en %. La ligne continue indique l'isotherme 900°C. D'après Wittlinger *et al.* [1998]

De nombreuses questions restent donc ouvertes sur les mécanismes de déformation de la lithosphère et le fonctionnement des failles. L'étude *in situ* est importante et complémentaire des expériences de laboratoire. Malgré la difficulté à contraindre les modèles, la géodésie apporte une quantité de données indispensable à la compréhension de ces mécanismes. Même si la durée d'observation des failles par GPS ou interférométrie

---

radar ( $\sim 15/20$  ans) ne permet pas encore d'étudier un cycle sismique entier en particulier, cette accumulation de données permet de décrire de manière plus fine le cycle sismique et d'observer des comportements particuliers sur certaines failles : glissement asismique superficiel (faille de San Andreas [*Johanson and Bürgmann, 2005; Schmidt et al., 2005*], faille Nord-Anatolienne [*Cakir et al., 2005*]), séismes lents [*Lowry et al., 2001; Iglesias et al., 2004; Franco et al., 2005*].

# Chapitre 2

## Systemes radar et interférométrie radar : principes généraux

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Historique et généralités autour du radar et de son développement</b>	<b>37</b>
<b>2.2</b>	<b>Traitement de l'image radar . . . . .</b>	<b>39</b>
2.2.1	Résolution d'une image radar brute (à ouverture réelle) . .	39
2.2.2	Traitement en distance : modulation linéaire de l'onde radar	43
2.2.3	Traitement en azimut . . . . .	43
2.2.4	Phase d'une image radar . . . . .	47
<b>2.3</b>	<b>L'interférométrie radar . . . . .</b>	<b>49</b>
2.3.1	Principe . . . . .	49
2.3.2	Contenu de la phase interférométrique . . . . .	50

---

### 2.1 Historique et généralités autour du radar et de son développement

Le mot radar (RAdio Detection And Ranging) désigne autant l'instrument que la technique s'appuyant sur celui-ci. L'instrument radar émet latéralement des trains d'ondes électromagnétiques en direction de la terre, qui à son contact sont rétrodiffusés. Suivant les caractéristiques physiques du sol, une quantité plus ou moins forte est renvoyée en direction du satellite. Un radar monostatique aura une même antenne d'émission et de réception, contrairement au radar bistatique dont les antennes sont séparées.

L'utilisation militaire a permis le développement du radar dans les années 30 et 40. L'avantage était de pouvoir faire des observations de la surface terrestre indépendamment de la couverture nuageuse et de l'heure d'acquisition, puisqu'il s'agit

d'un système actif qui utilise sa propre source d'illumination et que les fréquences électromagnétiques utilisées traversent les nuages. Le radar a ensuite été utilisé pour des applications civiles et scientifiques. L'astronomie a notamment profité des avancées du système pour l'étude des corps célestes tels que la Lune, Vénus, Mars ou le Soleil. En janvier 1946, les premiers échos radar de la lune ont été enregistrés. En 1962, les premiers tests d'émetteurs radar embarqués dans l'espace ont été réalisés. Et en 1972, Apollo 17 l'a utilisé avec succès pour des observations radar de la surface lunaire. Ce succès a ouvert la voie à cette technique pour d'autres cibles comme l'observation radar de Vénus par Pioneer1 (1978).

Les systèmes radar réalisant de l'imagerie constituent une classe particulière de radar. Il s'agit de radars aéroportés à visée latérale (SLR, "Side Looking Radar"), embarqués sur des avions ou des satellites. Leur résolution intrinsèque dans la direction du vol du satellite est inversement proportionnelle à la longueur de l'antenne : de plus grandes antennes permettent, en effet, d'obtenir un faisceau d'illumination plus étroit. Une restriction pratique (les satellites ne peuvent pas embarquer de trop grandes antennes) était donc à l'origine d'une résolution médiocre. Ce système, appelé RAR (Real Aperture Radar), utilisant physiquement de grandes antennes a donc été abandonné. Un développement particulier a été effectué pour améliorer cette résolution avec l'introduction du Radar à Synthèse d'Ouverture (RSO ou SAR pour Synthetic Aperture Radar) dans les années 50. L'idée essentielle est de créer une grande antenne synthétique (grâce au traitement du signal retour) en utilisant le déplacement de l'antenne. Ainsi lors de son déplacement, l'antenne va observer plusieurs fois la même cible ; la phase et l'amplitude propres aux cibles d'une cellule de résolution peuvent être reconstituées en combinant les signaux retour enregistrés durant toute la durée d'observation de la cible. Cette technique a permis une amélioration de la résolution de 3 ordres de grandeur en azimut ce qui a lancé véritablement le développement de la télédétection terrestre par imagerie radar. Le succès du premier SAR embarqué sur le satellite SEASAT (juin 1978) dont l'objectif était essentiellement d'étudier les océans a ouvert la voie aux lancements d'autres radars utilisant une large gamme d'hyperfréquences.

L'agence spatiale européenne (ESA) a lancé son premier satellite, ERS-1, équipé d'un SAR en juillet 1991. Bien que programmé pour une durée de vie de 5 ans, le satellite est resté opérationnel jusqu'en 2000. En avril 1995, l'ESA lance ERS-2, une copie d'ERS-1. Si ERS-2 acquiert encore des images aujourd'hui, à partir de 2001, un problème dans le contrôle de l'attitude du satellite rend les images radar difficilement utilisables pour l'interférométrie radar notamment. Seules quelques données sont encore exploitables (cf. chapitre 4).

En février 2002, L'ESA lance le satellite ENVISAT destiné à prendre le relai des satellites ERS. Ce satellite transporte de nombreux instruments de mesure pour

étudier la surface terrestre et l'atmosphère. En raison de conflits sur les fréquences des différents instruments, la longueur d'onde du radar a été légèrement décalée, rendant ainsi presque impossible le calcul d'interférogrammes entre des images provenant des deux générations de satellites (ERS et ENVISAT). En revanche, un instrument tel que MERIS (Medium Resolution Imaging Spectrometer) présent à bord d'ENVISAT, qui permet d'obtenir des données sur l'atmosphère au moment de l'acquisition de l'image SAR, offre un avantage certain pour l'étude et la compréhension des signaux atmosphériques observés sur les interférogrammes (cf. chapitre 3).

## 2.2 Traitement de l'image radar

### 2.2.1 Résolution d'une image radar brute (à ouverture réelle)

Sans utiliser la synthèse d'ouverture, la résolution d'une image est assez médiocre. L'antenne radar de largeur  $W_a$  et de longueur  $L_a$  est montée sur le satellite dont la vitesse  $V_s$  le long de sa trajectoire peut être déterminée par ses paramètres orbitaux. L'orbite du satellite est connue à partir de la loi de la gravitation énoncée par Newton et des lois de Kepler. L'ouverture angulaire du faisceau d'ondes émis à travers la scène est  $\phi_v = \frac{\lambda}{W_a}$  et dans le sens de la trajectoire du satellite est  $\phi_h = \frac{\lambda}{L_a}$  (Figure 2.1). Ces angles dépendent donc de la longueur d'onde du signal transmis et de la longueur et largeur de l'antenne. L'émission du pulse a une durée  $\tau$  et est répétée à intervalle de temps régulier (Pulse Repetition Interval, PRI). La scène est donc balayée dans le sens du déplacement du satellite à la fréquence d'émission du satellite  $PRF = 1/PRI$  (PRF, Pulse Repetition Frequency), tandis que le signal rétrodiffusé est échantillonné au niveau de l'antenne du satellite à la fréquence  $f_s$  (18.96 MHz pour les satellites ERS). La figure 2.1 montre l'empreinte elliptique au sol produit par l'émission d'un pulse. Sans traitements supplémentaires, les résolutions en distance et en azimuth sont mauvaises car limitées aux dimensions physiques de l'antenne.



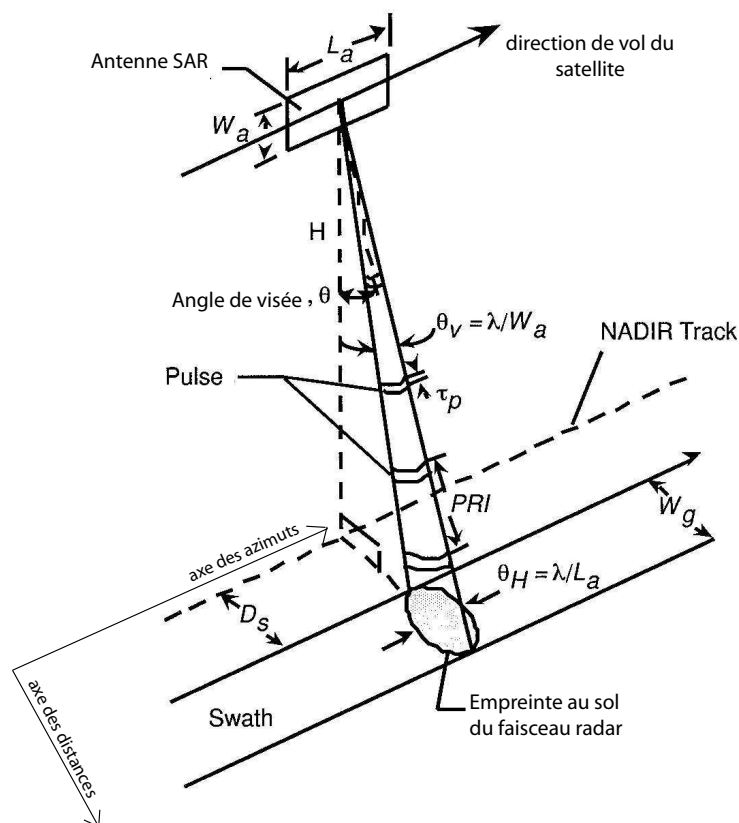


FIG. 2.1 – Géométrie de prise de vue d'une image radar acquise par un satellite ou un avion. Les paramètres sont décrits dans le texte.

### 2.2.1.1 Résolution en distance

Selon l'axe des distances, la résolution d'une image radar brute est déterminée par la capacité à distinguer deux cibles au sol (représentées par deux cercles séparés par la distance  $\Delta R_g$  sur la figure 2.2a). Cette résolution est dépendante de la durée d'émission du pulse radar,  $\tau_p$ , et de l'angle d'incidence  $\eta$ . Ainsi, deux cibles au sol peuvent être distinguées seulement si elles sont séparées par la distance  $\Delta R_g$  tel que :

$$\Delta R_g = \frac{c\tau_p}{2 \sin(\eta)} \quad (2.1)$$

Il est intéressant de constater que la résolution en distance est indépendante de la hauteur du satellite et de la longueur d'onde du signal émis. En revanche, il est nécessaire que la durée du pulse,  $\tau_p$ , soit courte pour obtenir une résolution satisfaisante.

### 2.2.1.2 Résolution en azimuth

La résolution en azimuth (le long de la trajectoire du satellite) est déterminée par la longueur de l'antenne. Deux cibles au sol situées au même niveau sur l'axe des distances (Figure 2.2b) peuvent être distinguées seulement si elles ne sont pas illuminées par le même faisceau d'ondes. On peut montrer que la résolution en azimuth d'un système RAR est :

$$\delta_x = \frac{R\lambda}{L_a} \quad (2.2)$$

Notons que la résolution suivant cet axe augmente avec la longueur de l'antenne et diminue suivant l'axe des distance (si la distance  $R$  augmente).

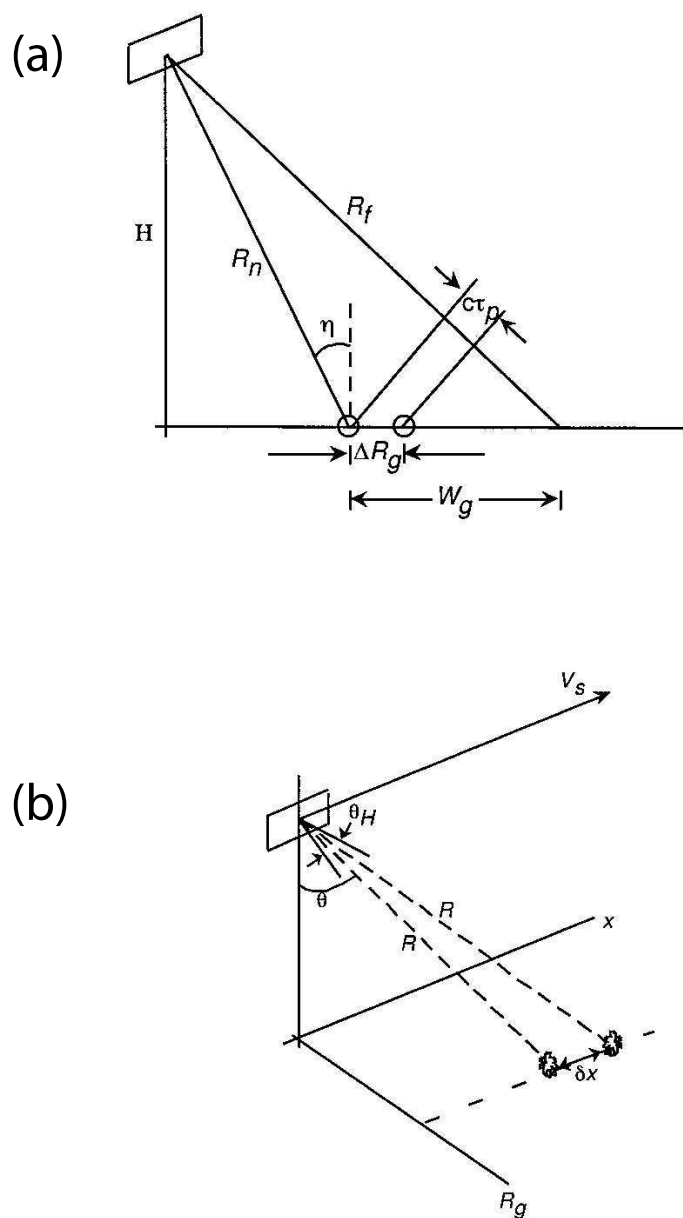


FIG. 2.2 – Géométrie d'un système radar. (a) Configuration selon l'axe des distances.  $H$  représente l'altitude du satellite (ou avion),  $R_n$  et  $R_f$  correspondent respectivement à la portée proximale et distale.  $c$  correspond à la vitesse de la lumière et  $\tau$  est la durée d'émission d'un pulse. Enfin,  $\Delta R_g$  correspond à la résolution selon l'axe des distances et  $W_g$  est la largeur de la fauchée au sol du faisceau radar. (b) Configuration selon l'axe des azimuts.  $\theta_h$  correspond à l'ouverture angulaire du faisceau dans la direction de la trajectoire du satellite,  $\theta$  est l'angle de visée et  $\delta_x$  la résolution selon l'axe des azimuts. D'après *Curlander and McDonough* [1991].

### 2.2.1.3 Résolution des images radar acquises par les satellites ERS

Les satellites ERS-1 et ERS-2 ont une durée d'émission de 0.0371 ms, un angle moyen d'incidence de  $20^\circ$ , un signal de longueur d'onde 0.056 m, enfin la distance moyenne entre la terre et le satellite est de 850 km. Avec ces paramètres (équations 2.1 et 2.2), on calcule une résolution au sol suivant l'axe des distances de 16 km et une résolution en azimut de 5 km. Cette résolution étant médiocre, un traitement du signal plus approfondi est donc nécessaire et explicité ci-dessous.

## 2.2.2 Traitement en distance : modulation linéaire de l'onde radar

Pour des raisons techniques, il est très difficile de raccourcir la durée d'émission du pulse radar afin d'obtenir une meilleure résolution en distance. La solution adoptée est de moduler linéairement la fréquence du signal transmis. Le signal émis (chirp) est donc de la forme :

$$s(t) = \text{Re} \left( E_0 e^{[i2\pi(f_c t + kt^2/2)]} \right), |t| < \tau_p/2 \quad (2.3)$$

où  $E_0$  est l'amplitude de la fonction créneau de durée  $\tau_p$ ,  $f_c$  la fréquence porteuse et  $k$  correspond à la pente de la fréquence du signal. La fréquence,  $f$ , du signal balaye une bande,  $B$ , telle que  $-k\tau_p/2 \leq (f - f_c) \leq k\tau_p/2$ , soit  $B = k\tau_p$ . Si chaque pulse retour enregistré par le satellite est corrélé avec le pulse transmis, le filtre appliqué,  $g(t)$ , au signal reçu d'une cible ponctuelle au sol est :

$$g(t - T) = E_0^2 B \text{sinc}(\pi B(t - T)) \quad (2.4)$$

où  $T$  est le temps de trajet de l'onde et la fenêtre temporelle de  $g(t)$  est  $1/B$ . Le maximum de la fonction *sinc* est la donnée compressée en distance correspondant au signal réfléchi par une cible au sol. Ce traitement revient à "synthétiser" un pulse de durée  $1/B$ . En remplaçant  $\tau_p$  par  $1/B$  dans 2.1, on trouve :

$$\Delta R_g = \frac{c}{2B \sin(\eta)} \quad (2.5)$$

Dans le cas des satellites ERS,  $\tau_p = 37.12 \mu\text{s}$ ,  $k=418.91 \text{ GHz/s}$  et  $B=15.5 \text{ MHz}$ . La résolution en distance devient 24.7 m soit plus de 500 fois meilleure que sans modulation de fréquence.

### 2.2.3 Traitement en azimut

Le traitement simple du signal radar aboutit à une résolution spatiale suivant l'axe de l'azimut,  $\delta_x$  inversement proportionnelle à la longueur de l'antenne (équation 2.2). En prenant une distance moyenne terre-satellite de 833 km,  $\delta_x$  vaut 4.7 km. Une résolution de 10 m nécessiterait une antenne de 4700 m ! La technique de "synthèse

d'ouverture" (dont l'acronyme anglais est SAR) permet, à partir de plusieurs échos radar reçus, de synthétiser une antenne plus grande que ses dimensions physiques réelles (Figure 2.3).

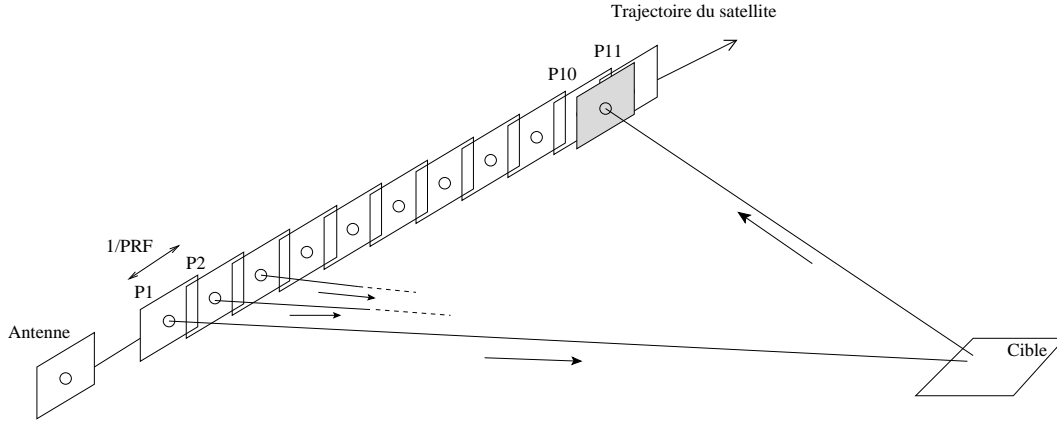


FIG. 2.3 – Schéma montrant le principe du système SAR : une cible est vue plusieurs fois, successivement, par l'antenne radar. Un pulse émis par le satellite ERS à la position P1 est reçu entre les positions P10 et P11. L'antenne d'ERS étant à la fois émettrice et réceptrice, elle est représentée en grisé sur la figure lorsqu'elle reçoit le pulse émis en P1. L'intervalle de temps entre chaque pulse vaut  $1/PRF$ . Le satellite parcourt donc environ 40 mètres entre l'émission et la réception de chaque pulse. D'après *Hanssen* [2001].

En effet, la fréquence d'impulsion (PRF) du satellite ERS (1679 Hz) entraîne un déplacement du satellite de 4 m entre chaque impulsion. La zone illuminée le long de l'azimut ayant une largeur de  $\sim 4.7$  km, une cible au sol est donc vue un grand nombre de fois par le faisceau radar. L'idée clé du procédé SAR est d'utiliser cette redondance d'information, en particulier les décalages de fréquence Doppler des différents échos correspondants à une même cible pour améliorer la résolution de l'image radar en azimut. La focalisation de l'image SAR utilise, donc, l'ensemble des échos afin d'extraire les réponses de chacune des cibles.

Deux cibles situées à la même distance du satellite mais vues avec deux angles légèrement différents ont des vitesses relatives par rapport au satellite différentes. Ces différences de vitesse entre les cibles vues par le faisceau radar entraîne un décalage en fréquence de l'onde rétrodiffusée par les cibles selon leur position par rapport au centre du faisceau. Ce phénomène correspond au décalage Doppler de la fréquence,  $f_D$ , qui est proportionnel à la variation de la distance cible-satellite,  $R$ .

$$f_D = -\frac{2}{c}\dot{R}f = -\frac{2\dot{R}}{\lambda} \quad (2.6)$$

où  $c$  est la vitesse des ondes.

La distance cible satellite peut s'écrire (Figure 2.4) :

$$R^2 = (x - sV_{st})^2 + R_g^2 + H^2, \quad (2.7)$$

où  $x$  est la position de la cible suivant l'axe de l'azimut,  $s$ , le temps échantillonné par le PRF (1680 Hz dans le cas des satellites ERS), par opposition au "temps rapide" qui échantillonne à haute fréquence ( $f_s = 18.96$  MHz) le signal reçu, et  $R_g$  est la distance entre la projection orthogonale de la cible et la projection orthogonale de l'orbite du satellite sur la trace au sol. Enfin,  $H$  correspond à la hauteur du satellite et  $V_{st}$  est la vitesse relative entre la satellite et la cible.

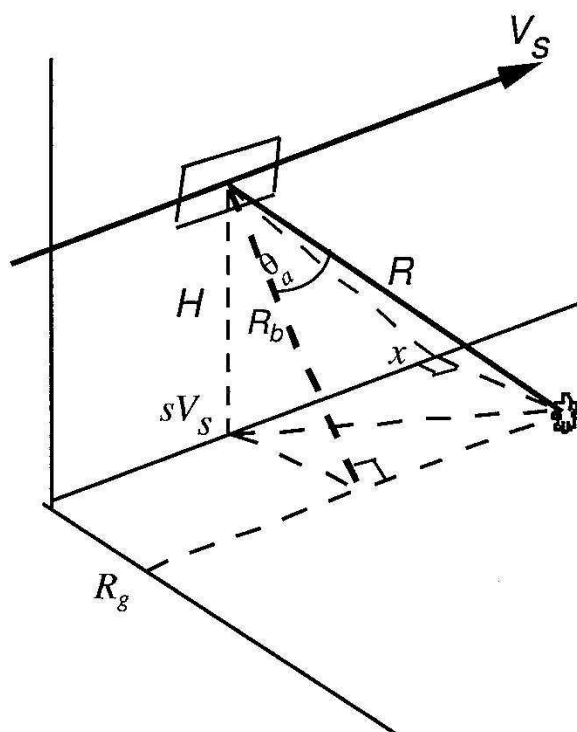


FIG. 2.4 – Géométrie le long de la trajectoire du satellite.  $V_s$  est la vitesse du satellite et  $H$  son altitude.  $R$  correspond à la distance cible-satellite tandis que  $x$  et  $R_g$  sont les coordonnées de la cible sur l'axe des azimuts et des distances, respectivement. Enfin  $\theta_a$  représente l'angle entre la cible et un point se situant à une distance  $R_g$  du satellite suivant l'axe des distances mais au même niveau suivant l'axe des azimuts (i.e. ayant pour coordonnées  $(R_g, sV_s)$ ). D'après *Curlander and McDonough* [1991]

En choisissant un repère suivant le satellite ( $s = 0$ ),  $\dot{R}$  ( $\frac{\partial R}{\partial s}$ ) vaut :

$$\dot{R} = -\frac{x}{R}V_{st} \quad (2.8)$$

En substituant 2.8 dans 2.6, on obtient :

$$f_D = -\frac{2V_{st}x}{\lambda R} = -\frac{2V_{st} \sin(\theta_a)}{\lambda} \quad (2.9)$$

Si le radar pointe avec un certain angle  $\theta_a$  (Figure 2.4),  $R_g$  peut être exprimé comme une fonction de  $R$ ,  $x$  et  $H$  :

$$R_g = \sqrt{R^2 - x^2 - H^2} \quad (2.10)$$

Il peut aussi être exprimé comme une fonction du décalage Doppler :

$$R_g = \sqrt{\left(-\frac{2V_{st}x}{\lambda f_D}\right)^2 - x^2 - H^2} \quad (2.11)$$

On peut donc connaître les coordonnées d'une cible à l'intérieur d'un pulse radar à partir de l'angle  $\theta_a$  et de la valeur du décalage Doppler du signal reçu.

En considérant que le satellite ne bouge pas significativement pendant la période d'émission du pulse radar (la vitesse du satellite est de  $\sim 7.5 \times 10^3$  m.s<sup>-1</sup> tandis que la vitesse de l'onde radar est approximativement de  $3 \times 10^8$  m.s<sup>-1</sup>), la distance cible-satellite durant un pulse est constante et sa variation est uniquement une fonction du temps lent,  $s$ . Le signal rétrodiffusé par une cible s'exprime donc par :

$$r(s) = Ae^{\frac{i4\pi R(s)}{\lambda}} \quad (2.12)$$

où  $R(s)$  représente la distance cible-satellite et  $A$  l'amplitude du signal. La phase du signal reçue par le satellite est  $\varphi(s) = 4\pi R(s)/\lambda$ .

La dérivée seconde de la distance cible satellite peut être obtenue en dérivant deux fois par rapport à  $s$  l'équation 2.7 :

$$\ddot{R} = \left(\frac{V_{st}x - V_{st}^2s}{R^2}\right)\dot{R} + \frac{V_{st}^2}{R} \quad (2.13)$$

Cependant le premier terme est environ  $10^{-6}$  fois inférieur au second terme. Une approximation de  $\ddot{R}$  est donc :

$$\ddot{R} = V_{st}^2/R. \quad (2.14)$$

On définit  $f_{DC}$ , la fréquence du signal rétrodiffusé d'une cible localisée au centre du faisceau radar,  $\theta_s$ , l'angle entre la droite passant par le centre du faisceau et l'axe des distances, et  $f_R$  le taux de variation de  $f_{DC}$ . On a d'après les équations 2.6, 2.9 et 2.14 :

$$f_{DC} = 2 \frac{\dot{R}_c}{\lambda} = -\frac{2V_{st} \sin(\theta_s)}{\lambda} \quad (2.15)$$

$$f_R = 2 \frac{\ddot{R}_c}{\lambda} = -\frac{2V_{st}^2}{\lambda R_c} \quad (2.16)$$

Soit  $T_e$ , la durée d'éclairement d'une cible, correspondant à la durée pendant laquelle cette cible est vue par le faisceau radar.  $T_e$  est égale au rapport de la dimension de l'empreinte au sol du faisceau dans la direction de vol du satellite et de la vitesse du satellite par rapport au sol. Soit :

$$T_e = \frac{\lambda R_c}{V_{st} L_a} \quad (2.17)$$

La résolution temporelle du signal (qui est modulé) est l'inverse de la largeur de bande Doppler,  $B_D$ . Selon l'axe des azimuts,  $B_D$  est égal au produit de  $f_R$  et de la durée d'éclairement.

$$B_D = \frac{2V_{st}^2 T_e}{\lambda R_c} = \frac{2V_{st}}{L_a} \quad (2.18)$$

La compression en azimut peut être appliquée au signal modulé linéairement en fréquence, afin de séparer les échos issus des différents réflecteurs. On obtient une résolution temporelle selon l'azimut,  $\tau_a$

$$\tau_a = \frac{1}{B_D} = \frac{L_a}{2V_{st}}, \quad (2.19)$$

ce qui donne une résolution spatiale en azimut :  $r_a = \tau_a V_{st} = L_a/2$ .

La résolution après synthèse d'ouverture est donc proportionnelle à la taille de l'antenne, à l'inverse du résultat pour un traitement classique, et est bien meilleur. Elle est cependant limitée par des contraintes techniques qui imposent une taille minimale de l'antenne.

### 2.2.4 Phase d'une image radar

Les satellites ERS enregistrent donc une valeur d'amplitude et de phase pour chaque cellule de résolution de dimension environ égale à  $4 \times 20 \text{ m}^2$ . L'ordonnement des différents signaux radar émis par le faisceau du satellite, puis rétrodiffusés, forment une image radar complexe sous la forme d'une matrice bidimensionnelle suivant l'axe des azimuts et l'axe des distances. L'information de la longueur du chemin parcourue par l'onde entre le satellite et le sol est contenue dans la mesure de la phase. Cependant, cette phase,  $\varphi_p^{ti}$ , correspond à une superposition de plusieurs contributions :

$$\varphi_p^{ti} = \varphi_{p,geom}^{ti} + \varphi_{p,prop}^{ti} + \varphi_{p,cible}^{ti} \quad (2.20)$$



où  $\varphi_{p,geom}^{t_i}$  est lié à la distance géométrique entre la terre et le satellite lors de l'acquisition à l'instant  $t_i$  de l'image radar et  $\varphi_{p,prop}^{t_i}$  résulte des variations des vitesses de propagation dans l'atmosphère.  $\varphi_{p,cible}^{t_i}$  est la contribution des multiples réflecteurs contenus dans la cellule de résolution. La présence ou non d'un réflecteur peut faire varier fortement la phase du pixel. Pour cette raison, la phase d'une cellule de résolution à une probabilité uniforme de prendre une valeur entre  $-\pi$  et  $\pi$  et n'est pas cohérente avec la phase des pixels voisins dont les réflecteurs sont arrangés d'une autre manière (Figure 2.5).

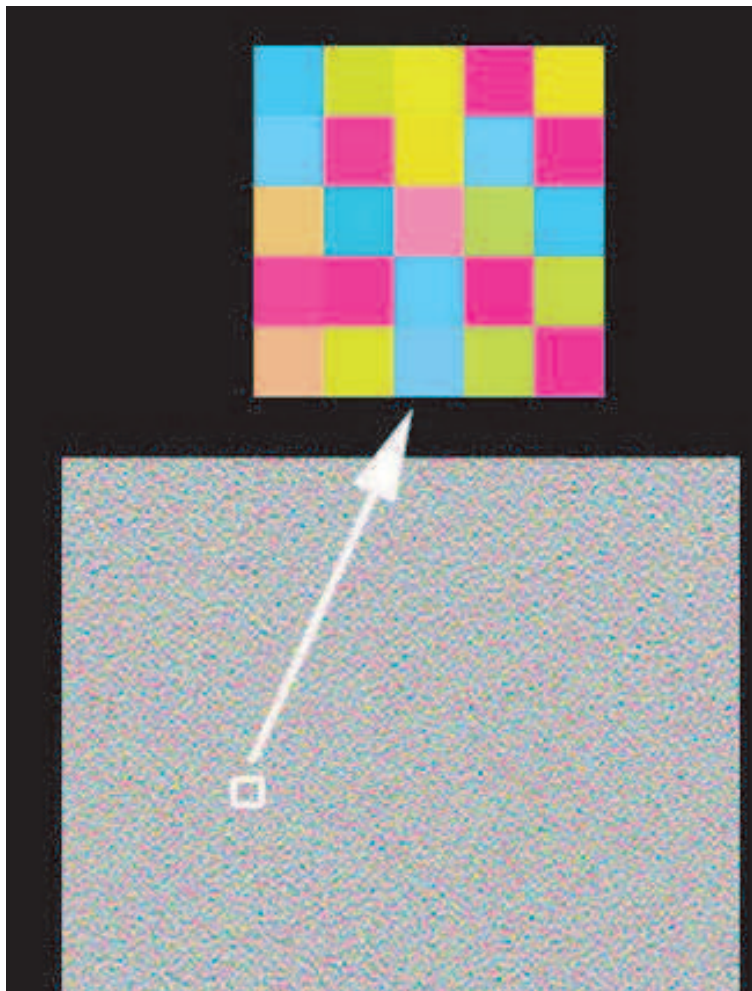


FIG. 2.5 – Exemple d'image de phase d'une image radar ERS montrant la non cohérence de la phase spatialement.

L'interférométrie radar (InSAR) consiste à calculer la différence de phase de deux images en radar. Le chapitre suivant détaille le principe du calcul.

## 2.3 L'interférométrie radar

### 2.3.1 Principe

Le signal radar enregistré est un signal complexe, caractérisé par une amplitude liée à la quantité d'énergie rétrodiffusée par le sol et par une phase (équation 2.20). L'interférométrie radar est une technique basée sur l'utilisation de deux images radar d'une même zone, acquises avec un angle d'incidence légèrement différent, au même instant ou à deux instants différents.

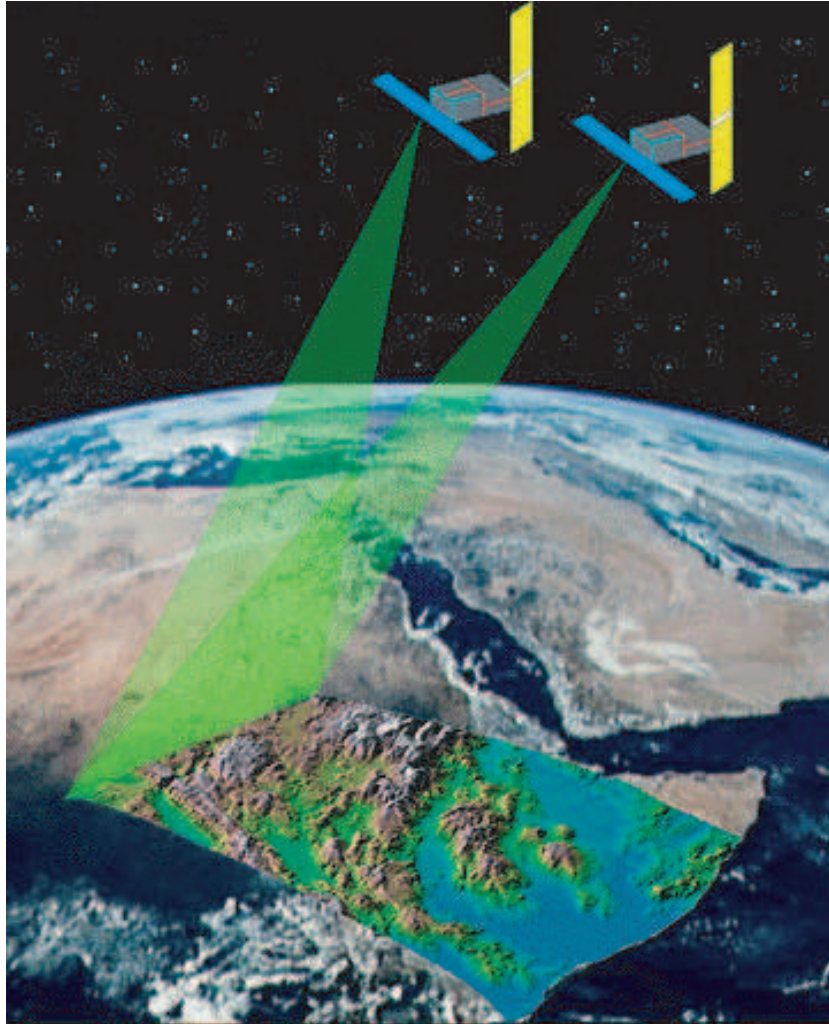


FIG. 2.6 – Dessin illustrant le principe général de l'interferométrie radar. Figure tirée d'un cours de *H. Zebker*.

L'utilisation principale de l'InSAR en géophysique est la mesure de la topographie et la détection des mouvements du sol entre deux acquisitions radar. Seule l'information du trajet parcourue par l'onde est donc utile. Si on ne peut connaître la

phase produite par les propriétés du sol, en se plaçant dans des conditions similaires de prise de vue, cette contribution s'annule lors de la différence. En pratique, cette méthode nécessite une configuration géométrique favorable, obtenue en limitant la ligne de base<sup>1</sup> spatiale. De plus, l'écart temporel (des deux images radar formant l'interférogramme) doit être adapté suivant les régions d'étude où la surface du sol change plus ou moins rapidement (variations de l'humidité du sol, de la végétation ou encore d'activité humaine). Ces deux hypothèses seront retenues dans l'analyse suivante.

### 2.3.2 Contenu de la phase interférométrique

Soit deux signaux radar retour correspondant à un même pixel imagé au sol tels que  $S_1 = A_1 e^{i\varphi_1}$  et  $S_2 = A_2 e^{i\varphi_2}$ , où  $A_i$  et  $\varphi_i$  correspondent à l'amplitude et à la phase du signal  $i$ .

L'interférogramme  $I$  correspond au produit conjugué de ces deux signaux, soit :

$$I = S_1 S_2^* = A_1 A_2 e^{(\varphi_1 - \varphi_2)} \quad (2.21)$$

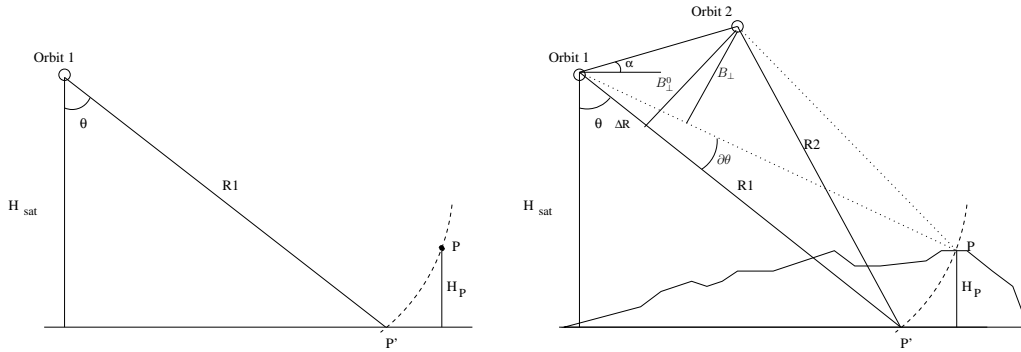


FIG. 2.7 – Configuration simple ou interférométrique d'une cible située à la distance  $R$  du satellite ( $R_1$  lors du premier passage du satellite et  $R_2$  lors du second) et d'altitude  $H_p$  d'une surface de référence. (a) Le point  $P'$  situé sur la surface de référence ( $H_{p'} = 0$ ) et le point  $P$  (d'altitude  $H_p$ ) se situent à la même distance du satellite. Les deux points ne peuvent être distingués à partir d'un seul passage du satellite. (b) Configuration pour un couple interférométrique : les deux orbites sont séparées par une ligne de base,  $B$ , et observent la cible avec deux angles de vue différents. D'après *Hanssen* [2001].

Les valeurs de phase,  $\varphi_1$  et  $\varphi_2$ , peuvent être décomposées sous la forme :

$$\varphi_1 = -\frac{2\pi 2R_1}{\lambda} + \varphi_{cible,1}$$

<sup>1</sup>Ligne de base est la traduction, issue du GPS, du mot anglais *baseline*.

$$\varphi_2 = -\frac{2\pi 2R_2}{\lambda} + \varphi_{cible,2} \quad (2.22)$$

où  $R_1$  et  $R_2$  représentent les distances respectives entre le satellite et la cible lors de ses deux passages. Si les propriétés de la cible restent identiques lors des deux acquisitions et si les angles de vue ne sont pas trop différents, la différence ( $\varphi_{cible,1} - \varphi_{cible,2}$ ) est nulle. La phase interférométrique,  $\varphi$  devient :

$$\varphi = -\frac{4\pi(R_1 - R_2)}{\lambda} = -\frac{4\pi\Delta R}{\lambda} \quad (2.23)$$

La dérivée de l'expression 2.23 est

$$\partial\varphi = -\frac{4\pi}{\lambda}\partial\Delta R \quad (2.24)$$

La différence  $\Delta R$  peut être approximée par

$$\Delta R = B \sin(\theta - \alpha) \quad (2.25)$$

La relation entre  $\Delta R$  et  $\theta$  est donnée par :

$$\partial\Delta R = B \cos(\theta^0 - \alpha)\partial\theta, \quad (2.26)$$

où  $\theta^0$  correspond à l'angle initial pour la surface de référence. En combinant la phase déduite de l'équation 2.24 et la configuration géométrique exprimée dans l'équation 2.26, la relation entre la phase interférométrique et la variation de l'angle de visée  $\theta$  vaut :

$$\partial\varphi = -\frac{4\pi}{\lambda}B \cos(\theta^0 - \alpha)\partial\theta \quad (2.27)$$

La dérivée de la phase interférométrique peut être vue comme la différence entre la phase mesurée en P,  $\varphi$ , et la phase,  $\gamma$ , attendue à la surface de référence en P'.

$$\partial\varphi = \varphi - \gamma \quad (2.28)$$

L'altitude du satellite par rapport à la surface de référence est  $H_{sat} = R_1 \cos \theta$  et la dérivée pour un pixel P situé à la distance  $R_{1p}$  donne la relation de la variation de l'angle  $\theta$  due à la différence d'altitude  $\partial H_{sat}$  :

$$\partial H_{sat} = -H_p \approx -R_{1p} \sin \theta_p^0 \partial\theta. \quad (2.29)$$

La surface de référence est prise dans la figure 2.7 comme une terre plate, bien que la définition soit indépendante de ce choix.

En utilisant les équations 2.27 et 2.29, on obtient la relation entre la hauteur,  $H_p$  et la variation de la différence de phase  $\partial\varphi$  :

$$H_p = -\frac{\lambda R_{1p} \sin \theta_p^0}{4\pi B_{\perp,p}^0} \partial\varphi_p, \quad (2.30)$$

avec

$$B_{\perp,p}^0 = B \cos(\theta_p^0 - \alpha), \quad (2.31)$$

(figure 2.7b). Cette équation de  $\varphi$  correspond à un cas sans déplacement entre les deux acquisitions. On définit la hauteur d'ambiguïté,  $h_{2\pi}$ , en imposant  $\partial\theta = 2\pi$  dans l'équation 2.30. Elle représente la hauteur nécessaire pour faire varier la phase de  $2\pi$  et dépend de la ligne de base perpendiculaire.

$$h_{2\pi} = \left| \frac{\lambda R_{1p} \sin \theta_p^0}{2B_{\perp,p}^0} \right| \quad (2.32)$$

Finalement, en combinant les équations 2.24, 2.26 et 2.30, nous exprimons l'influence du déplacement du sol,  $D_p$ , et l'influence de la topographie sur la phase interférométrique :

$$\partial\varphi_p = -\frac{4\pi}{\lambda} \left( D_p - \frac{B_{\perp,p}^0}{R_{1p} \sin \theta_p^0} H_p \right) \quad (2.33)$$

L'expression de la phase est  $\varphi_p = \gamma_p + \partial\varphi_p$  (équation 2.28), avec  $\gamma_p$  la phase de référence égale à  $\gamma_p = \frac{4\pi}{\lambda} B \sin(\theta_p^0 - \alpha)$ . En intégrant la phase induite par le bruit (notamment les perturbations atmosphériques),  $\Delta\Phi$ , l'expression complète de la phase interférométrique devient donc :

$$\varphi_p = \frac{4\pi}{\lambda} \left( \underbrace{B \sin(\theta_p^0 - \alpha)}_{\text{rampe orbitale, } \varphi_{p,orb}} - \underbrace{\frac{B_{\perp,p}^0}{R_{1p} \sin \theta_p^0} H_p}_{\text{topographie, } \varphi_{p,e}} - \underbrace{D_p}_{\text{déformation, } \varphi_{p,def}} \right) + \underbrace{\Delta\Phi}_{\text{bruit, } \varphi_{p,n}} \quad (2.34)$$

$\varphi_p$  (équation 2.34) se décompose comme la somme de quatre termes que nous allons détailler afin de comprendre les corrections possibles et nécessaires à l'obtention d'un signal de déformation peu bruité.

### 2.3.2.1 La rampe orbitale

La rampe orbitale est due à la position relative des deux orbites par rapport à la cible. Si les orbites sont strictement parallèles, les franges créées sont parallèles à la trajectoire du capteur et varient linéairement avec la distance satellite-cible. Cependant, dans la plupart des cas, les orbites ne sont pas parallèles, le système de frange n'est alors plus un plan. Ce système de franges est retiré grâce au calcul de la trajectoire des deux orbites. Les trajectoires des satellites ERS sont calculées principalement par l'université DEOS (Pays-bas) ou par l'ESA. La précision de ces calculs est d'environ 10 cm, induisant jusqu'à trois ou quatre franges orbitales résiduelles sur l'interférogramme corrigé.

Suivant les cas, la longueur d'onde et l'intensité de ces franges peuvent se confondre avec le signal de déformation. Une attention particulière doit donc être apportée pour distinguer et retirer ce système de franges du signal lié au déplacement du sol.

### 2.3.2.2 Le terme de topographie

Ce terme dépend de la ligne de base perpendiculaire et du relief. Plus la ligne de base sera grande plus l'interferogramme sera sensible au relief, diminuant ainsi l'altitude d'ambiguïté définie par l'équation 2.32. Pour maintenir la cohérence, j'ai utilisé principalement des lignes de base faibles ( $< 200$  m), limitant l'importance de la précision du MNT. Pour de grandes lignes de base, il est, en revanche, nécessaire d'avoir un MNT précis. C'est le cas notamment pour calculer un interférogramme croisé ERS-ENVISAT qui impose une géométrie particulière de la ligne de base afin que les fréquences au sol des deux satellites soient compatibles (cf chapitre 4). Pour s'affranchir de ce terme, une méthode consiste à simuler la topographie à partir d'un modèle numérique de terrain et des conditions orbitales. Cette simulation est ensuite retirée de l'interférogramme.

### 2.3.2.3 Le terme de déformation

Lorsque le sol a été déformé entre les deux dates d'acquisition des images radar et que la structure interne du pixel n'a pas été modifiée, nous pouvons mesurer une différence de phase pixel à pixel entre les deux images liée à la déformation. Cette différence de phase correspond à la projection de la déformation selon l'axe de visée. Le faible angle de visée ( $23^\circ$  par rapport à la verticale) des satellites ERS1 et ERS2, couramment utilisé en interférométrie radar, rend la mesure plus sensible aux déplacements verticaux qu'horizontaux. Une différence de phase de  $2\pi$  correspond à un déplacement de  $\lambda/2$  (2.8 cm pour ERS) selon l'axe de visée.

### 2.3.2.4 Le bruit

Le dernier terme correspond à toutes les sources de bruit existant lors du calcul de l'interférogramme. Notamment un grand nombre de phénomènes physiques induisent un délai supplémentaire de l'onde lors de son passage dans l'atmosphère. L'InSAR n'est sensible qu'aux hétérogénéités provoquant des retards différenciés à l'intérieur de la scène interférométrique. Étant donné les faibles déformations que l'on veut mesurer, il est important d'éliminer du mieux possible ce terme.

La figure 2.8 illustre l'effet de ces quatre termes en montrant un exemple d'interférogramme calculé à partir de deux images radar ERS qui couvrent une partie de la faille de San Andreas (Californie, USA). Cet exemple montre que la différence des phases des deux images de phase incohérentes est cohérente. On observe que la simple différence des phases des deux images radar (sans prendre en compte le fait que la trajectoire du satellite n'est pas la même entre les deux acquisitions) mène à un signal dominé par la rampe orbitale et le terme topographique, le signal tectonique n'étant pas visible. Après aplatissage de l'interférogramme (topographie et rampe orbitale), on observe un signal dû à l'activité des failles, ainsi que les délais atmosphériques liés

aux perturbations de la propagation des ondes entre le satellite et la terre. Pour avoir une mesure précise de la déformation du sol, il faut donc pouvoir s'affranchir du bruit atmosphérique.

Nous détaillerons, dans le chapitre suivant, les différentes composantes de ce "bruit" atmosphérique et les outils actuels pour limiter son influence.

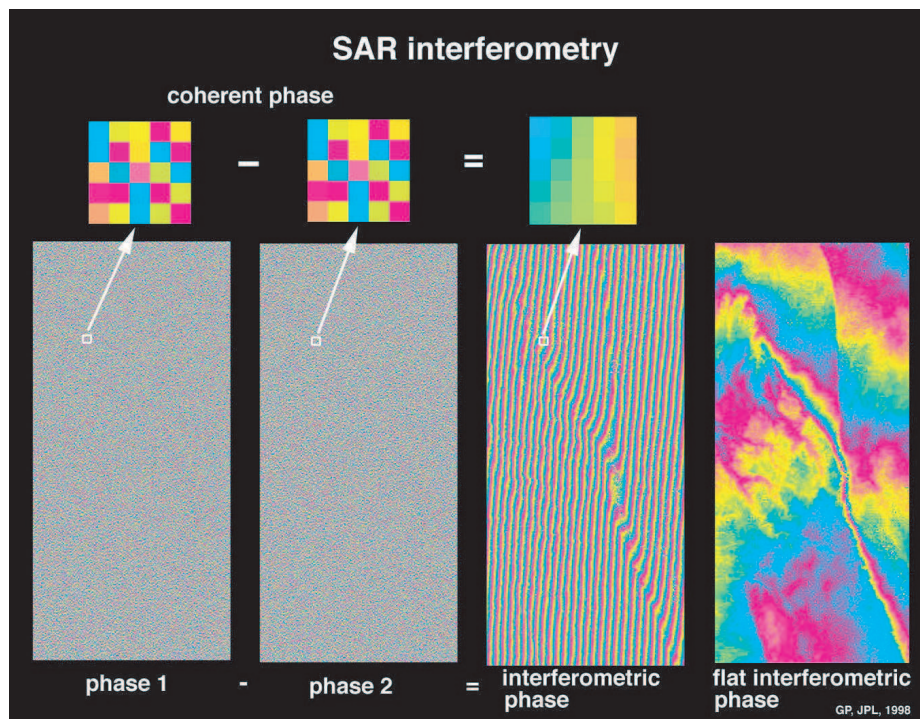


FIG. 2.8 – Exemple d'interférogramme sur la faille de San Andreas (Californie, USA). L'interférogramme est calculé à partir de deux images ERS dont la phase est incohérente spatialement, mais qui ont été acquises dans des géométries similaires. Après aplatissage de l'interférogramme, la phase ne dépend plus que de la différence des temps de propagation de l'onde entre les deux passages du satellite. Figure tirée d'un cours de G. Peltzer.

# Chapitre 3

## Apport des données InSAR pour la géophysique, potentiel, limites et outils

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>56</b>
<b>3.2</b>	<b>Analyse du délai atmosphérique</b>	<b>58</b>
3.2.1	Rappels	58
3.2.2	Le délai hydrostatique	60
3.2.3	Le délai humide	61
3.2.4	La ionosphère	62
3.2.5	Types de délais atmosphériques humides	63
<b>3.3</b>	<b>Compensation du délai atmosphérique : méthodes utilisées en GPS</b>	<b>66</b>
3.3.1	Le délai humide	66
3.3.2	Le délai hydrostatique	68
<b>3.4</b>	<b>Compensation du délai atmosphérique : méthodes de correction individuelle d'un interférogramme</b>	<b>68</b>
3.4.1	Sans donnée extérieure	68
3.4.2	Utilisation de données indépendantes	70
<b>3.5</b>	<b>Analyse du délai atmosphérique dans la région du lac Mead</b>	<b>76</b>
3.5.1	Présentation des conditions climatiques	77
3.5.2	Calcul du délai sec et humide	81
3.5.3	Correction tropostatique	87
3.5.4	Apport des modèles météorologiques	88
<b>3.6</b>	<b>Analyses de multiples interférogrammes</b>	<b>93</b>
3.6.1	Sommation d'interferogrammes	93
3.6.2	Série temporelle	94



---

3.7	Bilan . . . . .	100
-----	-----------------	-----

---

## 3.1 Introduction

Depuis *Gabriel et al.* [1989] qui, en 1989, observèrent pour la première fois le mouvement de terrains agricoles par interférométrie radar, les applications se sont multipliées et les techniques perfectionnées.

L'intérêt de l'InSAR en géophysique devint évident lorsque *Massonnet et al.* [1993] publièrent dans *Nature* une carte du déplacement cosismique du séisme de Landers (1992,  $M_W=7.3$ ) mesuré pour la première fois par InSAR avec une précision centimétrique (Figure 3.1). Cette étude a ouvert la voie à de nombreuses études sur les séismes où les déplacements co-sismiques, métriques ou décimétriques, induisent de forts gradients de phase qui couvrent au premier ordre le bruit atmosphérique [e.g., *Ozawa et al.*, 1997; *Peltzer et al.*, 1999]. En pratique, deux images acquises avant et après l'évènement permettent d'avoir le déplacement projeté dans la ligne de visée du satellite. De même, on peut obtenir le déplacement post-sismique en choisissant des images acquises après le séisme [e.g, *Peltzer et al.*, 1996; *Gourmelen and Amelung*, 2005]. Les études InSAR se sont ensuite multipliées abordant plusieurs autres thématiques telles que la volcanologie [e.g., *Briole et al.*, 1997; *Avallone et al.*, 1999; *Yun et al.*, 2006], les mouvements de terrain dus aux activités humaines (lac de barrage [*Cavalié et al.*, 2007], pompage des nappes d'eau souterraines [*Amelung et al.*, 1999; *Schmidt and Bürgmann*, 2003]), la glaciologie [*Joughin et al.*, 1998; *Cheng and Xu*, 2006] ou encore les glissements de terrain [*Colesanti and Wasowski*, 2006; *Rott and Nagler*, 2006]. Jusqu'au milieu des années 1990, les problèmes de délai atmosphérique étaient ignorés : "SAR is an all weather sensor...". Le problème des effets atmosphériques est apparu lorsque de petites déformations ont été étudiées ou lorsque les variations du relief dans la zone d'étude sont particulièrement importantes comme c'est le cas à l'Etna [*Delacourt et al.*, 1998; *Beauducel et al.*, 2000].

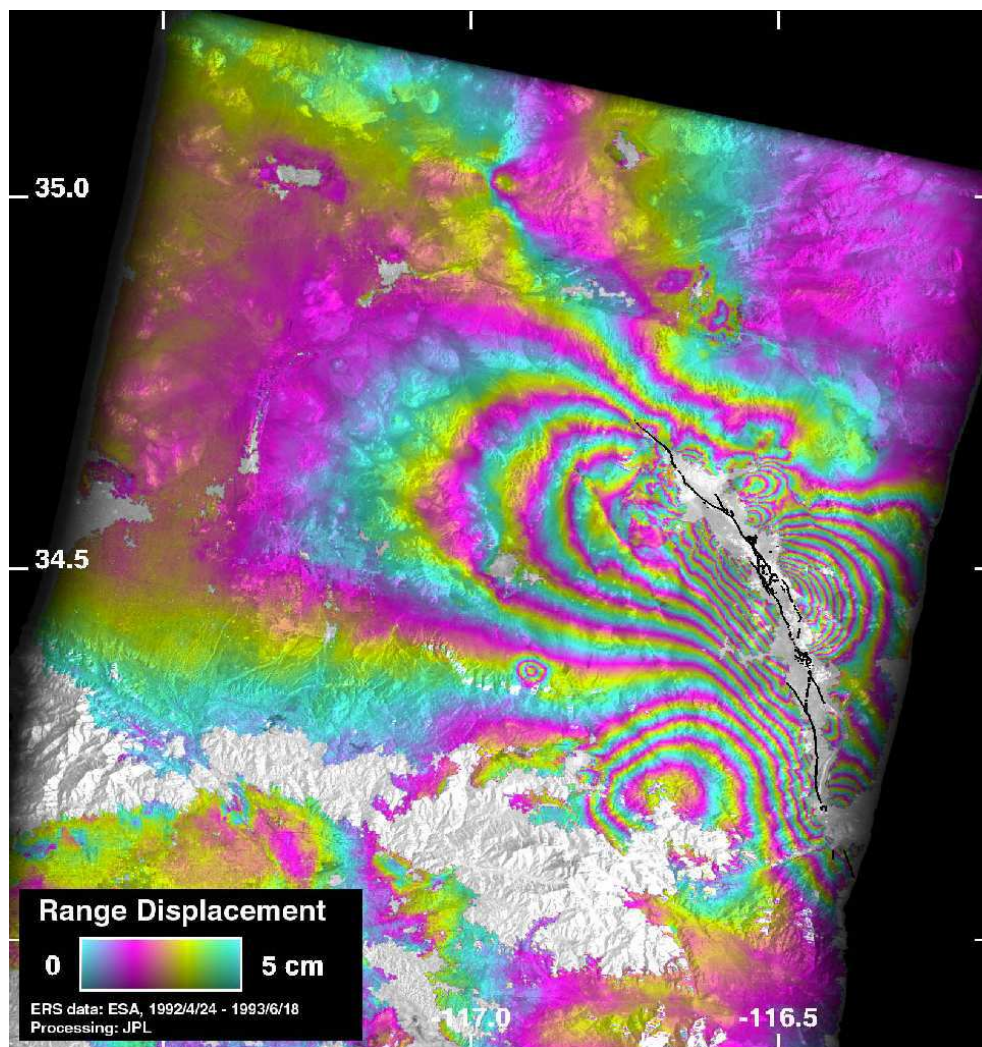


FIG. 3.1 – Interférogramme calculé à partir des images ERS-1 acquises les 24/04/92 et 19/06/93, encadrant la date du séisme de Landers (Californie,  $M=7.2$ , 28/06/92). L'interférogramme montre principalement la déformation cosismique, mais aussi une partie du mouvement post-sismique, puisque la deuxième image a été prise 1 an après la date du séisme dont une réplique est visible (aux latitude et longitude  $34.4^{\circ}$  N et  $-116.9^{\circ}$  E).

Depuis relativement longtemps, on connaît l'effet d'un milieu hétérogène tel que l'atmosphère sur la propagation d'une onde électromagnétique. L'atmosphère est composée principalement de 3 couches : en dessous de la ionosphère, se situe la moyenne atmosphère composée de la mésosphère et de la stratosphère, enfin la troposphère est la première couche en contact avec la surface terrestre. Ces différentes couches correspondent à des milieux plus ou moins dispersifs. La troposphère est une couche où de nombreux phénomènes météorologiques prennent naissance. Elle est déstabilisée

par la convection due à la chaleur rayonnée par la surface terrestre, ainsi que par les vents qui entraînent des instabilités barocliniques. La "moyenne atmosphère", est au contraire relativement stable : la stratosphère est particulièrement sèche et peu de nuages se forment dans cette partie. L'origine des délais de l'onde radar observés sur les interférogrammes vient de la partie neutre de l'atmosphère, donc principalement de la troposphère. La ionosphère, quant à elle, est un milieu dispersif qui est électriquement chargé. Le délai des ondes électromagnétiques lors de la traversée de cette couche dépend des variations de la densité d'électron.

Dans ce chapitre, j'ai fait une revue bibliographique des études menées sur le délai atmosphérique des ondes lors de la traversée de l'atmosphère. La compréhension de ces délais est indispensable à ce travail de thèse où la mesure de faibles déformations terrestres est compliquée en raison de l'amplitude des délais atmosphériques supérieure à celle liée aux mouvements du sol. À partir de ce travail de synthèse, j'ai introduit l'étude effectuée sur le lac Mead pour illustrer l'effet du délai atmosphérique sur ma région d'étude et présenter les solutions envisageables pour s'affranchir au mieux de ce terme.

## 3.2 Analyse du délai atmosphérique

### 3.2.1 Rappels

Le produit conjugué de deux images SAR définit la phase interférométrique :

$$\varphi_p = \varphi_p^{t1} - \varphi_p^{t2} \quad (3.1)$$

consistant en une somme de différences de terme (voir équation 2.20). Si les trajectoires du satellite lors des deux prises de vue sont suffisamment proches et si les réflecteurs à la surface restent stables entre les deux acquisitions, le terme  $\varphi_{p,cible}$  ( $=\varphi_{p,cible}^{t1} - \varphi_{p,cible}^{t2}$ ) s'élimine par différence. Cette hypothèse de cible stable est un facteur limitant de l'InSAR puisque de nombreuses régions présentent des surfaces non stables (eau, végétation...).  $\varphi_{p,geom}$  peut être vu comme étant la somme de deux termes : (1) la variation de la distance terre-satellite due aux trajectoires différentes du satellite entre les deux passages et (2) due à la déformation de la terre. Les trajectoires des satellites ainsi que la topographie étant connues, le premier terme peut être corrigé. La phase interférométrique dépend alors uniquement du terme lié à la déformation du sol et à la propagation des ondes dans l'atmosphère ( $\varphi_p = \varphi_{p,prop}^{t1} - \varphi_{p,prop}^{t2}$ ). En s'affranchissant du terme de propagation, la mesure InSAR devient donc particulièrement intéressante pour les études géophysiques. De nombreux auteurs s'intéressent donc à la correction du délai atmosphérique en interférométrie radar.

En l'absence de déformation, les différences de phase observées sur un interférogramme peuvent être interprétées comme des variations spatio-temporelles du délai atmosphérique entre l'antenne radar et les millions de pixels au sol, ou en d'autres termes, des différences d'état de l'atmosphère entre les dates d'acquisition des deux images radar. *Hanssen* [2001] a particulièrement étudié ces délais atmosphériques. Pour s'assurer que la déformation ne perturbe pas l'étude, il a principalement travaillé sur des interférogrammes calculés avec des paires d'images tandem (i.e. images acquises à un jour d'intervalle). La figure 3.2 tirée de *Hanssen* [2001] compare un interférogramme dont les images ont été acquises les 29 et 30 Août 1995 avec une carte des mesures du taux de pluie pour la même région. On observe la corrélation entre le taux de pluie et la phase interférométrique.

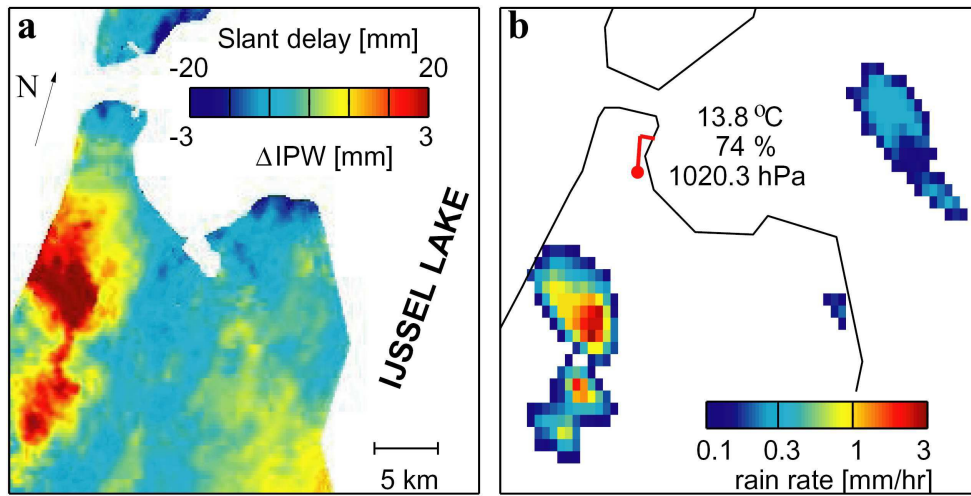


FIG. 3.2 – Images de précipitation. (A) L'interférogramme (29 et 30 Août 1995, 21 :41 UTC) montre les variations du délai de l'onde à travers la scène. (B) Carte de précipitation le 29 Août 1995 à 21 :45 UTC. D'après *Hanssen* [2001].

La mesure InSAR en un point est relative aux pixels voisins. On peut, de manière générale, exprimer la variation du délai dû à l'atmosphère,  $\delta$ , et affectant deux pixels d'un interférogramme. Le délai, exprimé en distance,  $\delta_{p,q}$ <sup>1</sup>, entre deux pixels  $p$  et  $q$  est directement lié à la différence de phase interférométrique  $\varphi_{p,q} = \varphi_p - \varphi_q$  par :

$$\delta_{p,q} = \frac{\lambda}{4\pi} \varphi_{p,q} = 28 \frac{\varphi_{p,q}}{2\pi} [\text{mm}], \quad (3.2)$$

si on utilise la bande C. En projetant ce délai sur la verticale, on obtient le délai zénithal,  $\delta_{p,q}^z = \delta_{p,q} \cos \theta_{inc}$  où  $\theta_{inc}$  est l'angle d'incidence variant entre 19 ° et 27 °. Le

<sup>1</sup>Le délai et la phase d'un pixel,  $p$ , pour une image radar acquise à l'instant  $t_i$  sont notés  $\delta_p^{t_i}$  et  $\varphi_p^{t_i}$ , respectivement. Pour simplifier l'écriture, je noterai le délai et la phase interférométrique entre deux acquisitions  $t_1$  et  $t_2$  uniquement par  $\delta_p$  et  $\varphi_p$ , sans préciser l'indice temporel (qui est  $t_2 - t_1$ ).

délai,  $\delta_{p,q}$ , dépend de l'intégrale de l'indice de réfractivité,  $N$ , le long du trajet entre la position de l'antenne,  $a$ , et les pixels au sol. La relation reliant le délai zénithal observé aux cellules de résolution  $p$  et  $q$  et la distribution de  $N$  (le long du trajet des ondes) lors de l'acquisition SAR à  $t_i$  peut s'écrire :

$$\delta_{p,q}^{z,t_i} = 10^{-6} \cos \theta_{inc} \left( \int_p^a N^{t_i} dz - \int_q^a N^{t_i} dz \right) \quad (3.3)$$

où  $N(x, y, z, t)$  est l'indice de réfractivité dans l'atmosphère (sans dimension). La variation temporelle du délai zénithal entre les pixels  $p$  et  $q$  peut aussi être exprimée par :  $\delta_{p,q}^z = \delta_{p,q}^{z,t_2} - \delta_{p,q}^{z,t_1}$ .

Pour les longueurs d'ondes communément utilisées dans l'imagerie radar, l'indice de réfractivité peut s'écrire sous cette forme [Smith and Weintraub, 1953; Davis et al., 1985] :

$$N = \underbrace{k_1 \frac{P}{T}}_{\text{terme "sec"}} + \underbrace{\left( k_2' \frac{e}{T} + k_3 \frac{e}{T^2} \right)}_{\text{terme "humide"}} - \underbrace{4.028 \times 10^7 \frac{n_e}{f^2}}_{\text{terme "ionosphérique"}} + \underbrace{1.45W}_{\text{terme "liquide"}}, \quad (3.4)$$

où  $P$  est la pression atmosphérique totale,  $e$  est la pression partielle de vapeur d'eau et  $T$  est la température. Les constantes ont été déterminées par plusieurs auteurs (en premier par Smith and Weintraub [1953]), cependant les résultats de Thayer [1974] sont communément utilisés :  $k_1=77.6$  K hPa<sup>-1</sup>,  $k_2'=23.3$  K hPa<sup>-1</sup> et  $k_3 = 3.75 \times 10^5$  K<sup>2</sup> hPa<sup>-1</sup>. La densité d'électrons par mètre cube est donnée par  $n_e$ ,  $f$  est la fréquence radar (5.3 GHz pour ERS) et  $W$  est le contenu en eau liquide (g.m<sup>-3</sup>). Le délai atmosphérique dépend donc de peu de paramètres météorologiques. En connaissant, ces paramètres ( $P$ ,  $T$ ,  $e$ ), il est possible de calculer le délai subit par les ondes électro-magnétiques lors de la traversée de l'atmosphère au moment de l'acquisition de l'image SAR.

L'influence des différents termes a été discutée par différents auteurs [e.g. Hanssen, 2001; Puysségur, 2006]. Je propose ci-dessous de faire un bilan de ce qui a été fait et d'intégrer les tests de sensibilités effectués sur la région du lac Mead, zone de l'étude présentée au chapitre 4.

### 3.2.2 Le délai hydrostatique

Le délai hydrostatique,  $\delta_d^{t_i}$ , (appelé encore délai "sec" par certains auteurs), bien connu de la communauté du GPS (voir section 3.3) est important. Ce délai dépend de la pression et la température (premier de terme de l'équation 3.4). En utilisant les données météorologiques correspondant aux images radar acquises dans le nord des Pays-Bas, Hanssen [2001] calcule un délai (converti en distance) de l'ordre de 2 à 3 m. Cependant les observations courantes de la pression de surface indiquent que

pour une région plate de la taille d'une image SAR ERS ( $\sim 100 \text{ km} \times 100 \text{ km}$ ) (1) les variations spatiales sont souvent faibles (inférieures à 1 hPa) et (2) ces variations sont de grandes longueurs d'onde (lisses). L'InSAR étant aveugle au délai total, mais sensible aux variations spatio-temporelles, le délai hydrostatique observé sur les interférogrammes est donc généralement faible, de l'ordre de quelques millimètres à travers la scène interférométrique. Il peut être confondu avec les autres composantes grandes longueurs d'ondes telle que les erreurs orbitales. Il est donc souvent ignoré, bien que corrigé si des données de pression sont disponibles. Cependant, les variations spatiales et temporelles du délai "sec" peuvent être non négligeables lorsqu'une région présente de fortes variations topographiques et des saisons marquées avec des différences importantes de température.

### 3.2.3 Le délai humide

#### 3.2.3.1 L'effet de la vapeur d'eau

La composante "humide" du délai,  $\delta_w^{t_i}$ , est paramétrée par la température ( $T$ ) et la pression partielle de vapeur d'eau ( $e$ ). Contrairement au délai hydrostatique, l'amplitude de  $\delta_w^{t_i}$  est faible (inférieure à  $\sim 0.3 \text{ m}$  [Elgered, 1982], contre 2 à 3 m pour  $\delta_d^{t_i}$ ), mais fortement variable dans l'espace et dans le temps. Les effets sur la phase interférométrique sont donc considérables et sont décrits par de nombreux auteurs. Zebker *et al.* [1997] estiment qu'une variation de 20% du contenu en vapeur d'eau entre les deux acquisitions radar entraîne un délai de 10 cm. Hanssen [2001] montre que suivant les conditions atmosphériques la sensibilité du terme "humide" de la réfractivité est au moins 4 à 20 fois plus forte lors d'une variation d'1 hPa de la pression partielle de vapeur d'eau que pour une variation d'1 degré de la température. De plus, les variations d'1 hPa de la pression partielle de vapeur d'eau sont communes, même à l'échelle du kilomètre. Ces résultats théoriques soutiennent l'hypothèse que les variations spatiales de la phase interférométrique aux petites échelles sont principalement dues aux variations (spatio-temporelles) de la vapeur d'eau, bien que les effets de la température et de l'eau liquide ne puissent être ignorés, comme le montre la figure 3.2.

#### 3.2.3.2 L'effet de l'eau liquide : Propagation à travers les nuages

L'étude du délai d'une onde traversant l'atmosphère montre que la contribution de l'eau liquide est faible et est estimée à 1-5% du délai humide total. Cependant, si l'InSAR est aveugle au délai total, elle est sensible aux variations latérales de ce délai. La présence de nuages et de gouttes d'eau peut donc provoquer un délai supplémentaire (limité) sur la phase interférométrique. Ceci est spécialement vérifié lorsque l'onde radar traverse des nuages de type cumulus congestus dont la taille est limitée horizontalement mais possède une forte concentration d'eau liquide ( $\text{g/m}^3$ ) et une épaisseur importante. La différence de phase entre un pixel vu par le satellite

ou caché par un cumulus due à la traversée du nuage est estimée en définissant le paramètre PLW (precipitable liquid water, en m).

$$PLW = \frac{1}{\rho_l} \int W dh = 10^{-6} \int W dh, \quad (3.5)$$

où  $\rho_l$  est la densité de l'eau liquide ( $10^6 \text{ g/m}^3$ ) et  $W$  la concentration d'eau ( $\text{g/m}^3$ ). Le délai zénithal, pour un pixel  $p$  situé sous le nuage, est approximé par la formule [Hanssen, 2001]

$$\delta_{p,t}^{z,t_i} = 1.4PLW[\text{mm}], \quad (3.6)$$

En prenant une épaisseur de 4 km et une concentration  $W$  d'eau de  $1 \text{ g/m}^3$ , on trouve  $PLW = 4 \text{ mm}$ . L'équation 3.6 donne un délai zénithal de 5.6 mm soit 0.2 frange interférométrique (une frange correspondant à un délai de 28.3 mm). Pour les autres types de nuages, l'effet est inférieur à 1 mm, donc négligé dans les analyses de bruit atmosphérique. Enfin, les nuages d'eau se forment lorsque l'air est saturé, la concentration en vapeur d'eau est alors également forte. Comme le contenu en vapeur d'eau peut conduire à des délais bien plus importants (plusieurs centimètres) que ceux dûs aux nuages proprement dit, c'est bien ce dernier paramètre qui est la principale cause des artefacts atmosphériques observés sur les interférogrammes.

### 3.2.4 La ionosphère

La ionosphère est un mélange de gaz neutre et de plasma compris entre 100 km et 500 km d'altitude. L'absorption des rayons ultraviolets du soleil chauffe le plasma de cette couche qui devient un milieu dispersif pour les ondes électromagnétiques. La densité d'électrons le long du trajet de l'onde détermine le délai. Ce dernier est dépendant de la longueur d'onde et peut être corrigé lors des mesures GPS grâce à la bifréquence du signal émis.

Si l'effet de l'ionosphère sur les ondes électromagnétiques est connu, les conséquences sur la phase interférométrique à l'échelle d'une image radar sont difficiles à estimer. A ce jour, aucun auteur n'a pu observer robustement cet effet. Hanssen [2001] estime qu'un effort conséquent est nécessaire pour apprécier plus précisément le rôle de la ionosphère sur le signal interférométrique et qu'aujourd'hui l'hypothèse la plus crédible est que l'effet ionosphérique affecte une image radar sous la forme d'un gradient de phase de grande longueur d'onde (supérieure à  $\sim 50 \text{ km}$ ). Il devient donc difficile de distinguer ce signal parmi les autres termes grande longueur d'onde (les erreurs orbitales, par exemple).

### 3.2.5 Types de délais atmosphériques humides

En pratique, deux types de signaux atmosphériques sont clairement identifiables sur les interférogrammes. Le premier a été mis en évidence en étudiant le mont Etna. Certains interférogrammes présentaient une forte corrélation entre la phase et la topographie. Cet effet a d'abord été interprété en terme de déformation due à la déflation du volcan [Massonnet and Feigl, 1998], avant de trouver la cause “réelle<sup>2</sup>” : les variations temporelles de la stratification verticale de l'humidité dans l'atmosphère [Beauducel et al., 2000]. En effet, la troposphère est composée de couches humides. Lorsque ces strates sont homogènes horizontalement, une modification de la stratification verticale entre deux acquisitions radar entraîne un délai sur la phase interférométrique. Si le relief est plat, ce délai sera identique pour chaque pixel. En revanche, pour une région montagneuse, il est d'autant plus important que la tranche d'atmosphère traversée par l'impulsion radar est grande. Le délai est alors corrélé à la topographie (Figures 3.3, 3.4).

La fonction reliant phase et topographie est variable suivant les régions et les gammes d'altitude dans la région. Cette fonction sera discutée un peu plus loin. Les figures 3.4a,c montrent un exemple de relation linéaire entre la phase et la topographie, dans la région du lac Mead (Névada, USA). La figure 3.4d montre l'interférogramme après correction de cette corrélation phase/topographie : on observe la subsidence du sol autour du lac due à l'augmentation du niveau d'eau du lac (cf chapitre 4).

---

<sup>2</sup>L'influence du délai sec est souvent négligée. Cependant, nous avons mis en évidence (sur la région du lac Mead) que les variations de pression avec l'altitude induisent également un délai corrélé avec la topographie non négligeable (cf. section 3.5).



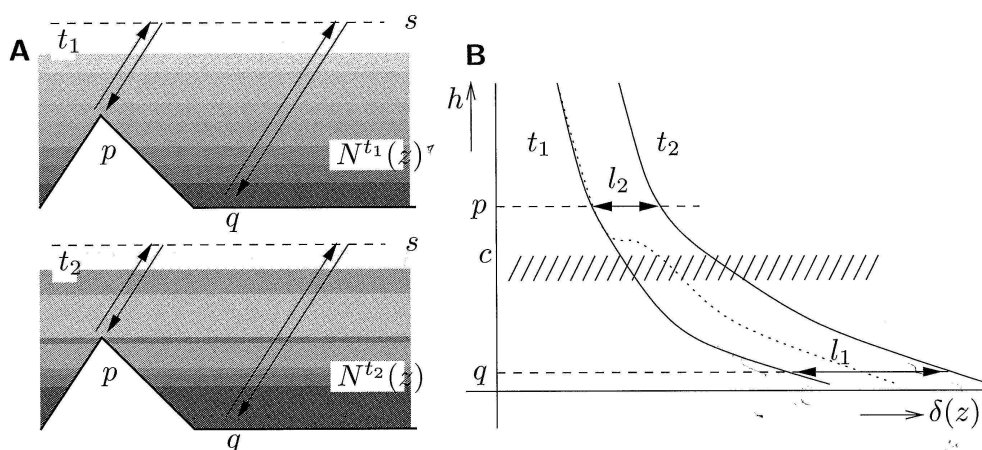


FIG. 3.3 – (A) Délai troposphérique entre le point  $p$ , situé au sommet d'une montagne, et le point  $q$ , situé à sa base dû à la différence d'altitude des deux points et aux différences des profils de réfractivité  $N^{t_i}(z)$  lors des acquisitions, aux dates  $t_1$  et  $t_2$ , des deux images SAR. (B) Courbes du délai cumulé pour les dates  $t_1$  et  $t_2$  en fonction de l'altitude. L'effet du délai sur la différence de phase interférométrique entre  $p$  et  $q$  est seulement déterminé par la différence  $l_2$  et  $l_1$ . A noter que la présence en  $c$  d'un nuage à  $t_1$  provoquerait un délai de phase supplémentaire sous le nuage, illustré par la ligne pointillée. Figure tirée de *Hanssen* [2001].

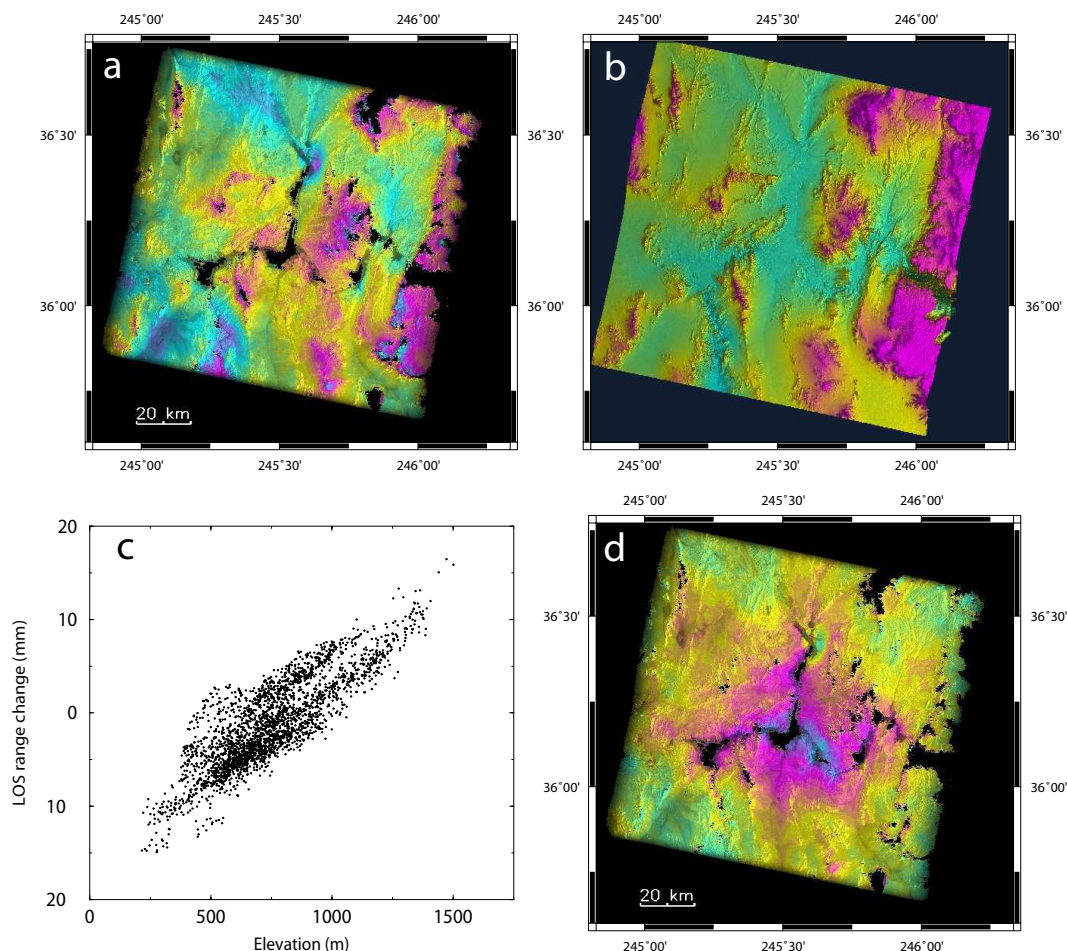


FIG. 3.4 – (a) L’interférogramme - 05/01/1997-25/01/1998 - centré sur le lac Mead (Néevada, USA) montre une phase corrélée à la topographie (b) obtenue à partir du MNT SRTM. Un cycle de couleur (bleu/vert/rose) représente l’altitude entre 250 m and 2000 m. (c) Phase de chaque pixel représentée en fonction de son altitude. (d) Interférogramme après correction d’une relation linéaire entre la phase et la topographie attribuée aux variations temporelles de la stratification verticale de la troposphère. Cette correction permet d’observer la subsidence de la région autour du lac, masquée préalablement par le délai tropostatique (cf. chapitre 4). Pour les figures (a) et (d), un cycle de couleur (jaune/rose/bleu) représente un changement de la phase de 28 mm dans la direction opposée au satellite. D’après *Cavalié et al.* [2007]

Le deuxième type de signaux atmosphériques observés est dû aux mouvements de convection et aux turbulences dans l’atmosphère. Ces processus créent des hétérogénéités spatiales (3D) de la réfractivité qui affectent indépendamment les régions avec ou sans relief. Deux voies permettent d’éliminer ou de réduire l’importance de ces artefacts : (i) travailler sur plusieurs interférogrammes afin de distinguer le signal cherché (mouvement tectonique, écoulement d’un glacier, subsidence ...) du bruit at-

mosphérique (ii) modéliser le délai pour chaque pixel à partir de données externes (données météorologiques obtenues à partir d'observations au sol, de la télédétection, ou de modèles météorologiques). Ces délais peuvent conduire à des erreurs dans l'interprétation de la déformation terrestre. L'enjeu est donc de pouvoir s'affranchir du terme atmosphérique. Deux stratégies (non incompatibles) ont été développées. La première consiste à corriger individuellement les interférogrammes, la deuxième est d'utiliser les caractéristiques spatio-temporelles du bruit et de la déformation sur plusieurs interférogrammes afin de séparer ces deux termes.

### 3.3 Compensation du délai atmosphérique : méthodes utilisées en GPS

Le délai troposphérique est une source importante de bruit en géodésie pour les mesures géophysiques, qui affecte autant le GPS que les mesures InSAR. La communauté du GPS a développé en premier des outils pour compenser ce délai. Nous présenterons donc les résultats du GPS qui ont inspirés en partie les corrections utilisées en InSAR.

Les stations météorologiques étant au sol, des relations statistiques ont été établies pour connaître les paramètres météorologiques dans la colonne atmosphérique à partir des données de surface. Le modèle le plus utilisé en GPS, pour connaître le délai troposphérique, fait intervenir la pression, la température et l'humidité relative qui sont supposés homogène latéralement dans l'atmosphère, ne variant qu'avec l'altitude [Saastamoinen, 1972]. Ce modèle est contraint par des mesures météorologiques au sol et utilise des profils standard pour calculer les paramètres énoncés ci-dessus. Le délai troposphérique,  $\delta$ , est défini par :

$$\delta = \frac{0.002277}{\cos \theta} \left( P_0 + \left( \frac{1255}{T_0} + 0.05 \right) e_0 - B \tan^2 \theta \right) + \zeta_R, \quad (3.7)$$

où  $P_0$ ,  $T_0$  et  $e_0$  sont, respectivement, la pression totale, la température et la pression partielle en vapeur d'eau mesurées à la station.  $\theta$  est l'angle d'élévation du satellite et  $B$  et  $\zeta_R$  sont des termes correctifs.

Depuis cette formulation, d'autres méthodes ont été établies pour calculer le délai sec et le délai humide.

#### 3.3.1 Le délai humide

Bevis *et al.* [1994] établissent une relation de proportionnalité entre l'eau précipitable dans l'atmosphère, PWV<sup>3</sup> (Precipitable Water Vapor), et le délai zénithal humide (ZWD), mesuré par GPS. Le ZWD correspond au délai radar humide  $\delta_w^{z,ti}$ .

$$PWV = \Pi \times ZWD, \quad (3.8)$$

---

<sup>3</sup>PWV correspond à la quantité d'eau précipitable contenue dans une colonne verticale d'atmosphère et exprimée en kg/m<sup>2</sup> ou en mètre en considérant une colonne de surface de 1 m<sup>2</sup>.

où  $\Pi$  est une constante.

PWV s'exprime sous la forme suivante,

$$PWV = \int q dz, \quad (3.9)$$

et ZWD ou  $\delta_w^z$  :

$$\delta_w^{z,t_i} = 10^{-6} \int \left( k'_2 \frac{e}{T} + k_3 \frac{e}{T^2} \right) dz, \quad (3.10)$$

avec  $e/T = \rho q R_v$  où  $\rho$  est la densité de l'eau,  $q$  est l'humidité spécifique ( $\text{kg}/\text{m}^3$ ),  $R_v$  est la constante des gaz spécifique pour la vapeur d'eau et  $T$  est la température. De plus, on exprime le paramètre  $T_m$ , comme étant une température moyenne pondérée de la colonne de vapeur d'eau, par :

$$T_m = \frac{\int \frac{e}{T} dz}{\int \frac{e}{T^2} dz} \quad (3.11)$$

Le délai humide devient donc :

$$\delta_w^{z,t_i} = 10^{-6} \rho R_v (k'_2 + k_3/T_m) \int q dz, \quad (3.12)$$

et la constante  $\Pi$  s'écrit donc de la manière suivante :

$$\Pi = \frac{10^6}{\rho R_v \left[ \frac{k_3}{T_m} + k'_2 \right]}. \quad (3.13)$$

$\Pi$  est souvent considéré comme une constante utilisée pour convertir les mesures de PWV en délai humide dont une valeur typique est  $\Pi \sim 0.15$  [Bevis et al., 1996]. En réalité,  $\Pi$  dépend faiblement de  $T_m$  qui varie suivant les saisons et les régions.  $k_3$  et  $k'_2$  sont des constantes utilisées dans les équations reliant l'indice de réfractivité de l'atmosphère,  $N$ , et les paramètres météorologiques (équation 3.4).

*Emardson and Derks* [2000] se sont également attachés à développer des méthodes pour calculer le coefficient de proportionnalité  $\Pi$  (équation 3.13) à partir de données au sol. Sur la base de l'analyse de 12000 profils de radiosondes en Europe, ils proposent plusieurs modèles de calcul de  $\Pi$ . Le modèle le plus robuste fait intervenir notamment la température du sol et le jour de l'année pour prendre en compte les variations saisonnières. Des modèles régionaux européens plus fins ont été calculés pour permettre aux stations GPS européennes, sans profils verticaux météorologiques, d'obtenir une valeur de  $\Pi$  avec une précision de 1%.

Outre le délai zénithal humide,  $\delta_w^z$ , certaines approximations permettent aussi de calculer le délai zénithal hydrostatique,  $\delta_d^z$ .

### 3.3.2 Le délai hydrostatique

En considérant la contribution du terme hydrostatique de l'équation 3.4, il est possible d'exprimer le délai zénithal sec,  $\delta_d^z$ , à partir de l'équation 3.3. Pour calculer la contribution hydrostatique (intégrée entre un pixel  $p$  et l'antenne du satellite  $a$ ), la pression,  $P$ , peut être approximée en utilisant la loi des gaz parfait  $P = \rho R_d T$ , soit :

$$\delta_d^{z,t_i} = 10^{-6} \cos \theta_{inc} k_1 \int_p^a \frac{P}{T} dz = 10^{-6} \cos \theta_{inc} R_d \int_p^a \rho(z) dz \quad (3.14)$$

De plus, la pression totale de surface est exprimé par :

$$P_s = g_m \int_0^\infty \rho(z) dz, \quad (3.15)$$

où  $g_m$  est la gravité locale au centre de la colonne atmosphérique [Saastamoinen, 1972]. Ce paramètre dépend de l'altitude de surface et de la latitude. Ces approximations permettent donc de calculer le délai hydrostatique simplement à partir de la pression de surface :

$$\delta_d^{z,t_i} = k_1 \times 10^{-6} \frac{R_d}{g_m} P_s \quad (3.16)$$

## 3.4 Compensation du délai atmosphérique : méthodes de correction individuelle d'un interférogramme

Contrairement, au GPS, il est plus important, en InSAR, de connaître avec précision le délai atmosphérique entre les altitudes extrêmes de la région d'étude que de connaître le délai intégré sur toute l'atmosphère.

Plusieurs auteurs ont tenté de corriger individuellement les interférogrammes des artefacts atmosphériques [Li et al., 2005, 2006c; Puysségur et al., 2007; Webley et al., 2002]. Ces techniques tendent à exploiter peu d'images radar. Ceci peut être particulièrement utile pour les régions où la quantité d'images acquises et archivées est faible. Arriver à mesurer le signal géophysique parmi le bruit atmosphérique peut s'avérer alors particulièrement difficile et une simple sommation d'interférogrammes ne permet pas forcément de moyennner les délais troposphériques.

### 3.4.1 Sans donnée extérieure

L'étude de la correction phase/topographie permet d'obtenir une correction incomplète et imparfaite de l'interférogramme. Cette correction s'applique uniquement au délai "tropostatique", qui correspond au délai corrélé à la topographie dû aux variations temporelles de la stratification verticale (supposée homogène latéralement) de la vapeur d'eau dans la troposphère (cf. section "Types de délais atmosphériques").

En étudiant cette relation, celle-ci peut être approximée par une loi linéaire, exponentielle ou polynomiale. Le type de loi approprié pour modéliser ce délai dépend de l'importance du relief,  $\Delta z$  (écart entre l'altitude maximale et minimale), de l'altitude moyenne et des variations du contenu en vapeur d'eau. En effet, la concentration en vapeur d'eau diminue avec l'altitude. Pour les régions avec de forts  $\Delta z$ , la corrélation phase/topographie peut changer fortement avec  $z$ . Les études sur la faille de l'Altyr Tagh, dont la trace passe à la frontière entre le plateau tibétain (dont les altitudes maximales dans cette partie atteignent 6000 mètres) et le bassin du Tarim (dont l'élévation moyenne est de 1000 mètres) montrent des relations  $\sim$  exponentielles entre la phase et la topographie. *Socquet et al.* [2007] utilisent donc une loi exponentielle pour modéliser et corriger le délai tropostatique. Lorsque les écarts d'altitudes sont plus faibles, il est souvent difficile d'estimer les paramètres d'une telle loi. Ainsi, à l'est de la faille de l'Altyr Tagh, se trouve un autre décrochement majeur, la faille de Haiyuan, dont j'ai étudié la déformation intersismique (cf. chapitre 5). L'étude de la corrélation phase/topographie dans cette région où l'écart d'altitude est bien plus faible (entre 1500 m et 3500 m) montre une relation essentiellement linéaire. Dans l'article sur le lac Mead, où la topographie varie entre 300 et 2000 mètres, j'ai utilisé une relation linéaire (Figure 3.4). Enfin, l'étude par InSAR du volcan Sakurajima (Japon) dont le sommet atteint 1000 m a obligé les auteurs à s'intéresser au délai tropostatique [*Remy et al.*, 2003] pour pouvoir interpréter la déformation du volcan. Ils montrent qu'une loi linéaire explique bien la relation observée entre la phase et l'altitude, bien que la modélisation soit légèrement améliorée en utilisant une loi non-linéaire (splines cubiques). Cependant, quelle que soit la complexité de la loi choisie, ce type de correction reste imparfait et ne prend pas en compte les hétérogénéités spatiales du délai résultant des processus turbulents ou autres (pluie, fronts atmosphériques) dans l'atmosphère. Concernant le délai tropostatique, l'imprécision de cette correction ne vient pas tant de la loi utilisée, mais de la faiblesse de l'hypothèse initiale. En effet, il est rare que les strates d'humidité restent homogènes latéralement à l'échelle d'une scène interférométrique. La correction effectuée avec une loi uniforme pour l'ensemble de l'interférogramme ajoutera du bruit lorsque la relation n'est plus vérifiée localement. Cependant, cette correction permet de diminuer fortement la variance de la phase sur l'ensemble de l'interférogramme dans de très nombreux cas. Ce type de correction permet donc d'améliorer par la suite le résultat d'une sommation d'interférogrammes ou d'une série temporelle.

Une méthode plus ambitieuse pour corriger le délai atmosphérique est de le modéliser. Les moyens permettant d'estimer le délai atmosphérique sont notamment les images satellitaires acquises en même temps que l'image radar et les modèles météorologiques méso-échelle. Ces modèles sont contraints par des données externes.

## 3.4.2 Utilisation de données indépendantes

Plusieurs auteurs ont développé des approches permettant d'intégrer des données indépendantes afin d'éliminer la contribution atmosphérique d'un interférogramme. Cependant aucune méthode ne permet aujourd'hui de s'affranchir complètement de ce terme.

### 3.4.2.1 GPS et modèles dépendant de la topographie

Une méthode testée est d'utiliser le GPS pour corriger les interférogrammes. Cette technique est décrite par *Webley et al.* [2002]. Ils prennent l'exemple de l'Etna où un réseau de 14 GPS a été mesuré lors de deux campagnes de 10 jours dont les dates coïncident avec l'acquisition de deux images radar (septembre 2000 et octobre 2000). Cependant, dans l'article [*Webley et al.*, 2002], les auteurs se contentent de faire une comparaison entre le délai estimé par GPS et observé sur l'interférogramme correspondant, sans appliquer jusqu'au bout la méthode, c'est à dire corriger l'interférogramme des délais atmosphériques. *Li et al.* [2006b] ont utilisé ces mêmes données pour corriger cet interférogramme. La méthode consiste à utiliser le ZWD mesuré aux stations GPS et à estimer, grâce au modèle de *Delacourt et al.* [1998], le ZWD aux stations. En chaque point, le ZWD est la somme du modèle et d'un terme correctif lié à la différence entre la mesure et le modèle sur les stations GPS, pondéré par la distance entre le point et les stations. Cette étude montre une diminution de l'écart-type d'environ 25%.

Une technique dérivée de cette dernière a été présentée par *Li et al.* [2006c]. Cette méthode (GTTM) utilise un réseau dense de GPS (27 stations) et un modèle de turbulence développé par *Emardson et al.* [2003]. Ce modèle estime l'écart-type  $\sigma_{int}$  de l'interférogramme dû à l'atmosphère entre deux points distants de  $L$  en fonction de  $L$  et de la différence d'altitude  $H$  :

$$\sigma_{int} = c \times L^\gamma + kH$$

*Li et al.* [2006c] comparent la mesure du ZWD à une station avec le calcul de ce paramètre à partir des 26 autres stations. Cette comparaison donne un RMS (Root Mean Square) de 5.5 cm pour le ZWD et un RMS de 6.3 mm pour une différence de ZWD. Ces résultats sont meilleurs que leur méthode d'interpolation, IDW (inverse distance interpolation) testée dans cette même étude. Dans cet article, 3 interférogrammes calculés avec des images acquises à 1 jour d'intervalle (paires tandem ERS-1/ERS-2) sont corrigés par cette méthode (l'utilisation de paires tandem permet de s'assurer que les variations de la phase interférométrique sont uniquement dues aux délais atmosphériques et non à la déformation). Ces trois interférogrammes possèdent des caractéristiques différentes. Le premier possède une corrélation claire phase/topographie. La correction diminue nettement la variance de l'interférogramme (diminution de 33%). La phase du deuxième interférogramme présente une forme

grande longueur d'onde. La correction reste assez efficace (diminution de la variance de 20 %). Enfin le dernier interférogramme tandem est affecté par un artefact atmosphérique appelé "ripple" (en forme de "tôle ondulée"), qui se caractérise par des rouleaux de courte longueur d'onde latérale. La méthode présentée dans l'article est incapable de corriger ce type d'artefact et les auteurs concluent que les délais atmosphériques, dont la longueur d'onde est plus petite que l'espacement des GPS, ne peuvent être corrigés, sauf si le signal est dû à la topographie. De plus, ces techniques de corrections atmosphériques sont très lourdes à mettre en place et nécessitent la présence d'un réseau GPS dense, fonctionnant au moment de l'acquisition des images.

### 3.4.2.2 GPS et images MODIS

On a vu que la principale source de délais différentiels (encore une fois, l'InSAR est aveugle au délai simple, mais est sensible à la variation du délai entre deux instants) est due à la vapeur d'eau dans l'atmosphère. Des instruments satellitaires permettent d'obtenir à moyenne résolution ( $1 \times 1 \text{ km}^2$ ) la quantité de vapeur d'eau précipitable (PWV). MODIS (Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer) est l'un d'eux. Cet instrument est un spectromètre passif, imageant dans 36 bandes spectrales dont les longueurs d'onde vont de  $0.4 \mu\text{m}$  à  $14.4 \mu\text{m}$ . Deux bandes ont une résolution de 250 m, cinq ont une résolution de 500 m, les 29 bandes restantes étant à 1000 m. Cinq bandes proche infrarouge sont utilisées pour étudier la vapeur d'eau de l'atmosphère. La précision de la mesure de PWV par MODIS est de 5-10%, mais peut être moins bonne pour des surfaces sombres ou des conditions de brouillard [*Gao and Kaufman, 2003*].

*Li et al. [2005]* utilisent l'information sur le PWV donnée par les images MODIS pour corriger les interférogrammes. Seulement, les images MODIS ne sont pas acquises au même moment que les images SAR. Or l'état de l'atmosphère change rapidement. Il faut donc que les images MODIS soient acquises avec un délai inférieur à 60 minutes par rapport à l'image radar correspondante. Le site testé est la baie de Los Angeles. Dans une étude précédente, *Li et al. [2003]* ont comparé les valeurs de PWV en un point suivant trois types d'instrument : le GPS, la radiosonde et MODIS. Les résultats du calcul de PWV sont très proches entre le GPS et la radiosonde. En revanche, MODIS surestime ce paramètre. *Li et al. [2005]* utilisent donc une station GPS pour calibrer les valeurs de PWV calculées par MODIS. Le ZWD (délai humide zénithal) est calculé en séparant le délai tropostatique du délai total [*Bevis et al., 1992*]. La conversion entre PWV et le délai ZWD se fait grâce au coefficient de proportionnalité II. La comparaison GPS, MODIS permet d'obtenir une loi linéaire de calibration. Enfin, MODIS calcule des valeurs fiables de PWV uniquement lorsque le ciel est sans nuage. La dernière étape est de construire une carte haute résolution de ZWD pour faire une correction directe de l'interférogramme. Il faut donc interpoler les valeurs de PWV sous les zones nuageuses. L'ensemble de ces étapes permet d'obtenir une carte de différences de délai. L'étude montre que la correction diminue significati-



vement la contribution atmosphérique du signal faisant passer la variance de la phase de 2.48 rad à 1.47 rad (valeur représentative des exemples montrés dans l'article). L'écart entre le déplacement du sol mesuré par GPS ou InSAR diminue également. Cependant, certains artefacts apparaissent en raison de nuages non détectés par MODIS. Les figures 3.5 et 3.6 montrent une nette réduction du délai atmosphérique à certains endroits sans permettre toutefois d'observer plus clairement la zone qui se déforme. Ceci est particulièrement vrai sur la figure 3.6 où il est difficile de deviner l'emplacement de la zone de déformation même après corrections.

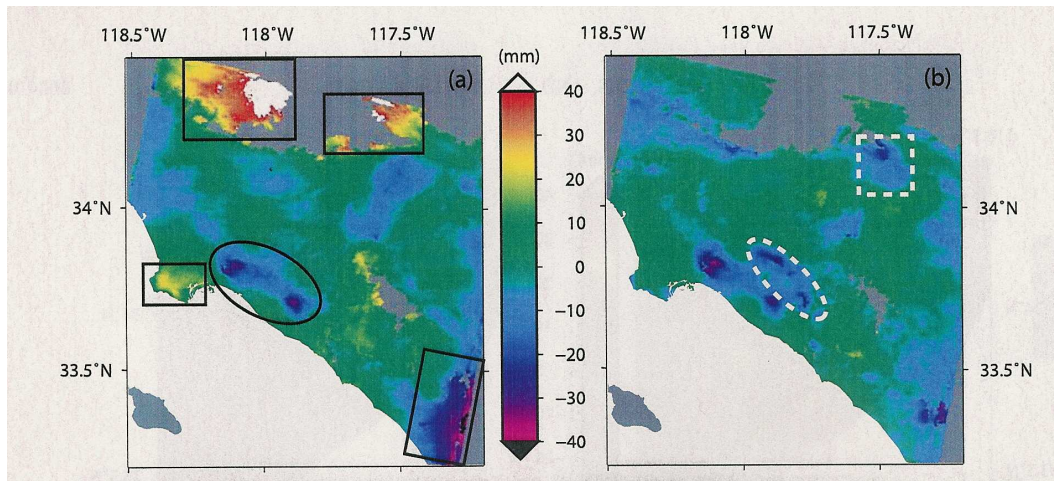


FIG. 3.5 – (a) Interférogramme sans correction atmosphérique. Les rectangles noirs représentent les régions fortement affectées par les délais troposphériques, tandis que l'ovale noir indique un soulèvement du sol dans le bassin de Long Beach-Santa Ana. (b) Interférogramme corrigé des délais troposphériques, en utilisant le champ de vapeur d'eau intégré calculé grâce au GPS et aux images MODIS. L'ovale et le carré blanc en tireté indiquent les régions nuageuses au moment de l'aquisition des images SAR, rendant la correction incertaine. Figure tirée de *Li et al.* [2005].

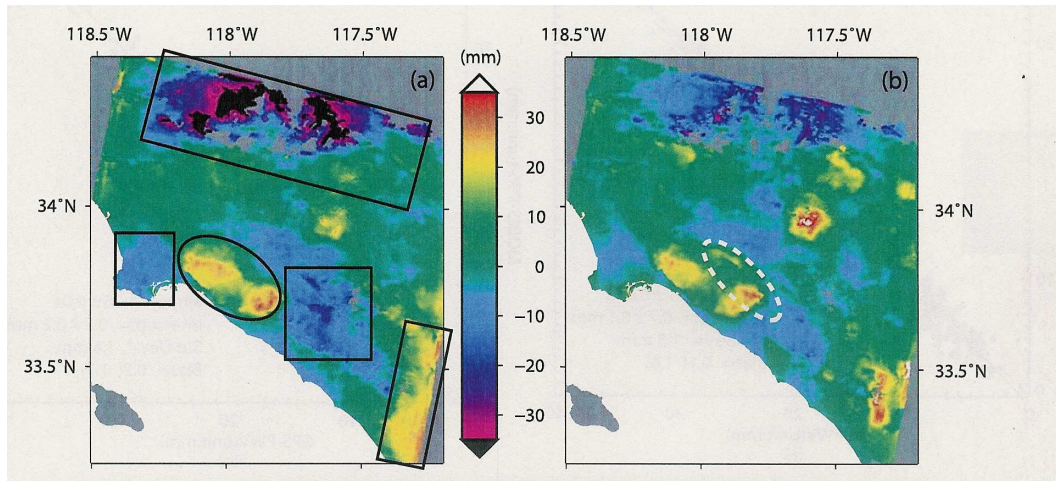


FIG. 3.6 – (a) Interférogramme sans correction atmosphérique. (b) Interférogramme corrigé des délais troposphériques (cf. légende de la figure 3.5). Figure tirée de *Li et al.* [2005]

### 3.4.2.3 Utilisation des images MERIS

Les images MERIS (Medium Resolution Imaging Spectrometer) fournissent également une mesure du PWV avec une résolution spatiale de  $300 \times 300 \text{ m}^2$  (ou  $1 \times 1 \text{ km}^2$  suivant le mode d'acquisition) et possèdent l'avantage d'être acquises par ENVISAT en même temps que l'image radar. L'utilisation couplée des deux possède un intérêt évident. Plusieurs auteurs se sont donc servis de ces données pour tenter de corriger les interférogrammes du délai humide [e.g., *Li et al.*, 2006d; *Puysségur et al.*, 2007]. L'évaluation de PWV par MERIS est convertie en ZWD en utilisant la température de surface et les formules développées par *Bevis et al.* [1992]. La carte des différences de PWV aux dates d'acquisitions des images utilisées pour calculer l'interférogramme est ensuite convertie en tenant compte de l'angle d'incidence du faisceau radar (autour de  $23^\circ$ ). *Li et al.* [2006a] ont, comme pour MODIS, comparé les valeurs de PWV obtenues avec MERIS et le GPS. Ils en déduisent que MERIS surestime cette quantité lorsque celle-ci est soit très faible ( $< 0.5 \text{ mm} = 0.05 \text{ g.cm}^{-2}$ ), soit très grande ( $> 25 \text{ mm}$ ). Cependant, *Puysségur et al.* [2007] et *Li et al.* [2006a] pensent que la précision du calcul de  $\text{PWV}_{\text{MERIS}}$  est meilleure que la précision théorique annoncée ( $\sim 1.6 \text{ mm}$ ).

L'utilisation des images MERIS présente donc un intérêt double par rapport aux images MODIS. En plus de la simultanéité de l'acquisition avec l'image SAR, le calcul du PWV est plus précis et ne nécessite pas obligatoirement une calibration avec une station GPS. La principale limite reste l'estimation de PWV en présence de nuages.

La correction des interférogrammes grâce aux images MERIS a été effectuée sur la région de Los Angeles. La comparaison entre les données InSAR corrigés ou non

corrigés et les données GPS montre que la concordance entre InSAR et GPS est meilleure, après correction, pour 26 stations, détériorée pour 3 stations et équivalente pour le reste des 70 stations [Li et al., 2006d]. Les études utilisant les images MERIS [Li et al., 2006d; Puysségur et al., 2007] montrent également que les données de PWV sont bruitées dans les zones montagneuses à fortes pentes (probablement en raison des ombres projetées par la montagne) ainsi que dans les zones se situant dans l'ombre des nuages où la réflexion multiple des ondes n'est pas prise en compte dans le modèle de Fischer and Bennartz [1997]. Ces études soulignent que le masque de nuages généré par MERIS est souvent trop petit, entraînant des artefacts et qu'un masque plus étendu doit être appliqué.

L'étude de [Li et al., 2006d] utilise l'expression simplifiée du délai radar humide de Bevis et al. [1992] sans tenir compte du délai hydrostatique  $\frac{P}{T}$ . Puysségur et al. [2007] utilisent des simulations MM5 pour évaluer le délai total (sec et humide). Nous verrons dans le paragraphe suivant l'intérêt des simulations numériques pour la correction du délai atmosphérique.

#### 3.4.2.4 Utilisation de modèles météorologiques

L'intégration de données météorologiques dans un modèle de l'atmosphère semble à terme la solution la plus efficace pour calculer au mieux les délais atmosphériques. Nous citerons deux études utilisant le code NH3D sur l'Etna [Wadge et al., 2002] et le code MM5 sur la faille du Levant [Puysségur et al., 2007].

Wadge et al. [2002] est l'un des premiers à avoir utilisé un modèle météorologique (NH3D) pour étudier le délai atmosphérique produit par l'atmosphère. La zone d'étude est l'Etna (où historiquement les problèmes de délais atmosphériques comme la corrélation entre la phase et la topographie ont été détectés [Delacourt et al., 1998; Beauducel et al., 2000]). Ce modèle prend en compte les données de température, de direction et force du vent et de l'humidité spécifique enregistrées par la radiosonde la plus proche (située ici à 150 km de la zone imagée), ainsi que la topographie. Le contenu en vapeur d'eau est calculé par NH3D le long du trajet terre-satellite. La conversion en délai s'effectue grâce au coefficient  $\Pi$  (équation 3.13). La différence de délai aux dates de l'interférogramme montre que le délai calculé par NH3D reproduit bien la grande longueur d'onde mais assez mal les hautes fréquences.

Puysségur et al. [2007] ont utilisé le code méso-échelle MM5 (produit par le Pennsylvania State University, PSU, et le National Center for Atmospheric Research, NCAR) pour simuler l'état tridimensionnel de l'atmosphère. Cette simulation s'effectue sur toute la région couverte par l'interférogramme et jusqu'à une altitude maximale définie par l'isobare 100 mbar (environ 15 km d'altitude). Les variations des paramètres météorologiques au dessus de cette altitude sont supposées avoir peu d'impact sur la variation du délai interférométrique. Les données météorologiques

entrées dans le modèle ont une résolution jusqu'à  $1^\circ$  et 6h. Les autres informations prises en compte par MM5 sont un masque terre/eau, une carte de la végétation, un MNT, une carte de catégorie du sol et la température du sol profond. La résolution horizontale du modèle est de 2 km. Cependant le MNT SRTM utilisé a une résolution de 90 mètres. Si les variables météorologiques varient peu sur une distance de 2 km, la topographie peut changer significativement. Or le délai dépend fortement de l'altitude. *Puysségur et al.* [2007] simulent donc un signal corrélé à la topographie. La résolution verticale est interpolée pour obtenir une grille régulière espacée de 10 m. En connaissant la trajectoire orbitale du satellite, la topographie, et les paramètres de sortie de MM5, ils intègrent le délai suivant le chemin satellite-terre-satellite suivi par l'onde radar. Ils obtiennent ainsi une carte du délai atmosphérique pour les dates d'acquisition des images radar et peuvent ainsi simuler des interférogrammes de délais atmosphériques. Au final, les images MERIS ayant une meilleure résolution que les modèles méso-échelle, *Puysségur et al.* [2007] combine les mesures de PWV fournies par MERIS avec les simulations de MM5 pour calculer le délai radar total.

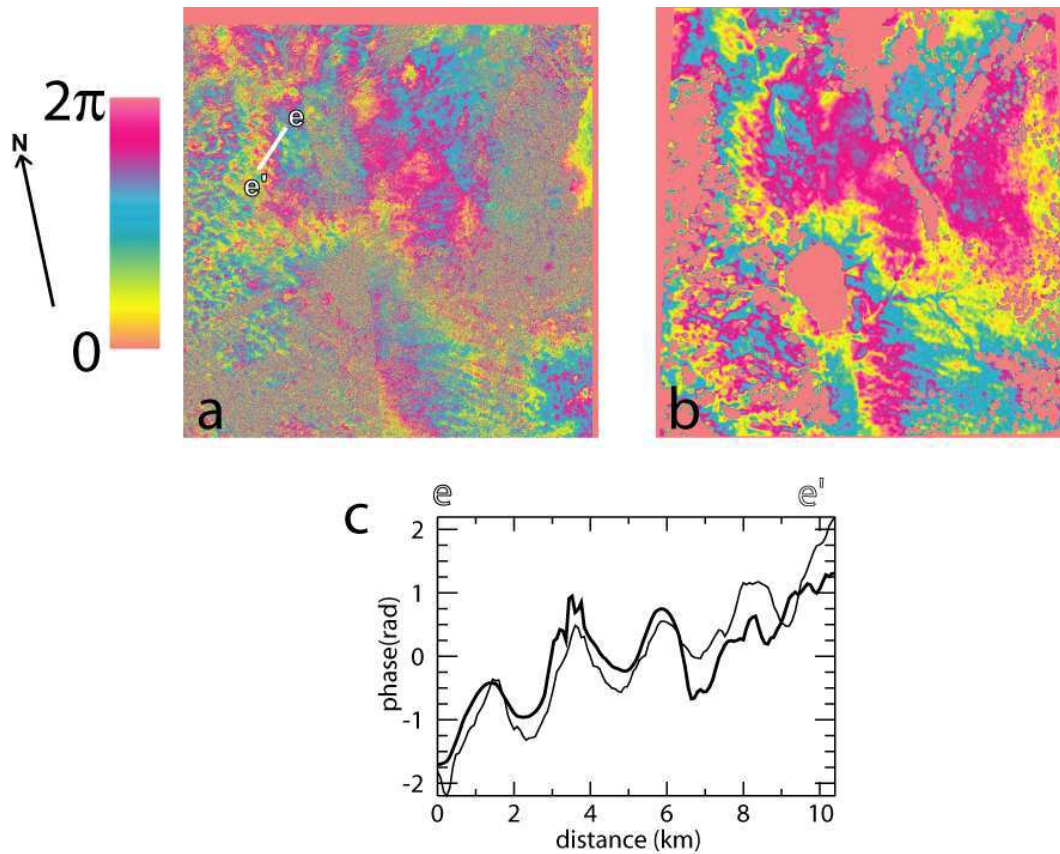


FIG. 3.7 – (a) Interférogramme enroulé calculé avec des images ENVISAT acquises le 04/01/2004 et le 14/03/2004 sur la région du lac Tiberias (Liban). (b) Interférogramme simulé en calculant les délais de phase grâce aux images MERIS. (c) Comparaison de la phase interférométrique (trait fin) et de la phase simulée par MERIS et MM5 (trait gras) le long d'un profil  $e-e'$ . D'après *Puysségur et al.* [2007].

### 3.5 Analyse du délai atmosphérique dans la région du lac Mead

Une des thématiques de cette thèse est de mesurer la déformation autour de lac Mead due à la variation de la charge en eau (et dans une moindre mesure en sédiments) du lac. Le lac étant situé dans une dépression topographique, une partie de cette déformation est corrélée à la topographie. Du fait de la faible déformation recherchée, un effort particulier a dû être apporté pour corriger (ou réduire) le bruit atmosphérique puisque, sur chaque interférogramme pris individuellement, seuls les délais atmosphériques sont visibles sur les interférogrammes. Ces délais impor-

tants sont des deux types (délai tropostatique et délai “turbulent”). Deux approches ont été suivies. La première a été de regarder la corrélation entre la phase et la topographie pour corriger les interférogrammes. La deuxième a été d’utiliser des modèles de réanalyse de données météorologiques pour valider le lien entre corrélation phase/topographie et conditions atmosphériques, et pour prévoir le délai atmosphérique affectant les interférogrammes. Une perspective à terme est de pouvoir corriger le délai tropostatique indépendamment des données interférométriques dont il est souvent difficile de distinguer précisément cette composante atmosphérique parmi les autres contributions (terme de déformation, bruit turbulent). Les modèles d’atmosphère (ERA40, ECMWF Re-Analysis, [Uppala *et al.*, 2005] ou NARR, North American Regional Reanalysis, [Mesinger *et al.*, 2006]) calculent un certain nombre de paramètres à plusieurs altitudes (correspondant à des isobares) comme la température, la pression ou l’humidité spécifique. L’utilisation de ces paramètres permet de calculer le délai atmosphérique. Cependant, ces modèles ont des résolutions spatiales de l’ordre d’1 ° pour ERA40 et de 32 km pour NARR, il n’est donc pas possible de tenir compte des variations latérales du délai tropostatique.

Cette section 3.5 a été écrite après le travail qui a conduit à l’article présenté dans le chapitre 4. L’analyse des délais atmosphériques, faite ici, est plus fine et apporte des éclairages intéressants et nouveaux par rapport à ce qui a été fait dans l’article. Aussi, malgré les difficultés de lecture engendrées, il est préférable d’inclure ce paragraphe ne traitant que des délais atmosphériques dans ce chapitre consacré à cette thématique.

### 3.5.1 Présentation des conditions climatiques

Le lac Mead est situé aux coordonnées 36 ° N et 115 ° W. Le climat est aride et continental avec de fortes variations saisonnières des paramètres météorologiques. La figure 3.8 est un exemple d’une carte du Sud-Ouest des Etats-Unis montrant l’humidité spécifique modélisée par NARR pour deux dates (en été et en hiver, le lac Mead étant situé à la frontière des états du Nevada et de l’Arizona). On note que les valeurs d’humidité spécifique sont beaucoup plus fortes en été qu’en hiver. Des épisodes de mousson affectent, notamment, la région du lac Mead aux mois d’août et de septembre (parfois également en juin et juillet). L’évolution annuelle de TCWV (Total Column Water Vapor) montre cette variation saisonnière (Figure 3.9) avec des pics des valeurs de TCWV correspondant aux épisodes de mousson. La figure 3.10 représente l’évolution de la température au sol entre 1992 et 2002. Cette courbe montre aussi les contrastes saisonniers, avec un écart d’environ 20° entre l’hiver et l’été.

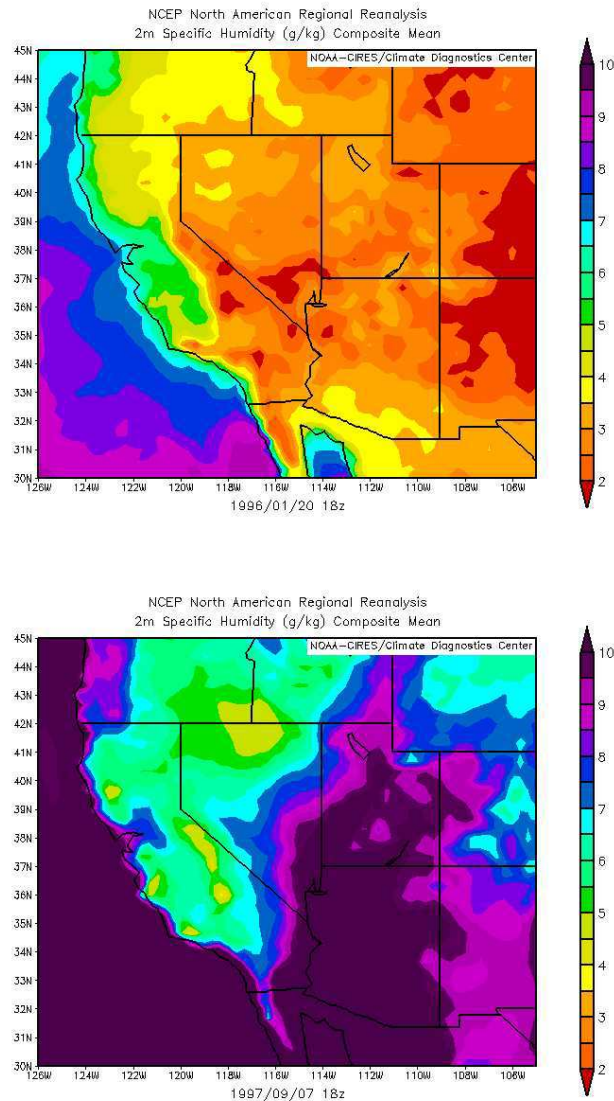


FIG. 3.8 – Carte d’humidité spécifique pour le Sud-Ouest des Etats-Unis. En haut, l’humidité spécifique a été calculée pour une date en hiver (20/01/1996), tandis que sur la carte du bas la modélisation a été faite à partir de données prises en été (07/09/1997). Ces deux cartes reflètent les forts écarts saisonniers de l’humidité spécifique, impliquant des délais (de phase) “humides” potentiellement beaucoup plus importants l’été. Source : réanalyse NARR.

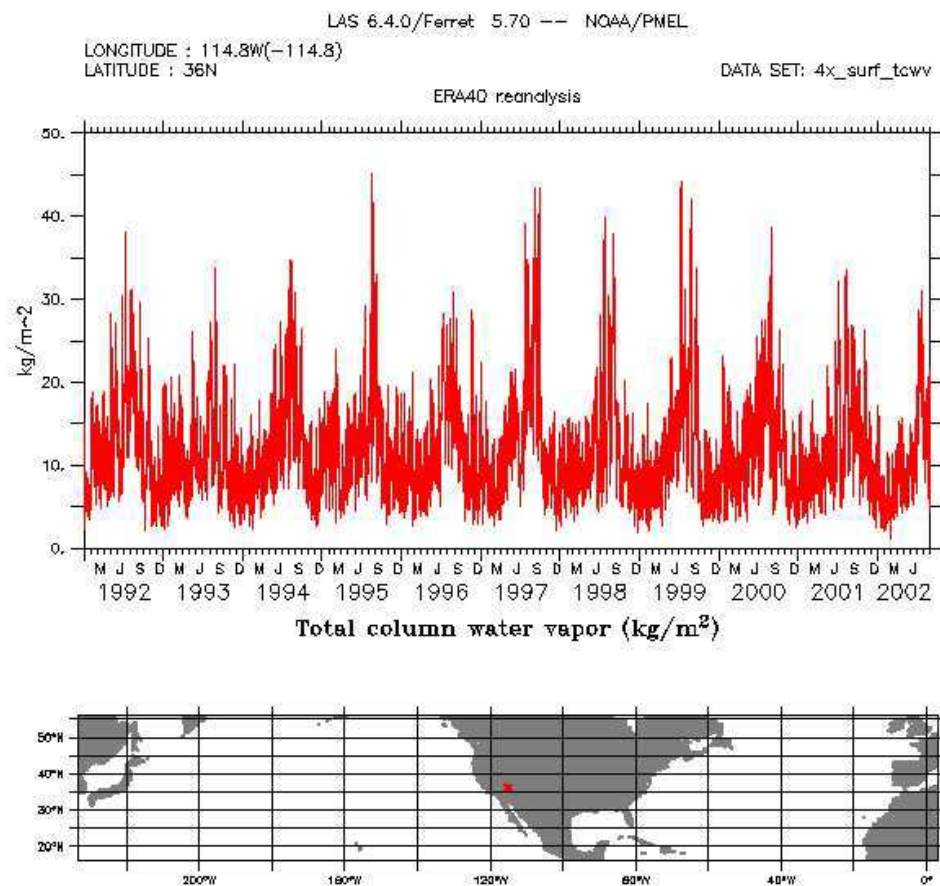


FIG. 3.9 – Modèle journalier de TCWV dans la région du lac Mead à 18h GMT durant la période 1992-2002. Le point rouge indique la position du lac Mead. Source : réanalyse ERA40.



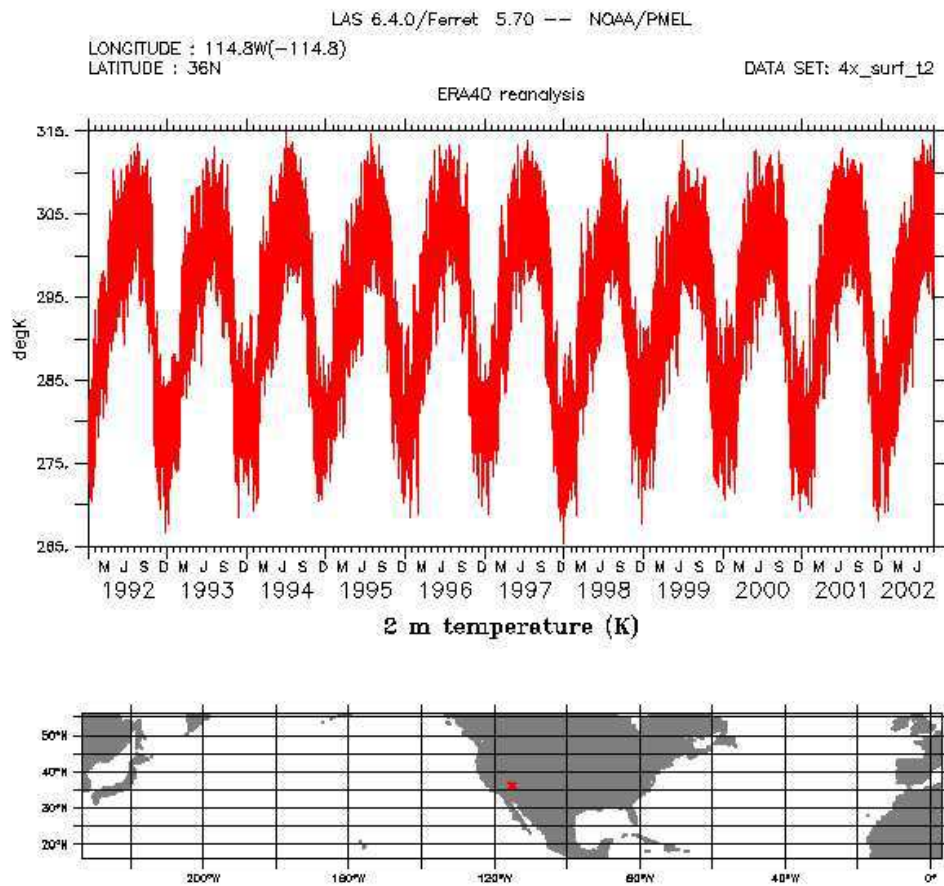


FIG. 3.10 – Modèle journalier de la température au sol (à 2 mètres) à 18h GMT durant la période 1992-2002. Source : réanalyse ERA40.

Ces fortes variations saisonnières expliquent les importants artefacts atmosphériques observés sur les interférogrammes calculés sans cette région. On peut reconnaître l'effet de fronts atmosphériques (Figures 3.11a,b), de turbulence à courte longueur d'onde ("ripples" ou effet de toile ondulé) ou encore des délais à différentes échelles sans forme particulière (Figure 3.11c,d). La figure 3.4 montre aussi l'effet tropostatique résultant en une corrélation entre la phase et la topographie.

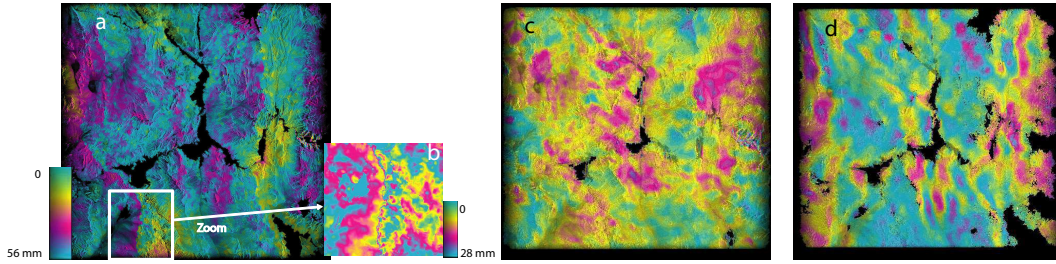


FIG. 3.11 – Exemple d'interférogrammes en géométrie radar présentant de forts ou caractéristiques signaux liés aux délais atmosphériques. (a) et (b) Front atmosphérique créant un très fort gradient de phase. (c) et (d) Interférogrammes ayant du bruit de courtes à grandes longueurs d'onde.

### 3.5.2 Calcul du délai sec et humide

Le modèle de *Delacourt et al.* [1998], qui reprend les bases de *Baby et al.* [1988], utilise les mesures d'une station météorologique au sol, prise comme point de référence. Ils expriment le délai sec radar  $\delta_d$  (m) par :

$$\delta_d^{t_i} = \frac{2.27 \times 10^{-3}}{\cos \theta} P_{g0} (1 - 22.6 \times 10^{-6} \Delta h)^{5.26}, \quad (3.17)$$

où  $P_{g0}$  est la pression (mbar) au sol (au point de référence) et  $\Delta h$  la différence d'altitude entre un pixel de l'interférogramme et la référence. L'exposant, 5.26, dépend en fait du gradient vertical de température,  $\beta$ . Or, ce paramètre varie suivant les saisons.

Dans l'étude réalisée dans la région du lac Mead, le délai sec a été calculé, à partir des données de NARR, en tenant compte de cette variation de  $\beta$ . L'équation 3.4 donne l'expression des paramètres,  $N_d$  et  $N_w$ , contribuant respectivement aux délais sec et humide. On a :

$$N_d = k_1 \frac{P}{T}, \quad (3.18)$$

et

$$N_w = k_2 \frac{e}{T} + k_3 \frac{e}{T^2}, \quad (3.19)$$

Comme nous ne connaissons pas en détail le profil de température et de pression dans l'atmosphère, nous avons cherché à exprimer le rapport  $P/T$ , pour calculer le délai radar sec, en fonction de paramètres fournis par les modèles météorologiques. La relation 3.20 est obtenue en considérant l'équilibre hydrostatique et l'équation d'état des gaz parfaits.

$$\frac{P}{T} = \frac{P_0}{T_0} \left(1 - \frac{\beta z}{T_0}\right)^{\frac{g}{R_d \beta} - 1} \quad (3.20)$$

où  $P_0$  et  $T_0$  correspondent respectivement à la pression et température de surface en un point de référence et  $R_d$  est une constante des gaz spécifique pour l'air sec. Le délai sec radar (en radian)  $\delta_d^{z,t_i}$ , s'obtient par l'intégration de l'équation 3.20 sur  $z$  ( $\Delta h$  étant les bornes d'intégration) en tenant compte de l'angle d'incidence du faisceau radar,  $\theta$  :

$$\delta_d^{t_i} = \frac{4\pi}{\lambda \cos \theta} 10^{-6} \int_{\Delta h} k_1 \frac{P_0}{T_0} \left(1 - \frac{\beta z}{T_0}\right)^{\frac{g}{R_d \beta} - 1} dz. \quad (3.21)$$

Concernant le délai humide,  $k_2 \frac{e}{T}$  étant négligeable devant  $k_3 \frac{e}{T^2}$ , on a donc  $N_w \approx k_3 \frac{e}{T^2}$ . Le terme  $e/T$  peut s'exprimer par :  $\frac{e}{T} = \rho q R_v$  où  $\rho$  est la densité de l'air humide,  $q$  l'humidité spécifique (en kg/m<sup>3</sup>) et  $R_v$  une constante pour la vapeur d'eau. Le terme  $N_w$  devient donc :

$$N_w \simeq k_3 \frac{R_v \rho q}{T}. \quad (3.22)$$

Le modèle NARR permet de récupérer un certain nombre de variables météorologiques sur des isobares pour calculer le délai humide et le délai sec aux altitudes des isobares (Figures 3.12 et 3.13). Comme la résolution de NARR est de 32 km, il n'est pas possible de calculer la variation latérale du délai. En revanche, il est possible de calculer la variation du délai,  $\delta^{t_i}$ , avec l'altitude (en rad/m, Figure 3.14) :

$$\delta = \frac{4\pi}{\lambda \cos \theta} 10^{-6} \int_z^\infty (N_d + N_w) dz [\text{rad}]. \quad (3.23)$$

La variation du délai avec l'altitude, appelée "pente du délai" par la suite, pour une image radar peut donc s'écrire sous cette forme :

$$\frac{\partial \delta}{\partial z} = -\frac{4\pi}{\lambda \cos \theta} 10^{-6} (N_d + N_w). \quad (3.24)$$

En prenant les paramètres contenus dans les équations 3.22 et 3.18 à certaines isobares, il est donc possible de calculer la pente du délai et de voir comment celle-ci varie avec l'altitude (Figure 3.14). Les figures 3.14a,c montrent un signal saisonnier de la pente du délai, avec une forme sinusoïdale pour le délai sec et un motif plus compliqué pour le délai humide. Notamment, on observe un pic pour le délai humide entre juillet et septembre dû aux épisodes de mousson qui se produisent à cette époque de l'année. Ces deux signaux saisonniers sont déphasés mais ne se compensent qu'en partie seulement. De plus, on remarque que la pente du délai humide reste relativement constante entre le bas et le haut des reliefs de la région (Figure 3.14c). En revanche, la pente du délai sec diminue fortement avec l'altitude du pixel (Figure 3.14a). Ceci se comprend bien lorsque l'on regarde les profils de pression, température et humidité spécifique en fonction de l'altitude (Figures 3.12 et 3.13).

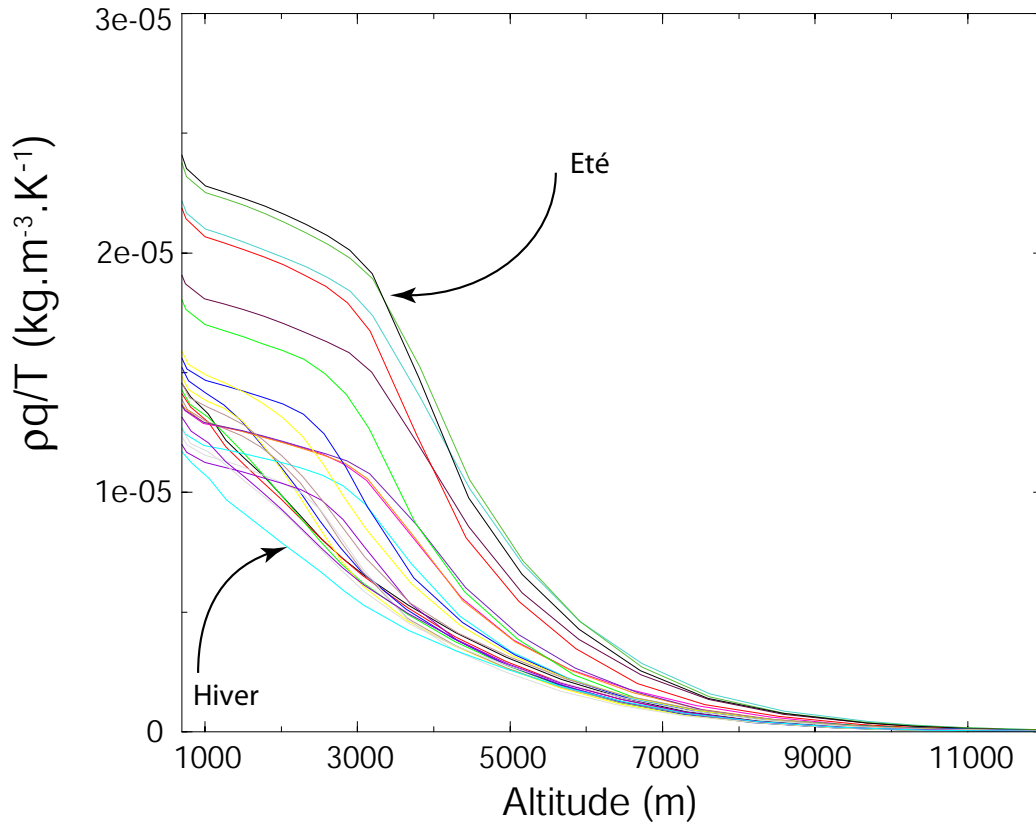


FIG. 3.12 – Profil des variations de  $\frac{\rho q}{T}$  (dont l'intégrale est proportionnelle au délai humide, équations 3.22 et 3.23) en fonction de l'altitude, estimé à partir des données du modèle NARR. On observe que ce terme est presque constant aux faibles altitudes ( $< 3000\text{m}$ ). Les 24 courbes correspondent à des moyennes semi-mensuelles sur 10 ans, à 18h GMT, pour voir la dispersion de ce terme avec les saisons.

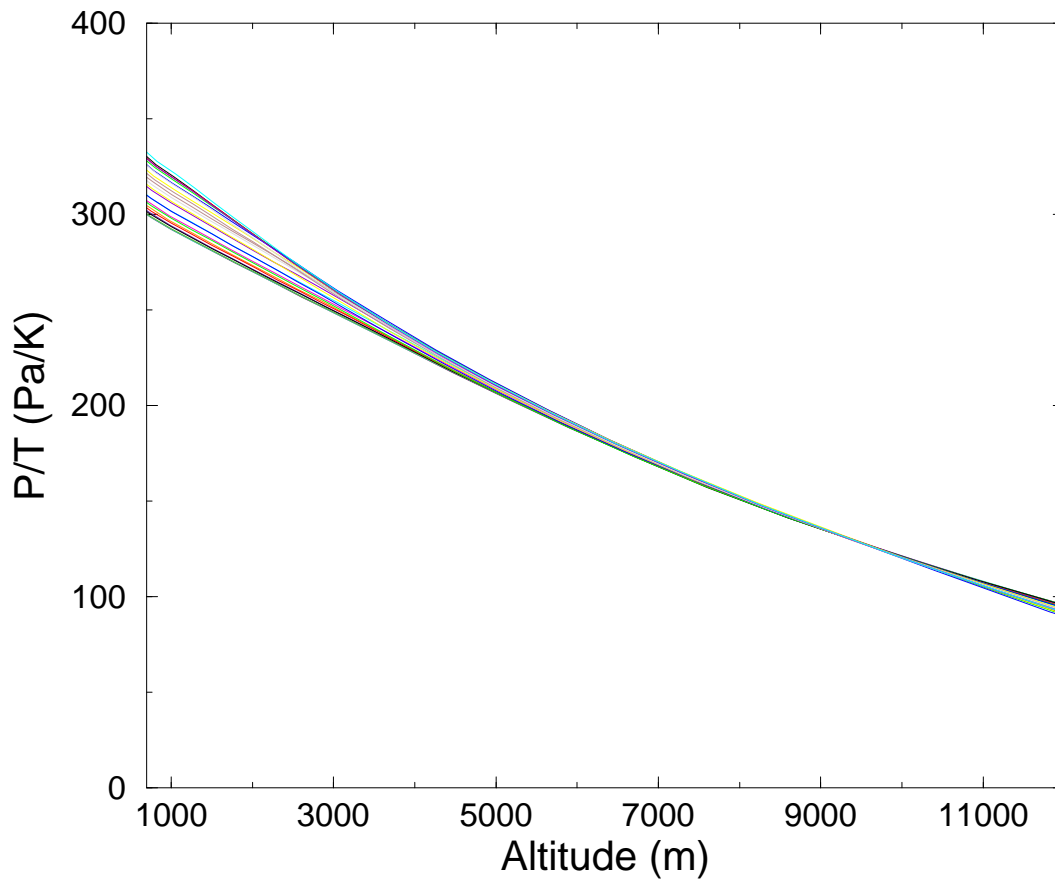


FIG. 3.13 – Profil du terme  $P/T$  (dont l'intégrale est proportionnelle au délai sec) en fonction de l'altitude. On observe une décroissance avec l'altitude. Les 24 courbes correspondent à des moyennes semi-mensuelles sur 10 ans, à 18h GMT, pour voir la dispersion de ce terme avec les saisons.

Comme l'ont noté plusieurs auteurs, l'amplitude du délai sec est plus grande que l'amplitude du délai humide (environ 5 à 10 fois). Seulement, l'interférométrie radar est sensible à la variation temporelle de ce délai. Or, on s'aperçoit que les variations saisonnières sont plus faibles pour le délai sec que pour le délai humide. Cependant, contrairement à certaines idées reçues, la variation du délai sec peut ne pas être négligeable dans certaines régions comme ici et doit être pris en compte (Figure 3.14).

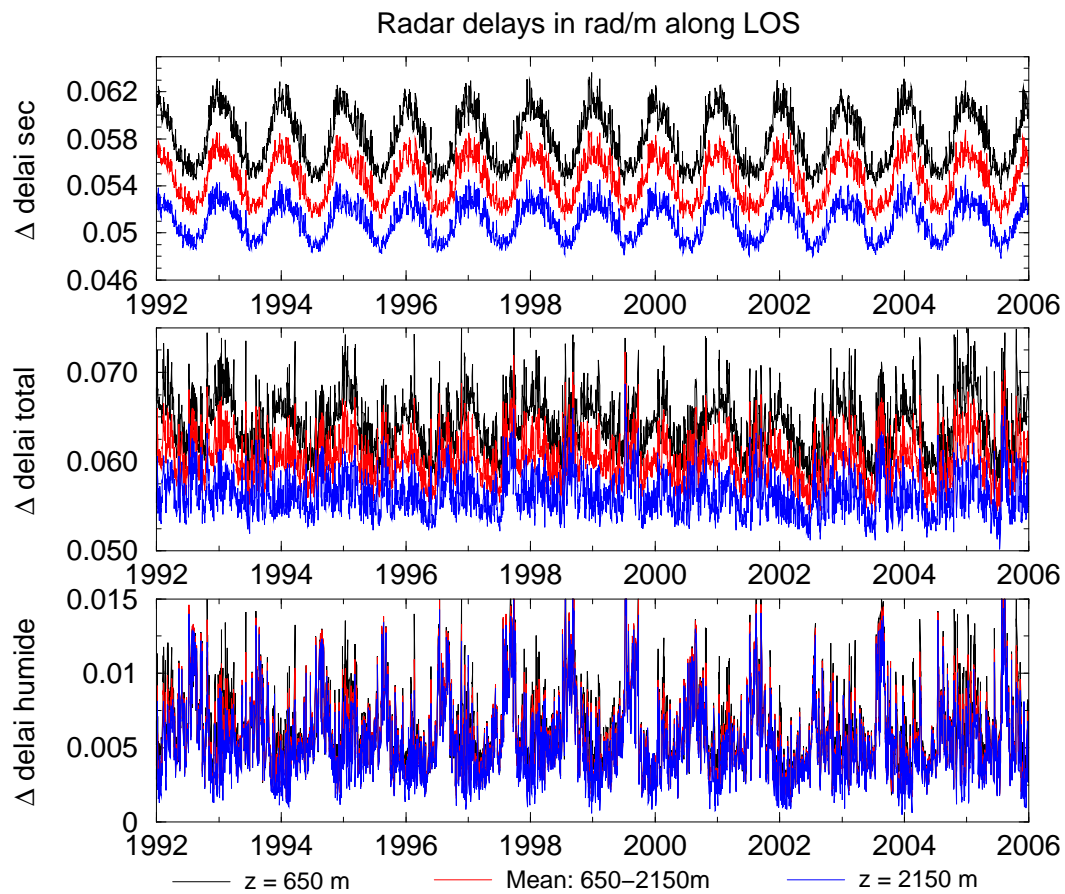


FIG. 3.14 – Graphes montrant les pentes du délai hydrostatique (graphe du haut), du délai humide (graphe du bas) et du délai total (graphe du milieu). Les 3 courbes, sur chaque graphe, correspondent à la pente du délai pour une altitude basse (courbe noire), élevée (courbe bleue) et moyenne (courbe rouge) de la région couverte par les images ERS autour du lac Mead.

Pour étudier le délai sec potentiellement observable sur un interférogramme calculé avec une image acquise en été et l'autre en hiver, le rapport  $P/T$ , calculé à partir de l'équation 3.20, a été tracé en fonction de l'altitude (Figure 3.15a).

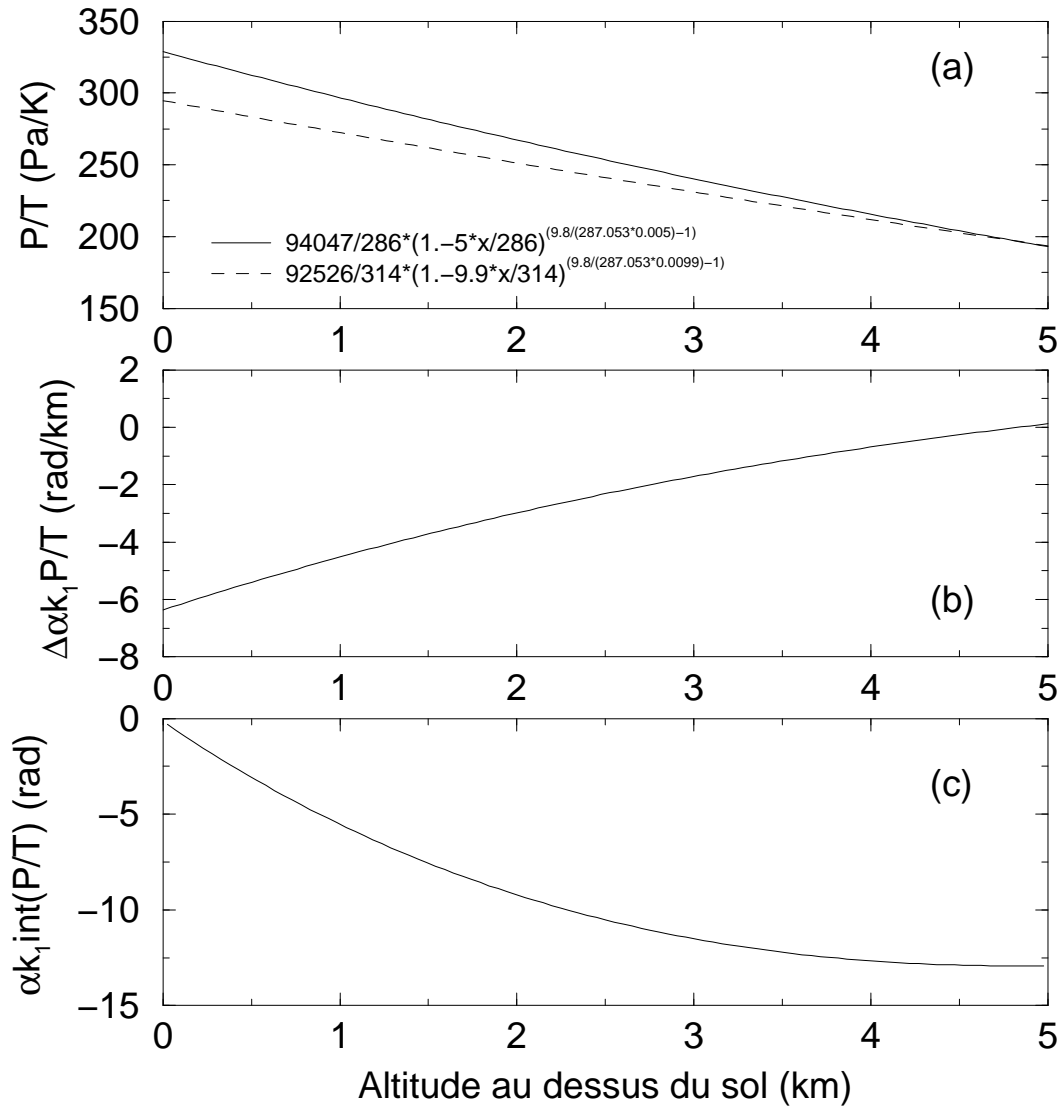


FIG. 3.15 – (a) Variation de  $P/T$  (contrôlant le délai sec théorique) en fonction de l'altitude, calculé à l'aide de la relation 3.20 et en utilisant des paramètres moyens ( $P_0$ ,  $T_0$  et  $\beta$ ) caractéristiques des mois d'hiver (ligne pointillée) ou des mois d'été (ligne continue). (b) Différence entre les courbes de variation de  $P/T$  montrées en (a) multipliée par les constantes  $k_1$  (équation 3.4) et  $\alpha = 4\pi/\lambda \cos \theta$  (pour convertir le délai radian et suivant la ligne de visée du satellite). (c) En intégrant  $P/T$  sur l'altitude (multiplié par  $\frac{4\pi}{\lambda \cos \theta} k_1$ ), on a accès au délai sec théorique (en rad) observable entre deux pixels d'altitude différente d'un interférogramme dont les images correspondent aux paramètres météorologiques pris ici. La surface de référence au sol pour le lac Mead est 700 m.

On observe que l'écart théorique du délai sec entre des conditions météorologiques

hivernales ou estivales standard pour la région du lac Mead diminue avec l'altitude. Cet écart représente le délai potentiel obtenu pour un interférogramme calculé avec des images acquises en hiver et en été (ayant des paramètres de pression et de température proches de ceux utilisés ici). En intégrant la différence de délai sur l'altitude, il est possible de déduire le délai sec correspondant entre deux pixels situés à des hauteurs différentes. La figure 3.15 montre que  $\delta_d^{t_i}$  peut atteindre 10 radians (soit  $\sim 1.6$  franges) entre un point situé à la surface et un autre 2000 mètres plus haut.

Après avoir calculé, dans ce chapitre, l'influence des différents termes conduisant au délai tropostatique (avec un seul point de mesure, il n'est pas possible d'étudier les variations latérales du délai), je vais, dans les paragraphes suivants, résumer l'approche que nous avons eu pour corriger ce terme et les pistes futures qui permettront d'améliorer la correction.

### 3.5.3 Correction tropostatique

Nous avons vu que les délais dus aux turbulences dans l'atmosphère sont, pour l'instant, difficilement corrigeables, même en utilisant des données indépendantes satellitaires (MODIS, MERIS) ou à l'aide de codes numériques meso-échelle (MM5, NH3D). Mais ces turbulences n'étant pas corrélées d'une image à l'autre [Emardson *et al.*, 2003], l'utilisation de plusieurs interférogrammes permet de s'affranchir relativement bien de ce terme. En revanche, les études du délai lié à la stratification de l'atmosphère sont importantes pour corriger les interférogrammes du terme statique. En effet, l'échantillonnage des images n'est pas parfait : la période de retour du satellite ERS au-dessus de la même région est de 35 jours, mais des changements de programmation ou des problèmes d'acquisition font que l'échantillonnage peut être beaucoup plus aléatoire et plusieurs mois (voire années) peuvent être nécessaires parfois avant l'acquisition de nouvelles images. L'échantillonnage des images radar combinée à l'évolution saisonnière de PWV peuvent conduire à des tendances inter-annuelles d'augmentation ou diminution du délai radar. Dans l'étude du lac Mead, on observe ainsi une augmentation du délai humide (aux dates d'acquisition des images) sur plusieurs années (1992-2000) sans discerner une variation saisonnière comme attendue (Figure 3.14). La conséquence est une corrélation plus systématiquement négative que positive entre la phase et la topographie sur les interférogrammes du lac Mead. Comme la déformation est partiellement corrélée à la topographie (le lac se situe dans une dépression topographique et la déformation est localisée autour du lac), l'absence de correction crée un biais dans la mesure de la déformation (cf. 4.5.9).

Nous avons vu que le terme tropostatique se traduisait, dans la région du lac Mead, par une relation linéaire entre la phase et la topographie (cf. 3.4.1 et la figure 3.4). J'ai donc calculé la pente de corrélation entre la phase et la topographie sur l'ensemble des pixels de chaque interférogramme, puis corrigé de cette pente chaque interférogramme. Le problème de cette correction directe (i.e. en étudiant directement



la phase interférométrique pour déduire le délai tropostatique) est double :

(1) Cette relation est plus ou moins bien définie, suivant l'importance des délais "turbulents" et l'erreur orbitale. Lorsque la relation est bien déterminée, elle est principalement linéaire (Figure 3.4, on observe des coefficients de corrélation entre la phase et l'altitude jusqu'à 0.94). Cependant, les calculs théoriques du délai (Figures 3.14 et 3.15) prédisent un terme non linéaire qui ne peut être estimé même lorsque l'amplitude du bruit turbulent est faible. La qualité de la correction linéaire est donc tributaire du niveau de bruit "turbulent", et dans tous les cas il n'est pas possible de corriger le terme non linéaire (bien que celui-ci semble assez faible pour la région du lac Mead).

(2) La déformation peut être corrélée avec la topographie. C'est le cas du lac Mead dont le terme de déformation est partiellement corrélé aux reliefs qui l'entourent. L'étude de failles à rejets verticaux pose le même problème. Des précautions particulières sont donc nécessaires afin de bien distinguer les deux termes (lorsque c'est possible) lors de la correction. Trouver une méthode indépendante (des données InSAR) pour corriger le délai tropostatique est donc utile et préférable.

### 3.5.4 Apport des modèles météorologiques

Dans l'étude *Cavalié et al.* [2007] (cf. 4.5.9), j'ai calculé les valeurs des pentes phase/topographie pour chaque interférogramme. En considérant que chaque pente est la différence des pentes de chaque image mise en jeu pour calculer l'interférogramme, une inversion du jeu de pentes des interférogrammes permet de connaître la valeur de la pente pour chaque image relativement à une image de référence (cf. 4.5.4.5 pour plus de détails). Chaque valeur de pente phase/topographie inversée est caractéristique du délai atmosphérique et donc des conditions météorologiques lors de l'acquisition de l'image.

#### 3.5.4.1 Comparaison entre le délai tropostatique et l'humidité spécifique

Dans l'article *Cavalié et al.* [2007] (cf. 4.5.9), nous avons voulu vérifier que la correction empirique apportée (décrite brièvement ci-dessus et plus en détails dans l'article présenté dans la section 4.5.9) était correcte et due aux conditions atmosphériques. Nous avons donc comparé les pentes phase/topographie par image avec les valeurs d'humidité spécifique intégrées entre les altitudes extrêmes de la région contenues dans la scène interférométrique, sans tenir compte du délai sec. J'ai utilisé le modèle de réanalyse de données météorologiques ERA40 pour calculer le contenu en vapeur d'eau. Certains paramètres d'ERA40 sont des données externes qui permettent à ERA40 de modéliser d'autres paramètres tels que l'humidité spécifique. L'incertitude sur les données ERA40 modélisées étant difficile à évaluer, nous avons testé deux approches pour utiliser ERA40. L'une est d'utiliser directement le résultat de la modélisation de l'humidité spécifique, l'autre est d'établir des lois statistiques entre des paramètres mieux contraints, tels que la température au sol ou TCWV pour en

déduire l'humidité spécifique. L'idée étant que le calcul statistique de certains paramètres puisse être meilleur que la modélisation à une date précise.

La première approche consiste à calculer le contenu en vapeur d'eau moyen (en  $\text{kg.m}^{-3}$ ), en intégrant les valeurs d'humidité spécifique données par ERA40<sup>4</sup> entre des niveaux de pression correspondant à la gamme d'altitude de la région du lac Mead (i.e. entre  $p_b = 1$  bar et  $p_t=0.775$  bar). J'ai ainsi calculé le contenu en vapeur d'eau moyen (en  $\text{kg.m}^{-3}$ ).

$$\bar{q}_a = \frac{1}{H} \int_0^H q_a \rho dz = \frac{1}{gH} \int_{p_t}^{p_b} q_a dp, \quad (3.25)$$

où  $z$  est l'altitude,  $g$  est l'accélération de la gravité,  $\rho$  est la densité de l'atmosphère et  $H$  est la hauteur d'intégration.

Cependant, le paramètre TCWV est mieux connu que les valeurs d'humidité spécifique,  $q_a$ , par niveau de pression. On peut donc estimer  $q_a$  à partir de TCWV,  $h_W$ , la hauteur caractéristique de l'atmosphère humide et  $\rho$ , la densité de l'eau. Une estimation systématique de  $h_W$  peut-être obtenue à partir de TCWV et  $\rho q_a$ , tirés de ERA40 tous les jours à 18hGMT, en écrivant :  $h_W = \text{TCWV} / \rho q_a$ . Ensuite, l'analyse statistique d'un grand nombre de données prises à 18h GMT (heure d'acquisition des données radar) et aux latitude et longitude de 36°N, 114°W permet de paramétrer  $h_W$  en fonction de  $T_{2m}$ , par une relation polynomiale du second degré (Figure 3.16). L'humidité spécifique est ensuite calculée par le rapport,  $\frac{\text{TCWV}}{h_W(T_{2m})}$ .

---

<sup>4</sup>ERA40 a une résolution spatiale d'1° et fournit un modèle de paramètres 4 fois par jour dont un à 18h GMT, heure d'acquisition des images radar sur le lac Mead.

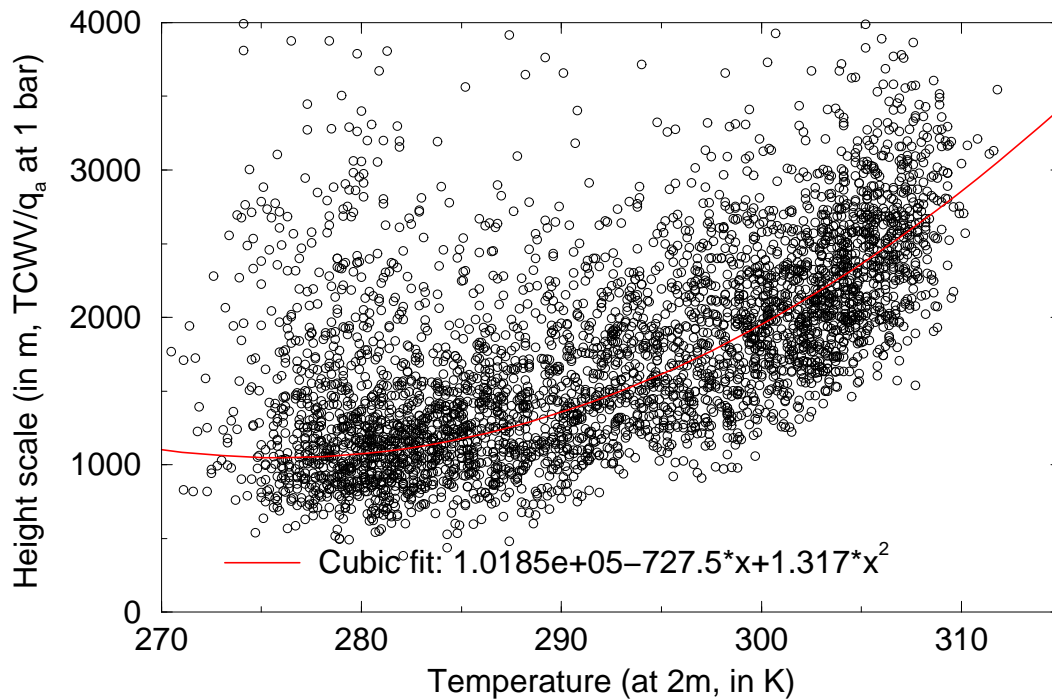


FIG. 3.16 – Relation entre la hauteur caractéristique,  $h_W$  et la température à 2 m.

Cette deuxième approche améliore significativement la corrélation entre l'étude empirique des pentes de régression phase/topographie et les données météorologiques calculées par le modèle ERA40. On trouve une très bonne correspondance (malgré quelques points qui sortent de la tendance) avec un coefficient de corrélation de 0.84 (Figure 4.21a), validant le fait que les corrections effectuées sont dues au délai atmosphérique. En calibrant les valeurs d'humidité spécifique par les pentes de régression phase/topographie, il est alors possible d'essayer de corriger le terme tropostatique grâce à ERA40. Après calibration, la différence entre les pentes phase/topographie empiriques et calculées avec ERA40 sont faibles (Figure 4.21b). Cependant, la correction des interférogrammes en utilisant ERA40 ne donne pas un résultat totalement satisfaisant et est moins efficace que les corrections directes en étudiant la corrélation phase/topographie sur les interférogrammes (Figure 4.25). Ceci peut être dû, en partie, au fait que nous n'avons pas pris en compte le délai sec pour calculer avec ERA40 le délai corrélé à l'altitude.

Si cette étude n'a pas permis de corriger, à partir d'ERA40, le terme tropostatique des interférogrammes, elle a confirmé que la correction empirique correspondait bien au délai tropostatique (et non à un autre terme tel que la déformation). Dans le paragraphe suivant, j'ai utilisé NARR (un autre modèle de réanalyse de données météorologiques développé spécifiquement pour le continent nord-américain) pour calculer plus rigoureusement le délai total radar.

### 3.5.4.2 Comparaison entre le délai tropostatique estimé empiriquement et le délai théorique calculé

Le calcul plus rigoureux du délai en tenant compte du délai hydrostatique et humide pourrait permettre de corriger directement les interférogrammes en calculant le délai total en rad/km ; cela permettrait, notamment, d'estimer la partie non-linéaire de la correction à appliquer.

La principale information dont je n'avais pas tenu compte dans l'article était l'influence de la température et de la pression sur le délai total. Or, le délai peut être calculé à partir de l'équation 3.23 (cf. 3.5.2). La figure 3.17 montre une très bonne corrélation entre le délai calculé et le délai observé (grâce aux pentes phase/topographie calculées pour chaque interférogramme puis inversées pour chaque image) avec un coefficient de régression de  $\rho = 0.93$ . Ceci démontre l'importance de la composante hydrostatique, pour cette région, dans le délai radar total, bien que le contenu en vapeur d'eau soit le principal responsable de ce délai. La pente de régression, très proche de 1, permet d'envisager une correction du délai total sans calibration préalable par les données InSAR. Ce résultat est donc très intéressant car cette méthode de correction est indépendante des données InSAR et permet de s'affranchir des problèmes discutés dans la section 3.5.3. La figure 3.18 montre la corrélation particulière de chaque composante du délai radar (délai sec ou humide) avec les pentes phase/topographie. On note que la corrélation est nettement améliorée lorsque les deux composantes du délai sont prises en compte, montrant que pour cette région le délai sec n'est pas négligeable.

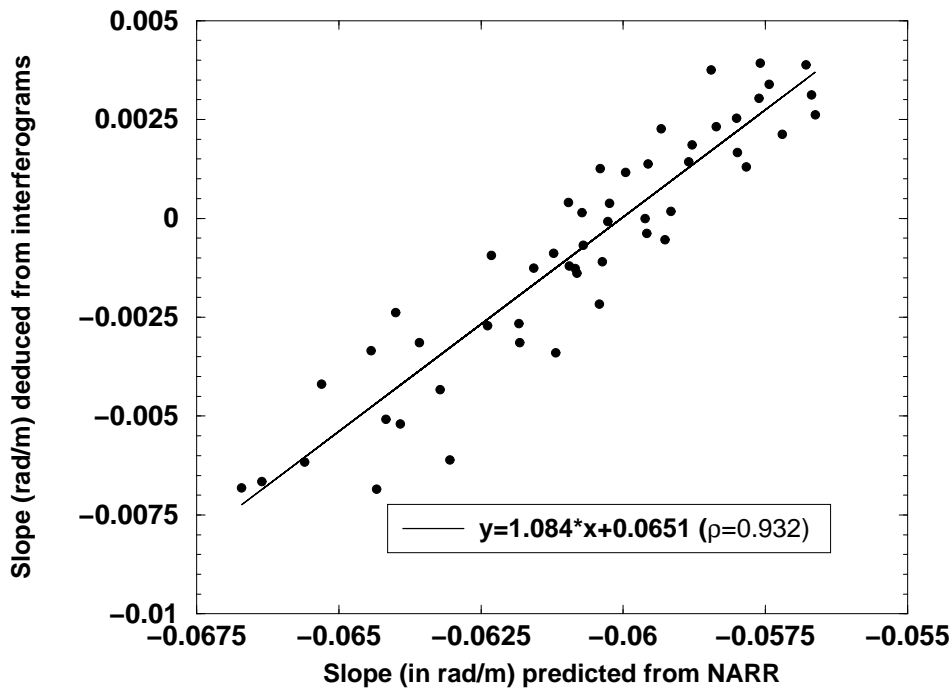


FIG. 3.17 – Comparaison entre les pentes de régression tirées des données et le délai total calculé à l'aide des équations 3.23 et des paramètres donnés par NARR. La ligne représente le meilleur ajustement avec une pente proche de 1 (1.084) et un coefficient de corrélation de 0.93.

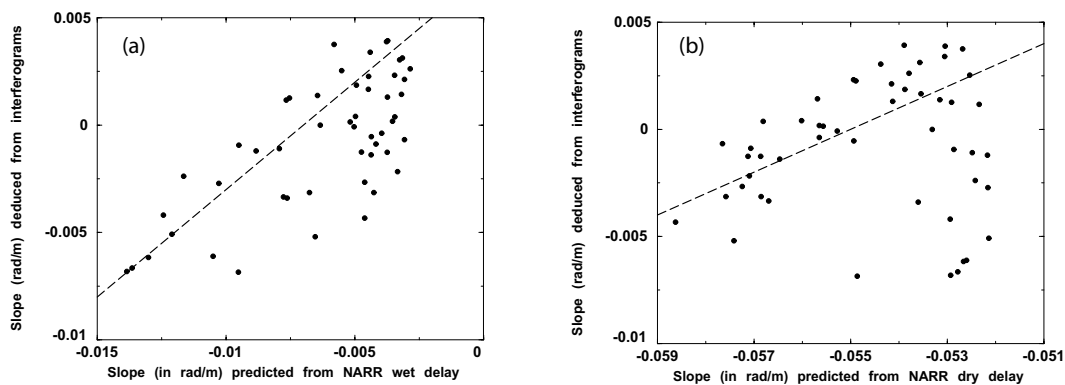


FIG. 3.18 – Comparaison entre chaque pente de régression et (a) le délai sec ou (b) le délai humide calculés avec NARR. La ligne tiretée correspond à une relation de pente égale à 1,  $y = x + c$ .

## 3.6 Analyses de multiples interférogrammes

Une stratégie pour s'affranchir des problèmes atmosphériques sans corriger individuellement les interférogrammes consiste à utiliser les caractéristiques spatio-temporelles du bruit et de la déformation. Les études réalisées suggèrent que le délai atmosphérique évolue rapidement dans le temps et qu'au bout d'un jour, il n'y a plus de corrélation entre deux signaux atmosphériques [Emardson *et al.*, 2003]. En revanche, la grande majorité des déformations étudiées par InSAR sont corrélées dans le temps et dans l'espace. Des méthodes, basées sur l'analyse de multiples interférogrammes, utilisent cette propriété pour distinguer et enlever le signal atmosphérique.

Deux voies ont été explorées : l'une consiste à moyennner les délais atmosphériques spatialement aléatoires en sommant plusieurs interférogrammes. La deuxième méthode cherche à connaître l'évolution dans le temps des variations de phase pour filtrer ensuite les effets haute fréquence liés à l'atmosphère. Deux stratégies existent pour établir des séries temporelles : la première cherche à calculer le maximum d'interférogrammes dont les configurations orbitales favorables (i.e., une ligne de base perpendiculaire inférieure à 200 mètres) évitent souvent la décorrélation géométrique de la phase et à calculer ensuite par inversion la variation de la phase entre deux dates successives. Cependant, les faibles lignes de base n'empêchent pas la perte de cohérence due à l'instabilité des cibles au sol (végétation, champs cultivés ...) et certaines régions ne peuvent être étudiées par l'InSAR classique. Une deuxième méthode (appelé "permanent scatters", PS) basée sur la sélection des pixels en fonction de leur stabilité a donc été développée pour pallier ce problème.

### 3.6.1 Sommation d'interferogrammes

Une méthode simple (et qui fut donc développée en premier) est de moyennner plusieurs interférogrammes [e.g., Peltzer *et al.*, 2001; Wright *et al.*, 2001; Schmidt *et al.*, 2005]. Cette technique est valable si la déformation est linéaire dans le temps ou si on cherche une vitesse moyenne sans tenir compte de possibles variations (par exemple, signal long terme + signal saisonnier). Statistiquement, lorsque  $N$  interférogrammes indépendants sont moyennnés, le bruit (aléatoire, c'est à dire non corrélé à la topographie) est réduit d'un facteur  $\sqrt{N}$  [Zebker *et al.*, 1997]. Cependant, les interférogrammes sommés ne sont pas systématiquement indépendants et une image peut être utilisée pour calculer deux interférogrammes. Dans ce cas, (1) une image peut avoir été utilisée une fois en tant qu'esclave pour le premier interférogramme, puis une fois en tant que maîtresse pour le second interférogramme. En sommant ces deux interférogrammes, l'information de cette image est perdue. (2) Une image peut avoir été utilisée deux fois soit en tant qu'esclave soit en tant que maîtresse. Le bruit intrinsèque à cette image est alors additionné au lieu d'être moyennné. De plus, certains délais comme la corrélation phase/topographie sont corrélés spatialement. Lorsque la

proportion des corrélations positives et négatives, à l’instar de l’étude du lac Mead, est déséquilibrée, une simple sommation ne peut éliminer cet effet. Cette méthode simple nécessite donc un grand nombre d’images (capables d’interférer) pour calculer des interférogrammes indépendants et exige quelques précautions, notamment si les délais tropostatiques sont corrélés à la déformation. On peut citer le cas des déformations tectoniques qui produisent souvent des reliefs. Les délais tropostatiques sont alors fortement corrélés à cette déformation (un autre exemple est les déflations/inflations d’un volcan qui peuvent aussi être corrélées aux délais troposphériques [Beauducel *et al.*, 2000]).

Cette méthode reste tout de même robuste et utile lorsqu’on s’intéresse uniquement à la déformation finie (les variations temporelles de la déformation ne sont pas mesurées). Plusieurs études valident cette méthode où dans certains cas, en sélectionnant les interférogrammes, un faible nombre semble suffisant pour obtenir une carte précise de la déformation ([Wright *et al.*, 2001], voir aussi le chapitre 5.2.3.3). Cependant, le nombre minimal d’interférogrammes permettant de déterminer avec succès la déformation n’est pas fixe et dépend de quelques paramètres identifiables : (1) Plus le rapport signal sur bruit (atmosphérique) est faible, plus le nombre d’interférogrammes doit être grand. (2) Lorsque les délais atmosphériques sont corrélés spatialement (principalement les délais tropostatiques), l’élimination de ceux-ci dépend moins du nombre d’interférogramme utilisé dans la sommation que de la proportion entre les interférogrammes présentant une corrélation positive et négative. Lorsque ces précautions ne sont pas prises, des erreurs dans l’interprétation de la mesure InSAR peuvent être commises.

### 3.6.2 Série temporelle

Lorsque chaque image “interfère” avec plusieurs autres et que l’ensemble des interférogrammes sont connectés entre eux, il est alors possible de connaître la variation de phase entre deux dates consécutives. Plusieurs méthodes existent pour traiter ce problème.

#### 3.6.2.1 Méthodes des “Permanent scatterers”

Cette méthode consiste à prendre une seule image maîtresse et à combiner le maximum d’images avec celle-ci, malgré des différences orbitales conséquentes (grandes lignes de base perpendiculaires). Plus la ligne de base (spatiale et temporelle) est grande, plus la décorrélation entre les deux images est importante. Un point clé de la méthode est donc de sélectionner correctement les réflecteurs dont la phase reste stable (i.e. ne dépendant pas ou peu du terme  $\varphi_{cible}^{t_i}$ ) dans le temps et quelles que soient les configurations orbitales. Ces réflecteurs sont appelés “permanent scatterers” ou PS. Historiquement, la méthode PS a été développée en milieu urbain [Ferretti *et al.*, 2000, 2001]. Dans un tel environnement, les études récentes [e.g., Perissin and

[Rocca, 2006; Ferretti et al., 2007] montrent que la stabilité du pixel est liée à des objets bien plus petits que le pixel lui-même. Ces objets sont classifiés suivant leurs propriétés géométriques et physiques. Il s'agit souvent d'un coin d'immeuble, de toit... qui, grâce à leur orientation par rapport à l'antenne du satellite, vont dominer le signal retour du pixel et apparaître plus stable. Ces réflecteurs particuliers (dont la phase est stable) ont la particularité d'avoir une valeur d'amplitude forte qui varie peu dans le temps. Une méthode basée sur l'amplitude a été élaborée pour sélectionner les PS. Un raisonnement statistique pour un ensemble d'interférogrammes définit l'indice de dispersion de l'amplitude ( $D_A$ ) pour chaque pixel tel que  $D_A = \frac{\sigma_A}{m_A}$ , où  $m_A$  et  $\sigma_A$  correspondent respectivement à la moyenne et à l'écart-type de l'amplitude du pixel. Un seuil permet d'établir à partir de  $D_A$  les pixels cohérents.

Les PS constituent donc un ensemble épars de pixels, à travers l'interférogramme, non déroulable sans hypothèses. Pour déterminer le lien entre les valeurs de phase des PS, cette technique s'aide de l'information temporelle, et impose notamment un modèle de vitesse a priori. Les premières versions de cette méthode supposaient une vitesse linéaire dans le temps. L'équation relie la phase interférométrique (enroulée),  $\varphi$ , aux données (ligne de base temporelle et spatiale, position du pixel) et aux inconnues (terme de phase constant, pente de la phase selon l'azimut et la portée, MNT, composante linéaire de la vitesse de déformation du sol et résidus). Considérons  $K+1$  images ERS, la matrice  $\Phi$ , de taille  $K \times H$ , contient les phases interférométriques,  $\Phi$ , des  $H$  pixels considérés comme étant des PS. On peut écrire cette matrice en fonction des paramètres énumérés ci-dessus [Ferretti et al., 2001] :

$$\Phi = \mathbf{a}^T + \mathbf{p}_\xi \xi^T + \mathbf{p}_\eta \eta^T + \mathbf{B}\mathbf{q}^T + \mathbf{T}\mathbf{v}^T + \mathbf{E} \quad (3.26)$$

où

- $\mathbf{a}[K \times 1]$  sont les valeurs de phase constante ;
- $\mathbf{p}_\xi[K \times 1]$  et  $\mathbf{p}_\eta[K \times 1]$  contiennent les pentes de la phase selon l'azimut ;  $\xi[H \times 1]$  et la portée  $\eta[H \times 1]$  dues aux délais atmosphériques et à la rampe orbitale ;
- $\mathbf{B}[K \times 1]$  contient les valeurs des lignes de base ;
- $\mathbf{q}[H \times 1]$  contient les altitudes de chaque PS ;
- $\mathbf{T}[K \times 1]$  contient l'intervalle de temps entre les  $K$  images esclaves et l'image maîtresse ;
- $\mathbf{v}[H \times 1]$  contient la vitesse de déformation du sol pour chaque PS ;
- $\mathbf{E}[K \times H]$  contient les résidus incluant le bruit dû à la décorrélation temporelle et spatiale.

Le système est résolu si le SNR (rapport signal sur bruit) est suffisamment grand et si le modèle de déformation est correct. Colesanti et al. [2003] estiment que le bruit doit être inférieur à 0.6 radian. Cette technique a été testée avec succès pour



des déformations urbaines. En revanche, la densité de PS basée sur l'amplitude est beaucoup plus faible pour les terrains naturels.

*Hooper et al.* [2004] ont donc développé une autre méthode utilisant la phase pour identifier des réflecteurs stables en milieux naturels. L'idée principale est d'utiliser le fait qu'un certain nombre de termes qui composent la phase interférométrique sont corrélés spatialement. La phase peut être exprimée par la somme de 5 termes (forme voisine de celle exprimée par l'équation 2.34) :

$$\phi_{x,i} = \phi_{def,x,i} + \phi_{\alpha,x,i} + \phi_{orb,x,i} + \phi_{\epsilon,x,i} + n_{x,i}, \quad (3.27)$$

où les indices  $x$  et  $i$  indiquent le  $x$ ième pixel du  $i$ ième interférogramme.  $\phi_{def}$  est la phase liée à la déformation,  $\phi_{\alpha}$  est due à la présence de délais atmosphériques,  $\phi_{orb}$  correspond à la phase causée par la méconnaissance des trajectoires orbitales,  $\phi_{\epsilon}$  est provoquée par l'erreur du DEM, enfin  $n$  caractérise le bruit dû à l'instabilité du réflecteur, au bruit thermique ou à l'erreur de coregistration. La méthode suppose que les termes  $\phi_{def}$ ,  $\phi_{\alpha}$ , et  $\phi_{orb}$  sont corrélés sur une distance  $L$ , contrairement à  $\phi_{\epsilon}$  et  $n$  qui ne le sont pas et ont une moyenne spatiale nulle. Un PS est défini si  $n$  est assez petit pour ne pas masquer le signal.

Si on connaît la position des PS, la phase moyenne à l'intérieur d'une fenêtre de rayon  $L$  centrée sur le pixel  $(i, j)$  implique :

$$\bar{\phi}_{i,j} = \bar{\phi}_{def,i,j} + \bar{\phi}_{\alpha,i,j} + \bar{\phi}_{orb,i,j} + \bar{n}_{i,j} \quad (3.28)$$

La barre indique qu'il s'agit de la moyenne sauf  $\bar{n}$  qui correspond à la somme des valeurs moyennes de  $n$ . Enfin,  $\bar{\phi}_{\epsilon}$  est supposé petit et est négligé. La soustraction des équations 3.27 et 3.28 mène à l'expression suivante

$$\phi_{i,j} - \bar{\phi}_{i,j} = \phi_{\epsilon,i,j} + n_{i,j} + \bar{n}'_{i,j} \quad (3.29)$$

où  $\bar{n}' = \bar{n} + (\bar{\phi}_{def} - \phi_{def}) + (\bar{\phi}_{\alpha} - \phi_{\alpha}) + (\bar{\phi}_{orb} - \phi_{orb})$ . La phase liée à l'incertitude du MNT est proportionnelle à la ligne de base perpendiculaire,  $\phi_{\epsilon,i,j} = B_{\perp} K_{\epsilon}$ , où  $K_{\epsilon}$  est une constante. En exprimant la constante dans l'équation 3.29, celle-ci peut être estimée par moindres carrés, puisqu'il s'agit du seul terme corrélé avec la ligne de base. La cohérence du pixel  $(i, j)$  est alors calculée par la formule

$$\gamma_{i,j} = \frac{1}{N} \left| \sum_{i=1}^N e^{i(\phi_{i,j} - \bar{\phi}_{i,j} - \hat{\phi}_{\epsilon,i,j})} \right| \quad (3.30)$$

où  $N$  est le nombre d'interférogrammes et  $\hat{\phi}_{\epsilon,i,j}$  est l'estimation de  $\phi_{\epsilon,i,j}$ . En supposant  $\bar{n}'_{i,j}$  petit,  $\phi_{i,j} - \bar{\phi}_{i,j} - \hat{\phi}_{\epsilon,i,j}$  représente le bruit  $n$ .  $\gamma_{i,j}$  est donc une mesure entre 0 et 1 de la stabilité de la phase. En effet si la phase correspondant au bruit du pixel est faible, les vecteurs associés vont s'additionner et le module sera proche de 1. Au

contraire, si la phase produite est quelconque, la somme sera faible.

Un problème majeur lorsqu'on traite des PS est de pouvoir dérouler la phase d'un pixel à un autre. Plusieurs méthodes ont été envisagées. D'aucuns utilisent un modèle du comportement dans le temps de la déformation pour dérouler la phase et distinguer le bruit du signal (voir ci-dessus). Cette méthode n'est plus valable lorsque la déformation n'est pas connue a priori. La méthode de *Hooper et al.* [2004] s'affranchit de cette contrainte. Ils commencent par calculer la différence de phase temporelle pour chaque PS, puis à chaque étape, déroulent spatialement la phase à partir d'un PS de référence. De leurs propres aveux, cette méthode fonctionne si la déformation est suffisamment lente pour qu'il n'y ait pas un saut de phase supérieur à  $2\pi$  entre chaque date.

### 3.6.2.2 Méthode des petites lignes de base

Une manière différente de raisonner est d'essayer de maximiser la cohérence spatiale de chaque interférogramme. Contrairement à la méthode des PS, l'idée est de calculer uniquement des interférogrammes à courte ligne de base de manière à limiter la décorrélation entre les deux images. Dans ce cas, il n'est pas nécessaire d'avoir une seule image maîtresse pour l'ensemble des interférogrammes. Mais, typiquement, on calcule chaque interférogramme dont la ligne de base n'excède pas 200 mètres. Les interférogrammes doivent être déroulés et référencés uniformément pour établir la série temporelle. Dans l'article de *Lundgren et al.* [2001], un point supposé stable dans le temps est pris comme référence. Chaque interférogramme est alors corrigé par une constante définie par cette référence, puis sa compatibilité avec les autres interférogrammes est vérifiée en étudiant des triplets. Un triplet correspond à trois interférogrammes, AB, BC et CA, formés grâce à 3 acquisitions radar A, B, et C. La compatibilité des interférogrammes est vérifiée si leur somme correspond à un interférogramme de phase nulle. Lorsque ce n'est pas le cas, l'interférogramme mal référencé peut être détecté en le considérant dans un autre triplet. Une fois identifié, l'interférogramme est recorrecté. Le référencement des interférogrammes est important car la phase d'un pixel est relative à ses voisins et n'est pas liée dans le temps si les interférogrammes ne sont pas calculés à partir d'une même image maîtresse. Par exemple dans le cas du lac Mead (cf. 4.5.9), la déformation a lieu au centre de la scène interférométrique. Pour référencer les interférogrammes, j'ai choisi de les corriger afin que la phase moyenne sur les bords soit proche de zéro. Dans le cas de l'étude sur la faille de Haiyuan (cf. 5.2.5), j'ai référencé les interférogrammes de façon à ce que la phase moyenne de l'interférogramme soit nulle. Par rapport à *Lundgren et al.* [2001], je préfère référencer les interférogrammes par rapport à un ensemble de pixels, de façon à limiter l'impact du bruit atmosphérique.

L'établissement de la série temporelle des variations de la phase se fait par inversion. Cette inversion traite chaque pixel indépendamment et, par moindre carrés,

utilise l'ensemble des  $N$  interférogrammes calculés à partir de  $M$  images afin de déduire les  $M-1$  incréments de phase entre deux images successives. Les déplacements sont donc connus relativement à la première image. Mathématiquement, le problème s'écrit :

$$\mathbf{d} = \mathbf{G} \cdot \mathbf{m}, \quad (3.31)$$

où le vecteur  $\mathbf{d}$  contient  $N$  observations interférométriques du même pixel,  $\mathbf{m}$  correspond aux  $M-1$  incréments de phase (ou pas de temps) entre les  $M$  images, enfin  $\mathbf{G}$  est une matrice de dimension  $N \times M - 1$  qui spécifie la relation entre les images et les interférogrammes. Cette matrice est construite en considérant la phase interférométrique,  $\varphi_{ij}$ , comme la somme d'incrément successifs de phase entre l'image  $i$  et l'image  $j$  :  $\varphi_{ij} = \sum_{k=i}^{j-1} m_k$ , les images étant ordonnées par dates.

Sans autres contraintes, l'inversion n'est possible que si chaque image est liée aux autres par un ou plusieurs interférogrammes. La distribution des lignes de base perpendiculaires ne permet pas toujours une telle configuration. Il est alors nécessaire de lier les différents sous ensembles d'images/interférogrammes. *Usai* [2003] utilise une méthode d'interpolation linéaire pour lier deux sous-ensembles. *Berardino et al.* [2002] utilise la méthode SVD (Singular Value Decomposition) pour établir un pont entre les divers sous-ensembles. Cette méthode nécessite d'imposer une contrainte de norme de vitesse minimale pour résoudre le système.

**La méthode SBAS.** *Berardino et al.* [2002] ont nommé leur méthode SBAS (pour Small BAseline Subset). Cette technique est essentiellement la même que celle décrite dans cette section et utilisée dans l'étude du lac Mead (section 4.5.9). et utilise, elle aussi, uniquement des interférogrammes déroulés à courtes lignes de base. Le déroulement de l'interférogramme est réalisé sur les régions cohérentes. Les régions non cohérentes sont interpolées par triangulation (Delaunay) à partir des pixels précédemment déroulés. L'originalité par rapport à la méthode précédente est d'inverser la vitesse plutôt que la phase. Cette différence s'explique par l'utilisation de la SVD pour joindre les sous-ensembles d'interferogrammes/images. En effet, la SVD est appliquée au système sous-déterminé et choisit la solution dont la norme est minimale. La SVD, appliquée à l'inversion des phases relatives, force la déformation des sous-ensembles à être proche de 0, ce qui n'est pas réaliste. L'inversion est donc réalisée sur les vitesses et la SVD minimise les variations de vitesse (Figure 3.19). Cette méthode évite d'obtenir de grandes discontinuités dans le résultat final. De plus, elle permet d'entrer un modèle de vitesse et un terme proportionnel à l'erreur du MNT (qui est proportionnelle à la ligne de base spatiale). Cette étape a pour but de détecter les erreurs de déroulement. En effet, la composante basse fréquence du signal ainsi que les erreurs de MNT sont estimées et retranchées (modulo  $2\pi$ ) à la valeur initiale de la phase enroulée. Cette opération diminue le nombre de franges de l'interférogramme, le déroulement devient alors plus facile et l'on peut détecter et corriger les erreurs. La composante basse fréquence du signal est ensuite additionnée

aux interférogrammes déroulés et la SVD est de nouveau appliquée. En intégrant les vitesses trouvées par inversion, on obtient les déplacements relatifs à l'image de référence.

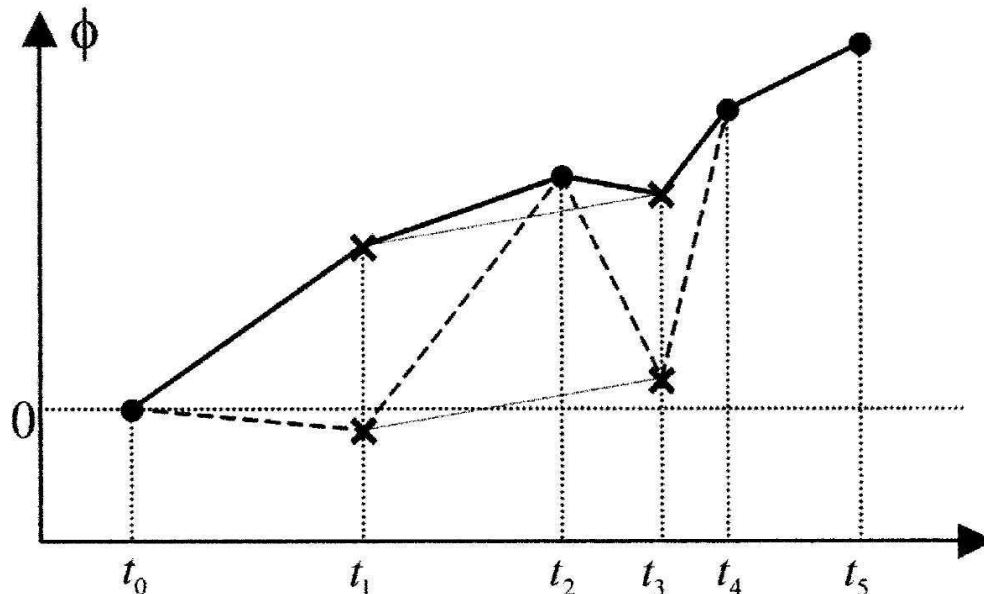


FIG. 3.19 – Exemple de deux jeux de données non liés entre eux et représentés sur le schéma par les points et les croix. La ligne pointillée représente le résultat de l'inversion en introduisant une contrainte de norme minimale de la phase, la ligne continue représente une contrainte de norme minimale de la vitesse de déformation. D'après *Berardino et al.* [2002].

Mais l'établissement d'une série temporelle, que ce soit par la méthode des PS (une image maîtresse pour tous les interférogrammes) ou par la méthode SBAS (calcul de tous les interférogrammes présentant une petite ligne de base perpendiculaire) ne permet pas de résoudre complètement le problème des délais atmosphériques. Deux principales méthodes tendent à les supprimer. La première méthode utilise les propriétés du bruit pour le filtrer. Ce filtre est basé sur l'observation que le délai atmosphérique est corrélé spatialement mais décorréolé dans le temps. Dans un premier temps, la déformation est évaluée par moindres carrés en supposant un comportement a priori de la déformation dans le temps (linéaire, quadratique, cubique ou encore sinusoidale). Le signal de déformation estimé est enlevé. Ensuite un filtre temporel passe-haut et un filtre spatial passe-bas sont appliqués. Cette cascade de filtres permet d'évaluer la composante "atmosphérique",  $\phi_{\alpha,i,j}$ , du signal qui peut être soustraite du jeu initial d'interférogrammes. Le signal restant est alors une bonne évaluation de la déformation [*Lanari et al.*, 2007]. Il faut cependant noter que cette méthode ne fonctionne que si la déformation peut être décrite par une loi simple. Dans le cas

de la déformation du lac Mead, où la déformation est fortement non linéaire dans le temps, cette méthode échoue. Une deuxième méthode consiste à lisser le résultat de l'inversion en minimisant la variation du taux de déplacement entre chaque pas de temps. Cette technique suppose que les oscillations hautes fréquences ne correspondent pas à de la déformation, mais aux délais atmosphériques. Cette hypothèse est moins forte que celle utilisée par *Ferretti et al.* [2001] ou *Berardino et al.* [2002] puisque la déformation n'est pas contrainte par une loi. Les effets du lissage sont illustrés dans *Cavalié et al.* [2007] (chapitre 4.5.5.3).

## 3.7 Bilan

L'interférométrie radar connaît principalement deux limites : (1) la perte de cohérence de la phase dans les zones trop montagneuses ou végétalisées. (2) les perturbations des ondes lors de la traversée de l'atmosphère. Deux solutions permettent de dépasser le premier point : l'utilisation d'interférogrammes à courte ligne de base ou, lorsque la décorrélation est due à la cible, la sélection de pixels dont la phase reste stable dans le temps (PS).

D'autre part, de nombreuses voies ont été explorées pour compenser le délai atmosphérique sans pour l'instant y parvenir complètement de manière satisfaisante. Certaines méthodes présentées semblent d'ores et déjà obsolètes en raison du coût et de l'investissement qu'elles représentent. Notamment, il semble difficile de vouloir estimer systématiquement le délai atmosphérique grâce aux stations GPS ([*Li et al.*, 2006c,b; *Webley et al.*, 2002]). En effet, cette méthode nécessite d'interpoler les valeurs de délai obtenues à chaque station pour corriger l'interférogramme. Cette méthode s'améliore donc lorsque la densité de GPS augmente et si celle-ci est importante, l'intérêt des mesures InSAR diminue fortement. D'autre part, il semble inimaginable d'installer un réseau dense de manière globale dans le monde. Il semble donc difficile d'envisager ce type de méthode pour corriger systématiquement les interférogrammes.

Une solution peu coûteuse est d'étudier la corrélation phase-topographie. Cependant, deux conditions sont nécessaires : (1) la corrélation doit être suffisamment bien définie et (2) le délai tropostatique ne doit pas être corrélé au terme de déformation. Ces deux problèmes peuvent être surmontés grâce à l'utilisation de modèles globaux de réanalyse de données atmosphériques (comme par exemple ERA40 ou NARR) permettant d'avoir accès aux paramètres nécessaires au calcul du délai troposphérique théorique obtenu par les équations 3.3 et 3.4. Cette méthode présente toutefois deux inconvénients. Elle ne corrige que le délai corrélé à la topographie. Or, il ne s'agit là que d'un type de bruit parmi ceux rencontrés. Très souvent les interférogrammes sont affectés par des délais atmosphériques turbulents (distribués aléatoirement par rapport aux reliefs) qui s'additionnent au délai tropostatique. Deuxièmement, l'hypothèse d'une stratification homogène à l'échelle d'une scène radar est une hypothèse

forte qui n'est pas toujours vérifiée.

Des données externes particulièrement intéressantes sont les images multi-spectrales qui permettent d'obtenir une information 2D du contenu intégré de vapeur d'eau, paramètre responsable (principalement) des délais rencontrés sur les interférogrammes. Ces données prennent bien en compte la variabilité spatiale du contenu de vapeur d'eau dans l'atmosphère. En revanche, elles doivent être acquises en même temps que l'acquisition des images radar. De plus, certaines contraintes, comme l'absence de mesure correcte du PWV sur les zones nuageuses, empêchent d'envisager une correction automatisée des interférogrammes. Les images MERIS acquises sur la région de la faille de Haiyuan montrent une couverture nuageuse souvent importante, limitant ce type d'approche.

Enfin, les codes météorologiques meso-échelle simulent l'état 3D de l'atmosphère. Certains codes (MM5) nécessitent d'entrer uniquement des données météorologiques réanalysées accessibles facilement via certaines bases de données. L'avantage est donc conséquent puisque ni GPS, radiosonde ou stations météorologiques ne sont nécessaires pour le calcul. Cette méthode semble donc généralisable à l'ensemble des régions terrestres plus facilement que les autres présentées ci-dessus.

Une exploitation conjointe d'un modèle météorologique et d'images multispectrales permettrait une correction robuste. Si MM5 ne permet ce genre de traitement, de nouveaux modèles sont capables d'exploiter de telles informations en entrée. La correction précise en amont des interférogrammes permettrait d'améliorer de manière significative les séries temporelles de la déformation terrestre. Cette partie technique de traitement du signal est donc très précieuse pour les applications géophysiques.



# Chapitre 4

## Mesure InSAR de la déformation dans la région du lac Mead (Névada, USA) et modélisation de la rhéologie

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Introduction à l'étude de la rhéologie contrainte par des données de la déformation de surface.</b>	<b>104</b>
4.1.1	Contexte général	104
4.1.2	Le lac Mead et la rhéologie dans le Basin and Range	107
<b>4.2</b>	<b>Modèle analytique d'un milieu soumis à une charge superficielle</b>	<b>108</b>
4.2.1	Relation entre contrainte et déformation pour un corps visco-élastique	108
4.2.2	Modules élastiques équivalents pour un corps de Maxwell	109
4.2.3	Cas d'un milieu visco-élastique incompressible	110
4.2.4	Milieu visco-élastique sous une plaque élastique mince	113
<b>4.3</b>	<b>Modélisation numérique de la déformation du lac Mead</b>	<b>115</b>
4.3.1	Présentation générale du code	115
4.3.2	Modèle de la déformation entre 1935 et 2002	116
4.3.3	Comparaison entre le modèle de <i>Kaufmann and Amelung</i> [2000] et notre modèle	119
4.3.4	Déformation entre 1992 et 2002	121
4.3.5	Calcul du déphasage et de l'amplitude de la déformation	123
<b>4.4</b>	<b>Bilan préliminaire</b>	<b>126</b>
<b>4.5</b>	<b>Ground motion in the Lake Mead area</b>	<b>127</b>
4.5.1	abstract	127
4.5.2	Introduction	127



---

4.5.3	Regional and Geological Setting . . . . .	131
4.5.4	InSAR Data and Methodology . . . . .	133
4.5.5	Data Inversion . . . . .	141
4.5.6	Inversion Results Analysis . . . . .	148
4.5.7	Model . . . . .	151
4.5.8	Conclusion . . . . .	159
4.5.9	Appendix : Equations and Code Setup . . . . .	160
<b>4.6</b>	<b>Précision de la série temporelle . . . . .</b>	<b>163</b>
4.6.1	Méthode . . . . .	163
4.6.2	Résultat . . . . .	165
4.6.3	Perspectives d'amélioration . . . . .	166
<b>4.7</b>	<b>Extension de la série temporelle . . . . .</b>	<b>168</b>
4.7.1	ERS-2 . . . . .	168
4.7.2	ENVISAT . . . . .	173
<b>4.8</b>	<b>Bilan . . . . .</b>	<b>178</b>

---

## 4.1 Introduction à l'étude de la rhéologie contrainte par des données de la déformation de surface.

### 4.1.1 Contexte général

La déformation terrestre est contrôlée (pour une contrainte donnée) par la rhéologie de la Terre. En connaissant précisément la contrainte exercée et la déformation engendrée, il est donc possible de retrouver les paramètres physiques du milieu. Cependant, la terre est un milieu hétérogène radialement et, dans une moindre mesure, latéralement. Plus la charge sera de grande étendue, plus la déformation affectera des couches profondes de la terre. Retrouver les paramètres rhéologiques pour chaque couche est alors un problème (trop ?) compliqué, puisque le nombre d'inconnues devient grand et les paramètres corrélés entre eux.

S'il est difficile de connaître précisément le champ de contraintes qui engendre la plupart des déformations terrestres (séismes, éruptions volcaniques), j'ai présenté, dans le premier chapitre, un certain nombre d'études qui mesurent la déformation de la surface terrestre et la comparent aux variations de masse des enveloppes fluides externes. Ces variations étant mesurables, la contrainte exercée et la réponse de la Terre sont donc connues et permettent de modéliser la rhéologie expliquant la déformation. Seulement, la plupart de ces variations sont relativement hautes fréquences (intra-annuelles) et induisent des déformations essentiellement élastiques.

Les déformations différées du sol dépendent (pour rester simple) de l'amplitude et de la taille de la charge, des contrastes de densité des couches déplacées, de la

résistance de la couche capable de supporter longtemps les contraintes à petites longueurs d'onde, et de la viscosité de la couche qui assure la "compensation" à plus grandes longueurs d'onde. Le plus simple est d'étudier les déformations long-terme qui ont été mesurées sur le terrain comme celles produites par l'assèchement de grands lacs ou la fonte des calottes glaciaires. Le rebond isostatique, suite à l'assèchement des paléolacs, peut être mesuré en traçant les altitudes actuelles des anciennes lignes de rivage (paléo-horizontales). L'avantage de ce type d'étude est que la charge est connue avec une meilleure précision que dans le cas du rebond post-glaciaire (en effet, contrairement à la surface d'une calotte glaciaire, la surface d'un lac suit une surface d'équipotentielle). On peut citer certains exemples comme le lac Lahontan (Nevada et Californie, USA), dont le diamètre est de  $\sim 200$  km et la profondeur de 150 m. Un rebond de 20 m, associé à l'assèchement, a été observé [Adams *et al.*, 1999]. Pour le lac Bonneville (Utah, Great Basin, USA), de même diamètre environ et de profondeur de 380 m, la déflexion est de 60-70 m [Bills and May, 1987; Bills *et al.*, 1994a]. Enfin le lac Minchin, de dimensions comparables et d'une profondeur de 140 m, montre une déflexion de l'ordre de 27 m [Bills *et al.*, 1994b]. En revanche, la grande étendue et l'amplitude de la charge fait que la déformation affecte environ la moitié du manteau supérieur.

L'InSAR offre aujourd'hui la possibilité de mesurer les déformations de la surface terrestre avec une précision sub-centimétrique. Il est donc possible de mesurer la déformation liée à des variations de charge plus restreintes, limitant l'étude de la rhéologie à une profondeur de l'ordre de quelques centaines de kilomètres ou moins. L'intérêt étant évidemment de mieux contraindre la rhéologie superficielle de la Terre en limitant le nombre de paramètres du modèle. Cependant, il n'existe des données InSAR que depuis le début des années 1990, ce qui rend difficile l'étude long terme de la déformation. Le choix du site d'étude est donc particulièrement important pour mettre en évidence des déformations visqueuses.

Certaines charges superficielles sont des candidats potentiellement intéressants pour étudier une déformation visco-élastique. C'est le cas, notamment, des lacs de barrage, dont le remplissage crée une forte variation de contraintes, entraînant une réponse visco-élastique observable sur plusieurs années si la viscosité est suffisamment faible. De plus, les variations inter-annuelles du niveau d'eau d'un lac (donc de la contrainte exercée à la surface terrestre) peuvent elles aussi produire des déformations différées, mesurables par InSAR si l'amplitude des variations est forte ou si la viscosité asthénosphérique est (relativement) faible. Les déformations long terme produites par l'extraction du minerai sont également intéressantes pour étudier la réponse visqueuse du manteau.

Dans le cas de la mise en eau d'un barrage, la contrainte est proportionnelle à l'extension horizontale et verticale du lac. Connaissant les paramètres élastiques de la lithosphère, il est possible de calculer la déformation élastique instantanée atten-

due. Ceci a notamment été fait en Chine, où la construction d'un barrage<sup>1</sup> sur la rivière Yangze induira un lac filiforme de 600 km de long pour une largeur de 1.1 km et atteignant 175 m de profondeur. Le calcul de la déformation élastique, faite par Wang [2000] prévoit une subsidence maximale au milieu du lac de 45 mm et une subsidence de 10 mm à 15 km du bord du rivage. La mesure de la déformation dans les années qui suivront la mise en eau permettra de quantifier la réponse visqueuse et de l'associer à un profil de viscosité dans la lithosphère et l'asthénosphère.

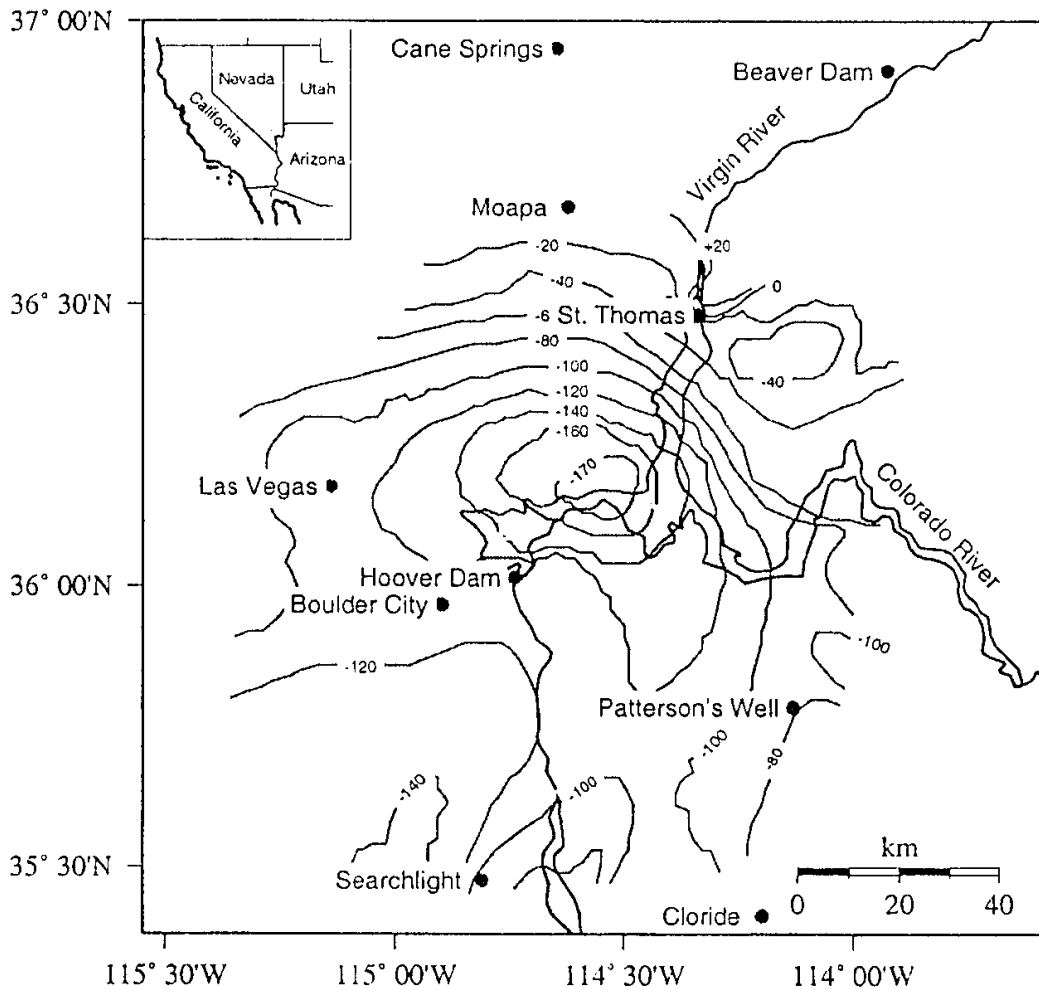


FIG. 4.1 – Carte de la subsidence de la région du lac Mead entre 1935 et 1950 mesurée par nivellement (en mm). Le barrage a été construit sur le site d'Hoover et le lac est alimenté par les rivières Colorado et Virgin. D'après Longwell [1960].

<sup>1</sup>Il s'agit du barrage des trois gorges dont la fin des travaux est prévue pour l'année 2009.

Enfin, *Klein et al.* [1997] ont analysé les données de nivellement existantes (entre 1947 et 1985) au niveau de l'ensemble du bassin minier de la Ruhr (141 mines souterraines et 13 à ciel ouvert). Ces données montrent une remontée du sol maximale d'environ 2 mm/an à 50 km du centre des zones excavées (qui elles connaissent plutôt des affaissements). Ce soulèvement, correspondant à une décharge d'environ  $3 \times 10^8$  tonnes par an de charbon et à (en moyenne) environ  $3 \times 10^8$  tonnes par an d'eau, est trop important pour être expliqué uniquement par de la déformation élastique. Les auteurs en déduisent une viscosité de l'ordre de  $6 \times 10^{17}$  Pa.s dans la croûte inférieure. Ce dernier exemple montre que la déformation du sol non élastique, et liée à des variations de charges anthropogéniques, peut être non négligeable et mesurable par interférométrie radar, même sur un laps de temps relativement courts de l'ordre de 10 ans.

L'objet d'une partie de ma thèse a été de faire de même en utilisant la technique radar sur la dizaine d'années qu'a duré les missions ERS-1 et ERS-2, ainsi qu'en utilisant les images d'Envisat. Le site d'étude qui a été choisi est le lac Mead dont le niveau d'eau présente des fluctuations inter-annuelles (courbe grise sur la figure 4.6).

#### 4.1.2 Le lac Mead et la rhéologie dans le Basin and Range

Le lac Mead est un lac de barrage mis en eau en 1935, chargé d'alimenter en eau et en électricité la ville de Las Vegas (située à une quarantaine de kilomètres à l'est du barrage, Figure 4.1) ainsi qu'une partie du sud-ouest américain. Cinq campagnes de mesures de nivellement ont permis de suivre l'évolution de la déformation à partir de 1935, date de la mise en eau du lac. Ces mesures ont été répétées en 1941, 1950, 1963 et en 1983. Cette étude montre que le remplissage du lac d'en moyenne 80 m entre 1935 et 1938 a provoqué une subsidence totale d'environ 17 cm détectable jusqu'en 1950 (Figure 4.1). Ces données ont été exploitées par *Kaufmann and Amelung* [2000] pour en déduire la structure rhéologique du manteau de cette partie du Basin and Range. L'inversion révèle que les données sont consistantes avec un modèle simple comprenant une croûte élastique de  $30 \pm 3$  km et un manteau lithosphérique ayant une viscosité de  $\sim 10^{18}$  Pa.s. Cette valeur de viscosité peut paraître étonnamment faible, mais est concordante avec les autres types d'études rhéologiques menées dans le Basin and Range : la viscosité du manteau supérieur déduite du soulèvement après l'assèchement du paléo-lac Lahontan est également de  $\sim 10^{18}$  Pa.s [*Adams et al.*, 1999]. En ce qui concerne le lac Bonneville, la viscosité du manteau situé sous une croûte élastique rigide est estimée entre  $2 \times 10^{18}$  et  $3.5 \times 10^{19}$  Pa.s. Par ailleurs, on peut mentionner les études de rebond post-sismique. *Hetland and Hager* [2003] et *Gourmelen and Amelung* [2005] ont étudié par GPS et InSAR, respectivement, le mouvement du sol dans la région appelée "Central Nevada Seismic Belt" (CNSB) où s'est produit une série de grands séismes entre 1915 et 1954. Les magnitudes estimées sont de 7.5 pour le séisme de 1915, 7.2 pour le séisme de Cedar Mountain en 1932. Durant l'année 1954, quatre séismes ont eu lieu sur une période de 6 mois et les magni-

tudes associées varient de 6.8 à 7.2. Une partie<sup>2</sup> des déplacements du sol à proximité de ces failles est attribuée à la relaxation visco-élastique des contraintes générées par les séismes durant la période 1915-1954. *Hetland and Hager* [2003] déduisent ainsi une viscosité de  $10^{19}$  Pa.s dans la croûte inférieure, tandis que *Gourmelen and Amelung* [2005] modélisent ces déplacements grâce une viscosité du manteau lithosphérique autour de  $10^{18}$  Pa.s, valeur équivalente à celle trouvée par *Kaufmann and Amelung* [2000]. Un peu plus au nord du Basin and Range (plus exactement à la frontière du Montana, de L'Idaho et du Wyoming), *Nishimura and Thatcher* [2003] ont étudié la relaxation du séisme d'Hebgen Lake ( $M_W=7.3$ , 1959), et trouvent également une valeur faible pour la viscosité du manteau (autour de  $4 \times 10^{18}$  Pa.s).

## 4.2 Modèle analytique d'un milieu soumis à une charge superficielle

Dans cette section, je vais décrire par des modèles analytiques comment s'exprime la déformation superficielle due à une charge placée au sommet d'un demi-espace.

### 4.2.1 Relation entre contrainte et déformation pour un corps visco-élastique

Soumis à une contrainte, un corps visco-élastique se déforme d'abord de façon instantanée et élastique, puis de manière ductile à plus long terme. En considérant un corps de Maxwell (piston/ressort en série), la déformation totale  $\epsilon$  est la somme des déformations élastique,  $\epsilon^e$ , et visqueuse  $\epsilon^f$  :

$$\epsilon = \epsilon^e + \epsilon^f$$

De plus, en supposant que la compressibilité du matériau est due uniquement à son comportement élastique,  $\epsilon_{ll}^f = 0$ .

En utilisant les relations élastiques, on obtient :

$$\sigma_{ll} = (3\lambda + 2G)\epsilon_{ll}^e \quad (4.1)$$

D'autre part on peut écrire que :

$$\epsilon_{ij} - \frac{1}{3}\epsilon_{ll}\delta_{ij} = \epsilon_{ij}^e - \frac{1}{3}\epsilon_{ll}^e\delta_{ij} + \epsilon_{ij}^f \quad (4.2)$$

Les relations élastiques donnent :

$$\sigma_{ij} - \frac{1}{3}\sigma_{ll}\delta_{ij} = 2G\epsilon_{ij}^e + \lambda\epsilon_{ll}^e\delta_{ij} - \frac{2G + 3\lambda}{3}\epsilon_{ll}^e\delta_{ij} \quad (4.3)$$

---

<sup>2</sup>Il existe aussi une déformation tectonique qui affecte cette région. Cette déformation est prise en compte dans leurs analyses.

$$\sigma_{ij} - \frac{1}{3}\sigma_{ll}\delta_{ij} = 2G(\epsilon_{ij}^e - \frac{1}{3}\epsilon_{ll}^e\delta_{ij}) \quad (4.4)$$

De plus, pour la partie visqueuse, la contrainte est :

$$\sigma_{ij} + p\delta_{ij} = \sigma_{ij} - \frac{1}{3}\sigma_{ll}\delta_{ij} = 2\eta\dot{\epsilon}_{ij}^f \quad (4.5)$$

En dérivant par rapport au temps, on obtient la relation suivante entre le taux de déformation et la contrainte :

$$\dot{\epsilon}_{ij} - \frac{1}{3}\dot{\epsilon}_{ll}\delta_{ij} = \frac{1}{2G} \left( \dot{\sigma}_{ij} - \frac{1}{3}\dot{\sigma}_{ll}\delta_{ij} \right) + \frac{1}{2\eta} \left( \sigma_{ij} - \frac{1}{3}\sigma_{ll}\delta_{ij} \right) \quad (4.6)$$

### 4.2.2 Modules élastiques équivalents pour un corps de Maxwell

Pour simplifier les équations, on cherche à écrire les relations constitutives visco-élastiques entre déformations et contraintes d'une façon très proche des relations élastiques. Ceci peut être fait pour des cas particuliers, notamment lorsque la contrainte  $\sigma$  et la déformation  $\epsilon$  sont des sinusoides en temps et en espace :

$$\epsilon = \tilde{\epsilon} \exp(i\omega t) \exp(ikx) \quad (4.7)$$

$$\sigma = \tilde{\sigma} \exp(i\omega t) \exp(ikx) \quad (4.8)$$

où  $t$  est le temps,  $\omega$  est la pulsation et  $k$  le nombre d'onde.  $\tilde{\epsilon}$  et  $\tilde{\sigma}$  sont des modules complexes (amplitude, phase) indépendants du temps.

À partir des équations 4.1 et 4.6, on cherche une relation équivalente au cas élastique sous la forme :

$$\tilde{\sigma}_{ij} = \lambda^*(\omega)\tilde{\epsilon}_{ll}\delta_{ij} + 2G^*(\omega)\tilde{\epsilon}_{ij}, \quad (4.9)$$

où  $\lambda^*(\omega)$  et  $G^*(\omega)$  sont les modules élastiques équivalents.

On utilise :

$$\tilde{\sigma}_{ll} = (3\lambda + 2G)\tilde{\epsilon}_{ll} = (3\lambda^* + 2G^*)\tilde{\epsilon}_{ll} = 3K\tilde{\epsilon}_{ll} \quad (4.10)$$

ainsi que :

$$i\omega(\tilde{\epsilon}_{ij} - \frac{1}{3}\tilde{\epsilon}_{ll}\delta_{ij}) = \left( \frac{i\omega}{2G} + \frac{1}{2\eta} \right) \left( \tilde{\sigma}_{ij} - \frac{1}{3}\tilde{\sigma}_{ll}\delta_{ij} \right) \quad (4.11)$$

En exprimant  $\tilde{\sigma}_{ij}$  en fonction de  $\tilde{\epsilon}_{ij}$ , on trouve finalement :

$$G^*(\omega) = \frac{Gi\omega}{i\omega + G/\eta} \quad (4.12)$$

$$\lambda^*(\omega) = \frac{\lambda i\omega + GK/\eta}{i\omega + G/\eta} \quad (4.13)$$

Dans le cas incompressible, on peut également calculer une viscosité équivalente :

$$\eta^*(\omega) = \frac{1}{\frac{i\omega}{2G} + \frac{1}{\eta}} \quad (4.14)$$

### 4.2.3 Cas d'un milieu visco-élastique incompressible

Les contraintes s'exerçant à la surface d'un milieu visco-élastique incompressible correspondent à la charge sinusoïdale superficielle,  $\sigma_{zz}^{ext}$ , à l'anomalie de densité créée par la déflexion de la surface sous l'action de la contrainte et à la contrainte engendrée par l'écoulement de matière. En introduisant la fonction courant, on montre (cours de M.-P Doin) que la contrainte générée par le déplacement de matière à proximité de la surface peut s'écrire en fonction de la vitesse,  $\tilde{v}_z$ ,  $2\eta^*k\tilde{v}_z$  ou du déplacement,  $\tilde{u}_z$ ,  $2G^*k\tilde{u}_z$ . Le bilan des forces s'écrit donc :

$$\rho_m g \tilde{u}_z + \sigma_{zz}^{ext} + 2G^*k\tilde{u}_z = 0, \quad (4.15)$$

où  $G^*$  est le module de cisaillement pour un corps de Maxwell et  $k$  le nombre d'onde. Dans le cas d'un lac,  $\sigma_{zz}^{ext} = \rho_e g h$ ,  $h$  étant la hauteur de la colonne d'eau,  $\rho_e$  la densité de l'eau et  $g$  l'accélération de la gravité. Enfin,  $\rho_m g \tilde{u}_z$  correspond à la "force de rappel" créée par la déflexion de la surface sous l'action de la charge.

L'équation 4.15 devient :

$$(\rho_m g + 2G^*k)\tilde{u}_z = -\tilde{\sigma}_{zz}^{ext}, \quad (4.16)$$

$$\tilde{u}_z = \frac{-\tilde{\sigma}_{zz}^{ext}}{\rho_m g + 2G^*k}, \quad (4.17)$$

En prenant une charge unitaire et en exprimant  $\tilde{u}_z$  sous la forme  $[A \exp(i\varphi)]^{-1}$ , où  $A^{-1}$  est l'amplitude du déplacement et  $\varphi$ , le déphasage.

$$A \exp(i\varphi) = \rho_m g + 2G^*k, \quad (4.18)$$

avec  $G^* = \frac{G}{1 - \frac{iG}{\eta\omega}}$ , on obtient :

$$A \exp(i\varphi) = \rho_m g + 2Gk \frac{1}{1 - \frac{iG}{\eta\omega}}, \quad (4.19)$$

Cette formule analytique permet de comprendre comment varie l'amplitude et le déphasage de  $\tilde{u}_z$  en fonction de la longueur d'onde et de la fréquence du signal. Ils sont montrés sur la figure 4.2. Pour les courtes longueurs d'onde ( $k$  grand devant  $\rho_m g/G$  et devant  $\rho_m g/\eta\omega$ ), le terme  $\rho_m g$  est négligeable. Le déphasage entre la charge et la déformation dépend donc du terme  $\frac{2kG}{1 - \frac{iG}{\eta\omega}}$ .

- Lorsque  $\frac{G}{\eta\omega} \ll 1$ , la période,  $T$ , est petite. La déformation est essentiellement élastique : le déphasage est nul et l'amplitude vaut :  $A \simeq 2Gk$  (domaine 1 de la figure 4.2b).
- Le déphasage,  $\varphi$  augmente lorsque  $T$  augmente ( $\rho_m g$  étant toujours négligeable) et atteint  $\varphi = \pi/4$  lorsque  $\frac{G}{\eta\omega} = 1$ . En prenant  $\eta=10^{18}$  Pa.s et  $G=60$  GPa.s, cela correspond à une période de 3 ans.
- Lorsque  $\frac{G}{\eta\omega} \gg 1$ ,  $Ae^{i\varphi} = \rho_m g + i2k\eta\omega$ . L'écoulement est alors purement visqueux.
  - Si  $\rho_m g$  reste petit devant  $2k\eta\omega$ , i.e.,  $\frac{2k\eta\omega}{\rho_m g} \gg 1$ . Le déphasage est alors maximal avec  $\varphi = \pi/2$  et  $A = 2k\eta\omega$ . Cela implique des fortes valeurs de  $k$  et  $\omega$  puisque  $k\omega \gg \frac{\rho_m g}{2\eta}$  (domaine 2 de la figure 4.2b).
  - Si  $\lambda$  et  $T$  sont grands, le milieu est en équilibre isostatique. La déformation est en phase avec la charge ( $\varphi = 0$ ) et l'amplitude est  $A = \rho_m g$  pour une charge normalisée (domaine 3 de la figure 4.2b).
  - Lorsque  $k\omega = \frac{\rho_m g}{2\eta}$ , la phase vaut  $\varphi = \pi/4$ . On peut calculer, pour une longueur d'onde de 200 km, la période  $T_c$  correspondante à un déphasage de  $\pi/4$ .

$$T_c = \frac{2\pi\eta}{\rho_m g \lambda} \simeq 380 \text{ ans}$$

Pour une période de 10 ans, on calcule une longueur d'onde spatiale,  $\lambda$ , de la charge de 7600 km pour obtenir un déphasage de  $\pi/4$ .



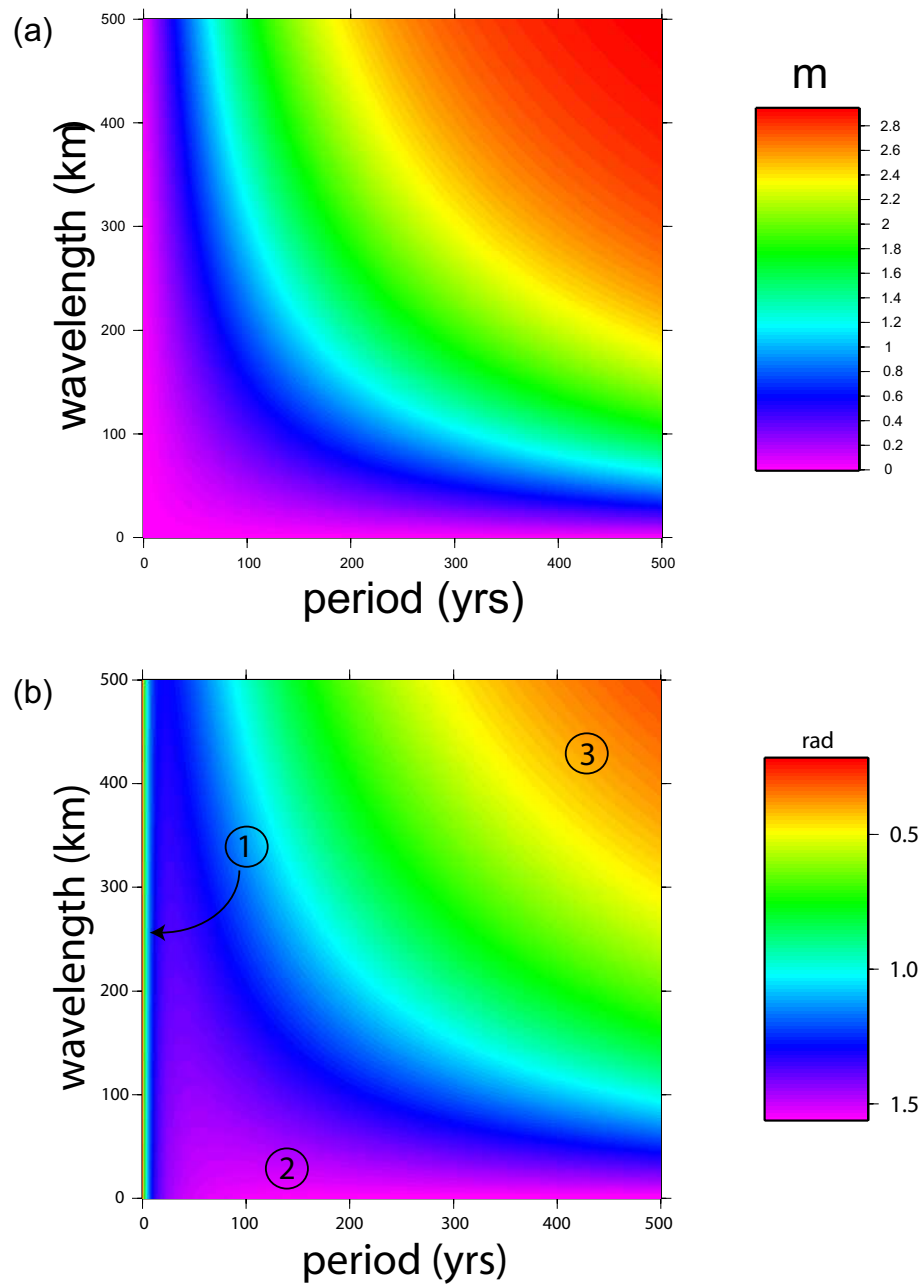


FIG. 4.2 – (a) Carte d'amplitude (en m) de la déformation pour un demi-espace visco-élastique en fonction de la longueur d'onde spatiale et de la période d'une charge d'1 bar. (b) Carte de déphasage entre la contrainte et la déformation.

L'amplitude de la déformation augmente lorsque la longueur d'onde et la période de la charge augmentent. Elle devient stable lorsque la charge est isostatiquement compensée ( $\lambda$  et  $T$  grands).

Si on introduit la compressibilité dans le modèle analytique, dans le cas élastique (i.e. aux courtes périodes), la déformation est amplifiée d'un facteur d'environ  $\frac{4}{3}$  (plus exactement d'un facteur égal à  $\frac{\lambda+3\mu}{\lambda+2\mu}$ ).

#### 4.2.4 Milieu visco-élastique sous une plaque élastique mince

On peut inclure une lithosphère élastique considérée comme une plaque mince rigide, au-dessus d'un milieu visco-élastique incompressible. Pour modéliser ce système, il faut donc ajouter le terme lié à la rigidité flexurale,  $D$ , de la plaque mince dans l'équation (4.15). D'après *Turcotte and Schubert* [2002] on peut écrire l'équilibre des forces pour une charge sinusoïdale en surface, sous la forme :

$$Dk^4\tilde{u}_z + \rho_m g \tilde{u}_z + \sigma_{zz}^{ext} + 2G^*k\tilde{u}_z = 0 \quad (4.20)$$

$$\tilde{u}_z = \frac{-\sigma_{zz}^{ext}}{Dk^4 + \rho_m g + 2G^*k} = \frac{-\sigma_{zz}^{ext}}{Ae^{i\varphi}}$$

$$Ae^{i\varphi} = Dk^4 + \rho_m g + 2kG \frac{1}{1 - \frac{iG}{\eta\omega}} \quad (4.21)$$

Là encore, amplitude et déphasage peuvent être analysés en comparant les amplitudes relatives des termes  $Dk^4$ ,  $\rho_m g$ ,  $kG$  et  $k\eta\omega$  afin d'obtenir les comportements "limites" du système. Pour des longueurs d'ondes spatiales relativement courtes ( $\leq 300$  km), le terme  $Dk^4$  n'est pas négligeable et dépend de la compressibilité. Les figures 4.3 et 4.4 permettent de tester le modèle analytique par rapport au modèle numérique présenté dans la section suivante pour deux longueurs d'onde spatiales de la déformation (200 km et 250 km). En dessous d'une certaine longueur d'onde ( $\sim 100$  km), l'approximation considérant la lithosphère élastique comme une plaque mince n'est plus valable.

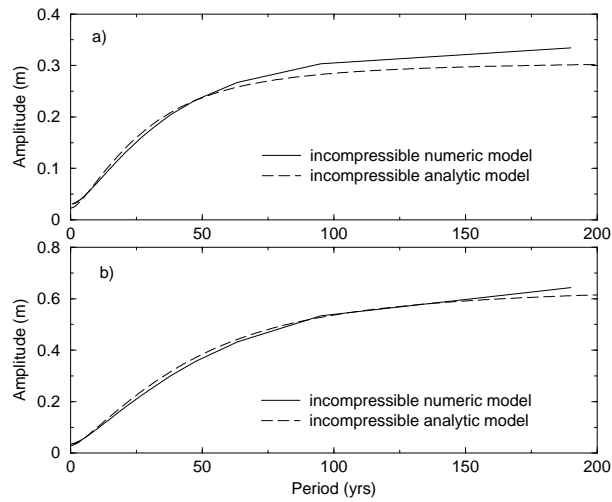


FIG. 4.3 – Comparaison de l'amplitude de la déformation créée par une charge d'1 bar pour un modèle numérique ou analytique. La longueur d'onde de la déformation est de 200 km (a) ou de 250 km (b).

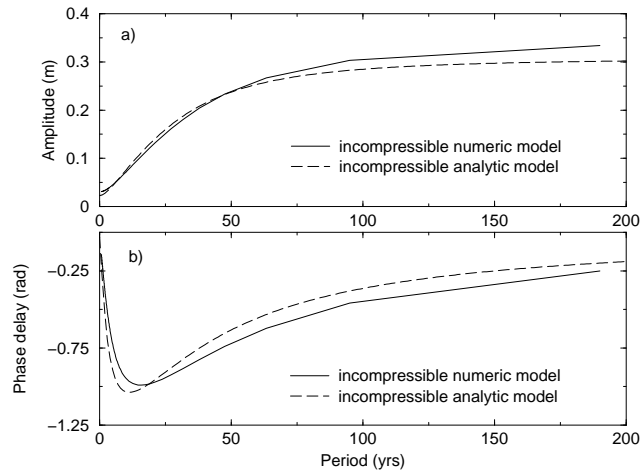


FIG. 4.4 – Comparaison de l'amplitude (a) et du déphasage (b) de la déformation créée par une charge sinusoïdale d'1 bar ( $\lambda = 200$  km) pour un modèle numérique ou analytique.

**Note :** la formule donnant la rigidité flexurale,  $D$ , dépend de l'hypothèse de compressibilité ou d'incompressibilité. Par contre, la démonstration analytique n'est simple que dans le cas incompressible. Le modèle numérique, lui, prendra en compte la compressibilité de la lithosphère et de l'asthénosphère pour modéliser la déformation telle qu'observée dans la région du lac Mead.

## 4.3 Modélisation numérique de la déformation du lac Mead

Nous avons voulu savoir, dans un premier temps, quels étaient l'amplitude et le déphasage (par rapport à la charge) attendus (pour une viscosité mantellique donnée) de la déformation visco-élastique dans la région du lac Mead. Nous avons ainsi modélisé la déformation depuis le chargement initiale du lac en 1935, que j'ai comparée ensuite avec les résultats obtenus par *Kaufmann and Amelung* [2000]. Dans un deuxième temps, je me suis intéressé à la déformation prédite par le modèle durant la période couverte par les images radar ERS (entre 1992 et 2002). Le but est de quantifier les différences entre les déformations élastique et visco-élastique prédites afin de voir à partir de quelle viscosité il est raisonnable d'envisager leur détection par InSAR.

### 4.3.1 Présentation générale du code

Je vais présenter brièvement dans ce paragraphe le principe du code utilisé. De plus amples détails sont donnés dans le paragraphe 4.5.9. Le milieu modélisé est un corps visco-élastique de Maxwell pré-contraint. Il est organisé en couches latéralement homogènes dans une boîte 3-D cartésienne. Chaque couche,  $i$ , est définie par son épaisseur,  $h_i$ , les paramètres de Lamé,  $\mu_i$  et  $\lambda_i$ , ainsi que par sa viscosité,  $\eta_i$  (Table 4.1). Le code est basé sur le principe de correspondance entre les paramètres de Lamé élastiques et visco-élastiques et sur la décomposition temporelle et spatiale de Fourier. Aux longueurs d'onde concernées dans l'étude, le terme d'auto-gravitation est négligeable. Pour construire le modèle, l'histoire de la charge du lac est prise en compte depuis la mise en eau en 1935. Cette charge comprend évidemment le volume d'eau du lac, mais aussi les sédiments qui s'accumulent dans le lac. On peut cependant remarquer que la contribution de la charge sédimentaire est faible par rapport à la charge hydrologique. La figure 4.5 montre une carte détaillée (en projection UTM) de l'épaisseur des sédiments déposés au fond du lac entre 1935 et 2003 avec une résolution de  $10 \text{ m} \times 10 \text{ m}$ . Le modèle spatio-temporel de la charge en eau est construit en "remplissant le MNT du fond du lac" jusqu'au niveau d'eau souhaité (les données du niveau d'eau du lac viennent de l'USGS). Enfin, la décomposition spatio-temporelle de la charge en série de Fourier suppose que celle-ci soit périodique en temps et en espace. La charge est donc extrapolée en complétant à 0 sur une surface de  $500 \text{ km} \times 500 \text{ km}$  et sur une période de 285 ans. Cette période de temps doit être suffisamment grande pour permettre la relaxation des contraintes visqueuses.

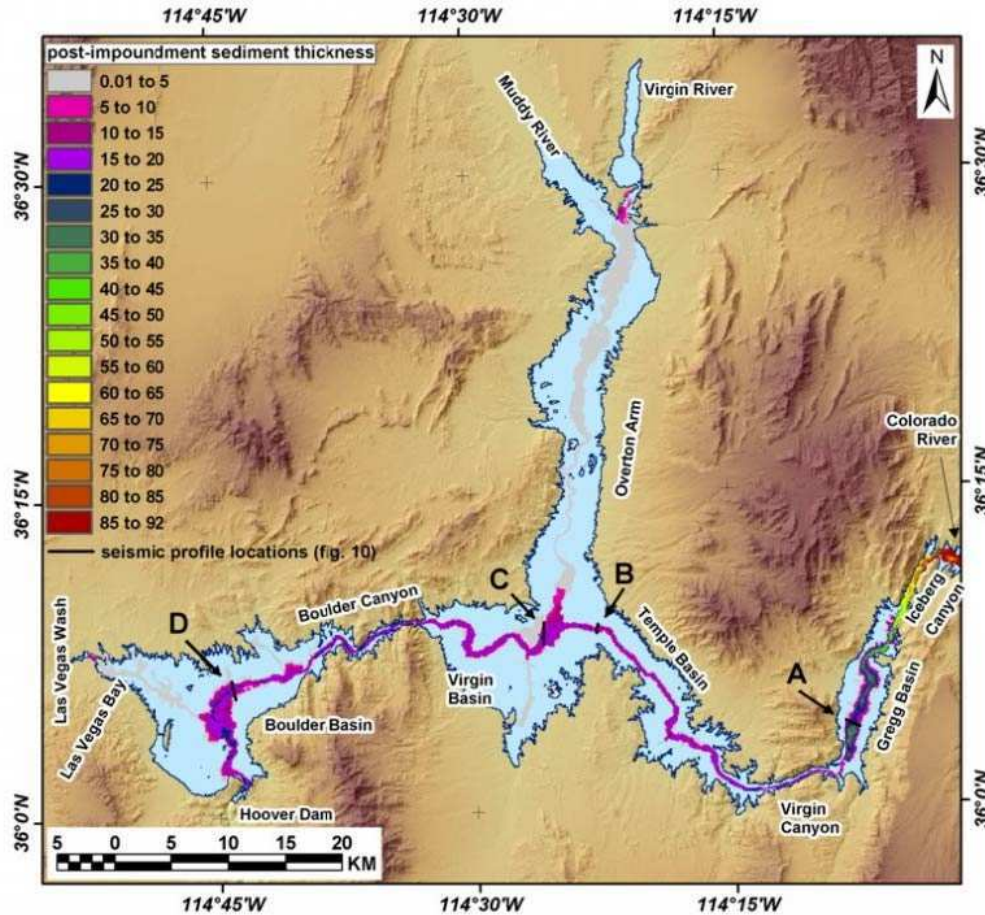


FIG. 4.5 – Carte de sédimentation du lac Mead, basée sur l’analyse de données de sismique réflexion. La carte montre l’épaisseur de la couche sédimentaire qui est concentrée dans l’ancien lit du Colorado (avant que l’ensemble de la vallée ne soit inondé). D’après *Twichell et al.* [2003].

### 4.3.2 Modèle de la déformation entre 1935 et 2002

La résolution temporelle du modèle est de deux mois. On peut donc construire finement l’évolution de la déformation depuis la mise en eau du barrage. Je vais ici comparer deux modèles : un modèle élastique pur avec des paramètres différents pour la croûte et le manteau et un modèle visco-élastique dont les paramètres élastiques sont les mêmes, mais en introduisant une faible viscosité ( $10^{17}$  à  $10^{19}$  Pa.s) entre 30 km et la base du modèle (500 km).

Lorsque la rhéologie introduite est simplement élastique, la déformation est instantanée et proportionnelle à la charge. La figure 4.6 montre que l’amplitude du

déplacement vertical, pour un point situé au centre du lac, atteint  $\sim 13$  cm lorsque la mise en eau du lac est terminée (en 1942). La déformation liée aux fluctuations intra- et inter-annuelles varie ensuite autour de cette valeur.

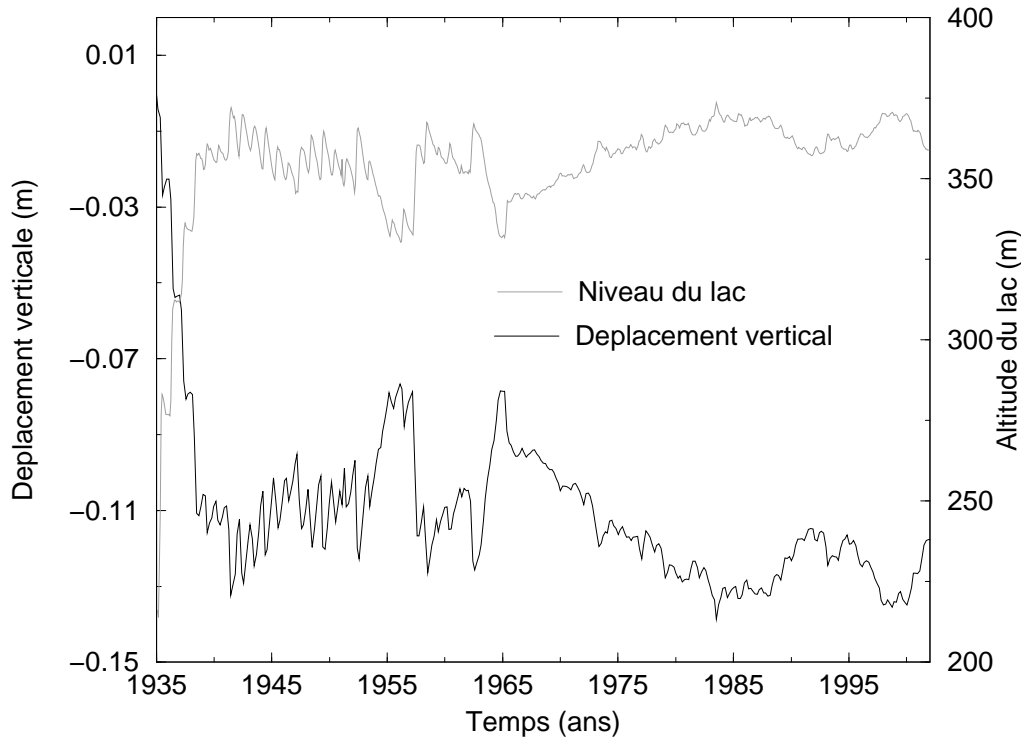


FIG. 4.6 – Modèle élastique de l'évolution temporelle du déplacement vertical absolu entre 1935 et 1950 pour un point situé près du lac (ligne noire). La déformation est proportionnelle à la charge et suit donc les variations du niveau d'eau du lac (ligne grise). Note : la surface du lac augmente avec le niveau d'eau, le volume d'eau dans le lac (correspondant à la charge) n'est donc pas strictement proportionnel au niveau d'eau.

En revanche, lorsqu'on tient compte de la viscosité du manteau supérieur, on observe son effet sur l'amplitude et le déphasage de la déformation. La figure 4.7 montre la déformation de surface entre 1935 et 2002 (du même point, situé au centre du lac). On observe la subsidence long terme du sol, héritée de la mise en eau du barrage. Pour une viscosité mantellique de  $10^{18}$  Pa.s, l'amplitude de la déformation verticale visco-élastique est maximale autour de l'année 2000 et atteint  $\sim 50$  cm, soit un ordre de grandeur plus grand que la déformation élastique.

On remarque aussi les variations à plus court-terme de la déformation liées aux fluctuations intra- et inter-annuelles du niveau d'eau du lac. Comme la charge du lac ne correspond pas à une charge sinusoïdale, mais peut être vue comme une somme de

sinusoïdes dont le déphasage et l'amplitude dépendent de la fréquence, il est difficile de faire correspondre le déphasage de la déformation avec les fluctuations de la charge du lac. L'évolution de l'amplitude et du déphasage de la déformation visco-élastique dépend donc de l'histoire des variations de la charge du lac depuis la mise en eau du barrage.

Lorsqu'on regarde une carte de la déformation visco-élastique entre 1935 et 2000 (Figure 4.8), on s'aperçoit que la surface du sol déformée est importante, autour de  $300 \times 300 \text{ km}^2$ , et donc nettement plus grande que la zone couverte par les images ERS ( $100 \times 100 \text{ km}^2$ ). Il faudra donc différencier le déplacement absolu du sol et le déplacement relatif (à travers les profils de nivellement ou à travers les interférogrammes). Il est intéressant aussi de constater que bien que la déformation soit principalement verticale (Figure 4.8a), la composante horizontale n'est pas négligeable (Figures 4.8b,c). La figure 4.8d montre le champ du déplacement horizontal du sol entre 1935 et 2002.

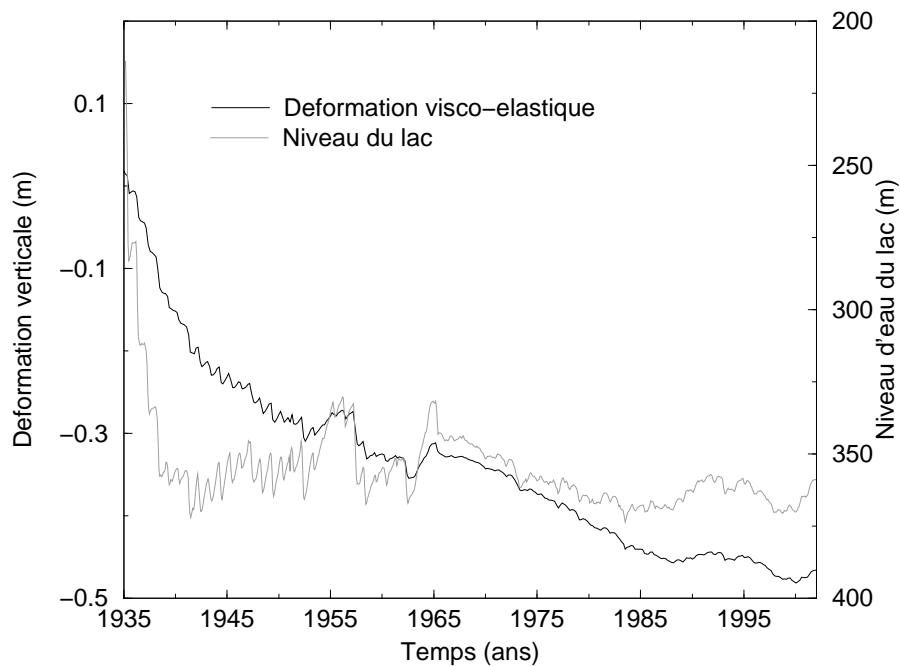


FIG. 4.7 – Évolution temporelle entre 1935 et 2002 du déplacement vertical visco-élastique (en m) pour un point situé au centre du lac. La viscosité mantellique est de  $10^{18} \text{ Pa.s}$ .

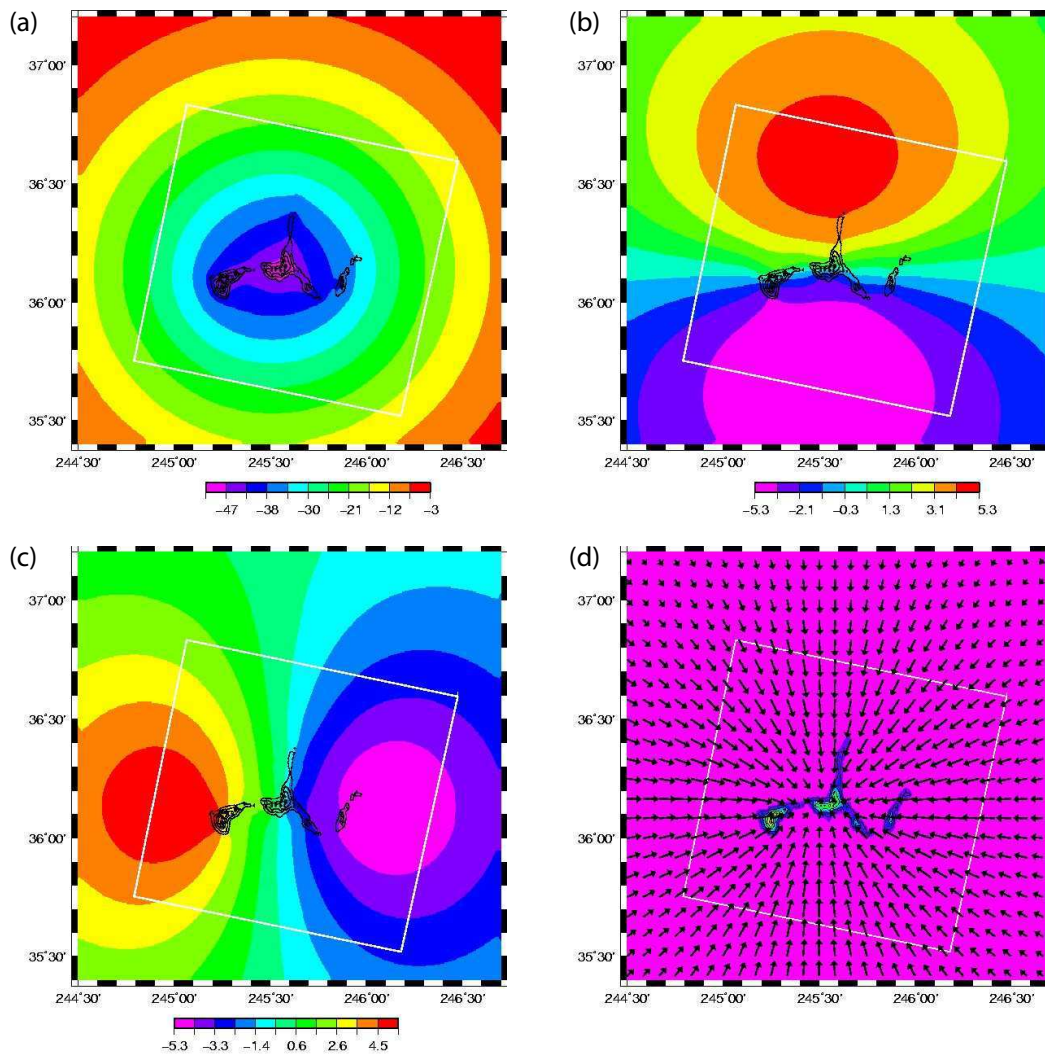


FIG. 4.8 – Cartes de la déformation visco-élastique (en cm) entre 1935 et 2002 en prenant une viscosité du manteau égale à  $10^{18}$  Pa.s. (a) Déplacement vertical du sol, (b) composante selon le nord du déplacement, (c) composante selon l'est du déplacement et (d) champ du mouvement horizontal du sol. Le cadre blanc correspond à la surface couverte par les images SAR ERS. La zone couverte par les cartes, de  $200 \times 200 \text{ km}^2$ , correspond à un zoom sur le centre du modèle ( $500 \times 500 \text{ km}^2$ ).

### 4.3.3 Comparaison entre le modèle de *Kaufmann and Amelung* [2000] et notre modèle

L'étude de *Kaufmann and Amelung* [2000] nous permet d'avoir une information a priori sur la valeur de la viscosité mantellique dans cette région du Basin and Range. Ils expliquent, en effet, la déformation du sol observée quelques 15 années après la



mise en eau du lac par une viscosité du manteau supérieur d'environ  $10^{18}$  Pa.s. La figure 4.9b montre la modélisation de la déformation due à la charge du lac (Figure 4.9a). La déformation est concentrique et de grandes longueurs d'onde, comme nous l'avons observé sur la figure 4.8

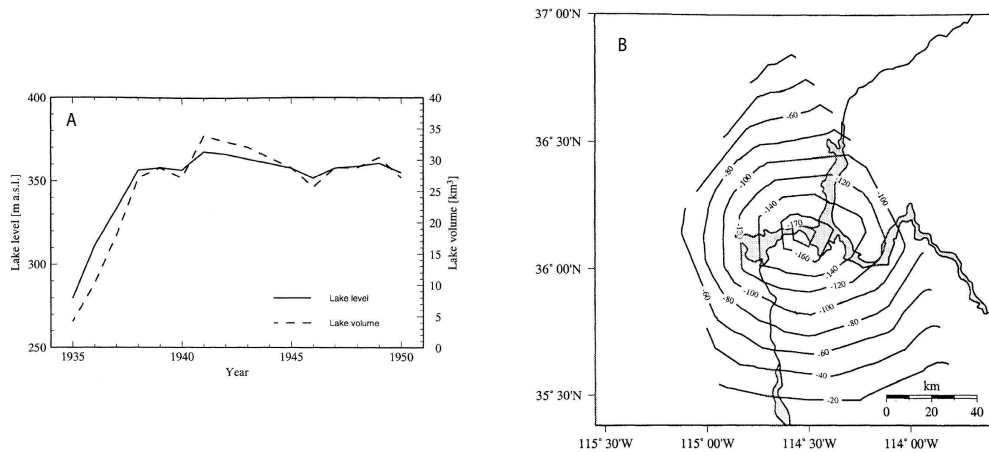


FIG. 4.9 – (A) Evolution du niveau et du volume d'eau du lac entre 1935 et 1950 (B) Carte du déplacement vertical entre 1935 et 1950 simulée par un modèle deux couches comprenant une croûte élastique et un milieu sous-jacent visco-élastique de viscosité  $10^{18}$  Pa.s [Kaufmann and Amelung, 2000].

La comparaison entre l'étude de Kaufmann and Amelung [2000] et les résultats de notre modèle n'est pas totalement satisfaisante pour les raisons suivantes : (1) Kaufmann and Amelung [2000] ne précisent pas sur leurs figures la référence utilisée pour le déplacement vertical. (2) Pour comparer leur modèle aux mesures de nivellement, ils ont retranché l'effet de l'augmentation du niveau d'eau sur le géoïde, calcul absent dans notre modèle. Cependant, j'ai pu comparer l'évolution temporelle du déplacement vertical donné par Kaufmann and Amelung [2000]<sup>3</sup> et le notre. On s'aperçoit que les résultats sont très similaires (figure 4.10, point Boulder Wash).

<sup>3</sup>Kaufmann and Amelung [2000] ont testé plusieurs modèles à deux ou trois couches donnant des résultats similaires. La comparaison ici s'effectue avec un modèle à 2 couches : une croûte élastique et un manteau supérieur ayant une viscosité de  $10^{18}$  Pa.s.

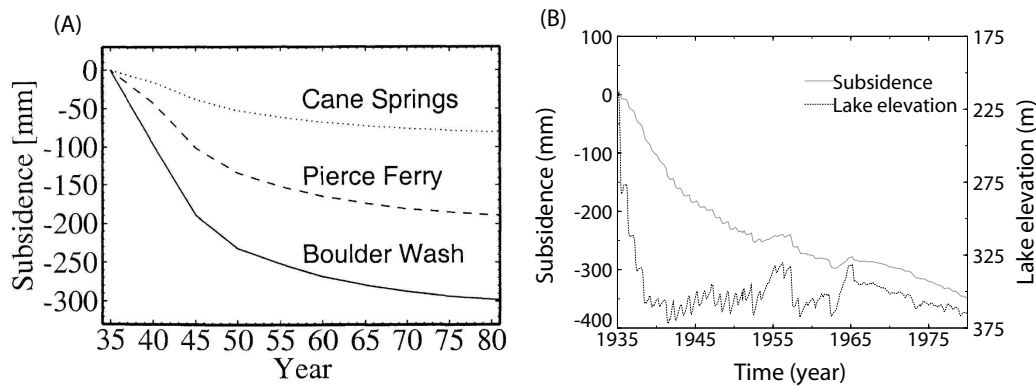


FIG. 4.10 – (a) Évolution temporelle entre 1935 et 1950 du déplacement vertical pour trois points autour du lac dont Boulder Wash [Kaufmann and Amelung, 2000]. (b) Modélisation [Cavalié et al., 2007] du déplacement vertical pour le point Boulder Wash (trait gris continu) et niveau d'eau du lac (ligne noire pointillée) pour la même période (1935-1950).

La précision de la charge est meilleure dans notre cas à la fois en temps et en espace, ce qui peut expliquer les différences haute fréquence entre les deux modèles de déformation. De plus, lorsqu'on regarde la carte des déformations entre 1935 et 1950 (Figures 4.8a et 4.9b), on aperçoit quelques différences liées en partie au référencement inconnu dans le modèle de Kaufmann and Amelung [2000], et à l'effet des variations de géoïde.

#### 4.3.4 Déformation entre 1992 et 2002

Il est possible également de calculer la réponse théorique du sol autour du lac Mead pendant la période couverte par les satellites ERS1 et ERS2. Dans le cas du lac Mead, cette période s'étale de juillet 1992 à novembre 2001. Quelques images ERS-2 ont été acquises après cette dernière date, mais l'angle de visée du satellite était mal contrôlé et seules les images acquises après 2006 sont réellement utilisables (cf. paragraphe 4.7.1).

En combinant les trois composantes du déplacement prédit par le modèle, il est possible d'obtenir le déplacement du sol, dans la même géométrie que les interférogrammes, c'est à dire suivant la ligne de visée du satellite (*LOS*) et relativement aux bords de l'image radar. La figure 4.11 montre ainsi le déplacement (en *LOS*) du sol modélisé entre 1992 et 2002 pour une rhéologie élastique ou visco-élastique. En zoomant sur la fenêtre de temps d'acquisition des images SAR ERS, on s'aperçoit que la subsidence long-terme observée sur la figure 4.7 est nettement moins visible.

Notamment, si la viscosité mantellique est supérieure ou égale à  $10^{19}$  Pa.s, le temps de relaxation est trop grand pour qu'en 10 ans, on puisse mesurer la réponse visqueuse (Figure 4.11). Lorsqu'on compare le modèle élastique de la déformation et le modèle visco-élastique avec une valeur de viscosité inférieure ou égale à  $10^{18}$  Pa.s, la différence la plus nette est l'amplitude de la déformation. Cependant, il est difficile d'observer le déphasage entre la charge et la déformation. L'effet visqueux est le plus visible entre 1998 et 2000. Durant cette période, le niveau du lac reste pratiquement stable (courbe noire sur la figure 4.11), tandis que la subsidence du sol autour du lac persiste.

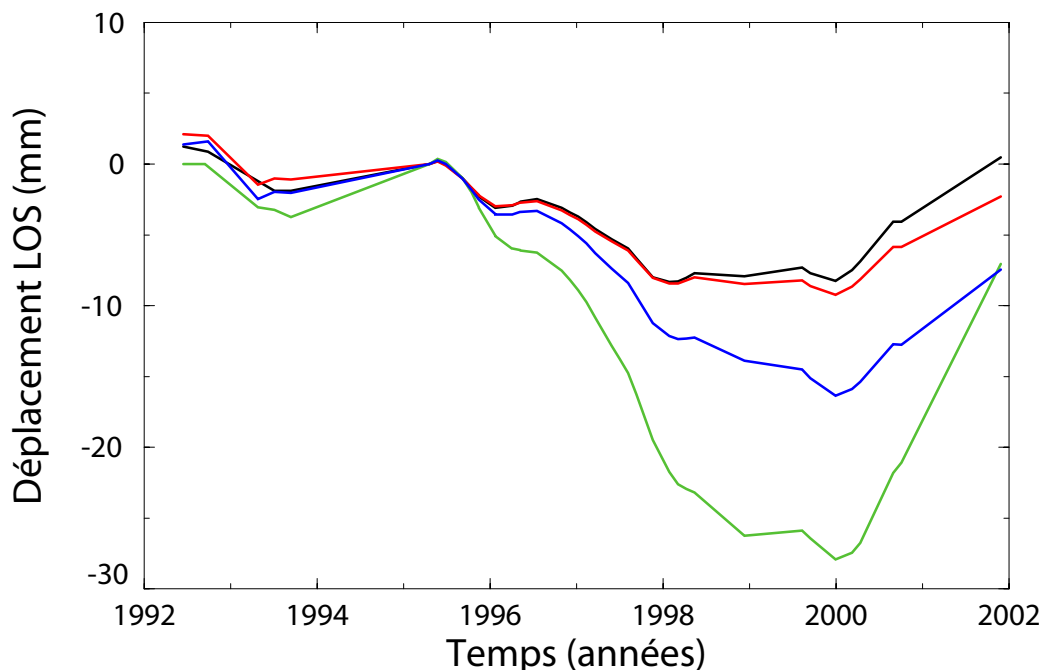


FIG. 4.11 – (a) Évolution temporelle du déplacement du sol suivant la ligne de visée du satellite. La déformation élastique (courbe noire) est proportionnelle aux variations du niveau d'eau du lac. Le déphasage et l'amplitude de la déformation visco-élastique dépendent de la viscosité mantellique (courbe rouge :  $10^{19}$  Pa.s, courbe bleue :  $10^{18}$  Pa.s et courbe verte :  $10^{17}$  Pa.s).

Ces tests montrent que, sur la période 1992-2002, les différences nettes de comportement entre une rhéologie élastique ou visco-élastique apparaissent pour une viscosité mantellique faible ( $\leq 10^{18}$  Pa.s). Pour une viscosité de  $10^{19}$  Pa.s, il n'est pas possible de distinguer la réponse visqueuse sur cette période par InSAR.

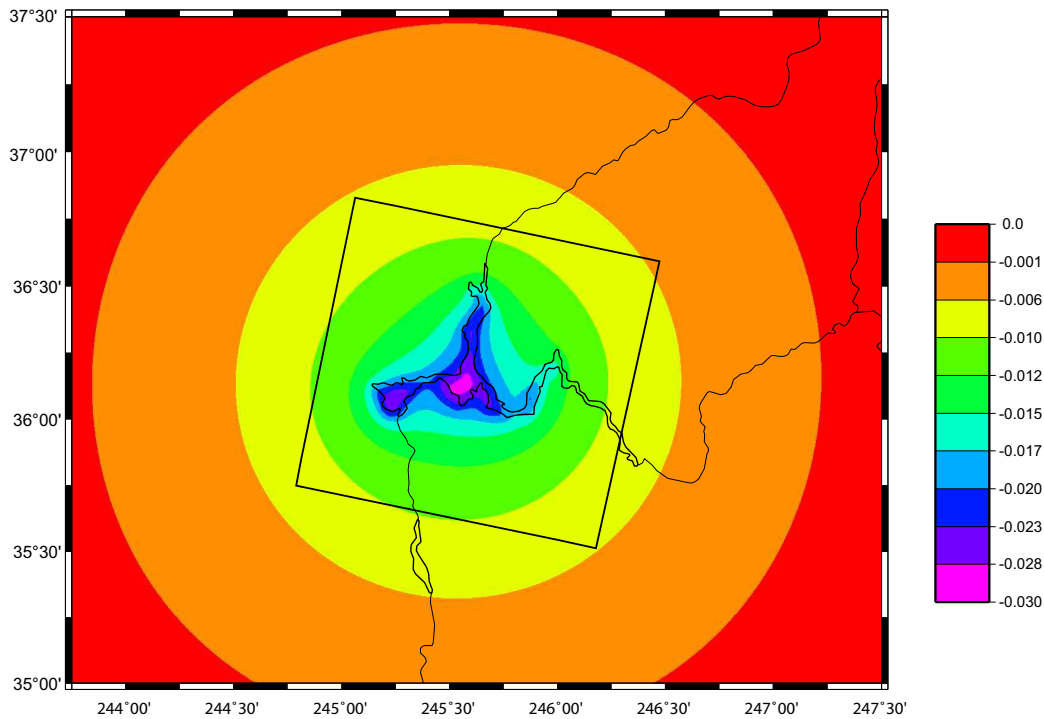


FIG. 4.12 – Carte du déplacement vertical du sol (en mètre). Le cadre noir correspond à la surface couverte par les images SAR ERS.

La figure 4.12 représente le déplacement vertical de la surface du sol entre 1992 et 1998. On remarque que la déformation n'est pas négligeable sur les bords de la zone couverte par les images radar (cadre noir). Le déplacement mesuré par InSAR sera donc relatif au déplacement moyen des bords de l'image.

### 4.3.5 Calcul du déphasage et de l'amplitude de la déformation

Le modèle analytique d'une plaque mince surplombant un milieu visco-élastique n'est plus valable lorsque les longueurs d'onde de la charge sont petites, ce qui est le cas pour le lac Mead. Pour connaître plus précisément la réponse de ce milieu bi-couche en fonction de la longueur d'onde et de la fréquence de la charge, j'ai utilisé le code numérique pour calculer l'amplitude et la phase du déplacement vertical résultant d'une charge sinusoïdale (Figures 4.13). Le modèle est celui décrit ci-dessus (modèle à deux couches avec une croûte élastique de 30 km et un manteau visco-élastique dont la viscosité vaut  $10^{18}$  Pa.s).

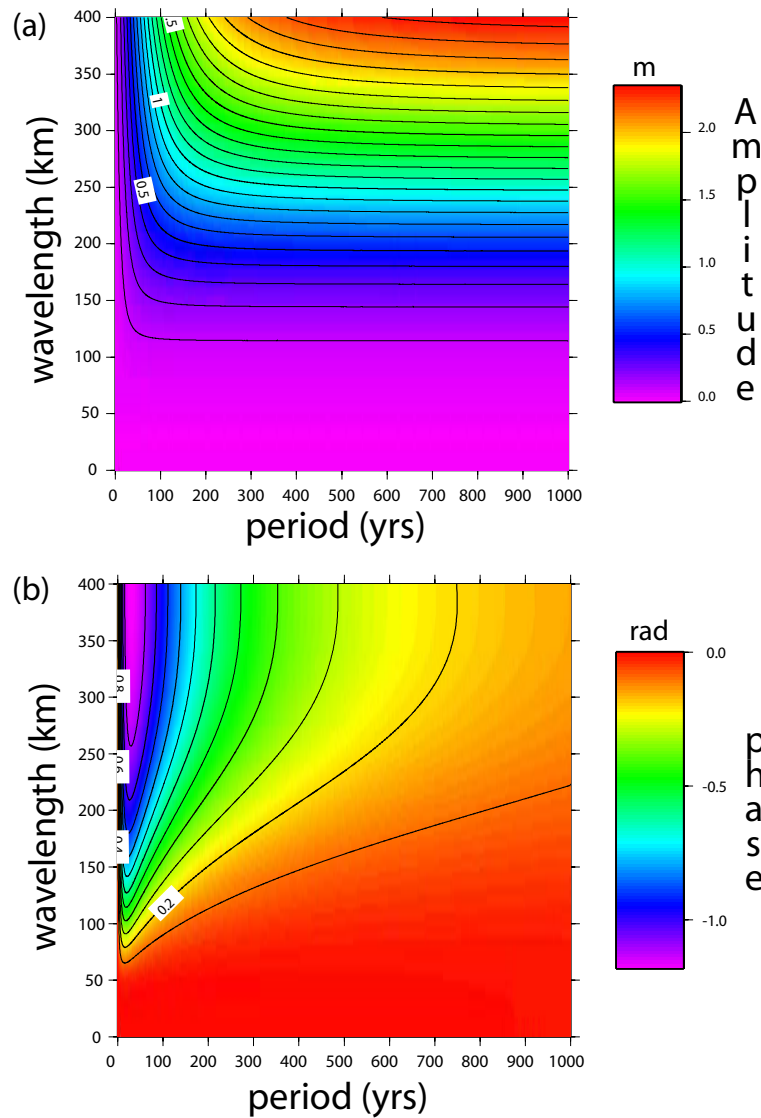


FIG. 4.13 – (a) Amplitude (en m) de la déformation en fonction de la longueur d'onde et de la période d'une charge sinusoïdale d'1 bar. (b) déphasage (en rad) entre la déformation et la charge

On remarque que le déphasage est faible pour des courtes périodes et longueurs d'onde (Figure 4.13b). La figure 4.14a montre le rapport d'amplitude visco-élastique sur élastique pour les fréquences spatio-temporelles dominantes de la charge lac (entre 0 et 400 km et entre 0 et 50 ans). Pour le lac Mead, le rapport entre le déplacement vertical visco-élastique et élastique est de 1.6 sur la période 1992-1998. On remarque que d'après le ratio déplacement visco-élastique sur déplacement élastique, le déphasage attendu sur la période étudiée (1992-1998) est faible, de l'ordre de -0.5 radian (Figure 4.14b). Sur la période de temps considérée dans cette étude, la différence ma-

jeure entre la déformation visco-élastique et élastique concerne donc l'amplitude, et le déphasage (entre la charge et la déformation) sera peu discriminant pour estimer la viscosité mantellique.

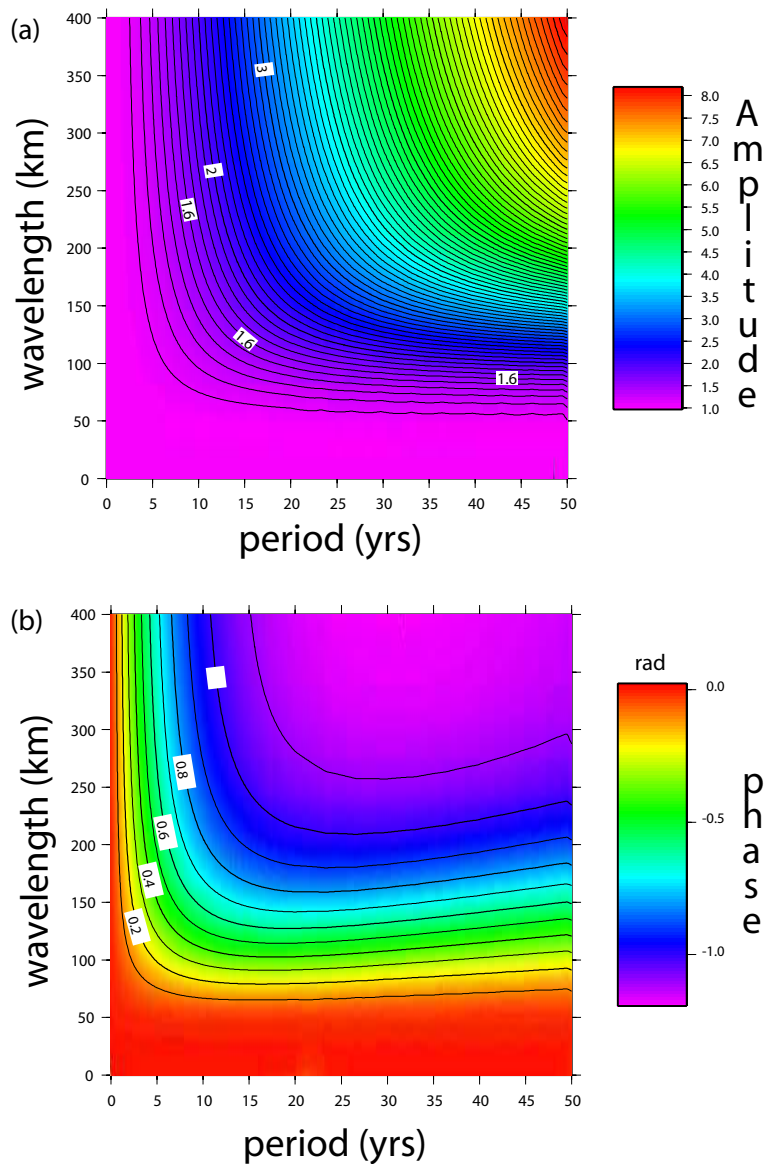


FIG. 4.14 – (a) Rapport d'amplitude des déplacements verticaux visco-élastique sur élastique en fonction de la longueur d'onde et de la période d'une charge sinusoïdale d'1 bar. (b) Déphasage (en rad) entre le déplacement et la charge.

## 4.4 Bilan préliminaire

Cette introduction avait pour but de présenter la problématique de l'étude initiée au début de ma thèse. Les modèles analytiques et numériques permettent de comprendre et de prévoir l'effet de la viscosité du manteau supérieur sur la déformation en surface. On s'aperçoit notamment qu'une viscosité  $\geq 10^{19}$  implique des temps de relaxation trop grands pour que la partie visqueuse de la déformation soit mesurable par InSAR, sur la période 1992-2002. En revanche, les modèles numériques montrent de nettes différences d'amplitude entre un modèle élastique et un modèle visco-élastique dont la viscosité est  $\leq 10^{18}$  Pa.s. La question ouverte au moment de l'étude était de savoir s'il était possible d'obtenir une mesure InSAR suffisamment précise pour pouvoir discriminer les deux modèles. En effet, peu d'informations sur la précision réelle des séries temporelles InSAR sont disponibles. De plus, aucune déformation non linéaire dans le temps de faible amplitude (sub-centimétrique) et à grandes longueurs d'onde ( $> 50$  km) n'avait été jusqu'alors mesurée. Or, comme il est montré dans l'article, la mesure InSAR d'une déformation à grande échelle est plus difficile à détecter car assujettie à des variations de phase "parasites" de mêmes longueurs d'onde telles que les erreurs orbitales ou, dans le cas du lac Mead, que les délais atmosphériques. Outre l'objectif géophysique qui est de contraindre la rhéologie dans cette région du Basin and Range, la mesure InSAR de la déformation est en elle-même un défi en raison de sa faible amplitude et de sa grande longueur d'onde. Un travail important a donc été effectué pour la quantifier.

## 4.5 Ground motion measurement in the Lake Mead area (Nevada, USA), by DInSAR time series analysis : probing the lithosphere rheological structure

O. Cavalié<sup>1</sup>, M.-P. Doin<sup>1</sup>, C. Lasserre<sup>1</sup> and P. Briole<sup>2</sup>

(1) École Normale Supérieure, Laboratoire de Géologie, CNRS UMR 8538, Paris, France.

(2) Institut de Physique du Globe de Paris, CNRS, Paris, France.

published in *J. Geophys. Res.*, 112, B03403, doi :10.1029/2006JB004344, 2007

### 4.5.1 abstract

We measure ground motion around the Lake Mead (Nevada, USA) using synthetic aperture radar interferometry (InSAR). The lake water level has fluctuated through time since impoundment in 1935. To quantify the deformation due to water level variations over the past decade, and constrain the crust and mantle rheological parameters in the lake area, we analyze 241 interferograms based on 43 ERS images acquired between 1992 and 2002. All interferograms have a high coherence due to arid conditions. Most of them show strong atmospheric artefacts. Tropospheric phase delays are estimated and corrected for each interferogram by analyzing the phase/elevation correlation. Corrections are validated using data from the ERA40 global atmospheric reanalysis. Corrected interferograms are inverted pixel by pixel to solve for the time series of ground motion in the lake area. Temporal smoothing is added to reduce random atmospheric artefacts. The observed deformation is non linear in time and spreads over a  $50 \times 50 \text{ km}^2$  area. We observe a 16 mm subsidence between 1995 and 1998 due to a 11 meters water level increase, followed by an uplift due to the water level drop after 2000. We model the deformation, taking into account the loading history of the lake since 1935. A simple elastic model with parameters constrained by seismic wave velocities does not explain the amplitude of the observed motion. The two-layers viscoelastic model proposed by *Kaufmann and Amelung* [2000], with a mantle viscosity of  $10^{18}$  Pa.s, adjusts well the data amplitude and its spatio-temporal shape.

### 4.5.2 Introduction

This study investigates whether the transient, non elastic, deformation of the lithosphere in response to a load can be measured on a decade time scale. We fo-



cus on the area of the Lake Mead, an important water reservoir in Nevada, USA (Figure 4.15). Sedimentation in the lake and water level fluctuations since the lake impoundment in 1935 act as a varying load on the lithosphere. They induce ground deformation, expected to be mainly controlled by the crust and upper mantle rheological properties. We use synthetic aperture radar interferometry (InSAR) to accurately measure this deformation through space and time between 1992 and 2002. As the loading function is well known, this study gives a unique opportunity to constrain the lithosphere rheology in the Lake Mead area, in the central Basin and Range province.

The accurate knowledge of the crust and mantle rheology is an important scientific issue. Crust bending under topographical loads, post-glacial rebound or post-seismic deformation have long been used as probes of crust and mantle rheology. However, the sensitivity of these studies to the mantle rheological structure is highly dependent on the length and time scales of the observed deformation. Global post-glacial rebound studies constrain the lithosphere thickness, the upper mantle, and top lower mantle viscosity. They lead to an elastic plate thickness of 80 to 120 km and an average mantle viscosity of about  $10^{21}$  Pa.s [Peltier, 1984], possibly differentiated into a  $4 \times 10^{20}$  Pa.s upper mantle and a  $10^{22}$  Pa.s lower mantle [Lambeck *et al.*, 1998]. However, they are biased toward shield rheological structure, because large ice caps were mainly located on cratons. Rebound studies around smaller ice caps (British islands, [Lambeck *et al.*, 1996]) or former lakes (Bonneville, USA, [Nakiboglu and Lambeck, 1983]) yield additional constraints on the local rheological structure of the uppermost mantle. They show that the upper mantle viscosity is lower away from shields than below them. The mantle viscous behavior might also change with the observation time scale. It has been argued that the moderate viscosity inferred from post-glacial rebound for the cratonic lithospheric roots (on time scales  $< 10000$  years) is at odds with their long term stability ( $> 1.6$  Gyrs), suggesting possible transient rheology [Fleitout *et al.*, 2005]. Recently, geodetic studies of postseismic deformations following large earthquakes have been interpreted in terms of crust and mantle rheology at times scales of a few days to decades [e.g., Pollitz *et al.*, 2000]. They provide lower estimates of the elastic thickness and of the viscosity in the lower crust and upper mantle than those derived from postglacial rebound. In the Central Nevada Seismic Belt (western USA), post-seismic relaxation events are explained by a low viscosity in the lower crust ( $\sim 10^{19}$  Pa.s, [Hetland and Hager, 2003]) or in the upper mantle ( $\sim 10^{18}$  Pa.s, [Gourmelen and Amelung, 2005]). In the northern Basin and Range province, Nishimura and Thatcher [2003] argue from the relaxation of the 1959,  $M_W=7.3$ , Hebgen Lake earthquake that the elastic plate thickness is close to 38 km and that the underlying viscoelastic asthenosphere has a viscosity of  $4 \times 10^{18}$  Pa.s.

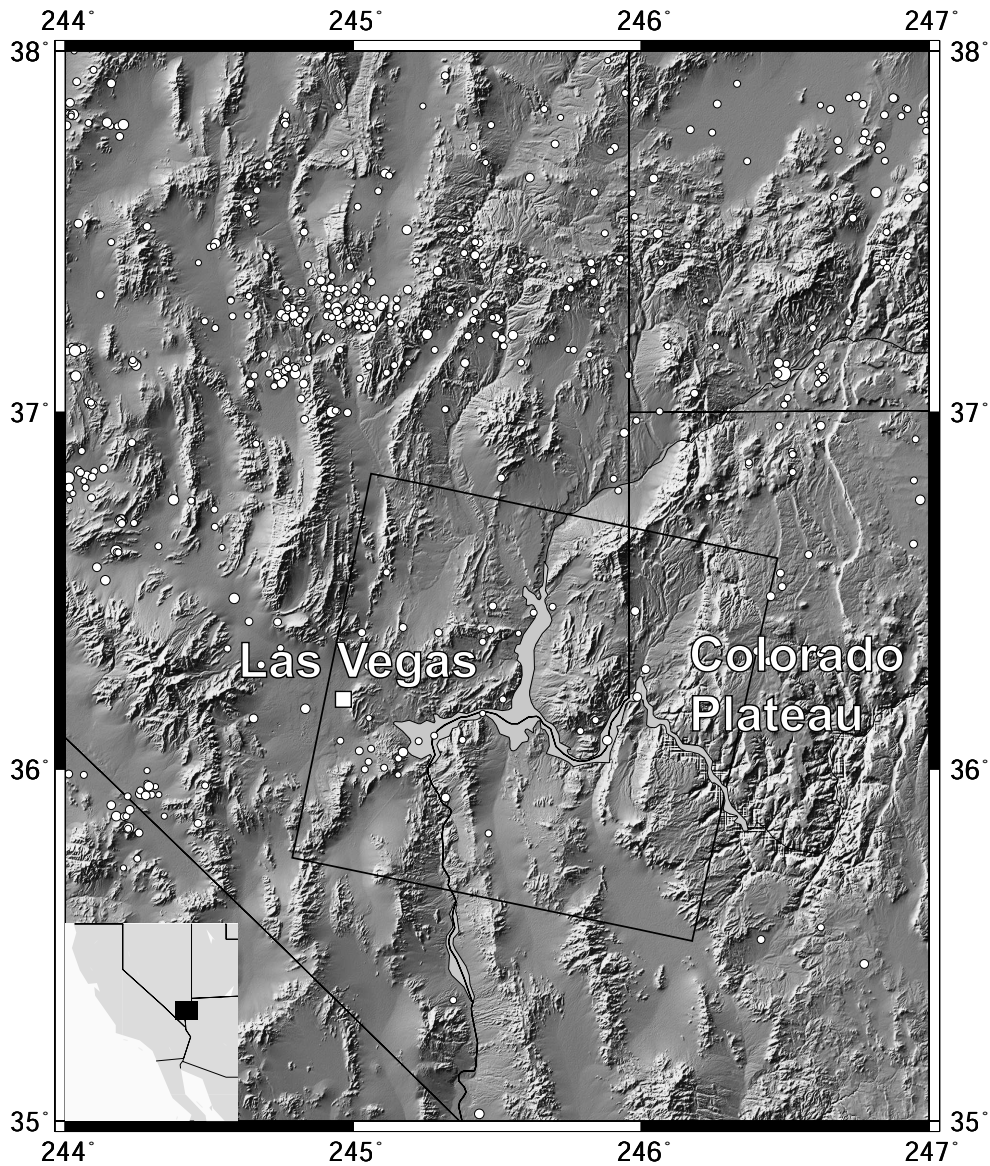


FIG. 4.15 – Shaded relief topographic map of Lake Mead area from 3-arc sec Shuttle Radar Topography Mission (SRTM) digital elevation model (DEM). Black rectangle shows the location of descending radar scenes. White circles are epicenters of regional earthquakes ( $2.5 \leq M_W \leq 4$ ) for the period 1992-2002. Locations and magnitudes are from Advanced National Seismic System (ANSS) catalog.

In the Lake Mead area (Figure 4.15), water loading after lake impoundment induced a ground subsidence that nearly stopped after a small relaxation time ( $\leq 25$  years, [Lara and Sanders, 1970]). Kaufmann and Amelung [2000] used levelling data showing a subsidence of up to 17 cm between 1935 and 1950 [Longwell, 1960], to derive an elastic thickness of 30 km and a viscosity of the underlying upper mantle

of the order of  $10^{18}$  Pa.s. Although the load is known with accuracy, uncertainties in their study arise from the limited accuracy of subsidence measurement using levelling methods.

Here, we focus on the 1992-2002 period, during which the water level in the lake varies by almost 15 meters, with an increase from 1992 to 1998, followed by a drop since 2000 (Figure 4.16). Using the rheological parameters inverted by *Kaufmann and Amelung* [2000], the complete lake level history since 1935, and a progressive sediment loading, the expected relative subsidence over a distance of 50 km is of up to 1.5 cm between 1992 and 1998, corresponding to a subsidence spatial gradient of  $3 \times 10^{-7}$ . The purpose of this work is first to demonstrate that InSAR can accurately measure the temporal evolution of such a small centimetric deformation on a 50 km-wide spatial scale. The deformation measurements are then used to discuss the rheological parameters of the crust and upper mantle in the Lake Mead area.

SAR interferometry is widely used for monitoring ground motions. The subsidence measurement by InSAR requires the reflected phase of the electromagnetic wave to stay coherent through time. In areas with low global coherence, displacement measurement can be made only where permanent scatterers (PS) exist, which correspond to strongly reflecting targets with an amplitude and phase stable both over a long period of time and for varying viewing angles [*Ferretti et al.*, 2001]. The PS method has proven to be very efficient to measure slow, small scale ground deformation in urban environments [*Ferretti et al.*, 2000]. In the Lake Mead area, because of arid conditions and of the absence of vegetation, coherence is preserved over the whole area through large periods of time. The PS technique is, thus, not required. Here, we combine a series of small baseline interferograms to retrieve the temporal evolution of the phase change, for each pixel in a SAR scene [*Berardino et al.*, 2002; *Schmidt and Bürgmann*, 2003].

SAR interferometry accuracy is strongly limited by atmospheric artefacts, partly due to the non homogeneous temporal and spatial distribution of water vapor in the troposphere along the electromagnetic wave paths [*Zebker et al.*, 1997; *Hanssen*, 2001]. The atmospheric phase delays affecting interferograms may reach up to two fringes ( $\sim 5.66$  cm of range change) at places. Therefore, they must be estimated and removed from the InSAR signal before retrieving the deformation with a subcentimetric accuracy. An important part of this work is devoted to this task. Atmospheric corrections might be done by exploiting independent data on the amount of water vapor in the troposphere. *Li et al.* [2003, 2005] use GPS, MODIS, and MERIS data to map the precipitable water vapor (PWV) content in California at a kilometric resolution during the acquisition of radar images. *Webley et al.* [2002] use data from GPS receivers deployed in the Mount Etna area to validate and calibrate a local meteorological model (NH3D) and derive the PWV field. PWV values, obtained by these methods, are converted into wet delays along the radar line of sight (LOS) to correct

interferograms. Without any independent data, various strategies have been proposed to mitigate atmospheric artefacts in deformation measurement. Tropospheric delays due to temporal variations of water vapor horizontal stratification [Hanssen, 2001] can be estimated using the correlation between phase and elevation [e.g., Chaabane *et al.*, 2004]. Analysing numerous SAR images help to decipher between a relatively stable deformation, with time and space, and a randomly changing atmospheric pattern. Temporal averaging by stacking  $N$ -independent interferograms [Peltzer *et al.*, 2001; Wright *et al.*, 2001] allows to reduce the temporally uncorrelated noise by a  $\sqrt{N}$  factor [Zebker *et al.*, 1997]. However, this technique is inappropriate to detect a non linear temporal trend in the deformation. Temporal analysis of multiple interferograms, using appropriate smoothing constraints, allows to eliminate the atmospheric component of the signal and retrieve small spatial scale ( $5 \times 5 \text{ km}^2$ ) ground motion [Schmidt and Bürgmann, 2003]. The accurate measurement of a subcentimetric deformation on a larger spatial scale ( $50 \times 50 \text{ km}^2$ ), as expected in the Lake Mead area, remains a difficult challenge. Phase gradients due to ground motion are then much lower than those related to atmospheric delays.

In the following, after a short description of the Lake Mead area, we present our methodology to correct tropospheric phase delays due to temporal variations of water vapor stratification. We then show how residual atmospheric delays are eliminated by a temporal analysis, to retrieve the ground motion associated with the water and sediment load of the lake. The deformation is then discussed in terms of possible elastic or viscoelastic behavior of the upper lithosphere in the study area. Notations are given in Table 4.2.

### 4.5.3 Regional and Geological Setting

Lake Mead is a large interstate reservoir located in the Mojave Desert at the limit between southeastern Nevada and northwestern Arizona (Figure 4.15). It was impounded in 1935 after the construction of the Hoover Dam. The lake is made of several basins fed by the Colorado river and its tributaries. The Boulder and Virgin Basins prevail and represent about 60% of the total water volume. The lake has an elevation of  $\sim 350 \text{ m}$  and is bordered by north-south trending mountain ridges. The elevation of the area,  $\sim 700 \text{ m}$  on average, increases eastward up to  $1500 \text{ m}$  on the Colorado Plateau.

The water level in the lake increased by about 140 meters between 1935 and 1938, then displayed interannual fluctuations of at most 30 m (Figure 4.16a). Since 1935, 15 to 30 m of sediments filled mainly the former, narrow, Colorado River valley. Much thinner, post-impoundment sediments cover the floor of many narrow tributaries of the former Colorado River. North of the lake, the thickness of the sediments that fill the former Virgin River channel is only 1 to 4 m [Twichell *et al.*, 2003].

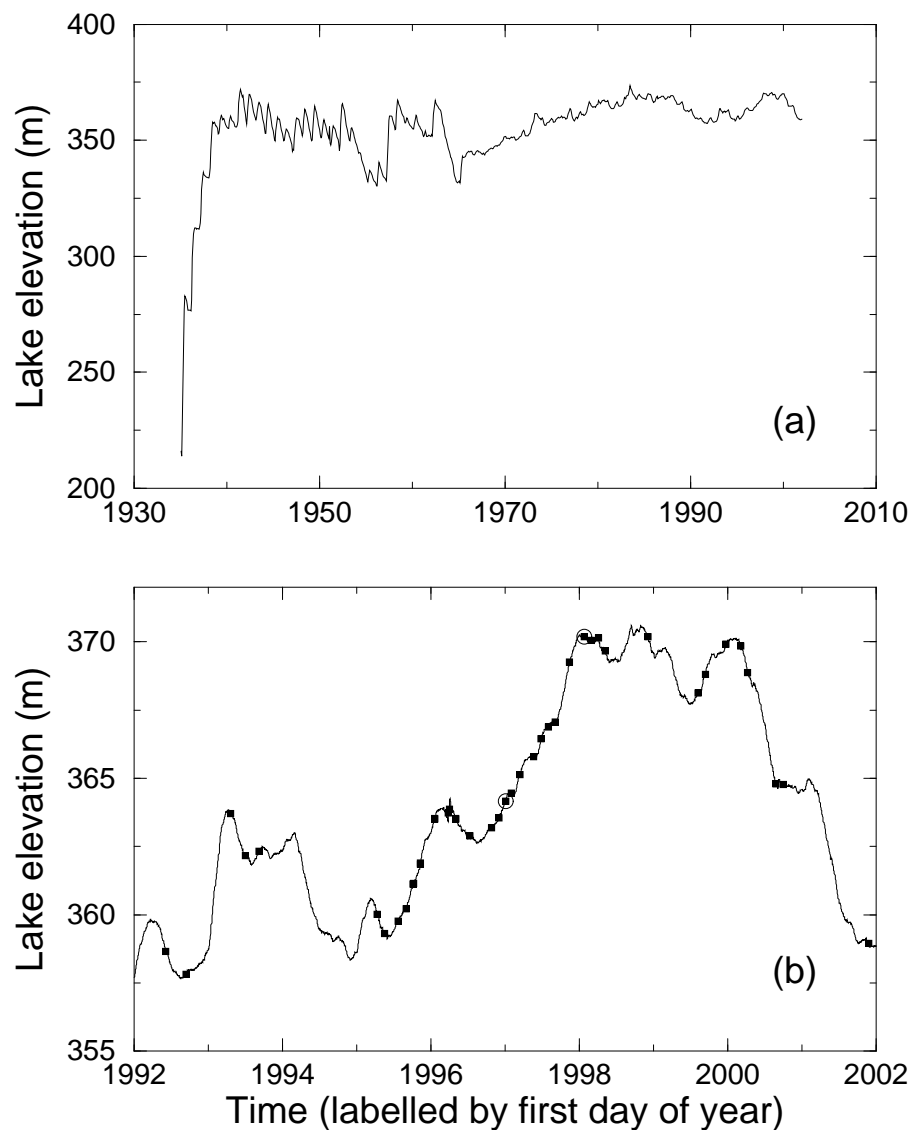


FIG. 4.16 – (a) Lake water level evolution between 1935 and 2002 (one data print per month). (b) Enlargement of lake level evolution (one data print per day) during the period covered by ERS radar images. Data come from the Bureau of Reclamation of Boulder city (Nevada, USA). Black squares show the water level at the acquisition dates of ERS scenes. The two dates associated with open circles correspond to the images used to form the interferogram of Figure 4.19.

The lake is surrounded by Precambrian through Tertiary volcanic and intrusive rocks, Tertiary sedimentary strata and Quaternary alluvial deposits [Twichell *et al.*, 1999]. It is located in the central Basin and Range province, a region of active continental extension and strike slip faulting. It is bounded to the east by the relatively

undeformed Colorado plateau. The extension in the Basin and Range is accommodated by widely spaced, mostly steep dipping, normal faults. The deformation peaked between 15 and 10 Ma, and slowed down since 10 Ma [Wernicke *et al.*, 1988, 2004]. A structural analysis of the Lake Mead area fault system suggests that the end of the extension peak occurred at 9 Ma and was followed by right-lateral and then left-lateral strike slip faulting [Duebendorfer and Wallin, 1991]. During Miocene, the crust was extended by a factor of two in the amagmatic zone north of the lake, and by a factor of three to four in the southern part of the lake [Wernicke and Axen, 1988]. In the latter area, magmatic activity after 9 Ma displays a clear asthenospheric mantle signature [Feuerbach *et al.*, 1993], suggesting a strongly thinned mantle lithosphere. Zandt *et al.* [1995] argue, on the basis of seismic velocity and gravity data, that the lithosphere thickness beneath the Basin and Range at latitude  $37^\circ$  N is on average 60 km, increasing eastward with an abrupt transition under the Colorado Plateau, to reach about 100 km .

## 4.5.4 InSAR Data and Methodology

### 4.5.4.1 Data

The 10-years archive of the ERS-1 and ERS-2 satellites data, provided by ESA (European Space Agency) and centered on Lake Mead consists in 46 ERS images acquired between June 1992 and November 2001 (along descending track 84, frame 2877, Figure 4.15). Figure 4.16b shows the temporal distribution of 43 ERS images superimposed on the Lake Mead water level evolution (three images have been discarded in this study due to strong atmospheric phase screen). It illustrates the potential resolution power of our study to measure the deformation associated with lake level fluctuations. In particular, some lake level variations are not sampled by ERS acquisitions. There is a gap of acquisition between September 1993 and April 1995, while two thirds of the acquisitions occur between April 1995 and April 1998 (i.e., during one third of the study period).

We combine the 43 ERS images into 241 interferograms (Figure 4.17). We select all interferograms with a perpendicular baseline smaller than 200 m, and most interferograms with a baseline ranging between 200 m and 300 m. We use the JPL/Caltech ROI-PAC software to process the interferograms [Rosen *et al.*, 2004] and the orbits provided by DEOS [Scharroo and Visser, 1998]. The topographic signature is removed using the 1-arc sec SRTM (Shuttle Radar Topography Mapping) DEM [Farr and Kobrick, 2000]. Interferograms are resampled using 4 looks in range and 20 looks in azimuth (ground pixel are  $\sim 80 \times 80$  m<sup>2</sup>). To increase the signal to noise ratio, a non-linear spectral filter [Goldstein and Werner, 1998] is applied to each interferogram. Due to the high coherence, the phase can be spatially unwrapped on about 80 % of the radar scene on average.

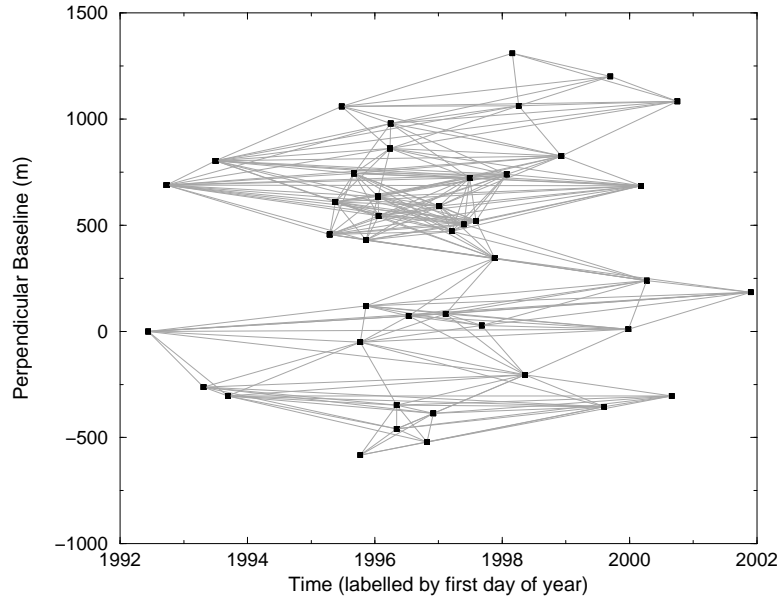


FIG. 4.17 – Diagram of available ERS-1/2 images for descending track 84, frame 2877. Relative perpendicular baselines are plotted as a function of acquisition dates. The 43 SAR images are combined into 241 interferograms (grey segments).

The interferometric phase difference between two radar images (slave image minus master image) not only contains the effect of ground motion in the radar line of sight (LOS), but also residual orbital errors, atmospheric delays (Atmospheric Phase Screen, APS), and noise [Bürgmann *et al.*, 2000; Rosen *et al.*, 2000]. A few typical examples of Lake Mead interferograms are displayed on Figure 4.18, before and after corrections of residual orbital fringes. The amplitude of the phase trend due to errors in orbit estimation is large compared to the expected ground deformation. Once this trend is removed, most interferograms show strong atmospheric artefacts, again of amplitude larger than the expected ground motion, of two types : (1) phase delays correlated with elevation resulting from the temporal variation of water vapor stratification in the troposphere (Figure 4.18b) ; (2) phase delay patterns variable in time and space, in the form of small ripples, blobs, large patches or fronts (Figures 4.18a, 4.18d). These atmospheric artefacts mask the deformation signal, which is only observed in one particular interferogram (Figure 4.18c). In the following subsections, we describe our methodology to correct individual interferograms from residual orbital fringes and from the effect of the variations in water vapor stratification. Other atmospheric patterns are removed by inverting the global set of interferograms, under the assumption of they being random in time.

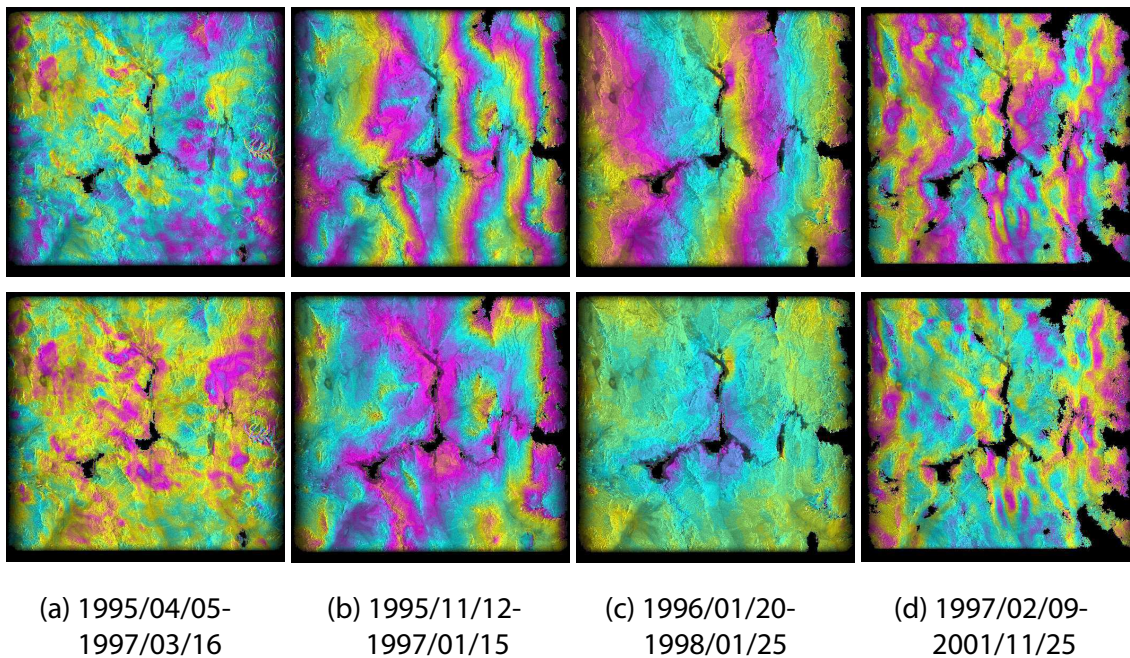


FIG. 4.18 – Examples of interferograms displayed in radar geometry before (first row) and after (second row) correction from residual orbit errors. Interferograms (a) and (d) show numerous atmospheric ripples. Interferogram (b) has a strong phase/elevation correlation. Interferogram (c) seems to be devoid of atmospheric artefacts and represents a ground motion signal. The color field displays the phase delay superimposed on the black and white amplitude field. One color cycle (yellow/pink/blue) represents 28 mm of range change along line of sight (LOS) toward the satellite. See scene location on Figure 4.15.

#### 4.5.4.2 Correction of Residual Orbital Fringes

The accuracy of orbital parameters does not allow to entirely remove orbital fringes during standard interferogram processing. The ROI\_PAC software includes an iterative procedure of baseline reestimation, with adjustments either constant, linear, or quadratic as a function of azimuth. However, we choose not to use it in this study. A constant baseline shift clearly does not, in our case, remove all residual orbital fringes. Moreover, the expected deformation contains a large wavelength signal that could be interpreted in the ROI\_PAC procedure as residual orbital errors using a baseline adjustment linear or quadratic with azimuth. The elevation also has a large wavelength trend within the ERS scene as the lake, centered on the radar scene, corresponds to a topographic depression (Figure 4.15). Consequently, atmospheric phase delays correlated with elevation may also be mistaken for orbital errors by the baseline reestimation procedure.



To remove the residual orbital errors,  $\varphi_0$ , we first estimate the best-fitting “twisted plane” to the image four borders, away from the deformation zone. Borders are defined by  $5 \times 5 \text{ km}^2$  adjacent boxes along image contour. The standard bilinear function is in the form of  $\varphi_0 = (ax + b)y + cx + d$ , where  $x$  and  $y$  are the weighted center coordinates in range and azimuth of these boxes.  $a$ ,  $b$ ,  $c$ , and  $d$  are obtained by a least square minimization of the phase difference  $(\bar{\varphi} - \varphi_0)$ , where  $\bar{\varphi}$  is the median of the weighted phase data within each box. We set the weight of each individual phase data as depending on the local spatial coherence. The “twisted plane” is finally removed from the whole interferogram. With this procedure, flattened interferograms provide a deformation estimate relative to the image borders, where the phase is nearly zero.

#### 4.5.4.3 Correction of Phase Delay due to Water Vapor Stratification

The correlation between range change and elevation is due to the variation between two SAR acquisitions of the average water vapor content in the lowermost atmosphere [Hanssen, 2001]. The water vapor in the troposphere induces a “wet” delay in the radar microwave back and forth propagation. For a vertically stratified water vapor content over a flat terrain, this delay is homogeneous in space. However, if elevation changes across the scene, the “wet” delay varies with elevation with a rate (delay over elevation) increasing with the water vapor amount. Therefore, a change in the troposphere water vapor content between two SAR acquisitions induces a differential “wet” delay varying with elevation, named here the “tropostatic” delay.

Figure 4.19a shows an example of interferogram affected by such a delay. The global positive correlation between phase delay and elevation (Figures 4.19b and 4.19c) implies that the absolute humidity in the bottom atmospheric layer was smaller at the acquisition time of the slave image than at the acquisition time of the master image. In this case, as in many other interferograms, phase-elevation correlation masks entirely the ground motion associated with lake level fluctuations (Figure 4.19d) and need to be corrected.

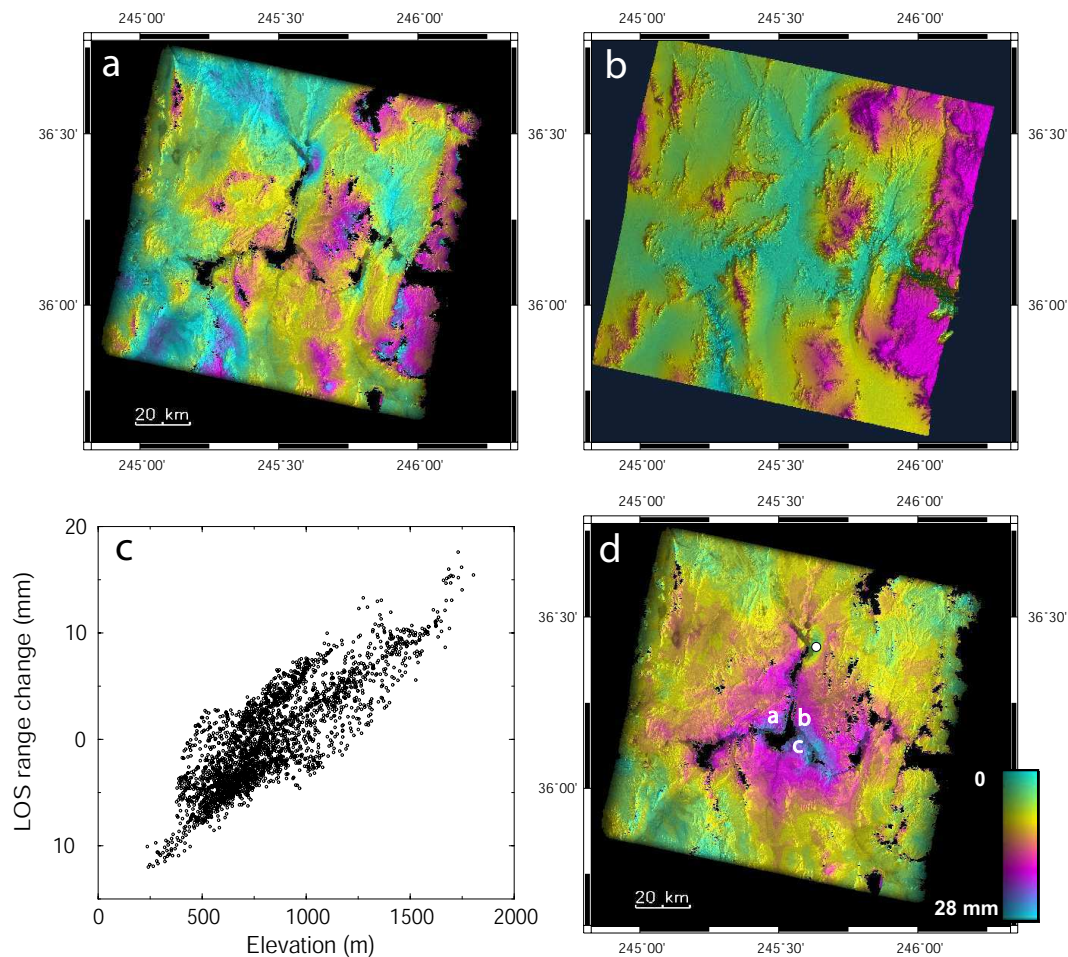


FIG. 4.19 – (a) Interferogram 1997/01/05-1998/01/25 showing evidence of phase/elevation correlation. (b) Corresponding topography from SRTM DEM. One color cycle (blue/green/pink) represents the elevation between 250 m and 2000 m. (c) LOS range change as a function of elevation, excluding areas close to the lake. (d) Interferogram after correction from a linear phase change with elevation (see text). It displays the LOS ground subsidence due to the lake level increase (7 m) between the two acquisition dates (Figure 4.16b). In (a) and (d), one color cycle (yellow/pink/blue) represents 28 mm of range change along LOS away from the satellite.

A detailed analysis of the relationship between phase and elevation shows that it is mostly linear within the elevation range of the region. Non linear trends are not clear enough to be robustly estimated. For 50% and 25% of the interferograms, the linear phase/elevation correlation coefficients are larger than 0.5 and 0.7, respectively. Lower values appear when the tropospheric water vapor stratification is similar for both acquisitions, or when the “noise” (such as local tropospheric turbulence patterns, large scale atmospheric patches) or the deformation signal is strong.

In many cases, the phase/elevation relationship is better defined locally (over small areas) than globally (on the whole scene). The local relationships may also vary across interferograms. However, we cannot reasonably constrain spatially heterogeneous phase/elevation relationships everywhere on the image, due to possible local trade-off with the deformation/elevation relationship. The most robust procedure that can be applied to all interferograms is thus to estimate the tropostatic delay by a simple global linear regression between phase and elevation. All data points are used, excluding those located close to the lake, where the expected deformation is maximum and partly correlated with elevation. Note that it means we did not correct for a possible evaporation process in the lake area.

#### 4.5.4.4 Iterative Corrections of Orbital and Tropostatic Errors

Because elevation is not uniform along the scene contour, the estimate of residual orbital errors is biased by the phase/elevation correlation. We thus iteratively apply both orbital and tropostatic corrections. The first step is to remove the residual orbital fringes, then calculate the phase/elevation correlation. The second step is to subtract the linear phase/elevation trend from the original interferogram, improve the orbital correction, then add again the phase/elevation relation. In a third step, the regression between phase and elevation is reestimated on the newly flattened interferogram. Steps 2 and 3 are repeated twice. This procedure improves the phase/elevation correlation coefficient by about 0.1 on average.

#### 4.5.4.5 Inversion of Tropostatic Corrections

The slope of the linear regression between phase and elevation (noted  $S_{ij}$ ) can be expressed as the difference between two phase/elevation slopes, characterizing the water vapor content in the troposphere at acquisition dates of the master,  $S_i$ , and slave,  $S_j$ , images ( $S_{ij} = S_j - S_i$ ). The linear inversion of the slopes obtained for all interferograms ( $S_{ij}$ ) allows to retrieve the relative slope characterizing each image ( $S_l$ ). The inversion uses the redundant information contained in the interferograms set (241 interferograms made from 43 images) to better constrain the tropostatic delay of each SAR image. We solve for :

$$\mathbf{d} = \mathbf{G}.\mathbf{s} \quad (4.22)$$

where  $\mathbf{d}$  contains the  $N$  regression slopes,  $S_{ij}$ , for the  $N$  interferograms,  $\mathbf{s}$  contains the  $M$  unknown slopes,  $S_l$ , for the images, and  $\mathbf{G}$  is a  $N \times M$  matrix. The elements  $G_{kl}$  are equal to 1 if  $l = j$  and -1 if  $l = i$ , 0 otherwise, where  $j$  and  $i$  are the slave and master images of interferogram  $k$ . The above system is underdetermined because the absolute slope for each image cannot be computed. The constraint  $\sum_l S_l = 0$  is added to equation (4.22) in the least square inversion. The values of  $S_l$  plotted as a function of acquisition date (Figure 4.20) show a slight trend towards more humid conditions with time, which is due to a non homogenous sampling of humid and dry

days along years. “Humid” images occur both during winter and during monsoon in summer.

Finally, each interferogram is corrected for the tropostatic effect using the difference,  $S_j - S_i$ , between the inverted slopes of the slave and master images. Similarly, we compute the error,  $\sigma_{S_i}$ , on the inverted slopes,  $S_i$ , from the error estimated on the interferogram slopes,  $\sigma_{S_{ij}}$ .  $\sigma_{S_{ij}}$  is computed from the variance/covariance of the phase and elevation data sets. We approximate  $\sigma_{S_{ij}}$  as the sum of the errors of the master ( $\sigma_{S_i}$ ) and slave ( $\sigma_{S_j}$ ) images, and we obtain by inversion an estimate of the absolute error  $\sigma_{S_i}$  on  $S_i$  (see error bars on Figure 4.21a).

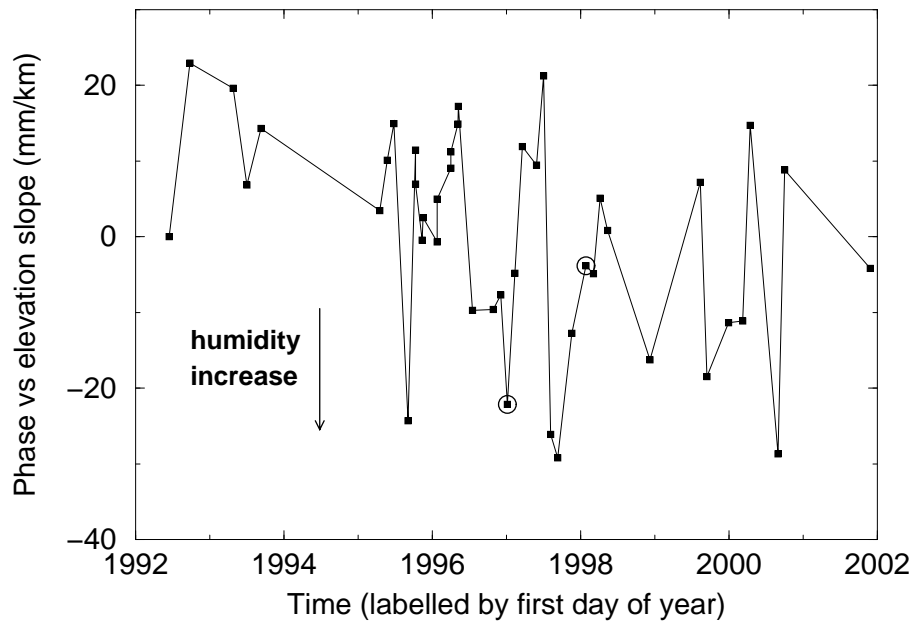


FIG. 4.20 – Phase versus elevation slopes,  $S_i$ , obtained at each acquisition date, relative to the first image. Humidity increases toward lowest values. The two open circles correspond to the interferogram dates of Figure 4.19.

#### 4.5.4.6 Validation of Tropostatic Corrections

The relative classification of the atmospheric water vapor content at all acquisition dates, given by  $S_i$  (Figure 4.20), can be validated using independent meteorological data, taken from the global reanalysis atmospheric model ERA40. This model, built by the European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF), has a one degree, four times daily, resolution [Uppala *et al.*, 2005]. We extracted from ERA40 the total column water vapor (TCWV in  $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}$ ), the surface temperature ( $T_{2m}$ , at 2 m), and the specific humidity by unit air mass,  $q_a$  (in  $\text{kg}\cdot\text{kg}^{-1}$ ) at different pressure levels (0.775 to 1 bar), at  $36^\circ\text{N}$ ,  $114^\circ\text{W}$ , and 18h GMT for each ERS scenes acquisition

date. We parameterize the lowermost atmosphere water vapor content by unit air volume,  $\bar{q}_a$  (in  $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ ) by the pressure integral of the specific humidity,  $q_a$ , over the model pressure,  $p$ , levels (between  $p_b = 1$  bar and  $p_t = 0.775$  bar) :

$$\bar{q}_a = \frac{1}{H} \int_0^H q_a \rho dz = \frac{1}{gH} \int_{p_t}^{p_b} q_a dp \quad (4.23)$$

where  $z$  is the elevation,  $g$  is the gravity acceleration,  $\rho$  is the atmosphere density, and  $H$  is the integration height. The good correlation coefficient (0.71) between the phase/elevation slopes,  $S_l$ , and the integrated specific humidity,  $\bar{q}_a$ , validates a posteriori our tropostatic corrections. We find that :  $S_l(\text{mm}\cdot\text{km}^{-1}) = -4360\bar{q}_a + 19.4$ .

However, in ERA40, TCWV is better known than specific humidity layering. The height scale,  $h_W$ , of the humid atmosphere can be derived from ERA40 using  $h_W = \text{TCWV}/\rho q_a$  where  $\rho q_a$  is here taken at 1 bar. During the 1992-2002 period, it varies from about 1100 m at low temperature (280 K) to about 2600 m at high temperature (305 K). An analysis of all data at  $36^\circ \text{N}$ ,  $114^\circ \text{W}$  and 18h GMT shows that  $h_W$  can be parameterized by :  $h_W = 1.0185 \times 10^5 - 727.5T_{2m} + 1.317T_{2m}^2$  ( $h_W$  in m,  $T_{2m}$  in K). Hence, the bottom atmosphere specific humidity at our 43 acquisition dates can be expressed by the ratio  $\text{TCWV}/h_W$ ,  $h_W$  being derived from the above relation. We find the relation :  $S_l = -3924(\text{TCWV}/h_w) + 24.4$ , with an improved regression coefficient of 0.84 (Figure 4.21a).

The phase/elevation slopes predicted from the ERA40 model using the calibration relation above (Figure 4.21a) are comparable to the slopes computed from interferograms (Figure 4.21b). Both show a non negligible pluriannual trend with time. This trend is shown on Figure 4.21b, fitted with a third order polynomial. It is clearly more pronounced using the InSAR data than using ERA40. The more humid conditions (in average) at acquisition dates in 1998-2000 correspond to a high lake level, thus to a subsidence period around the lake. This implies that tropostatic corrections may include part of the deformation signal. This problem will be discussed further in subsection 4.4 by comparing estimated ground motions using both types of tropostatic corrections.

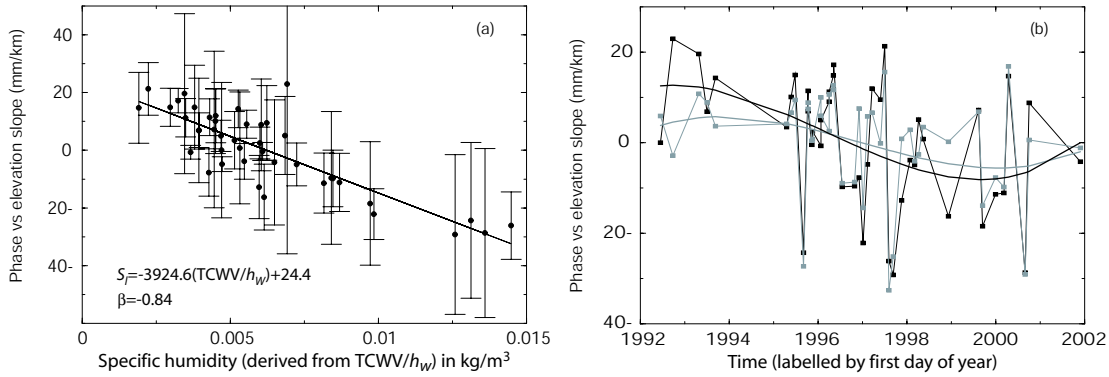


FIG. 4.21 – (a) Comparison between elevation versus phase slopes,  $S_l$ , obtained for each image and the specific humidity extracted from ERA40 global atmospheric model. Specific humidity at 1 bar is derived from  $TCWV/h_w$ , where  $TCWV$  is the total column water vapor and  $h_w$  is the water vapor height scale. The black line is the regression line,  $\beta$  is the correlation coefficient. (b) Comparison between the elevation versus phase slopes obtained for each image from InSAR data inversion (black line with squares) and derived from the ERA40 global atmospheric model, calibrated by the relation in (Figure 7a) (grey line with squares). Black and grey lines without dots correspond to third order polynomial fits.

## 4.5.5 Data Inversion

### 4.5.5.1 Inversion Method : no Smoothing

Corrected interferograms are inverted to solve for the incremental deformation between two successive images using a least squares inversion method [Menke, 1989]. For each pixel, treated independently from its neighbours, we solve :

$$\mathbf{d} = \mathbf{G} \cdot \mathbf{m} \quad (4.24)$$

where  $\mathbf{d}$  includes  $N$  interferograms observations,  $\mathbf{m}$  corresponds to  $M-1$  incremental displacements between the  $M$  time steps, and  $\mathbf{G}$  is a  $N$  by  $M-1$  matrix containing zeros and ones, based on the stating that the interferometric phase,  $\varphi_{ij}$ , is the sum of successive phase increments between image  $i$  and image  $j$  :  $\varphi_{ij} = \sum_{k=i}^{j-1} m_k$ . Images are ordered by dates. This inversion is applied to a very large number of pixels at almost all time steps. However, because some SAR images provided by ESA have missing data bands, and because some interferograms have incoherent areas, inversion cannot be performed for all pixels within all interferograms and between all time steps. The number of interferograms,  $N$ , and the number of images,  $M$ , are then reduced in the inversion to  $N_i$  and  $M_i$ , where  $N_i$  and  $M_i$  depend on the inverted pixel. For the few pixels for which the system (4.24) is underdetermined, a Single Value Decomposition technique is used in places of the least squares minimization.

The inversion uses the redundant information of the 241 interferograms to reduce some errors due to interferogram formation. We evaluate the system misclosure for each pixel by the RMS :

$$\varphi_{RMS} = \frac{1}{N} \left[ \sum_N (\varphi_{ij} - \sum_{k=i}^{j-1} m_k)^2 \right]^{1/2} \quad (4.25)$$

where  $\varphi_{ij}$  is the measured interferometric phase between image  $i$  and image  $j$ , and  $\sum_{k=i}^{j-1} m_k$  is the reconstructed phase between the same dates. The misclosure is about 1.25 mm in average (Figure 4.22a) and is mainly due to geometric decorrelation, filtering effects in areas of low coherence, and possible local unwrapping errors. We eliminate incoherent pixels for which the misclosure exceeds a fixed threshold of 3.5 mm. The RMS sum over all  $P$  pixels of a given interferogram, defined by  $\frac{1}{P} [\sum_P (\varphi_{ij} - \sum_{k=i}^{j-1} m_k)^2]^{1/2}$ , allowed to detect and eliminate three interferograms presenting unwrapping errors. Finally, we can reconstruct interferograms using  $\sum_{k=i}^{j-1} m_k$ , between any two images  $i$  and  $j$ , independently of the baseline. The stack of reconstructed interferograms, all computed with a common master image, emphasizes the APS of each individual image. The amplitude delays (in mm) of atmospheric perturbations across the stacks give the images APS amplitude,  $|APS_l|$ .

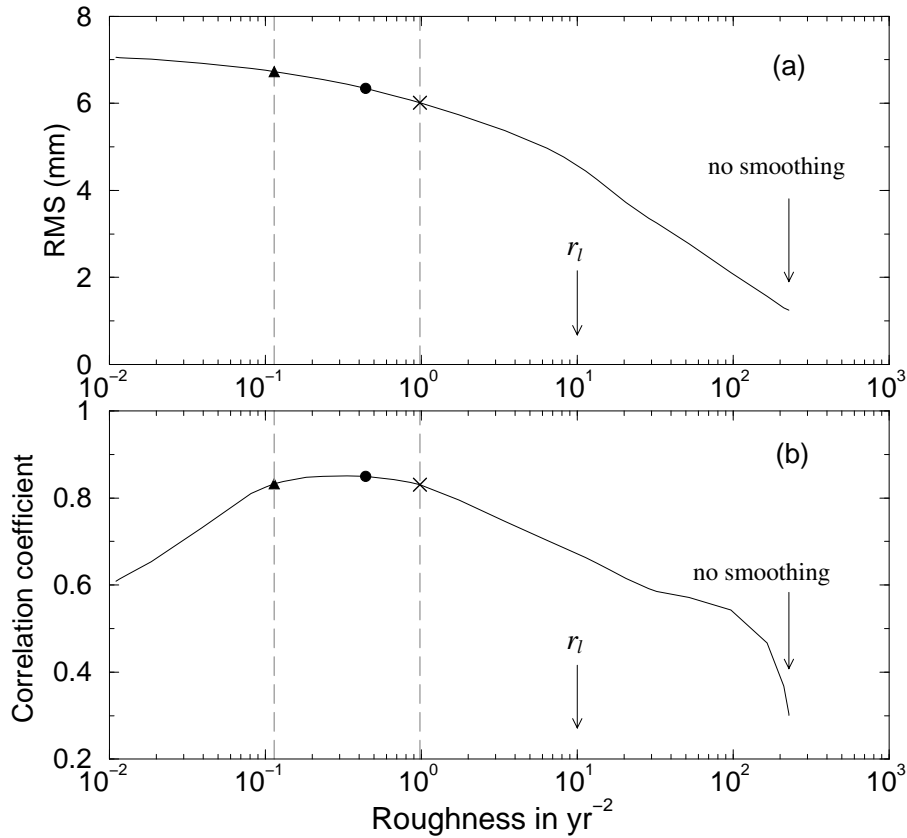


FIG. 4.22 – (a) RMS between original and reconstructed interferograms and (b) correlation coefficient between ground motion temporal evolution and lake level variations, plotted as a function of the retrieved ground motion roughness. The correlation coefficient value is taken as the median value of the pixel set located in the image central area. Dashed lines bracket roughness interval tested in our inversions. The full triangle, full circle, and cross correspond to minimum, preferred, and maximum roughness, respectively, displayed in Figures 4.23 and 4.24.  $r_l$  indicates the roughness value of the lake level variations sampled at acquisition dates.

#### 4.5.5.2 Inversion With Smoothing

The time series filtering used in this study to decrease the influence of random APS differs from that of *Ferretti et al.* [2001] or *Berardino et al.* [2002], as we cannot make a priori assumptions on the deformation behavior with time. We prefer to introduce temporal smoothing in the inversion as another constraint, by minimizing the curvature of the inverted phase temporal evolution [*Schmidt and Bürgmann*, 2003]. Additionally, a term proportional to the baseline is included in the inversion to limit the effect of DEM errors. Note that, although these errors might be negligible for baselines lower than 300 m, they may cumulate in the inversion as the cumulative



baseline reaches  $\sim 2000$  m. The system becomes :

$$\begin{pmatrix} \mathbf{d}' \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{G}' & \mathbf{b}' \\ \gamma^2 \omega_i \frac{d}{dt^2} & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \mathbf{m} \\ e_{DEM} \end{pmatrix} \quad (4.26)$$

where  $\mathbf{b}$  is the perpendicular baseline vector and  $e_{DEM}$  is the proportionality coefficient between phase and baseline due to DEM errors.  $\mathbf{d}$ ,  $\mathbf{G}$ , and  $\mathbf{b}$  are weighted by the matrix  $\mathbf{W}$  ( $\mathbf{d}' = \mathbf{Wd}$ ,  $\mathbf{G}' = \mathbf{WG}$ , and  $\mathbf{b}' = \mathbf{Wb}$ ).  $\gamma$  is the smoothing coefficient introduced to ponderate the minimum curvature constraints  $\frac{dm}{dt^2}$  (where  $t$  is time).  $\left. \frac{dm}{dt^2} \right|_i$  is evaluated with a 5 points finite difference scheme centered on each acquisition date  $i$ . On the early side of the time series, we apply the boundary condition  $\frac{m}{dt} = 0$  to minimize the displacement between the first two images, which have close water levels and a large APS. On the late side, we compute  $\frac{dm}{dt^2}$  with a backward finite difference scheme. The weight,  $\mathbf{W}$ , applied on each interferogram is the product of two terms : (1) the first term equalizes the weight of all images in the inversion, (2) the second term characterizes the interferograms “quality”,  $q_{ij}$ , defined as the inverse sum of both images  $i$  and  $j$  APS amplitudes :  $q_{ij} = \frac{1}{|APS_i| + |APS_j|}$ .

The strategy for smoothing this highly irregularly sampled data set (time increments between 1 day and 1.6 years) results from the trade-off between : (A) the desired temporal resolution of retrieved ground motion fluctuations, (B) the APS removal. If we want (A) to be homogeneous across the time series,  $\left. \frac{dm}{dt^2} \right|_i$  must be weighted by  $\omega_i = 1$ . On the contrary, if we want (B) homogeneous through the time series,  $\left. \frac{dm}{dt^2} \right|_i$  must be weighted by  $\omega_i = \overline{\Delta t_i}^2$  (where  $\overline{\Delta t_i}$  is the mean time interval across the 5 points differential operator). After testing, we choose an intermediate solution, given by  $\omega_i = \overline{\Delta t_i}$ , for which APS removal is not negligible for widely spaced acquisitions and for which ground motion is not allowed to vary too much between densely spaced acquisitions.

#### 4.5.5.3 Role and Choice of the Smoothing Level

It is quite arbitrary to decide which smoothing amount ( $\gamma$  in equation (4.26)) is necessary to decrease the influence of random APS without losing too much signal (temporal resolution and amplitude). To settle a choice, we first parameterize the roughness (or inverse smoothness) of the temporal evolution of the estimated ground deformation by :

$$r_m(\gamma) = \frac{\sum_{i=1}^M |\omega_i \frac{dm}{dt^2}|}{\langle \sigma_m \rangle \sum_{i=1}^M \omega_i} \quad (4.27)$$

where  $\langle \sigma_m \rangle$  is the standard deviation of cumulative displacement. Low roughnesses correspond to very smooth solutions, which asymptotically reach a linear displacement in time. The roughness is equal to the original data roughness for  $\gamma = 0$  ( $r_m(0) = 228.42 \text{ yr}^{-2}$ ), and decreases as  $\gamma$  increases. For comparison, the roughness of the lake level variations,  $r_l$ , is estimated with the same formula (equation (4.27)),

replacing  $m$  by the increments in lake level between successive acquisition dates. Note that lake level fluctuations are clearly smoother, with  $r_l = 10 \text{ yr}^{-2}$ , than original interferometric data, which are controlled by random APS (Figure 4.22).

To help choosing the smoothing level, we plot on Figure 4.22, as a function of roughness,  $r_m(\gamma)$ , the evolution of the RMS between “true” and “reconstructed” interferograms ( $\varphi_{RMS}$ , equation (4.25)), and of the correlation coefficient,  $\beta$ , between inverted cumulative displacement and lake level fluctuations. As roughness decreases,  $\varphi_{RMS}$  increases monotonically from its value without smoothing (1.25 mm) to  $\sim 7$  mm, about the variance of the interferometric phase ( $\sim 7.22$  mm). The correlation coefficient,  $\beta$ , increases from about 0.3 without smoothing to a peak value of 0.85 as smoothing increases, and finally drops at very low roughness. The solution obtained with the same roughness as that of the lake level fluctuations,  $r_l$ , still corresponds to a low correlation coefficient ( $\beta = 0.67$ ), indicating that APS removal is not efficient enough. Therefore, we choose to loose some temporal resolution and select solutions smoother than the lake level fluctuations, which have correlation coefficients larger than 0.83 (roughness interval between  $0.11 \text{ yr}^{-2}$  and  $0.98 \text{ yr}^{-2}$ , Figure 4.22). Our preferred solution (black dot on Figure 4.22) corresponds to a high  $\varphi_{RMS}$  value, which means that residual phase delays of atmospheric origin are much larger than the retrieved ground motion.

Figures 4.23a, 4.23b, and 4.23c show three ground motion time series for three roughness values of  $0.11 \text{ yr}^{-2}$ ,  $0.44 \text{ yr}^{-2}$ , and  $0.98 \text{ yr}^{-2}$ , respectively. The high roughness solution exhibits short term jumps that may suggest that APS smoothing is not efficient enough. This is confirmed by variable spatial heterogeneities still present in the inverted LOS motion maps. The low roughness solution is too smooth, resulting both in a lack of temporal resolution and in a lowered amplitude. However, spatial APS patterns are efficiently removed, except for the last acquisition date. Finally, our preferred choice, with the best compromise between temporal resolution, retrieved deformation amplitude, and APS removal, has a roughness of  $0.44 \text{ yr}^{-2}$  and a correlation coefficient between ground motion and lake level fluctuations of 0.85.

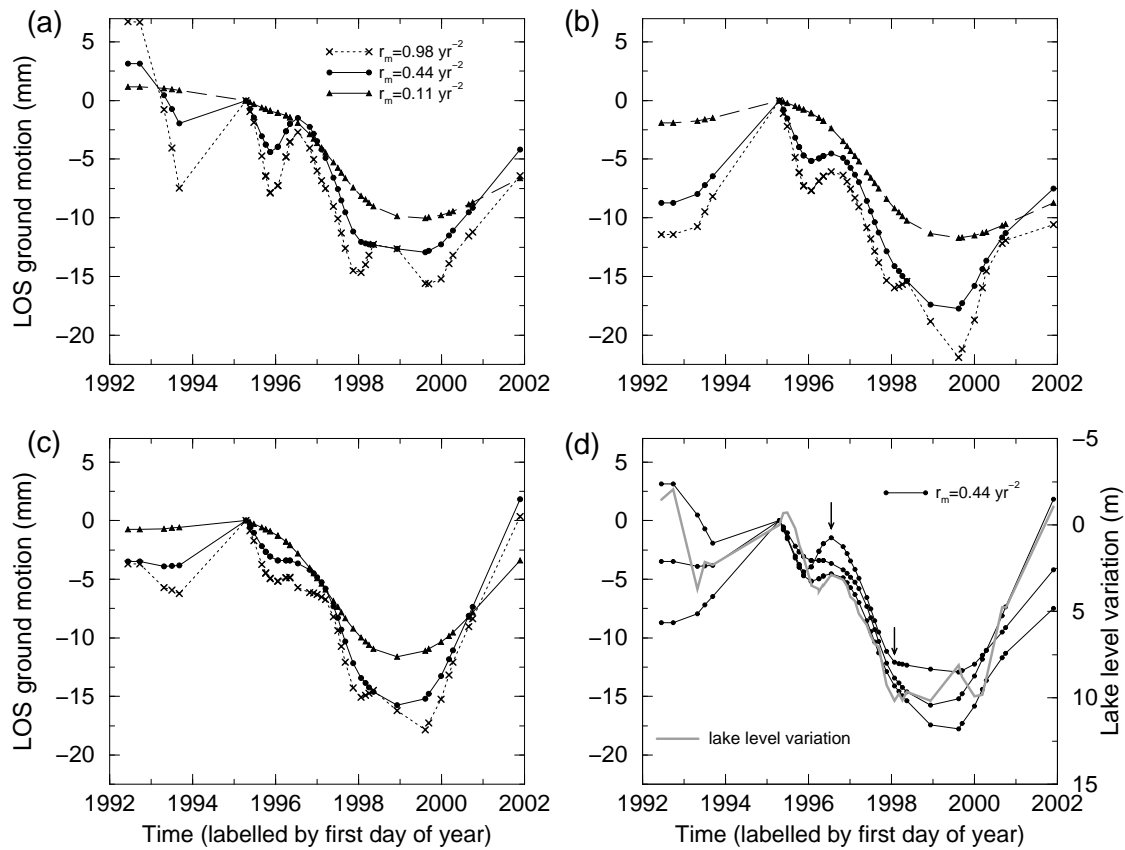


FIG. 4.23 – (a), (b), (c) : Retrieved ground motion through time for three roughness values,  $r_m$ , and three locations close to the lake center (see white labels on Figure 4.19d). (d) Comparison of lake level fluctuations with ground motion variations for the three locations close to the lake center. Arrows define the time interval for ground motion depicted in Figure 4.26. Note that the y axis for lake level variations has been flipped.

To illustrate the smoothing effect on the time series, we smooth the lake level variations to reach the same roughness values of  $0.11$ ,  $0.44$ , and  $0.98 \text{ yr}^{-2}$ . Smoothing is performed as described by equation (4.26), without the baseline terms  $\mathbf{b}'$  and  $e_{DEM}$ . We replace the interferometric phase in **d** by water level changes between the same acquisition dates. Figure 4.24 shows that the low roughness solution significantly underestimates the true lake level variations in agreement with the trend depicted on Figures 4.23a, 4.23b, and 4.23c. Our preferred roughness value returns a slightly lowered signal amplitude with a reasonable loss in temporal resolution.

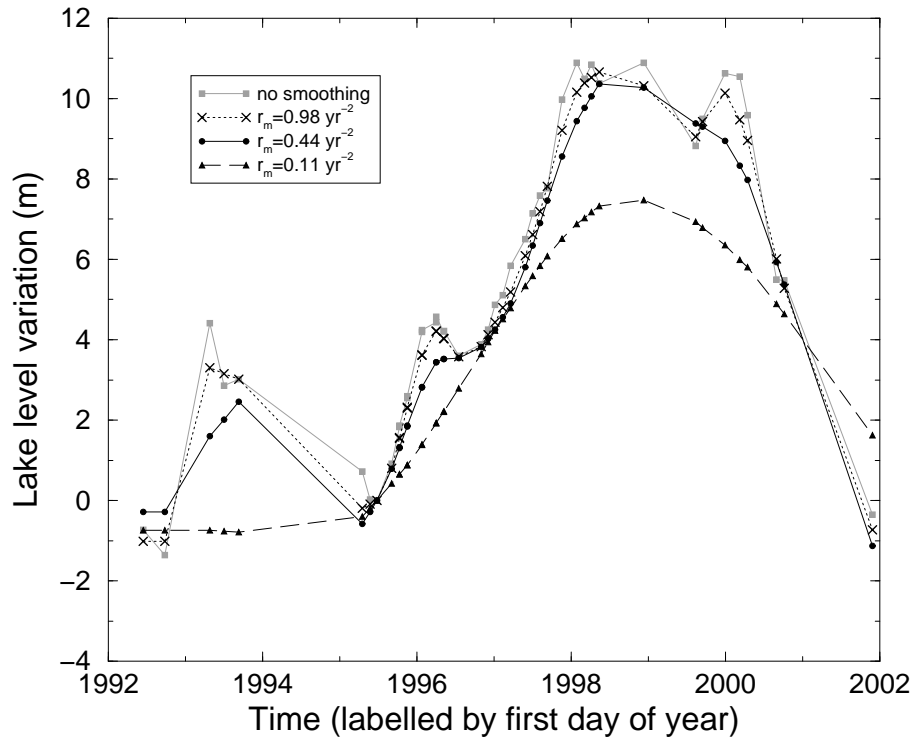


FIG. 4.24 – Effect of smoothing on lake level variation sampled at image acquisition dates (grey line with squares), obtained for the same roughness values,  $r_m$ , as shown by symbols on Figure 4.22.

#### 4.5.5.4 Error Estimation

Error on the ground motion estimation is difficult to constrain. The error on the phase itself is relatively low and can be estimated to about a millimeter by computing the interferometric system misclosure. However, the APS constitutes by far the main source of error, and is strongly irregular in shape, amplitude, and wavelength (Figure 4.18). Furthermore, as stated before, the deformation signal is low with respect to atmospheric delays. As the APS is here removed (a) by temporal smoothing and (b) by the tropostatic correction, estimating errors on the time series implies to quantify how well we can perform these two steps with a minimum signal loss. The comparison of the time series performed with various levels of smoothing (Figures 4.23a, 4.23b, and 4.23c and Figure 4.24) likely yields the best semi-quantitative insight about the possible error related to step (a).

The sensitivity of retrieved deformation to step (b) is tested using tropostatic corrections derived (b1) from independent and calibrated ERA40 humidity data (see subsection 3.6) and (b2) from InSAR. Deformation time series are compared in Figure 4.25 for a point located close to the lake center. The amplitude of the ground motion

is significantly larger in case (b1). This is consistent with the pluriannual trend difference observed between (b1) and (b2) sets of phase/elevation slopes (Figure 4.21b). This might suggest that the tropostatic corrections derived from InSAR data are overestimated and partly include some deformation signal. However, deformation maps in case (b2) do not show any correlation with elevation, in contrast to the slight correlation with elevation displayed by deformation maps in case (b1). Our preferred solution thus remains that based on the tropostatic correction inferred from InSAR data. It might anyhow be considered as a lower bound for ground motion amplitude.

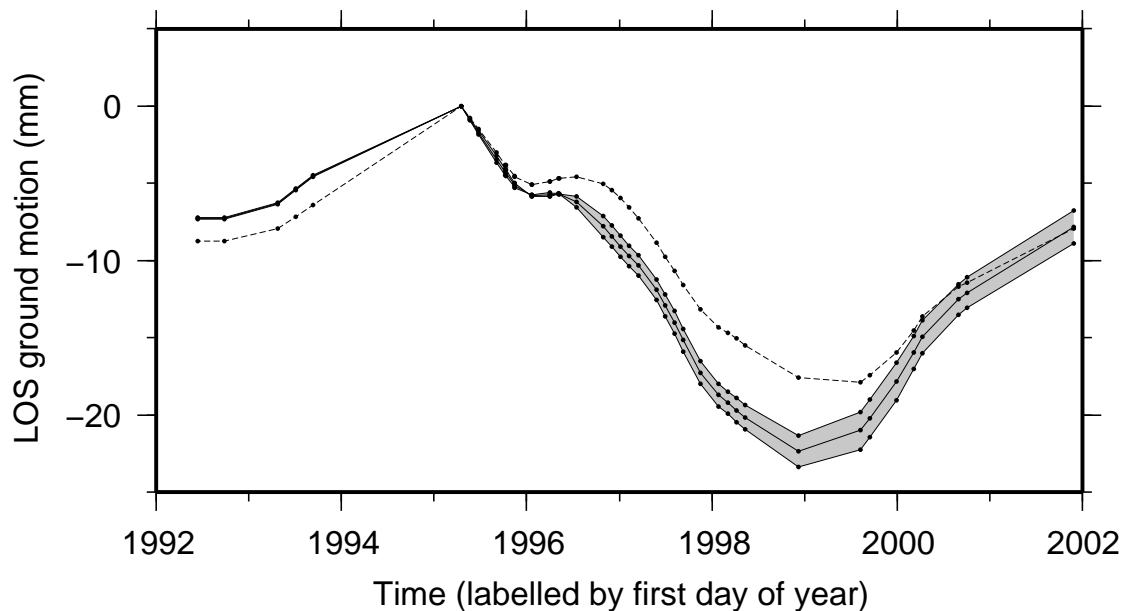


FIG. 4.25 – Comparison of the deformation temporal evolution retrieved when tropostatic corrections are derived from InSAR data (dashed line, see Figure 4.23b) or from ERA40 model (grey area). The roughness is in all cases equal to  $0.44 \text{ yr}^{-2}$ . Tropostatic corrections derived from ERA40 model have been qualibrated using the relation shown in Figure 4.21a (central curve in grey area). The deformation retrieved after setting a larger or a lower qualibration factor (plus or minus 30 %) is shown by the two curves delimiting the grey area.

#### 4.5.6 Inversion Results Analysis

Figure 4.23d shows the temporal evolution of the LOS motion in three selected areas close to the Lake Mead center. These areas subside as water level increases, and uplift when water level decreases (Figure 4.23d). The correlation coefficient between retrieved ground motion, obtained after temporal smoothing (roughness equal to  $0.44 \text{ yr}^{-2}$ ), and lake level fluctuations is 0.85. A subsidence of about 16 mm is observed during the 1995-1998 period corresponding to a lake level increase of 11 m. It is

followed by an uplift of similar amplitude from the beginning of year 2000, as the water level dropped back to its 1995 level. Note that the 1995-1998 period is well covered by ERS images, allowing a better sampling of the deformation signal, hence measured with a greater accuracy. Figure 4.26 displays the deformation map between July 1996 and January 1998 (dates shown by arrows on Figure 4.23d). It is clearly dominated by a large wavelength pattern that can be interpreted as ground subsidence in response to the lake loading. The profile across the scene shows that the subsidence sharpens when crossing the lake arm. The good match between the retrieved ground motion and lake level fluctuations suggests that the deformation shown in Figure 4.26 is an elastic response to the lake loading. However, as we will see in the next section, this is not supported by the modeling.

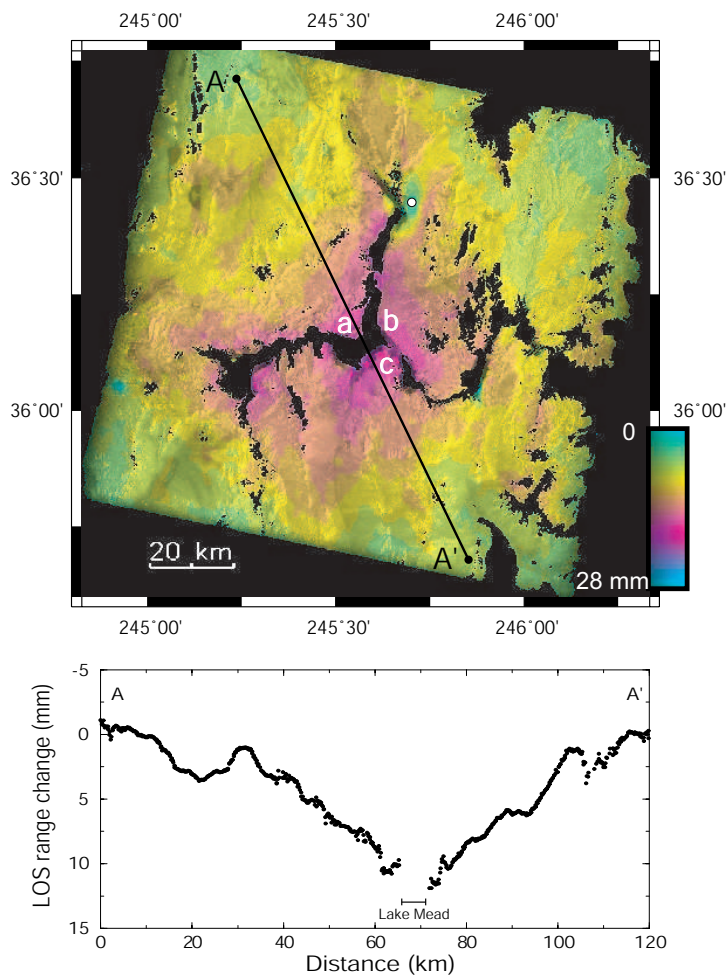


FIG. 4.26 – (a) Reconstructed interferogram between July 1996 and January 1998 (see arrows on Figure 4.23d). One color cycle represents 28 mm of range change along LOS as defined in Figure 4.19. (b) Profile (black line on Figure 4.26a) across the scene.

The deformation map (Figure 4.26) reveals that ground motions are not homogeneous around the lake. Note in particular an oval shaped area of uplift ( $\sim 20 \times 10 \text{ km}^2$ ) north of the lake. Contrary to the large scale ground motion, this local ground displacement is clearly seen on numerous individual interferograms (see examples on Figures 4.18 and 4.19). The time series reveals that this local motion is correlated with the lake water level (Figure 4.27) : The maximum uplift is recorded between 1995 and 1999 with 15.5 mm of LOS range change, as the lake level increased. We note a small temporal delay between water level change and ground motion. This deformation most likely arises from the poroelastic response of a sedimentary layer adjacent to the lake, in which the groundwater communicates with the lake. A high lake level may induce, after some delay due to pore pressure diffusion, an increase of the water table in the adjacent sedimentary layer, therefore a poroelastic uplift of the sedimentary layer surface. Other smaller areas near the lake show similar, local ground movement which does not follow the main deformation trend. Independently, we also observe a continuous uplift (of up to 2 cm) near Las Vegas, during the period 1992-2002. This ground motion results from the aquifer system deformation [Amelung *et al.*, 1999].

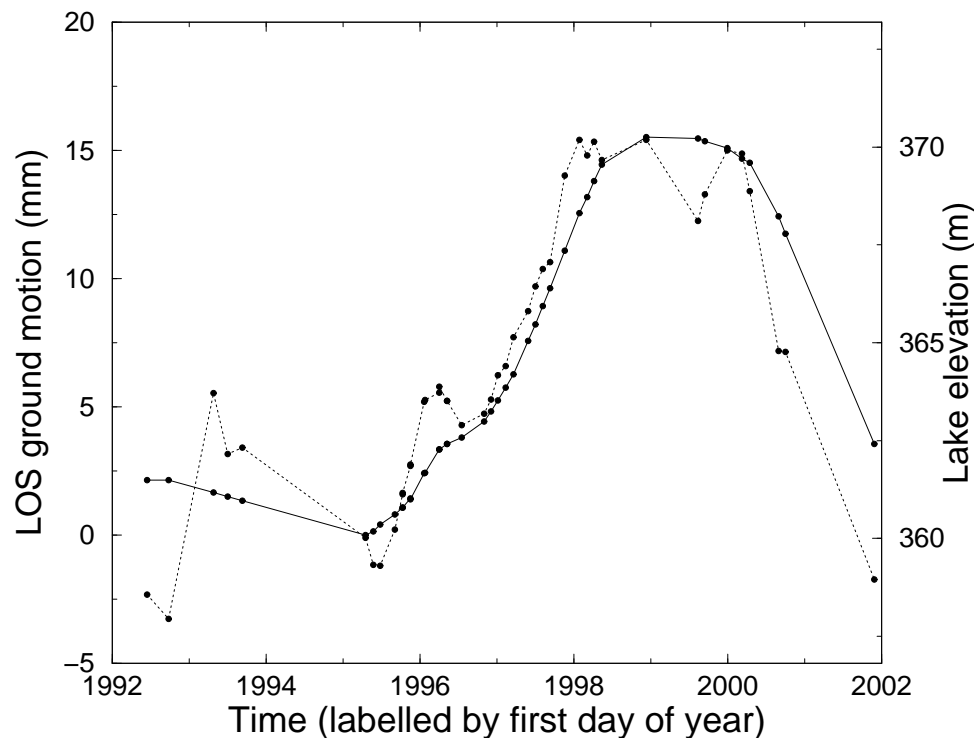


FIG. 4.27 – Displacement evolution through time (solid line) obtained from data inversion in the “anomalous” area located north of the lake (see white dot on figure 5d). The ground motion is measured here with respect to adjacent “normal” area. It is correlated, with a slight delay, with lake level variations (dotted-line).

This study thus shows the feasibility of measuring a sub-centimetric ground motion with a non linear behaviour in time over a large area, associated with lake level fluctuations. On the same frame, we detect two types of deformation of comparable amplitude but different spatial scales : (1) The deformation at a smaller scale is directly observed on numerous interferograms, even if orbital ramp or atmospheric artefacts remain on the interferograms. Indeed, larger deformation gradients associated with smaller scale ground motions are detected even when surperimposed on random atmospheric patterns with moderate phase gradients. Moreover, elevation changes across a small area are likely to be small, making tropostatic corrections of little importance. (2) On the contrary, the deformation at a larger scale is masked on all but one interferogram by APS. In conclusion, the ground motion over small areas can be detected with or without smoothing constraints, whereas over large areas corrections of residual orbital errors and tropostatic effects, as well as data smoothing, are crucial to retrieve the large scale ground motion associated with lake loading.

### 4.5.7 Model

The high correlation coefficient between lake level variations and the retrieved ground motion (0.85) would suggest that the lithosphere responds instantaneously to the load on a decade time scale due to its elasticity. To test this hypothesis and discriminate between an elastic or a viscoelastic deformation (using the parameters published by *Kaufmann and Amelung* [2000] for the Lake Mead lithosphere), we build a model taking into account the well known lake loading history since 1935. We show first that, beyond doubt, the retrieved ground motion can be attributed to the lake loading. Second, we test how a few forward models fit the retrieved ground motion. However, it is beyond the scope of this paper to invert for the viscoelastic parameters of the lithosphere. The model equations and resolution method are given in appendix A.

#### 4.5.7.1 Setup

We consider a Maxwell viscoelastic pre-stressed body organized in two or three layers in a 3-D cartesian box. Each layer,  $i$ , is defined by its thickness,  $h_i$ , the Lamé parameters,  $\mu_i$  and  $\lambda_i$ , and the viscosity,  $\eta_i$  (Table 2). The code is based on the correspondence principle between elastic and viscoelastic bodies and on the spatial and temporal Fourier decomposition (see appendix A). At wavelengths concerned in this study, the self-gravitation term is negligible.

The load history take into account the lake level changes since the impoundment and the progressive sedimentation in the lake. Note, however, that the sediment load contribution is very small with respect to the water loading. A detailed elevation map of the lake floor is provided by *Twichell et al.* [2003] with a resolution of 10 m×10 m in UTM projection. We build the spatio-temporal load model by filling the lake



floor DEM to a given lake level. The load model is decimated to a spatial resolution of  $2 \text{ km} \times 2 \text{ km}$  by integrating the load from the fine to the rough mesh, and sampled every two months from 1935 to 2002. The Fourier spatio-temporal decomposition of the load assumes it to be periodic in time and space. Therefore, the load is extrapolated by zero padding on a  $500 \text{ km} \times 500 \text{ km}$  wide area and over a 285 years-long period. We verify that these time and space windows are large enough for the assumed load periodicity not to affect the modelled deformation. For a purely elastic upper mantle, the deformation responds instantaneously to the load, and does not depend on the chosen time window. For a viscoelastic upper mantle, the chosen time window must be long enough for the stress to completely relax from one loading cycle to the next. This is true here, except for a viscosity of  $10^{19} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ , for which a residual continuous subsidence of less than  $0.1 \text{ mm/yr}$  subsists at the end of a loading cycle. We also verify that the modelled deformation is insensitive to the chosen box height, here taken as  $500 \text{ km}$ , with a  $3 \text{ km}$  vertical grid spacing.

The modelled surface deformation, computed every two months, is interpolated at each ERS acquisition date. The North, East, and Up components of the deformation are then projected along LOS. The modelled LOS ground motion is then flattened to put the scene four borders close to zero, as done for the interferograms. The spatio-temporal model can then directly be compared with InSAR deformation time series.

#### 4.5.7.2 Forward Models

The elastic moduli are constrained by the seismic velocity structure inferred for the Lake Mead area, applying the relationships:  $V_p^2 = \frac{\lambda+2\mu}{\rho}$  and  $\left(\frac{V_p}{V_s}\right)^2 = \frac{\lambda+2\mu}{\mu}$ , where  $V_p$  and  $V_s$  are the P- and S-waves seismic velocities (Table 2). In order to test a reasonable range of elastic models, we consider a range of possible seismic velocities and crust thicknesses. The maximum elastic deformation is expected for a low velocity, thick crust and the minimum elastic response corresponds to a high velocity, thin crust. Seismic reflection experiments in the Lake Mead put the Moho discontinuity at 10-11 seconds (two way travel time) [Brady *et al.*, 2000]. Seismic refraction studies yield an average crustal P velocity of  $6.1 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ , and a P velocity on top of the lithospheric mantle of  $7.8 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$  [Roller and Healy, 1963; Priestley *et al.*, 1980]. The ratio  $V_p/V_s$  is obtained from a receiver function study performed  $100 \text{ km}$  north of Lake Mead [Zandt *et al.*, 1995]. The resulting range for elastic moduli is given in Table 4.1.

The simplest viscoelastic model proposed by Kaufmann and Amelung [2000] (labelled in this paragraph K&A) to adjust levelling data yields an elastic thickness of  $30 \text{ km}$  and a viscoelastic upper mantle with a viscosity of  $10^{18} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ . Our viscoelastic model (model M2, Table 4.1) differs in some respects from that of K&A (elastic parameters, not given in K&A, water load, reference to the geoid surface). However, we check that it reproduces the same delayed ground motion following impoundment as

TAB. 4.1 – Model parameters<sup>1</sup>.

Model	Layer	Viscosity $\eta$ , Pa.s	Shear modulus $\mu$ , GPa	Lamé parameter $\lambda$ , GPa	Thickness $h$ , km	P velocity $V_p$ , km.s <sup>-1</sup>	Moho discontinuity <sup>2</sup> $T_{MOHO}$ , s
<i>Elastic models</i>							
M1a	crust	$\eta = 10^{23}$	$\mu = 39.1$	$\lambda = 40.2$	$h = 30$	$V_p = 6.5$	$T_{MOHO} = 9.23$
	mantle	$\eta = 10^{23}$	$\mu = 64.1$	$\lambda = 72.6$	$\infty$	$V_p = 7.8$	
M1b	crust	$\eta = 10^{23}$	$\mu = 33.3$	$\lambda = 34.2$	$h = 35$	$V_p = 6.0$	$T_{MOHO} = 11.67$
	mantle	$\eta = 10^{23}$	$\mu = 64.1$	$\lambda = 72.6$	$\infty$	$V_p = 7.8$	
<i>Viscoelastic models</i>							
M2	crust	$\eta = 10^{23}$	$\mu = 35.55$	$\lambda = 36.53$	$h \in [22, 32]$	$V_p = 6.2$	$T_{MOHO} = 10.65$
	mantle	$\eta \in [10^{17}, 10^{19}]$	$\mu = 64.1$	$\lambda = 72.6$	$\infty$	$V_p = 7.8$	
<i>Equivalent "poroelastic" model</i>							
M3	upper crust	$\eta = 10^{23}$	$\mu = 35.55$	$\lambda = 25.58$	$h = 15$	$V_p = 6.2$	
	lower crust	$\eta = 10^{23}$	$\mu = 35.55$	$\lambda = 36.53$	$h = 17$	$V_p = 6.2$	$T_{MOHO} = 10.65$
	mantle	$\eta = 10^{18}$	$\mu = 64.1$	$\lambda = 72.6$	$\infty$	$V_p = 7.8$	

(1)  $V_p/V_s = 1.74$  and  $\rho_c = 2800 \text{ kg.m}^{-3}$  for the crust ;  $V_p/V_s = 1.77$  and  $\rho_m = 3300 \text{ kg.m}^{-3}$  for the mantle.

(2)  $T_{MOHO}$  : two way travel time.

described in K&A for the period 1935-1960. We also model, in particular, the delay between the lake impoundment and the ground subsidence.

For comparison, similar viscoelastic models but with a lower ( $10^{17}$  Pa.s) and a larger ( $10^{19}$  Pa.s) viscosity are also discussed, together with viscoelastic models with elastic thicknesses larger (22 km) or lower (42 km) than the crust thickness.

#### 4.5.7.3 Temporal Comparison Between Models and Data

Figure 4.28 displays as a function of time the comparison between the ground motions predicted by elastic models and those retrieved from InSAR. The InSAR deformation is larger than the maximum modelled elastic deformation by a factor of 1.5. This points toward a non elastic response of the lithosphere in the Lake Mead area on the decade time scale.

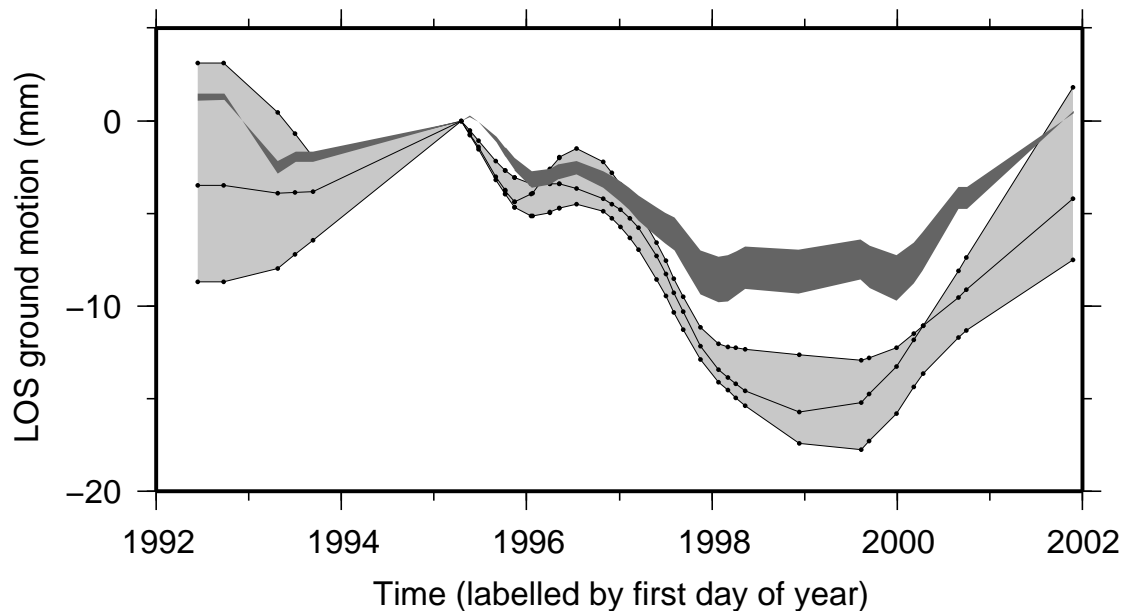


FIG. 4.28 – Comparison between the retrieved ground motion (light grey area) and the prediction from elastic models (dark grey area). The three ground motion curves displayed on Figure 4.23d delimit the light grey envelope. The dark grey area includes the motion predicted for the minimum and maximum interval of possible elastic models and for the three locations close to the lake center shown by white circles on Figure 4.19d.

Figure 4.29a shows that the simplest viscoelastic model proposed by *Kaufmann and Amelung* [2000] explains both the amplitude and temporal behavior of the retrieved ground motion. The temporal correlation coefficient is better for this viscoelastic model (0.90) than for the elastic model (0.85). Note that, in the time window 1992-2001, viscoelastic temporal delays between lake level change and modelled ground motion are very small and thus cannot be detected by this InSAR time series. On larger time windows (say, 1980-2001), the temporal decorrelation between the viscoelastic model and the lake load would appear very clearly. Viscoelastic models with viscosities of  $10^{17}$  Pa.s and  $10^{19}$  Pa.s are discarded because the modelled ground motion amplitudes are too high and too low, respectively, compared to data (the model response for a viscosity of  $10^{19}$  Pa.s is mostly elastic in the period 1992-2001). Finally, we test the trade-off between the elastic thickness and the upper mantle viscosity. As expected, for a viscosity of  $10^{18}$  Pa.s, a lower elastic thickness (22 km) yields an increased model amplitude, whereas a larger elastic thickness (42 km) leads to a lowered modeled deformation (Figure 4.29b). To fit the data with a lower elastic thickness would require an underlying layer viscosity slightly above  $10^{18}$  Pa.s.

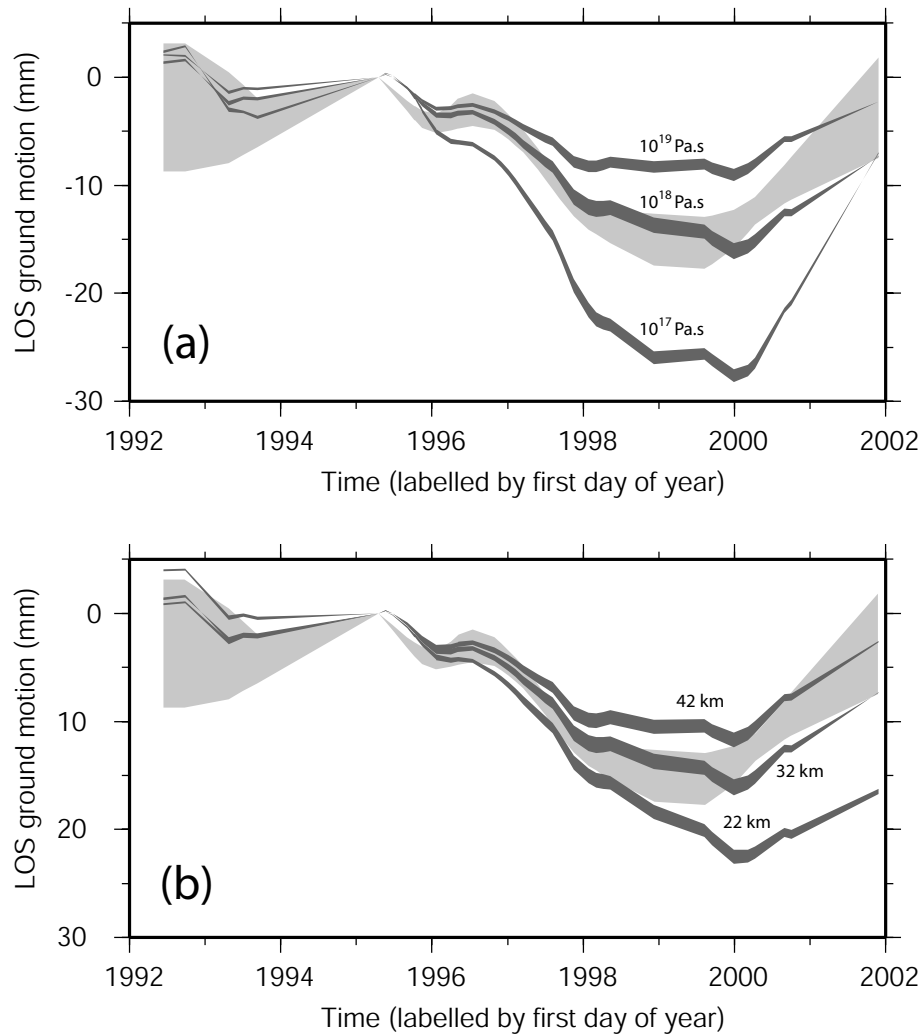


FIG. 4.29 – Comparison between retrieved ground motion (light grey area, see legend of Figure 4.28) and predicted motion from visco-elastic models (dark grey areas) (a) with varying incompetent layer viscosities (curve label) or (b) for a mantle viscosity of  $10^{18}$  Pa.s with varying elastic thicknesses (curve label). The dark grey areas include the models for the three locations shown in Figure 4.19d.

#### 4.5.7.4 Spatial Comparison

A stack of reconstructed interferograms ( $\sum_{k=i}^j m_k$ ) between master dates,  $i$ , and slave dates,  $j$ , is computed to retrieve the spatial shape of the ground deformation representative of the whole data set. The stack,  $S_T$ , uses three reference images as master images, with little atmospheric delays after tropostatic corrections (1996/01/20, 1997/01/05 and 1998/01/25, or  $i_1$ ,  $i_2$ ,  $i_3$ , respectively). All images are used as slaves images, excluding four images with a strong APS (first three and last one). The stack can then be written as a double sum over master and slave images of reconstructed

interferograms :

$$S_T = \sum_{i=i_1, i_2, i_3} \sum_{j=4}^{M-1} \delta \left( \sum_{k=i}^{j-1} m_k \right) \quad (4.28)$$

where  $\delta$  is equal to 1 or -1 depending on the sign the lake elevation difference between dates  $i$  and  $j$ . As averaging is efficient to remove the APS, we choose to stack reconstructed interferograms obtained after a moderate amount of smoothing ( $r_m = r_l = 10 \text{ yr}^{-2}$ ). This insures that no amplitude is lost by smoothing, and thus in the stack.

The stack of reconstructed interferograms is compared with the stacks obtained with equation (4.28), but using modelled interferograms (Figure 4.30). Both the amplitude and spatial shape of the retrieved ground motion are well explained by the viscoelastic model (M2, with  $\eta = 10^{18} \text{ Pa.s}$ ) except for a few areas close to the lake as discussed above (Figures 4.30b and 4.30d). The spatial correlation coefficient between data and the viscoelastic model is high (0.88), slightly, but not significantly, larger than that between data and the elastic model (0.85). However, the elastic model amplitude is too small by a factor of 1.47, whereas the viscoelastic model amplitude agrees well with data. Profiles across the lake shown on Figure 4.31 emphasize the good agreement in shape between data and the viscoelastic model. If the elastic model amplitude is multiplied by a factor 1.5, data and elastic model profiles also show a good agreement.

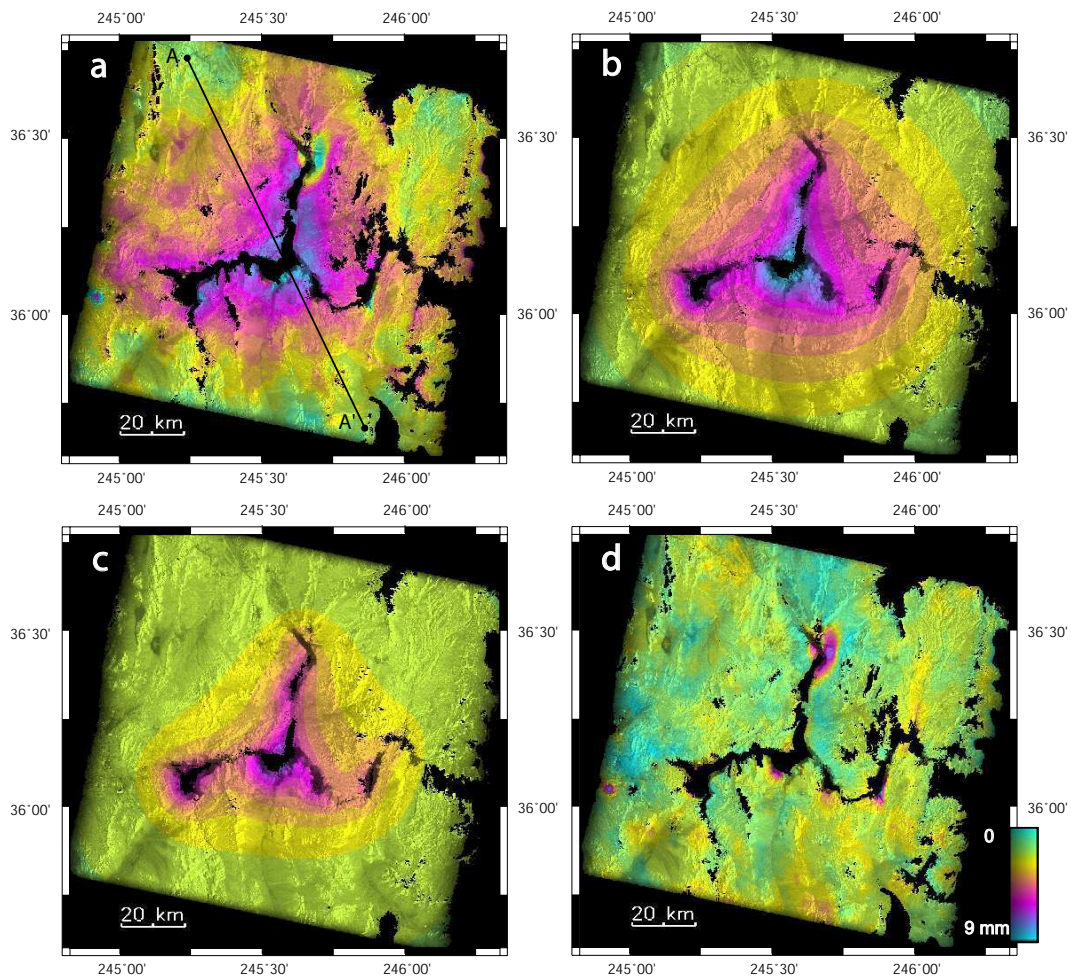


FIG. 4.30 – Comparison between (a) the stack of reconstructed interferograms obtained with a level of data smoothing and the stacks of the predicted motion using (b) viscoelastic and (c) elastic model. The modelled ground motions in (b) and (c) represent a stack of modelled displacements between the same dates as in (a). (d) corresponds to the residue, (b)-(a), showing the poroelastic response of few areas close to the lake, and the motion due to the aquifer system deformation near Las Vegas.

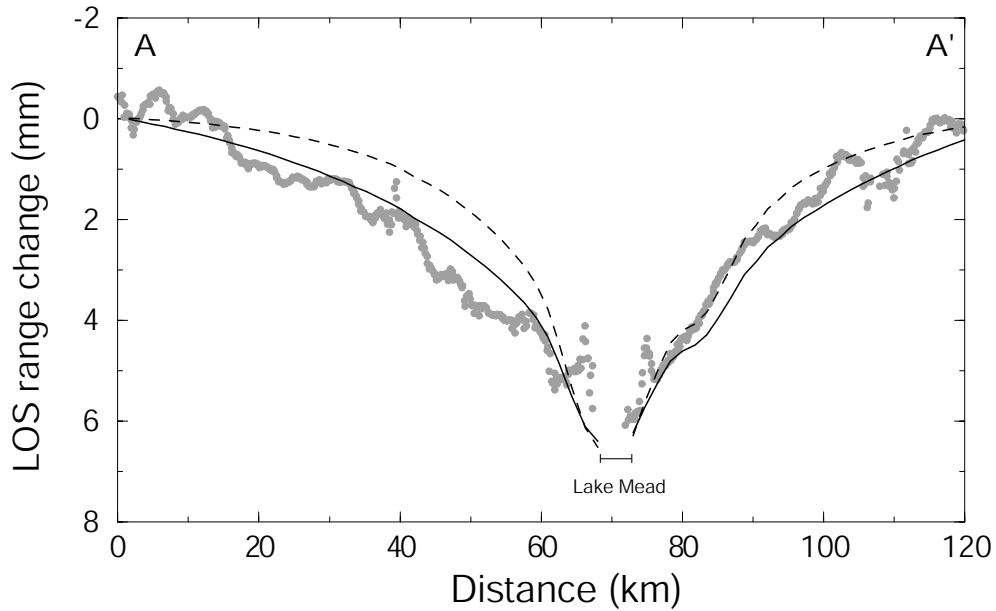


FIG. 4.31 – Comparison of the ground motion profile along A-A' (extracted from stacks on Figure 4.30), retrieved from InSAR analysis (filled grey circles), or computed with a viscoelastic model (solid black line), and an elastic model multiplied by a factor 1.5 (dashed black line).

#### 4.5.7.5 Elasticity versus Poroelasticity

The elastic model is discarded because it yields an underestimated amplitude. However, elastic models using elastic moduli lowered by a factor of 1.5 would successfully fit the data. This would imply to reduce  $V_p$  and  $V_s$  by 20 %, yielding unrealistic low  $V_p$  velocities (less than  $4.9 \text{ km.s}^{-1}$  for the average crust and less than  $6.4 \text{ km.s}^{-1}$  for the upper mantle). One suggestion to decrease effective elastic moduli while maintaining realistic seismic velocities would be to take into account the difference between drained or undrained poroelastic behaviors. Seismic wave propagation mainly corresponds to an undrained elastic deformation. As the lake load is applied on a larger time scale than seismic waves, the relaxation of pore pressure heterogeneities by the upper crust draining could change the subsidence amplitude. Assuming that the upper crust is “instantaneously” (over less than a few months) drained, while the lower crust and mantle remain undrained, the deformation is computed by decreasing the Poisson ratio in the upper crust from 0.25 (undrained) to 0.21 (drained), while keeping the same shear modulus (Table 2, M3) [e.g., *Peltzer et al.*, 1996, 1998; *Freed et al.*, 2006]. These conditions of quick draining yield an “in phase” subsidence increase lower than 10%. Therefore, explaining InSAR ground motion by a lowered effective poroelastic modulus would required a very large Poisson ratio decrease over a very deep layer with rapid draining.

Furthermore, this too simple approach excludes the counteracting effect of pore pressure diffusion away from the lake, due to pore pressure variations below the lake. At this stage of the analysis, we do not exclude that a poroelastic model could explain the deformation pattern observed in the lake Mead area, although important delayed effects should then be expected.

### 4.5.8 Conclusion

We have computed 241 interferograms based on 43 SAR ERS images in order to analyse the temporal evolution of ground motion in the Lake Mead area. Although strong atmospheric delays mask the expected signal in most individual interferograms, a careful time series analysis enables to recover the ground motion associated with the lake level fluctuations. The methodology presented in this study allows to retrieve a small ground motion over a large area, without a priori constraints on the deformation behavior in time. A crucial step here is to choose both the data weighting and the smoothing level that maximize the signal to noise ratio in the retrieved ground motion. This ratio for the raw data is initially very low. The analysis of the coherent signal in time allows to discriminate between random APS and continuous deformation. We emphasize the importance of residual orbital fringes and tropostatic corrections for each interferogram before proceeding to the temporal analysis. The retrieved ground motion can be beyond doubts associated with the lithosphere response to the well documented lake load. Local deformation patterns associated with water table variations in sedimentary layers, are also mapped with accuracy, and differentiated from the regional motion.

Elastic and viscoelastic forward models are performed to compare modelled and retrieved ground motion. A viscoelastic model using rheological parameters from *Kaufmann and Amelung* [2000] explains very well the data, whereas elastic models are discarded as they underestimate the ground motion amplitude. The mantle viscosity of  $10^{18}$  Pa.s, used in this model to adjust InSAR ground motion, agrees with previous estimates of upper mantle viscosity in the western US, within the range of  $10^{18} - 10^{19}$  Pa.s [*Dixon et al.*, 2004]. These viscosities are low compared to global estimates derived from postglacial studies. *Dixon et al.* [2004] suggest that this could be due to a high water content in the former mantle wedge inherited from the Farallon plate subduction.

In this study, most data are acquired between 1995 and 2000 during a period of lake level increase. During this period, the predicted differences in temporal and spatial shapes between viscoelastic and elastic responses are small, thus difficult to detect. On a larger time period, the differences between elastic, poroelastic, and viscoelastic responses will increase. In the future, we expect InSAR data to be able to bring tight constraints on the lithosphere rheology.



### 4.5.9 Appendix : Equations and Code Setup

In the case of a flat Earth and for wavelength at which self-gravitation is negligible, the momentum equation writes as [Cathles, 1975] :

$$\nabla \cdot \tau - \rho_0 g_0 \nabla u_z + \rho_0 g_0 (\nabla \cdot \vec{u}) \vec{e}_z = 0 \quad (4.29)$$

where  $\tau$  is the stress tensor deviation from the hydrostatic state,  $\vec{u}$  is the displacement,  $\rho_0 g_0$  is the product of density and gravity acceleration, and  $\vec{e}_z$  is a vertical unit vector.

In the case of a periodic load and deformation in time, the correspondence principle between elastic and Maxwell viscoelastic compressible media yields equivalent  $\lambda^*$  and  $\mu^*$  viscoelastic Lamé parameters :

$$\lambda^*(\omega) = \frac{\lambda i\omega + \mu K/\eta}{i\omega + \mu/\eta} \quad (4.30)$$

$$\mu^*(\omega) = \frac{\mu i\omega}{i\omega + \mu/\eta} \quad (4.31)$$

where  $\lambda$ ,  $\mu$ ,  $K$  are the elastic Lamé parameters and compressibility, respectively,  $\eta$  is viscosity, and  $\omega$  is the pulsation in time. The elastic parameters and viscosity depend only on depth. The model equations (4.29) with a Maxwell rheology (4.30-4.31) are then linear. Therefore, the medium response to a surface load can be computed as the sum of harmonic load responses, obtained by 3-D Fourier transform in space (x,y) and time. Fourier decomposition on the horizontal plane (x,y) of any 2-D load pattern reduces to the sum of one dimensional sinusoids of the form  $e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}}$ , where  $\vec{k} = k_x \vec{e}_x + k_y \vec{e}_y$  is the wavenumber and  $\vec{r} = x \vec{e}_x + y \vec{e}_y$ . The equations in the directions parallel and perpendicular (along  $\vec{r}$ ) to the sinusoid are then decoupled [Cathles, 1975]. Computing the individual response to a 1-D sinusoidal surface load can be achieved by writing stresses,  $\tau$ , and displacements,  $u$ , in the form :

$$\tau_{zz} = \tilde{\tau}_{zz}(z) \exp(i\omega t) \exp(ikr) \quad (4.32)$$

$$\tau_{rz} = \tilde{\tau}_{rz}(z) \exp(i\omega t) \exp(ikr) \quad (4.33)$$

$$u_z = \tilde{u}_z(z) \exp(i\omega t) \exp(ikr) \quad (4.34)$$

$$u_r = \tilde{u}_r(z) \exp(i\omega t) \exp(ikr) \quad (4.35)$$

The space and temporal transformation of the equation of motion then leads to :

$$\partial_z \begin{bmatrix} \tilde{u}_r \\ \tilde{u}_z \\ \tilde{\tau}_{rz} \\ \tilde{\tau}_{zz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & -ik & \frac{1}{\mu^*} & 0 \\ -\frac{ik\lambda^*}{\lambda^*+2\mu^*} & 0 & 0 & \frac{1}{\lambda^*+\mu^*} \\ \frac{4k^2\mu^*(\lambda^*+\mu^*)}{\lambda^*+2\mu^*} & \rho_0 g_0 ik & 0 & -\frac{ik\lambda^*}{\lambda^*+2\mu^*} \\ -\rho_0 g_0 ik & 0 & -ik & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \tilde{u}_r \\ \tilde{u}_z \\ \tilde{\tau}_{rz} \\ \tilde{\tau}_{zz} \end{bmatrix} \quad (4.36)$$

At the surface, we adopt a free slip boundary condition,  $\tilde{\tau}_{rz} = 0$ . To obtain the surface displacement kernels, the amplitude of the harmonic load at the surface is set to -1 ( $\tilde{\tau}_{zz} = 1$ ). At the box bottom, we set  $\tilde{\tau}_{zz} = \tilde{\tau}_{rz} = 0$ . Note that here, because the applied harmonic surface load is periodic with a nul average value, the average surface load is zero and equilibrium can be achieved with a bottom value for  $\tau_{zz}$  uniformly equal to zero. The two points boundary value problem above (A8) is solved using IMSL routines. The kernels have been tested against a few analytical solutions [Cathles, 1975]. Finally, the coefficients of the 3-D Fourier load decomposition, for each wavenumber,  $k$ , and pulsation,  $\omega$ , are multiplied by surface displacement kernels, except for the average uniform load which is not taken into account. Inverse 3D (t,x,y) transformations then yield the modelled horizontal and vertical surface displacement fields, with zero average values. At each time step, the displacement fields are then referenced to the model corner (x=0,y=0), assumed motion less.

TAB. 4.2 – Notation

$ APS $	APS amplitude for each SAR image.
$\mathbf{b}$	( $N$ ) vector with $N$ perpendicular baselines.
$\mathbf{d}$	( $N$ ) data vector from $N$ interferograms.
$e_{DEM}$	coefficient proportional to DEM error.
$g$	gravity acceleration ( $\text{m.s}^{-2}$ ).
$\mathbf{G}$	data kernel matrix.
$h$	layer thickness (km).
$h_W$	height scale of the humid atmosphere (m).
$\mathbf{m}$	( $M-1$ ) vector with displacement increments between $M$ SAR images.
$M$	number of SAR scenes.
$N$	number of interferograms.
$q_{ij}$	interferogram “quality”.
$q_a$	specific humidity ( $\text{kg.kg}^{-1}$ ).
$\bar{q}_a$	water vapor content ( $\text{kg.m}^{-3}$ ).
$r_m(\gamma)$	data roughness as a function of $\gamma$ ( $\text{yr}^{-2}$ ).
$r_l$	roughness of lake level fluctuations ( $\text{yr}^{-2}$ ).
$\mathbf{s}$	( $M$ ) vector with phase/elevation slopes.
$S$	phase/elevation linear regression slope.
$S_T$	ground motion stack.
$T_{2m}$	temperature (K) at 2 m.
TCWV	Total Column of Water Vapor ( $\text{kg.m}^{-2}$ ).
$\vec{u}$	displacement.
$\mathbf{W}$	weighting matrix.
$\beta$	correlation coefficient.
$\gamma$	smoothing factor.
$\eta$	viscosity (Pa.s).
$\lambda$	Lamé parameter (Pa).
$\mu$	shear modulus (Pa).
$\rho$	density.
$\langle \sigma_m \rangle$	standart deviation of cumulative displacement.
$\tau$	stress (Pa).
$\varphi_{ij}$	measured interferometric phase between image $i$ and $j$ .
$\varphi_{RMS}$	RMS between synthetic and original interferograms (mm).
$\omega$	temporal weight of the smoothing operator.

## 4.6 Précision de la série temporelle

Il est difficile d'estimer directement la barre d'erreur de la série temporelle. Celle-ci dépend de la qualité des corrections tropostatiques et de l'efficacité de l'opérateur de lissage pour réduire les délais atmosphériques résiduels. À ce jour, personne n'estime rigoureusement la barre d'erreur de leur série temporelle. J'ai essayé de le faire en étudiant le bruit résiduel (le bruit résiduel correspond aux délais atmosphériques "turbulents" non corrélés à la topographie qui ne peuvent donc être estimés par la correction tropostatique). Ce bruit résiduel s'observe sur les interférogrammes, cependant, en inversant l'ensemble des interférogrammes, il est possible de caractériser l'amplitude du délai résiduel intrinsèque à chaque image. Dans l'analyse suivante, je raisonnerai sur le délai atmosphérique résiduel par image.

### 4.6.1 Méthode

L'objectif est de créer un jeu synthétique d'interférogrammes, dont les dates sont identiques au jeu réel, à partir du modèle visco-élastique de la déformation présenté dans l'article (Table 4.1, modèle M2, viscosité,  $\eta = 10^{18}$  Pa.s) et en ajoutant un bruit caractéristique de celui observé dans les données. Ce jeu d'interférogrammes est ensuite inversé en utilisant les mêmes paramètres de lissage et de pondération que ceux de l'inversion présentée dans le paragraphe 4.5.5.3. Le résultat de l'inversion peut alors être comparé à la courbe initiale non bruitée (c'est à dire le modèle visco-élastique) afin d'étudier l'effet de la perturbation introduite. Enfin, l'inversion traitant chaque pixel indépendamment, il est possible de faire cette étude uniquement pour un pixel. J'ai donc choisi de travailler sur un pixel proche du lac, dont la déformation visco-élastique est proche du maximum.

Pour construire un modèle de bruit, j'ai analysé la variance des oscillations dues aux perturbations atmosphériques des courbes présentées dans la figure 4.32a. Pour ne pas prendre en compte les variations de phase liées à la déformation, j'ai regardé uniquement l'évolution temporelle de la phase en dehors de la zone principale de déformation. Sans lissage, l'inversion de la phase interférométrique rend compte des variations de l'amplitude du délai atmosphérique (corrigé du terme tropostatique) entre deux images. On remarque que le fait de travailler sur un pixel simplifie grandement le problème car il n'est pas nécessaire d'essayer de reproduire la longueur d'onde spatiale du bruit atmosphérique qui peut être très variable suivant la cause du délai (front atmosphérique, Figures 3.11a,b, rouleaux de convection à petite échelle produisant l'effet de "tôle ondulée", Figures 3.11c...).

La figure 4.32a montre le résultat de l'inversion sur les données InSAR réelles (sans lissage,  $\gamma = 0$ ) pour les pixels peu affectés par la déformation. On remarque que l'amplitude des délais atmosphériques est particulièrement forte pour quelques images acquises en été. Cela s'explique par les épisodes de mousson qui se produisent à la

fin de l'été, l'air chaud et humide provoquant de fortes variations de délais de phase. La variation des courbes autour de 0 suit une loi gaussienne (dont l'écart type est 0.33) excepté pour les images acquises durant les épisodes de mousson. Pour simplifier le problème, j'ai donc, dans un premier temps, enlevé de l'analyse les trois images présentant de telles perturbations atmosphériques (images 02/09/1995, 08/08/1999 et 27/08/2000).

La figure 4.32b montre les variations temporelles du bruit simulé suivant une loi gaussienne d'écart type 0.33. Chaque interférogramme (ou plus exactement chaque valeur de phase du pixel choisi) est donc modélisé comme étant la somme de la phase due à la déformation (prédite par le modèle visco-élastique entre les dates de l'interférogramme) et de la phase due au bruit résiduel simulé.

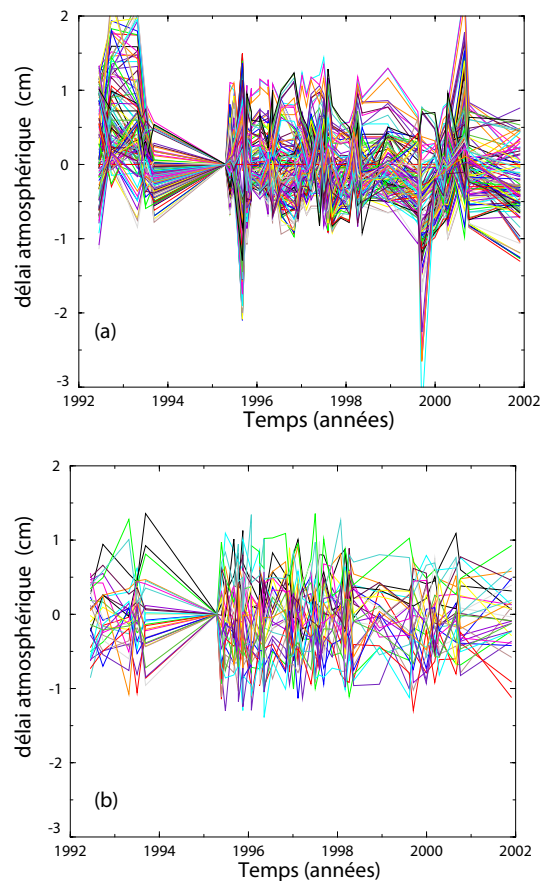


FIG. 4.32 – (a) Évolution temporelle sans lissage de la phase pour des pixels situés en dehors de la zone principale de déformation. Les oscillations de phase sont donc dues aux délais atmosphériques résiduels. (b) Modèles de bruit simulés en étudiant la variance des courbes montrées en (a).

## 4.6.2 Résultat

500 jeux d'interférogrammes ont été simulés puis inversés en respectant le lissage et la pondération utilisés pour l'inversion des données InSAR (paragraphe 4.5.5.3). À partir des résultats, il est possible de construire des intervalles de confiance autour du modèle initial. La figure 4.33 montre deux enveloppes englobant 80% ou 90% des simulations (courbes grises pleines et tiretées, respectivement). Ces enveloppes pourraient correspondre aussi à la barre d'erreur de l'inversion, si les modèles de déformation et de simulation du délai atmosphérique sont corrects. On note que ces enveloppes encadrent bien la série temporelle InSAR (courbes noires sur la figure 4.33, ces courbes correspondent à l'inversion des données InSAR présentée dans la section 4.5.9, mais en excluant les trois images acquises en été mentionnées ci-dessus) pour la période 1995-2000, où la densité d'acquisitions est importante. En revanche, lorsque les acquisitions sont plus éparées dans le temps, il est difficile de réduire les délais atmosphériques importants ; les données sortent donc de la barre d'erreur calculée. La figure 4.33 montre aussi que la barre d'erreur est suffisamment petite pour différencier le modèle visco-élastique (ligne rouge) et le modèle élastique (ligne orange) de la déformation.

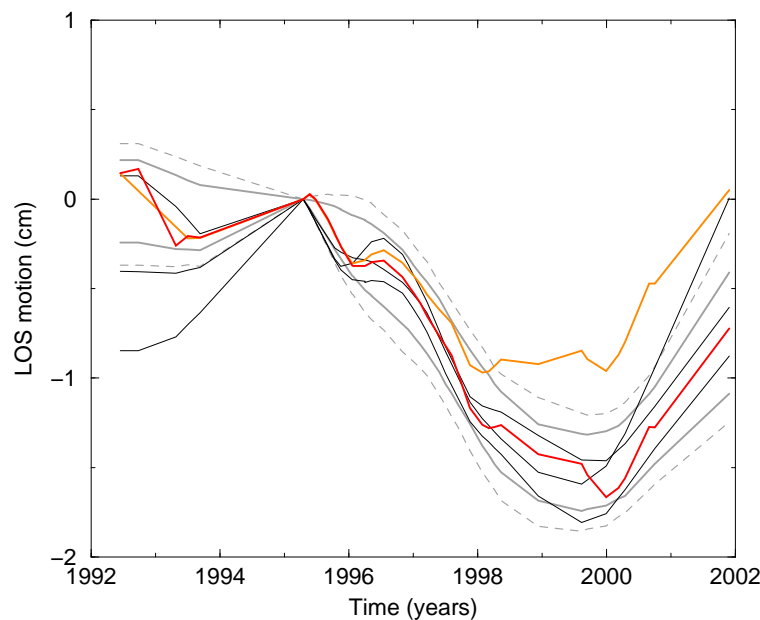


FIG. 4.33 – Résultat de l'estimation de la barre d'erreur. La courbe rouge représente le modèle initial de déformation tandis que les courbes noires correspondent aux données InSAR. Les courbes grises représentent les enveloppes englobant 80% (lignes pleines) et 90 % (lignes tiretées) des 500 jeux d'interférogrammes simulés, puis inversés et lissés suivant la méthode utilisée dans le chapitre 4.5.9. La courbe orange correspond à la déformation élastique dont l'amplitude est trop faible pour être incluse dans la barre d'erreur.

### 4.6.3 Perspectives d'amélioration

La qualité de de cette estimation dépend du réalisme du modèle de bruit introduit pour perturber le modèle de déformation. Dans cette étude, j'ai analysé le bruit de façon globale sans tenir compte des dates d'acquisitions des images (excepté pour les trois images exclues, acquises pendant la période de mousson). La figure 4.34 montre que ce modèle gaussien du bruit ne rend pas tout à fait compte du bruit réel, plus hétérogène. En effet, l'amplitude du délai résiduel d'une image ne suit pas une loi gaussienne unique, mais dépend du mois d'acquisition. Lorsque l'échantillonnage n'est pas régulier (comme c'est le cas pour notre étude sur le lac Mead), l'amplitude des oscillations ne va pas être homogène sur l'ensemble de la série temporelle. Cet effet est montré sur la figure 4.28 par l'enveloppe représentant la mesure du déplacement de trois zones autour du lac. Bien que la modélisation prédise une déformation similaire entre ces trois zones (Figure 4.29), l'épaisseur de cette enveloppe n'est pas homogène et varie en fonction de la date d'acquisition des images. On le voit notamment au début de la série temporelle où l'amplitude des délais atmosphériques est particulièrement forte (Figure 4.32a), ce qui induit une grande dispersion de la mesure InSAR.

Globalement, l'analyse de nos données montre que l'amplitude des délais atmosphériques est plus faible en hiver et plus fort en été (Figure 4.35). En utilisant un grand nombre de données du type MERIS (qui permet d'évaluer le délai spatial [Puysségur et al., 2007]), il serait possible d'établir une loi statistique sur l'amplitude des délais atmosphériques non corrélés à la topographie pour chaque mois de l'année. Le modèle de bruit introduit pour chaque acquisition dépendrait donc, non pas d'une loi unique comme je l'ai fait ici, mais d'une loi dépendante du mois d'acquisition de l'image. Ceci permettrait d'améliorer l'estimation de la barre d'erreur faite par cette méthode.

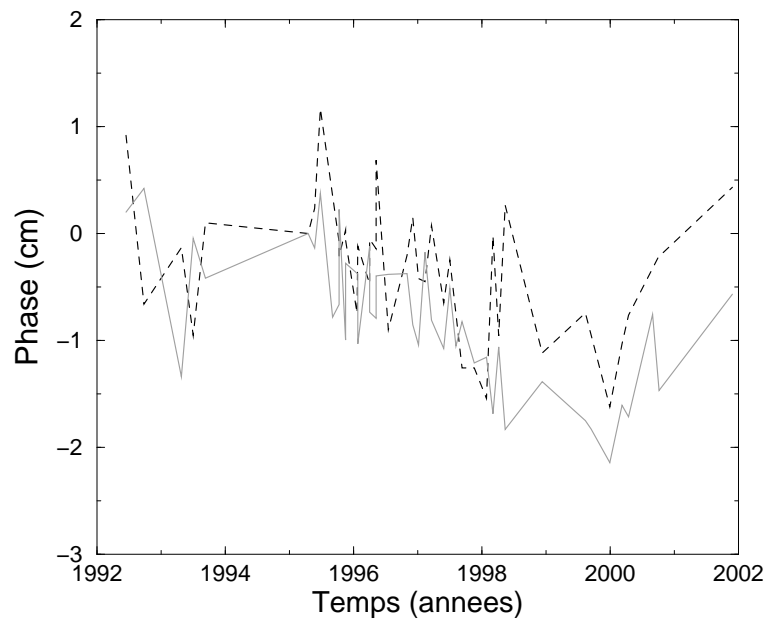


FIG. 4.34 – Comparaison entre le modèle visco-élastique bruité (ligne grise continue) et le résultat de l'inversion sans lissage pour le point correspondant (ligne noire en tireté).

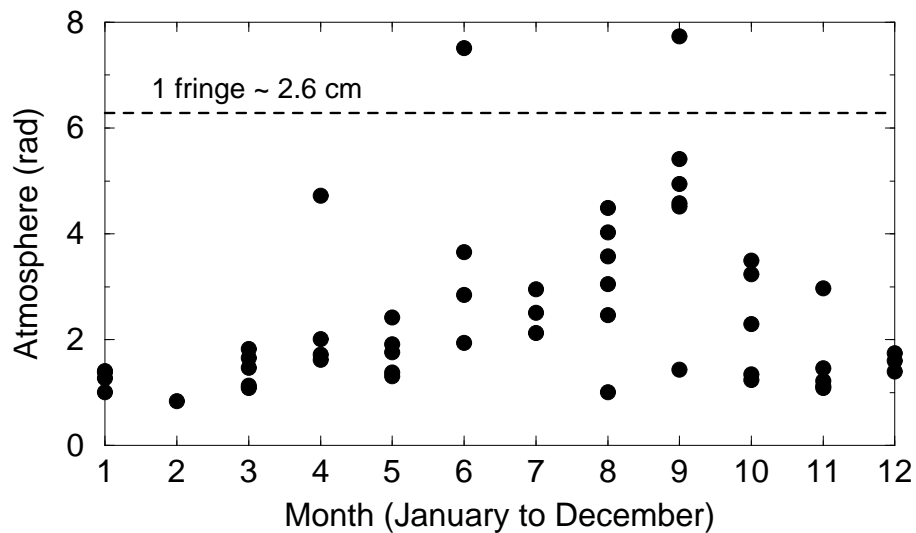


FIG. 4.35 – Estimation du délai atmosphérique pour chaque image ERS utilisée dans notre étude en fonction du mois d'acquisition.



## 4.7 Extension de la série temporelle

À partir de 2000 et jusqu'à la fin de l'année 2005, le niveau du lac Mead chute drastiquement d'un peu moins de 30 mètres (Figure 4.36) et engendre des déformations plus importantes que lors de l'augmentation du niveau d'eau d'environ 10 mètres entre 1995 et 1998. L'extension de la série temporelle est particulièrement importante pour mieux contraindre les modèles rhéologiques de la lithosphère de cette partie du Basin and Range. Deux bases de données SAR de l'ESA sont disponibles pour prolonger la série temporelle : les acquisitions d'ERS-2 et d'Envisat (Figure 4.36). Néanmoins, l'ajout de ces nouvelles images dans la série temporelle n'est pas aisé car chaque base de données a des problèmes (d'origines différentes) de compatibilité avec les images ERS acquises entre 1992 et fin 2001. Il est donc difficile de calculer des interférogrammes entre les anciennes et les nouvelles images, condition nécessaire pour faire le lien entre les deux périodes de déformation.

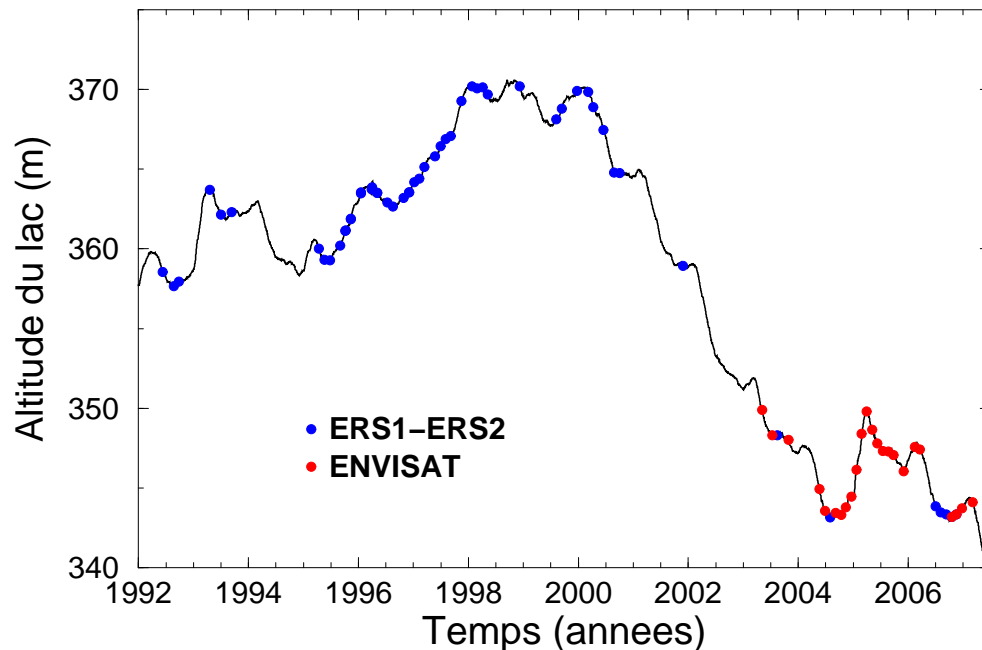


FIG. 4.36 – Évolution temporelle du niveau du lac entre 1992 et 2007. Les points bleus représentent les dates acquisitions des images ERS1-2 et les points rouges, les acquisitions des images Envisat.

### 4.7.1 ERS-2

Les satellites ERS-1 et ERS-2 sont pilotés grâce à 3 gyroscopes, permettant une attitude extraordinairement stable autour de l'orbite du satellite. Cette stabilité est notamment importante pour contrôler l'angle entre le faisceau radar et la trajectoire

du satellite. Idéalement, cet angle est de  $90^\circ$ , mais en pratique il existe toujours un léger angle par rapport à la perpendiculaire,  $\theta_s$ , (appelé “squint angle”). À partir du “squint angle”, on définit la fréquence Doppler centrale (équation 2.15). La figure 4.37 montre la fréquence Doppler centrale, en fonction de la position du pixel sur l’axe des distances, exprimée comme une fraction du PRF, pour une image acquise le 20/01/96 au-dessus du lac Mead. La fréquence Doppler centrale est estimée à 0.15 fois le PRF (le “squint angle” étant de 0.16 radian).

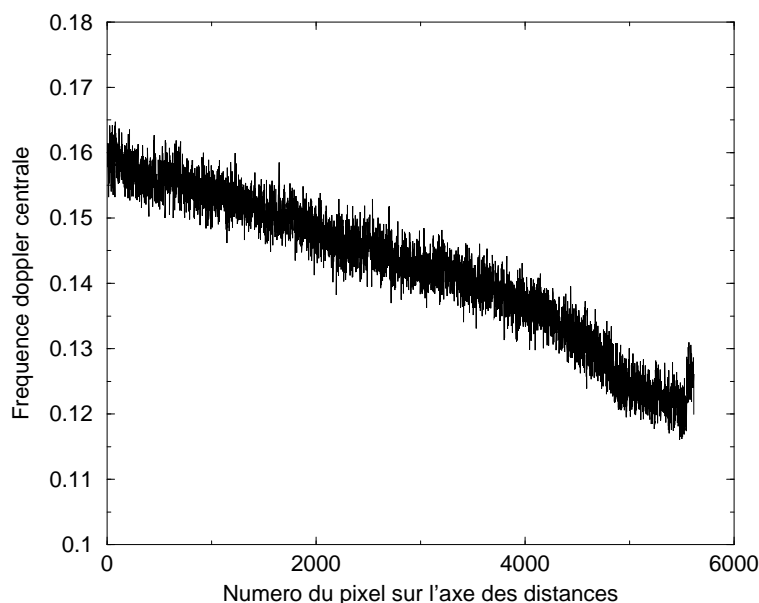


FIG. 4.37 – Fréquence Doppler centrale exprimée comme une fraction du PRF pour une image acquise le 20/01/96 sur la région du lac Mead. la fréquence Doppler centrale est estimée à 0.15 fois le PRF, le “squint angle” étant de 0.16 radian.

Pour que deux images soient compatibles afin de calculer un interférogramme (ayant une phase cohérente), les spectres de la fréquence Doppler centrale des deux images doivent avoir une partie commune (Figure 4.38). Pour éviter la perte de cohérence, une méthode couramment utilisée est de filtrer la partie non commune des spectres et d’effectuer la synthèse des deux images en prenant une valeur moyenne des fréquences Doppler centrales des deux images.

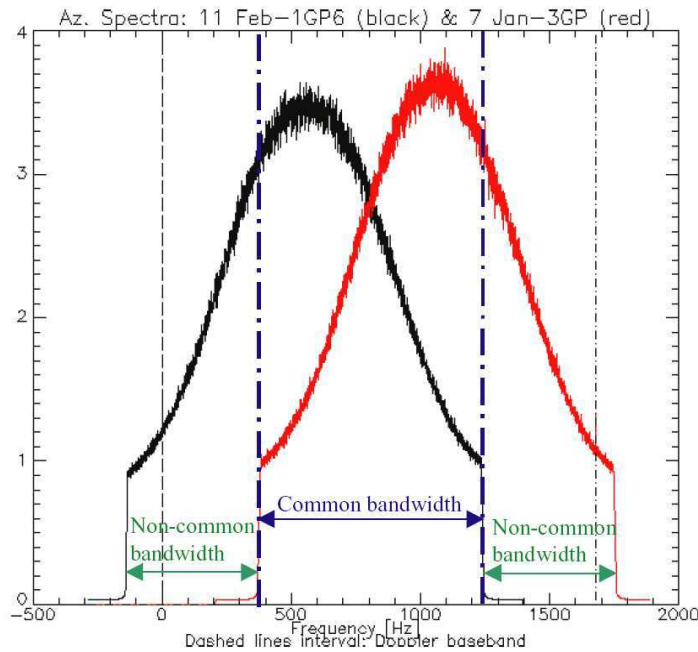


FIG. 4.38 – Spectre en azimut d’une paire interférométrique ERS-2/ERS-2. La fréquence Doppler centrale de la première image (ligne rouge) est de 1047 Hz. La fréquence Doppler de la deuxième image est de 556 Hz.

À partir de février 2000, le système de stabilisation de l’attitude du satellite tombe en panne et ne permet plus le contrôle précis du “squint angle”. Un nouveau logiciel est donc développé pour guider le satellite grâce à un seul gyroscope (<http://earth.esa.int/pcs/ers/sar/doppler/>). Ce système de remplacement est moins précis et certaines images présentent un spectre qui ne recouvre pas les autres images SAR. La donnée est alors inutilisable. Malgré la continuation des acquisitions par ERS-2 d’images SAR (10 images acquises entre 2002 et 2007), seules quatre images acquises en 2006-2007 sont directement utilisables. Cette base de données est insuffisante pour étendre avec la précision souhaitée la série temporelle jusqu’à aujourd’hui. Les figures 4.39 et 4.40 montrent la répartition des images ERS-1 et ERS-2 en fonction de leur valeur de Doppler, de leur ligne de base perpendiculaire et de leur date d’acquisition. Les figures 4.39c et 4.40c illustrent la variabilité de la fréquence Doppler centrale après février 2000. Les flèches horizontales et verticales sur la figure 4.39a indiquent l’écart maximal entre deux images afin de garder la phase interférométrique cohérente : la ligne de base perpendiculaire doit être inférieure à  $\sim |250|$  m et la différence de fréquences Doppler (exprimée comme une fraction du PRF)  $\ll 1$ .

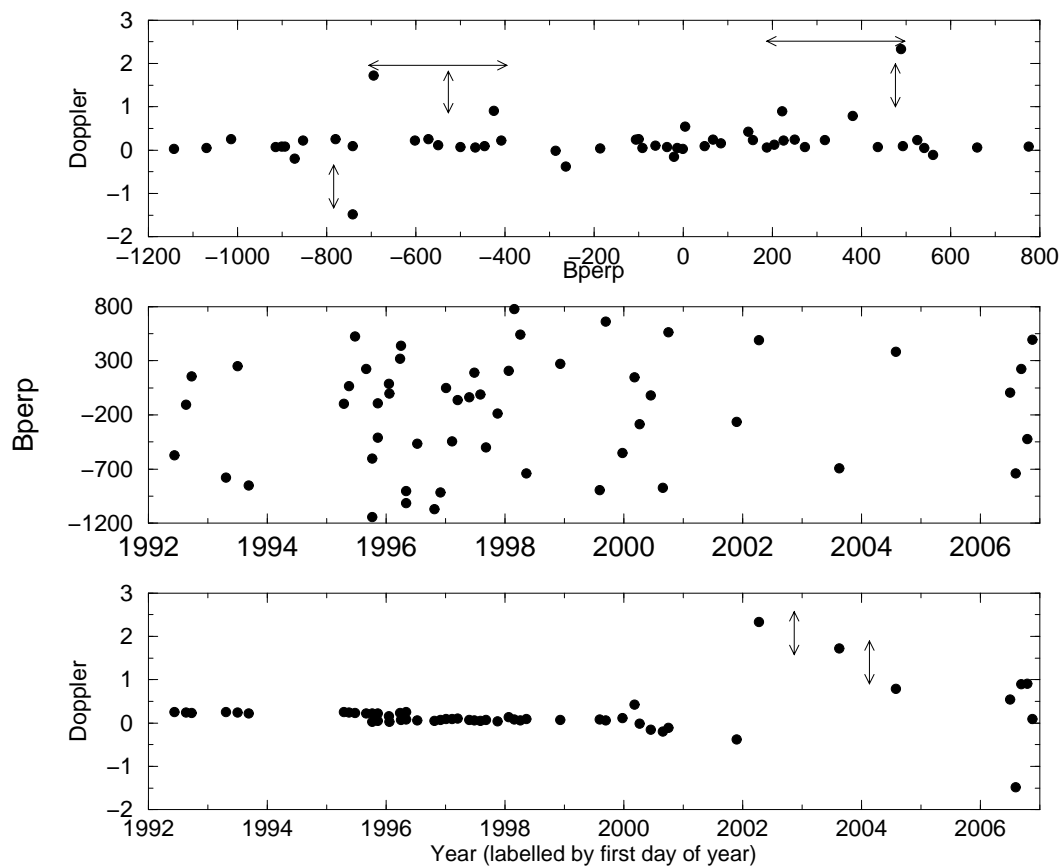


FIG. 4.39 – Représentation des images ERS en fonction de leur fréquence Doppler centrale, de leur ligne de base perpendiculaire et de leur date d’acquisition. La fréquence Doppler centrale est exprimée comme une fraction du PRF. Les flèches horizontales et verticales en (a) représentent l’écart maximal pour que deux images puissent interférer entre elles.

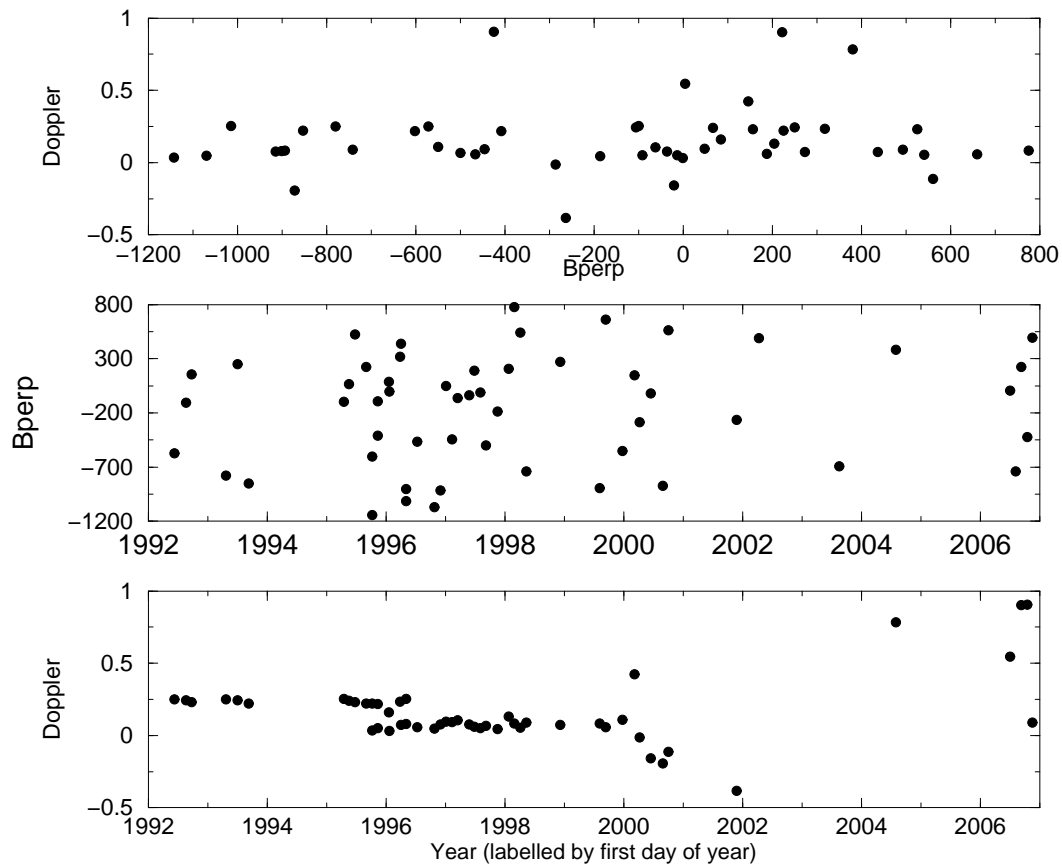


FIG. 4.40 – Agrandissement de la figure 4.39.

**Exemple d'un interférogramme calculé à partir d'images ERS pré- et post-2001.** La forte chute du niveau d'eau entre 2000 et 2007 (comparée à l'augmentation de 10 mètres entre 1995 et 1998) a créé une déformation importante, observable directement sur les interférogrammes calculés à partir d'images ERS dont les dopplers sont compatibles (Figure 4.40c). L'image ERS-2 acquise en novembre 2006 a une fréquence Doppler centrale proche de 0 et peut interférer avec chaque image dont la différence de ligne de base est inférieure à  $|250|$  m (Figure 4.40b). La figure 4.41a montre un interférogramme calculé à partir de cette image et une image acquise en décembre 1998. On observe un soulèvement du sol d'environ une frange entre le bord de la scène interférométrique et le rivage du lac, soit  $\sim 2.8$  cm *LOS*. De plus, les zones près du lac dont la déformation poro-élastique est corrélée au niveau d'eau du lac sont très marquées et facile à carter, alors que pour voir cet effet sur la période 1992-2002, il avait fallu moyenner l'information des 43 images acquises durant ce laps de temps. En effet, en dehors de la zone au nord du lac, les autres régions n'étaient pas identifiables clairement à partir d'un interférogramme unique.

Cependant, en raison des problèmes du contrôle de l'attitude d'ERS-2, peu d'in-

terférogrammes ont pu être calculés, les images ERS-2 utilisables étant acquises après 2006. Pour mieux contraindre la déformation entre 2002 et 2007, il est donc nécessaire d'utiliser les images radar Envisat dont les acquisitions sur la région du lac Mead commencent à partir de mai 2003.

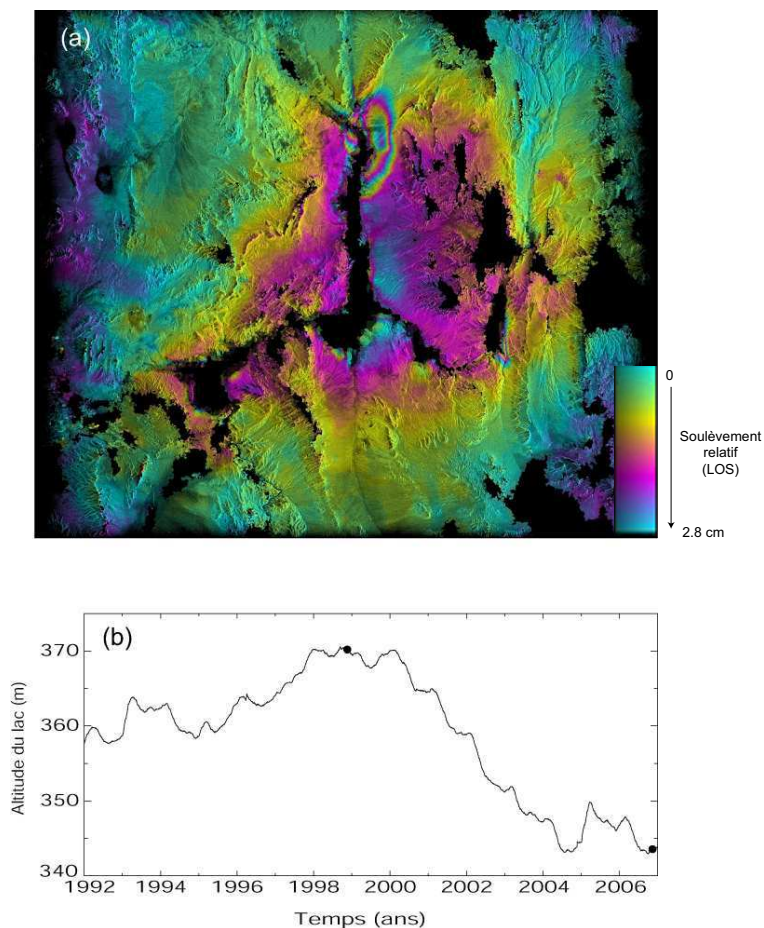


FIG. 4.41 – (a) Interférogramme calculé à partir d'images ERS-2 dont les doppler sont compatibles. Peu de délais atmosphériques masquent la déformation bien visible autour du lac. Cette déformation est due à la chute du niveau d'eau du lac entre les dates d'acquisition des images (le niveau d'eau du lac est représenté sur la figure (b)) et les points correspondent aux dates d'acquisition des images ayant servies à calculer l'interférogramme (a).

## 4.7.2 ENVISAT

En février 2002, l'ESA lance le satellite Envisat. Contrairement à ERS-2, clone d'ERS-1, qui prenait la succession de ce dernier (bien que les deux satellites ERS aient fonctionné ensemble en raison de la longévité inattendue d'ERS-1), Envisat est un

satellite incluant de nombreux instruments de mesure supplémentaires dont notamment MERIS. Les conflits entre les différents instruments ont conduit au décalage de la fréquence porteuse d'Envisat par rapport à ERS (décalage de 31 MHz)<sup>4</sup>. Pour que deux images soient interféribles, la bande de fréquences au sol du signal rétrodiffusé doit avoir une partie commune. Avec deux fréquences émises différentes, seule une géométrie de prise de vue particulière permet de faire correspondre les spectres d'une image Envisat et ERS.

#### 4.7.2.1 Calcul d'interférogrammes croisés ERS-Envisat

La ligne de base de compensation,  $B_{comp}$ , peut être calculée et est donnée par *Colesanti et al.* [2004] dans le cas d'un terrain plat<sup>5</sup> :

$$B_{comp} = -\frac{(f_2 - f_1)R \tan \theta_1}{f_2} \approx -\frac{(3 \times 10^7) \times (8.5 \times 10^5) \times \tan 23^\circ}{5.33 \times 10^9} \approx -2\text{km} \quad (4.37)$$

-2000 m représente la ligne de base optimale pour avoir la meilleure cohérence possible. L'interférogramme résultant présentera de forts termes "orbital" et "topographique" (équation 2.34) qui dépendent de la ligne de base perpendiculaire, compensé en partie par un terme lié à la différence des fréquences porteuses entre ERS et Envisat. Une telle ligne de base induit donc une hauteur d'ambiguïté (équation 2.32) extrêmement faible  $\sim 4$  m (une ligne de base perpendiculaire de 200 m introduit une hauteur d'ambiguïté de 50 m). Il est donc absolument nécessaire d'avoir un MNT précis pour enlever correctement le terme de topographie. Pour éviter ce type d'erreurs, deux choses ont été faites : (1) le MNT SRTM a été corrigé et amélioré, (2) une ligne de base de l'ordre de -1500 m est utilisée pour augmenter la hauteur d'ambiguïté et diminuer les erreurs induites par l'imprécision du MNT. La figure 4.42 montre les interférogrammes croisés ERS-Envisat calculés pour lier les périodes pré- et post-2002.

<sup>4</sup>ERS et Envisat ont, respectivement, une fréquence porteuse,  $f_c$ , de 5.3 GHz et de 5.331 GHz

<sup>5</sup>Dans le cas où il existe une pente locale avec un angle  $\alpha$  entre le sol et l'horizontale, la ligne de base de compensation devient :

$$B_{comp} = -\frac{(f_2 - f_1)R \tan(\theta_1 - \alpha)}{f_2}.$$

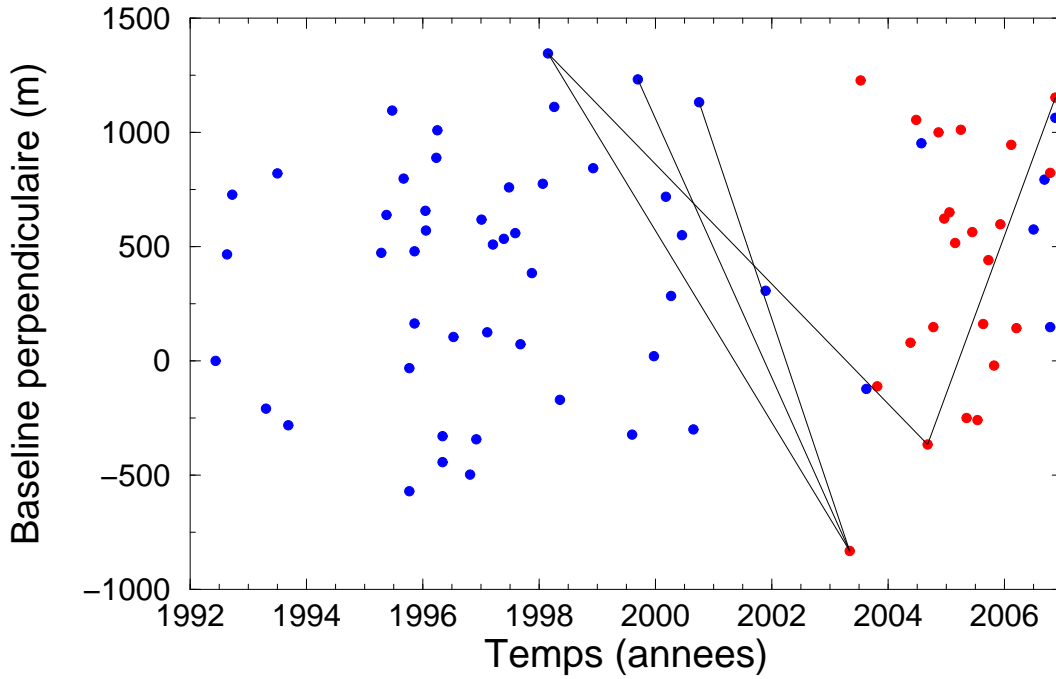


FIG. 4.42 – Représentation de la date d’acquisition des images ERS1-2 (points bleus) et Envisat (points rouges) en fonction de la ligne de base perpendiculaire. Les traits indiquent les interférogrammes calculés dont la ligne de base perpendiculaire permet de faire interférer une image ERS avec une image Envisat.

**correction du MNT.** Afin de déterminer l’erreur sur le MNT, il faut différencier le terme de topographie,  $\varphi_e$  (équation 2.34) des autres contributions (rampe orbitale,  $\varphi_{orb}$ , délai atmosphérique,  $\varphi_n$  et déformation,  $\varphi_{def}$ ). Un critère sur la cohérence est appliqué pour travailler uniquement sur des pixels où le bruit pixellaire peut être négligé. Pour ne considérer que ce terme, une technique est de travailler sur des différences de phase interférométrique. En effet, la longueur d’onde de  $\varphi_e$  est plus petite que celle des termes  $\varphi_{orb}$ ,  $\varphi_n$  et  $\varphi_{def}$ . La rampe orbitale est grande longueur d’onde et ce terme est à peu près constant à l’échelle de quelques pixels. De plus, d’après *Williams et al.* [1998], les effets atmosphériques peuvent être considérés comme constants dans un rayon de 1000 m. Un raisonnement analogue peut être appliqué à la déformation qui, exceptées dans certaines régions (identifiées dans la figure 4.30d) où le gradient de déformation est fort, est à grande longueur d’onde avec un gradient spatial faible. En revanche l’erreur de MNT varie d’un pixel à l’autre. La démarche est donc d’étudier les différences de phase entre pixels proches. Considérant deux pixels proches, de phases  $\varphi_p$  et  $\varphi_q$ , la différence de phase,  $\varphi_{p,q}$  s’écrit donc ainsi :

$$\varphi_{p,q} = \varphi_{p,e} - \varphi_{q,e} = \frac{4\pi B_{\perp}}{\lambda R \sin \theta} (H_p - H_q), \quad (4.38)$$



où  $R$  est la distance terre-satellite,  $\theta$  l'angle de visée et  $H_k$  l'altitude du pixel  $k$ . Si le MNT n'est pas correct, le déphasage,  $\varphi_{p,q}$  va dépendre de la ligne de base  $B_{\perp}$ . Cette ligne de base perpendiculaire étant différente pour chaque interférogramme, en étudiant la différence de phase  $\varphi_{p,q}$  sur plusieurs interférogrammes, il est donc possible de déduire l'erreur sur la différence d'altitude entre les pixels  $p$  et  $q$ . La figure 4.43 montre le MNT simulé dans la géométrie radar avant et après correction.

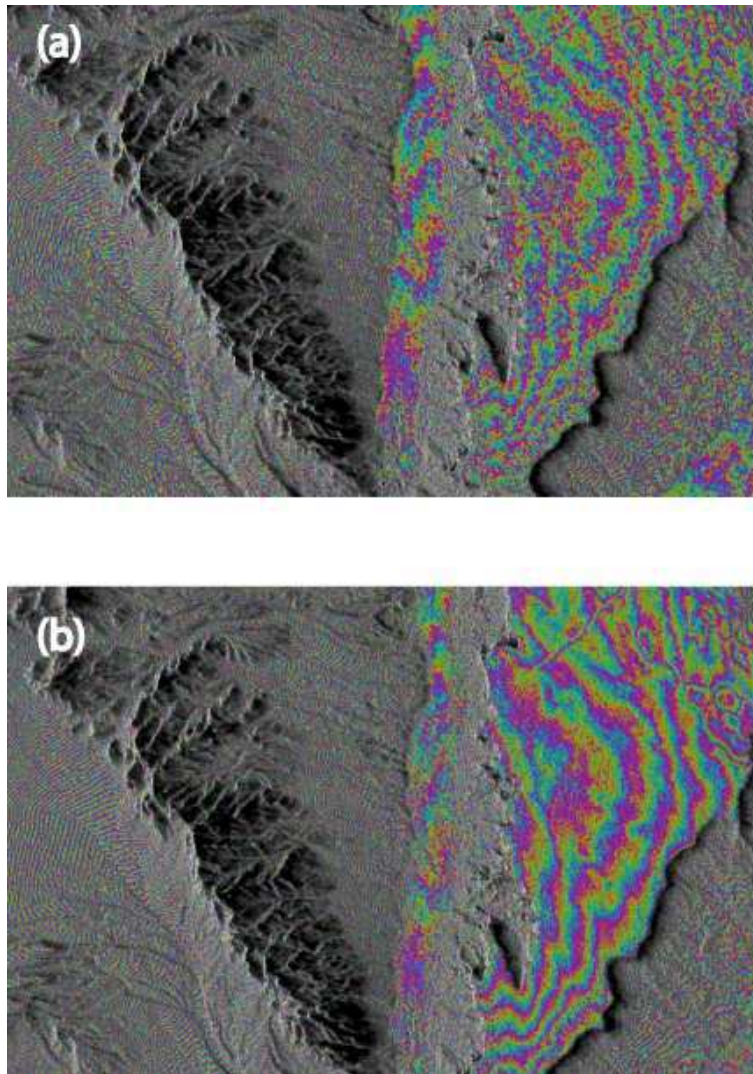


FIG. 4.43 – MNT simulé pour enlever le terme topographique à l'interférogramme brut. (a) Avant correction et (b) après correction.

**Résultats de calculs d'interférogrammes ERS-Envisat.** En raison des grandes lignes de base spatiales utilisées, la cohérence de la phase est perdue sur une partie des interférogrammes. Une des difficultés est donc de pouvoir dérouler la phase, là où elle est restée cohérente. Cet écueil est surmonté en filtrant fortement l'interférogramme

brut obtenu afin de récupérer le maximum d'information. Le déroulement de la phase est ensuite "assisté" en utilisant la relation phase/topographie prédite et un aplatissement de la phase encore enroulée.

La figure 4.44 montre le résultat de quatre interférogrammes croisés ERS-Envisat en géométrie radar. Les zones noires correspondent aux régions sans cohérence, situées principalement au niveau du lac et des montagnes. Les dates d'acquisition des images correspondant à ces interférogrammes encadrent en grande partie la forte chute d'eau qui s'est produite entre 2000 et 2005. La perte de cohérence n'empêche donc pas de voir le soulèvement du sol qui affecte toute la scène interférométrique.

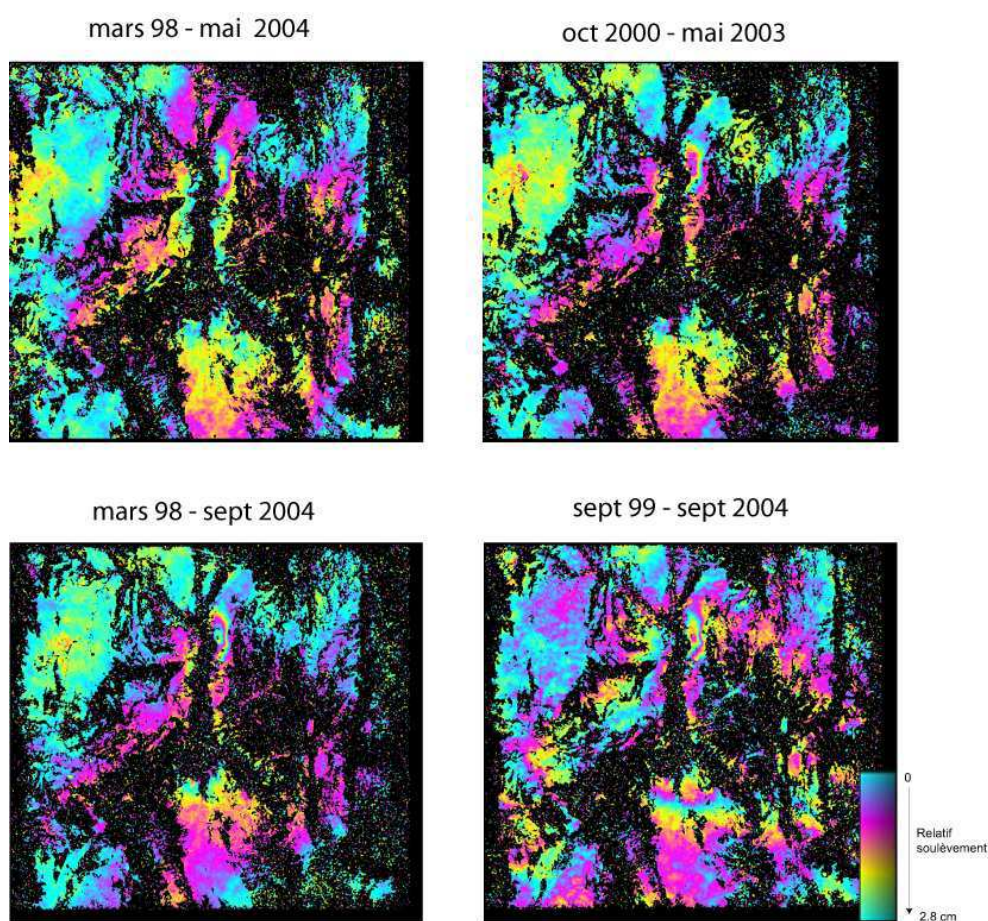


FIG. 4.44 – Exemples d'interférogrammes croisés ERS-Envisat.

Ces interférogrammes croisés sont importants pour faire le lien avec la série temporelle établie avec les 25 images Envisat acquises entre 2003 et 2007. Ce travail est en cours de réalisation ; pour cette raison, la série temporelle complète entre 1992 et 2007 n'est pas montrée dans ce rapport.

## 4.8 Bilan

Cette étude montre qu'il est possible de mesurer l'évolution temporelle d'une déformation de faible amplitude à grandes longueurs d'onde (gradient spatial de déformation de  $\sim 10^{-7}$ ). Néanmoins, la prise en compte du délai tropostatique est une condition indispensable pour évaluer correctement l'amplitude de la déformation lorsque celle-ci est corrélée, même partiellement, à la topographie. La figure 4.45 montre que sans correction du délai tropostatique, la déformation est surestimée de 50%.

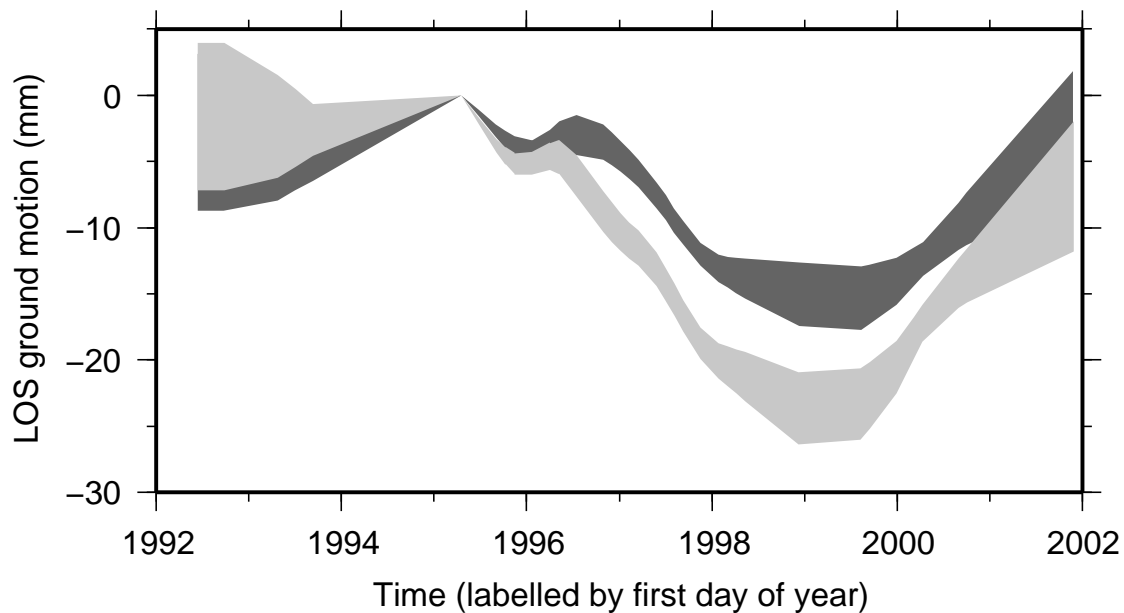


FIG. 4.45 – Évolution temporelle de la déformation sans tenir compte du délai tropostatique (enveloppe grise claire) ou en corrigeant chaque interférogramme du délai tropostatique (enveloppe grise foncée).

Seulement, la correction du délai tropostatique n'est pas suffisante pour avoir une mesure précise. En effet, lorsque les délais résiduels sont importants et l'échantillonnage des images irrégulier, l'opérateur de lissage n'est plus efficace. La figure 4.29a montre la déformation mesurée par InSAR et modélisée pour trois zones proches du lac. La modélisation prédit un déplacement presque identique pour ces trois régions (faible épaisseur de l'enveloppe grise foncée). La variance plus forte de la mesure de la déformation pour ces trois mêmes zones (épaisseur de l'enveloppe grise claire) est en fait due aux délais résiduels non éliminés lors de l'inversion. On observe que l'épaisseur de cette enveloppe n'est pas homogène et que la variance des trois courbes est fortement corrélée à la densité d'acquisition des images radar (la figure 4.28 montre bien cet effet où les dates d'acquisition sont indiquées sur les trois courbes formant l'enveloppe). La variance est, ainsi, la plus faible entre 1995-1998, période durant

laquelle deux tiers des images ont été acquises, tandis qu’aucune information, en terme de déformation, n’est apportée par le début de la série temporelle où le faible échantillonnage, associé à des images acquises principalement durant les mois d’été (affectées statistiquement par de forts délais atmosphériques) engendre une très forte variation des courbes (reflétant les délais résiduels du bruit atmosphérique non réduit par l’inversion).

Nous avons comparé la déformation obtenue par InSAR avec quelques modèles directs élastiques ou visco-élastiques dont celui de *Kaufmann and Amelung* [2000]. Ces modèles sont relativement simples et seules deux couches sont prises en compte, une croûte élastique et un milieu sous-jacent visco-élastique. Au cours de cette étude, je n’ai pas essayé d’inverser les données InSAR afin de trouver les paramètres qui expliquent le mieux la déformation. La raison principale étant qu’en l’état la mesure de la déformation n’est pas assez bien résolue. Il est donc probable que l’inversion des données ne donne pas d’indications beaucoup plus précises que les résultats présentés dans ce chapitre. Toutefois, l’étude de la corrélation (*trade-off*) entre l’épaisseur élastique et la viscosité dans le manteau sous-jacent aurait permis une quantification plus précise de la gamme de viscosité possible.

L’extension de la série temporelle peut permettre d’améliorer la mesure de la déformation et d’essayer d’inverser les données de déformation afin de déterminer plus précisément l’épaisseur élastique et la viscosité mantellique. En effet, malgré la difficulté à lier les séries temporelles pré- et post-2002, les interférogrammes calculés à partir d’images Envisat peuvent être corrigés grâce aux images MERIS. En combinant une correction individuelle du délai total (tropostatique et “turbulent”) et le lissage lors de l’inversion, la précision peut augmenter fortement et permettre une modélisation plus aboutie de la déformation. Une mesure plus précise, permettrait notamment de modéliser les effets poro-élastiques courtes longueurs d’onde ou la déformation plastique de la croûte, non envisagée dans nos simulations.



# Chapitre 5

## Mesure de la déformation intersismique à travers la faille de Haiyuan, Chine

### Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>181</b>
<b>5.2</b>	<b>Measurement of interseismic strain across the Haiyuan fault (Ganzu, China), by InSAR</b>	<b>184</b>
5.2.1	Introduction	184
5.2.2	Seismotectonic Setting	186
5.2.3	ERS InSAR data analysis	187
5.2.4	Discussion and conclusions	201
5.2.5	Appendix : Interferograms Corrections	203

---

### 5.1 Introduction

La collaboration sino-européenne entre l'ESA (European Space Agency) et le NASCC (National Remote Sensing Center of China) a donné lieu à un programme de recherche commun, appelé DRAGON. Ce programme a pour but d'étudier la surface du sol chinois dans de nombreux domaines (agriculture, hydrologie...) et notamment la déformation tectonique particulièrement active dans cette région du monde. Dans le cadre de ce programme, une collaboration entre le laboratoire de Géologie de l'ENS et l'académie des sciences de Beijing s'est instituée J'ai ainsi pu accéder aux images SAR couvrant une partie de la faille de Haiyuan, faille décrochante majeure en Chine accommodant le mouvement entre le plateau du Tibet et le désert de Gobi. Cette section de ma thèse s'intéresse donc au chargement inter-sismique de cette faille. La vitesse relativement lente du chargement de la faille (estimée par GPS ou par des

études morpho-tectoniques entre 6 et 12 mm/yr) combinée à un mouvement principalement horizontal<sup>1</sup>, rend sa mesure difficile. L'étude de la déformation du lac Mead a permis de mettre en place une méthodologie afin de mesurer les faibles déformations. Ce travail a été réinvesti en partie pour mesurer la faible déformation inter-sismique attendue sur la faille de Haiyuan.

La collision entre l'Inde et la lithosphère asiatique, commencée il y a 50 millions d'années, est à l'origine de la plus importante zone de déformation intracontinentale récente du globe. Depuis le début de la collision, dont la vitesse actuelle est mesurée à 5 cm/an, 2500 km de convergence entre la plaque indienne et asiatique ont été absorbés, provoquant une déformation à grande échelle de l'Asie centrale et orientale. Les grandes failles chevauchantes situées au front mais aussi dans le Tien Shan ou le Qilian Shan ont donné naissance à la plus haute chaîne de montagne, l'Himalaya, dont les sommets atteignent 8000 mètres, et au plateau du Tibet. Au nord et à l'est, on observe de grandes failles décrochantes dont la longueur dépasse 1000 km (Altyn Tagh, Karakorum ...). Cependant, le rôle de ces failles dans l'accommodation de la déformation reste encore un débat controversé. En effet, une première famille de modèles considère que la déformation est localisée le long des grandes failles séparant des blocs crustaux rigides peu déformés. Une deuxième famille de modèles privilégie une déformation distribuée à travers la lithosphère continentale, minimisant ainsi l'extrusion dans l'accommodation de la collision. Pendant longtemps, les arguments qui ont nourri le débat sont venus d'études géologiques de terrain permettant d'estimer l'activité long terme des failles. Aujourd'hui, la géodésie permet d'apporter de nouvelles contraintes, et de mesurer les vitesses de failles sur des intervalles de temps courts. Ces perspectives enthousiasmantes souffrent cependant de quelques limitations.

(1) On sait encore mal relier l'activité court- et long-terme d'une faille. Quelle est la signification des vitesses mesurées actuellement ? Est-ce la même que la vitesse moyennée sur plusieurs milliers ou millions d'années déduites de la géomorphologie ? Des modèles récents montrent que l'activité des failles peut être variable suivant l'échelle de temps à laquelle on l'étudie [*Chéry and Vernant, 2006*].

(2) Si les données GPS sont en nombre croissant mais limitées à l'est du Tibet, les données radar dans cette région du globe sont peu nombreuses, ce qui rend plus difficile la détection du signal tectonique parmi le bruit atmosphérique. Cette difficulté est par exemple illustrée par [*Taylor and Peltzer, 2006; Socquet et al., 2007; Lasserre et al., 2007*] qui montrent notamment l'influence des effets troposphériques, même à haute altitude et en climat plutôt froid et sec. Ces effets sont considérés de moindre importance par *Wright et al.* [2004].

Le quart nord-est du Tibet est délimité par trois grandes failles sénestres. La faille de l'Altyn Tagh, s'étendant sur plus de 2000 km à la limite du Tibet et du bassin du Tarim, est la plus spectaculaire. Les dernières études géodésiques montrent des

---

<sup>1</sup>En raison de l'angle de visée du satellite ERS, 23° par rapport à la verticale, les interférogrammes sont plus sensibles à la composante verticale de la déformation, qu'à la composante horizontale.

résultats de vitesses “instantanées” très intéressants, bien que partiellement contradictoires (ce qui empêche de trancher définitivement en faveur d’un des modèles présentés ci-dessus) [Wright et al., 2004; Socquet et al., 2007]. La faille du Kunlun marque la limite nord-est du plateau tibétain proprement dit et s’étend sur plus de 1500 km. Enfin la faille de Haiyuan, située au nord-est de cette dernière, marque la limite avec la plateforme de Gobi Ala Shan. Notre étude porte sur cette dernière faille.

Au cours du XX<sup>ème</sup> siècle, deux séismes d’une magnitude supérieure à 8 se sont produits sur (ou à proximité) de la faille de Haiyuan. En 1920, le tremblement de terre de Haiyuan ( $M=8.7$ ) a rompu la partie est de la faille sur une longueur de 220 km. A l’ouest, un séisme dont la magnitude est estimée entre 8 et 8.3, a rompu les chevauchements du sud-est des Qilian Shan au nord de la faille de Haiyuan (Figure 5.1). Ces deux événements mettent en lumière, la zone centrale de la faille longue de 220 km où aucun séisme important n’a été décrit dans les catalogues de sismicité historique lors de ces 800-1000 dernières années. Cependant, l’étude tectonique le long de ce segment montre des marqueurs décalés par la faille témoignant ainsi de son activité récente durant l’Holocène. L’étude de ce segment via ces marqueurs décalés (supposés post-glaciaires) indique une vitesse de glissement de la faille de  $12\pm 4$  mm.an<sup>-1</sup>.

Ce segment, appelé lacune de “Tianzhu”, est situé à une centaine de kilomètres au nord de villes chinoises importantes telles Lanzhou ou Xining, et est susceptible de produire un séisme de magnitude  $M \geq 8$ , induisant un aléa sismique élevé. La déformation inter-sismique, voire pré-sismique, de cette lacune est donc particulièrement intéressante à étudier.



## 5.2 Measurement of interseismic strain across the Haiyuan fault (Ganzu, China), by InSAR

O. Cavalié<sup>1</sup>, C. Lasserre<sup>1</sup>, M.-P. Doin<sup>1</sup>, G. Peltzer<sup>2</sup>, J. Sun<sup>3</sup>, X. Xu<sup>4</sup> and Z.-K. Shen<sup>2</sup>.

(1) École Normale Supérieure, Laboratoire de Géologie, CNRS UMR 8538, Paris, France.

(2) UCLA, 595 Charles Young Drive East, Los Angeles CA 90095-1567, United States

(3) Graduate University, Chinese Academy of Sciences, 19 Yuquan Road, Beijing 100049, China

(4) Institute of Geology, CEA, POBox 9803, Beijing 100029, China

To be submitted to EPSL

### 5.2.1 Introduction

The on-going India-Asia convergence, initiated  $\sim 50$  Ma ago, is responsible for the deformation of a broad continental area, including the highest mountain range on Earth, the Himalayas, and the Tibetan plateau [e.g., *Molnar and Tapponnier, 1975; Tapponnier and Molnar, 1977*]. In the northern part of the plateau, the deformation is characterized by NE to E-striking, left-lateral faults, the Altyn Tagh, Kunlun, and Haiyuan faults, combined with SE-striking thrusts in the Qaidam basin and the Qilian Shan (Figure 5.1a). Both types of faults contribute to the rising and eastward extrusion of the Tibetan plateau [*Meyer et al., 1998*]. However, opposite views exist about their relative role and the proportion of the convergence they accommodate [e.g., *Tapponnier et al., 2001; England and Molnar, 2005*]. A better quantification of the deformation partitioning in this region relies in part on the systematic determination of faults slip rates at geological (late Pleistocene-Holocene) and geodetic (“instantaneous”) times scales. The combined analysis of long-term and short-term faults behavior is also an important issue to understand fault-loading processes, and fault slip temporal evolution throughout successive seismic cycles, with possible insights on seismic hazard assessment. In Tibet, many studies, based in particular on neotectonic data [*Van der Woerd et al., 2003; Mériaux et al., 2004, 2005; Cowgill, 2007*] and GPS data [*Wang et al., 2001; Shen et al., 2001; Zhang et al., 2004*], have been devoted to these tasks. Radar interferometry (InSAR), given the high density data it provides across faults, has also been successfully used to study coseismic [*Peltzer et al., 1999; Lasserre et al., 2005; Funning et al., 2007*], postseismic [*Ryder et al., 2007*] and interseismic motion [*Wright et al., 2001; Taylor and Peltzer, 2006; Socquet et al., 2007*]. This InSAR study participates in this effort to better document the present-day behavior of the major faults in Tibet.

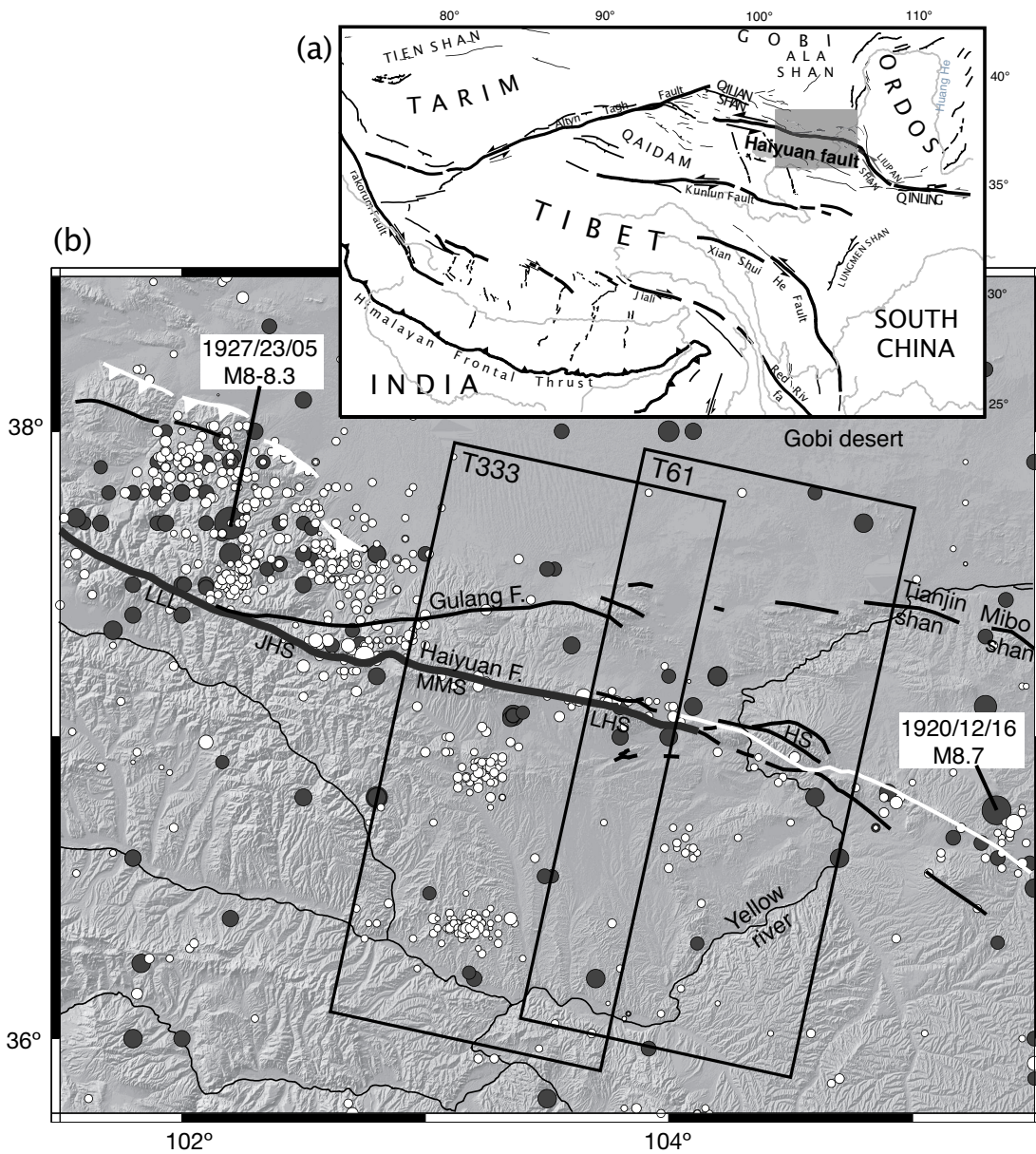


FIG. 5.1 – (a) Tectonic map of India-Asia collision zone. Grey box across Haiyuan fault indicates location of Fig. 1b. (b) Seismotectonic map of Haiyuan fault system. Surface ruptures associated with the  $M \geq 8$  1920 and 1927 earthquakes are indicated in white. Tianzhu seismic gap segment [Gaudemer *et al.*, 1995] is outlined in bold grey. Grey and white circles are  $M_W > 4$  earthquakes for the period 1920 -1993 and 1993-2006 (covered by ERS acquisitions), respectively (compilation from Lasserre *et al.* [2001] and Advanced National Seismic System, ANSS). Black rectangles show the location of analyzed tracks 333 and 61. LLL :Leng Long Ling segment, JQH : Jing Qiang He segment, MMS : Maomao Shan segment, and LHS : Lao Hu Shan segment, HS : Hasi Shan.

We focus on the  $\sim 1000$  km-long Haiyuan fault system which accommodates the relative motion between Tibet and the Gobi Ala Shan platform, at the northeastern rim of the Tibetan plateau (Figure 5.1a). Two large earthquakes have ruptured this fault system during the twentieth century (Figure 5.1b) : the  $M=8.7$  Haiyuan earthquake in 1920 [Deng *et al.*, 1986; Zhang *et al.*, 1987] and the  $M=8-8.3$  Gulang earthquake in 1927 [Repetti, 1928; Gu *et al.*, 1989]. In between these two ruptures areas, a  $\sim 260$  km-long stretch of the fault extending from  $\sim 101.5^\circ\text{E}$  to  $104.2^\circ\text{E}$  (Figure 5.1) has been identified as a seismic gap, the “Tianzhu gap” [Gaudemer *et al.*, 1995]. Owing to the 1920-1927 sequence of earthquakes, it is the most probable site for the next large rupture on the fault. Assessing its potential seismic hazard is thus an important goal. Open issues concerning the current deformation partitioning along the different gap segments, the present-day slip rate along the gap in comparison with the long-term rate, and the thickness of the locked part of the fault also need to be addressed.

We use ERS InSAR data to map the average interseismic velocity field in the gap area for the period 1993-1998 (Figure 5.1). We first present the setting and the available data set as well as our strategy to overcome InSAR limitations in detecting the small tectonic signal (corrections of orbital errors and atmospheric effects, data selection and stacking). A simple locked-fault model is finally proposed.

### 5.2.2 Seismotectonic Setting

The Haiyuan fault is a predominantly left-lateral fault zone, running for  $\sim 1000$  km from  $\sim 98^\circ\text{E}$  in the Qilian Shan to the west, to  $\sim 107^\circ\text{E}$ , where it connects with the Qinling Shan to the east [Gaudemer *et al.*, 1995] (Figure 5.1a). North of the fault, the south-dipping thrusts bounding the northeastern Qilian Shan range front ruptured during the 1927 Gulang earthquake (Figure 5.1b). These thrusts, as well as the left-lateral Gulang fault and the Tianjing and Mibo thrusts system have been inferred to merge at depth with the Haiyuan fault. The 260-km-long Tianzhu seismic gap extends along the western part of the Haiyuan fault (in white on fig. 5.1b) and can be divided into four segments of similar lengths [Liu-Zeng *et al.*, 2007] : from west to east (1) the Leng Long Ling segment (LLL) running up to the junction between the Haiyuan and the Gulang faults, (2) the Jing Qiang He segment (JQH) separated from (3) the Maomao Shan segment (MMS) by the Tianzhu pull apart basin, (4) the Lao Hu Shan segment (LHS) from east of the Song Shan pull-apart basin to the western end of the 1920 rupture (Fig 5.1b).

Neotectonic studies, carried out along the gap and east of it, show an eastward decrease of the post-glacial, long-term slip rate of the fault. West of the junction between the Haiyuan and Gulang faults, along the LLL segment, Lasserre *et al.* [2002] inferred a slip rate of  $19 \pm 5$  mm/yr based on the study of dated offset lateral moraines. East of the junction, along the MMS segment of the gap, the slip rate, constrained by dating offset alluvial terraces, decreases to  $12 \pm 4$  mm/yr due to the

slip partitioning between both the Haiyuan and the Gulang faults [Lasserre *et al.*, 1999] (Figure 5.1b). East of the Yellow river, where several splays of the Haiyuan fault trend in parallel, the analysis of offset geomorphic features not constrained by dating, yield a lower bound on the fault slip rate of  $8 \pm 2$  mm/yr [Zhang *et al.*, 1988a,b]. The total offset and the age of initiation of the Haiyuan fault has also been derived from observations of offset geological and morphological markers at a larger scale. However strong discrepancies exist between various estimates, which are still a matter of debate. The total offset and age of the fault estimated by Burchfiel *et al.* [1991] along the 1920 ruptured segment are 15 km and 2 Ma, respectively. The corresponding estimates by Gaudemer *et al.* [1995] are 95 km (derived from the sigmoidal shape of the Yellow River across the fault) and 10 Ma. Both studies, however, are consistent with geological a slip-rate of  $\sim 10$  mm/yr.

The surface morphology along the Tianzhu gap show clear evidences of past large earthquakes [Gaudemer *et al.*, 1995]. The smallest offsets observed, on the order of  $\sim 10$  m, could be interpreted as the signature of the last coseismic rupture [Lasserre *et al.*, 1999]. A recent paleosismological study of two trenches across the Song Shan basin, in between the MMS and LHS segments, detected four former large earthquakes within the past 3500-3900 years [Liu-Zeng *et al.*, 2007]. The average recurrence interval of about 1000 years derived from this corresponds to the elapsed time since the last large event (eleventh or twelfth century [Liu-Zeng *et al.*, 2007]) possibly corresponding to the winter 1092 A.D. historical earthquake recorded in the seismicity catalogs [Gu *et al.*, 1989]. A few smaller events are also detected in the trenches, the most recent one likely corresponding to the  $M_w 5.8$  1990 earthquake near Song Shan. However, as the smaller events signature in the sediments tends to be masked by larger events, their frequency and occurrence relative to larger earthquakes is difficult to estimate. The analysis of the recent seismicity indicates that several  $M \sim 5$  earthquakes have occurred in the past 20 years near junctions between the gap segments or in the vicinity of the gap (Figure 5.1b). This may suggest that the gap has entered an active phase of its seismic cycle [Gaudemer *et al.*, 1995; Lasserre *et al.*, 2001].

### 5.2.3 ERS InSAR data analysis

#### 5.2.3.1 ERS data set and interferograms formation

To map and quantify the interseismic deformation in the Haiyuan fault area, we use all SAR data acquired by the ERS satellites between 1993 and 1998. We focus on two adjacent tracks (T333 and T61) along descending orbits, covering the eastern part of the Tianzhu seismic gap (Fig 5.1b). We combine 15 images (along T333) and 12 images (along T61) into 27 and 22 interferograms, respectively. Most of them have perpendicular baselines smaller than 200 m (Figure 5.2), which helps maintaining a good coherence across the scenes. No Envisat SAR data were used at this stage, due to the limited temporal and perpendicular baselines distribution until today.

We use the JPL/Caltech ROI-PAC software to process interferograms [Rosen *et al.*, 2004] and the precise ERS orbits provided by DEOS [Scharroo and Visser, 1998]. The topographic phase component is removed using the 3-arc sec SRTM (Shuttle Radar Topography Mapping) DEM [Farr and Kobrick, 2000], after referencing to the WGS84 ellipsoid. Interferograms are resampled using 4 looks in range and 20 looks in azimuth and georectified to the DEM (ground pixels are  $\sim 90 \times 90 \text{ m}^2$ ).

Figure 5.3 shows typical examples of interferograms obtained along both tracks. Phase coherence is good in overall. However, temporal or geometrical decorrelation, likely due to seasonal ground surface changes and erosion, is observed North of the scenes, in the sand dunes of the Gobi desert or in the mountainous areas of the Maomao Shan, Laohu Shan, and Hasi Shan (Figures 5.1b and 5.3).

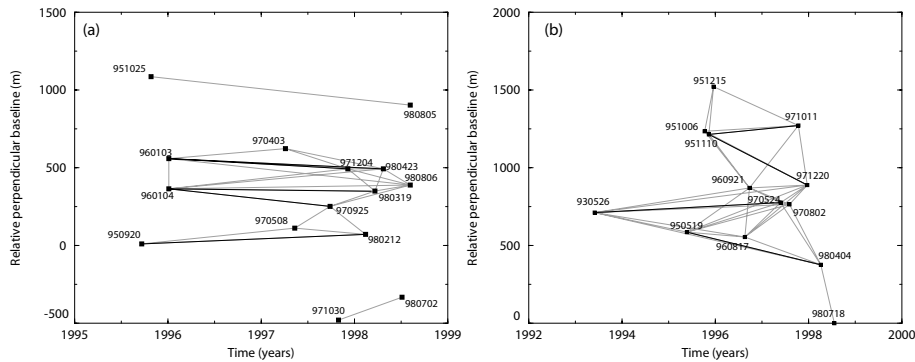


FIG. 5.2 – ERS SAR images available along descending orbits on (a) track 333 (15 images) and (b) track 61 (12 images). The relative perpendicular baselines of interferograms are plotted as a function of image acquisition dates. Grey lines show all processed interferograms. Black lines indicate the interferograms selected for stacking (see discussion in text).

The main problem in extracting interseismic deformation from interferograms is that this tectonic signal is combined in the radar Line Of Sight (LOS) with residual orbital errors and atmospheric phase delays of similar or even larger amplitudes (a few mms to cms [Zebker *et al.*, 1997; Massonnet and Feigl, 1998]), and of comparable spatial wavelengths. This implies trade-offs between the different phase components. In some cases, atmospheric artefacts resulting in strong phase gradients may even be mistaken with the tectonic signal [Puyssegur *et al.*, 2007]. In our data set, the interseismic deformation is clearly observed only in very few interferograms (see the phase gradient across the fault, compatible with left lateral motion, on Figure 5.3a). In most cases, atmospheric effects prevail and are in the form of :

(1) patterns varying randomly in time and space (named type 1 hereafter) due to turbulent mixing [Hanssen, 2001]. In particular, we observe small ripples or blobs, that are typically a few km-wide (Fig 5.3b), large patches (Fig 5.3b,c) or atmospheric

fronts causing high phase gradients (Fig 5.3c). The amplitude of these delays can reach 1 to 2 fringes ( $\sim 6$  to 12 radians LOS).

(2) phase delays quasi-linearly correlated with elevation (“tropostatic effects” [e.g, *Hanssen*, 2001], type 2 hereafter, Fig. 5.3d to f), resulting mostly from temporal variations of the water vapor stratification in the troposphere. In the Haiyuan fault area, the total water vapor content (TCWV) in the troposphere show seasonal variations. It varies in average from  $\sim 3$  mm (+/- a few mm) in winter to  $\sim 22$  mm (+/- a few tens of mm) in summer (source ECMWF Re-Analysis ERA-40, [*Uppala et al.*, 2005]). Hence, the tropospheric phase delay affecting an interferogram, proportional to the TCWV difference between the acquisition times of the two images forming the interferogram [*Bevis et al.*, 1992], can reach up to several cms, far above the expected tectonic signal. However, interferograms formed with two images acquired in winter tend to contain limited atmospheric signal (Fig 5.3a).

One difficulty in this study is to mitigate atmospheric artefacts. Data stacking is one common solution to achieve that [*Zebker et al.*, 1997]. However, given that few interferograms are available and that the temporal distribution of images is non homogeneous among seasons, atmospheric delays, either random in space and time (type 1) or correlated with elevation (type 2), cannot be completely removed by a simple data stacking. In the following, we show that, provided interferograms corrections from orbital errors and tropostatic effects, and a data selection, the signal to noise ratio can be improved significantly enough to retrieve the tectonic signal.

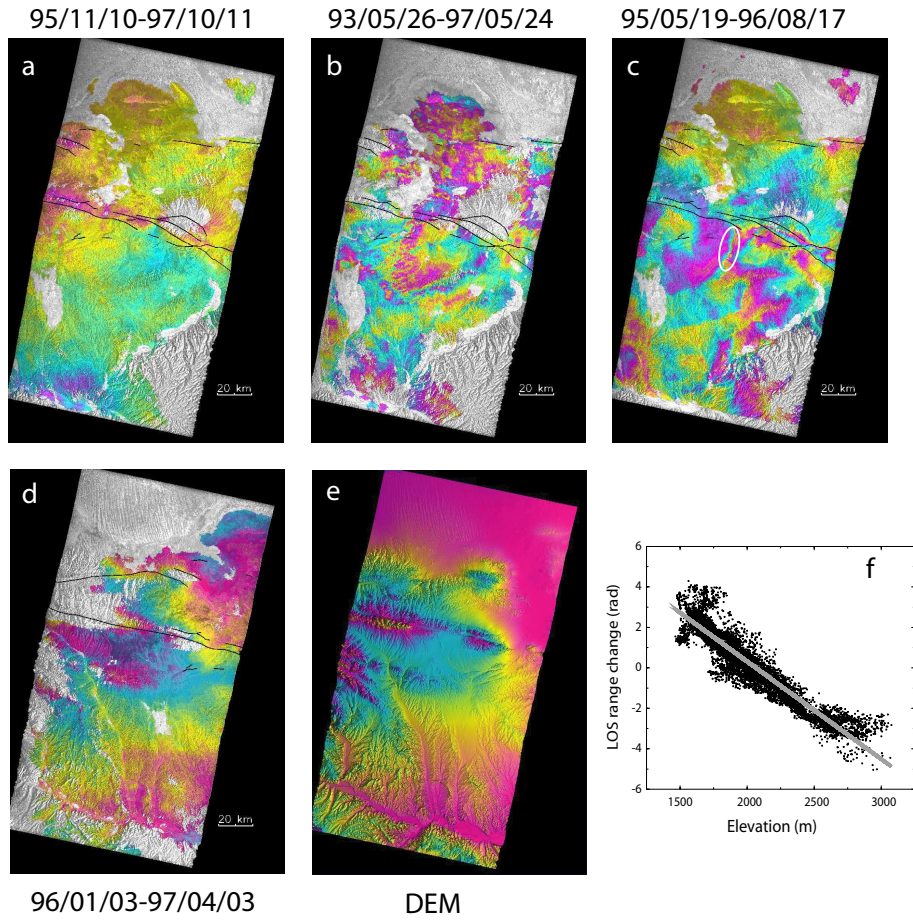


FIG. 5.3 – Examples of interferograms, after correction of residual orbital errors along track 61 (top row) and track 333 (bottom row), showing (a) local atmospheric delays superimposed on the phase gradient due to fault activity, (b) and (c) typical patterns of random atmospheric delays at various scales masking the tectonic signal, or atmospheric fronts causing strong phase gradients (white ellipse), (d), (e), and (f) evidence of phase/elevation correlation. Phase is shown in (d) with corresponding topography from SRTM DEM in (e) where one color cycle (yellow/pink/blue) representing an elevation decrease of 1500 m. In (a) to (d) one color cycle (yellow/pink/blue) represents 28 mm of LOS range change away from the satellite. (f) LOS range change as a function of elevation, computed from (d) and (e), showing a linear phase/elevation relation (best fit in grey).

### 5.2.3.2 Orbital and atmospheric corrections

The LOS interferometric phase  $\varphi$  can be written as the sum of four terms :

$$\varphi = \varphi_{def} + \varphi_{orb} + \varphi_{tropo} + \varphi_{noise} \quad (5.1)$$

where  $\varphi_{def}$  is the phase component related to tectonic loading on the fault,  $\varphi_{orb}$  is the residual orbital phase,  $\varphi_{tropo}$  is the atmospheric phase screen correlated with

elevation and  $\varphi_{noise}$  is the random noise.

Let's consider a conventional model of strain accumulation on a vertical strike slip fault embedded in an elastic half space, slipping at depth under a locked upper crust of thickness  $D_c$ . As the Haiyuan fault is nearly perpendicular to the satellite path (Figure 5.3),  $\varphi_{def}$  can be written as [Savage and Burford, 1973] :

$$\varphi_{def}(y') = \frac{4\pi}{\lambda} \left( \sin(i) \times \frac{s}{\pi} \tan^{-1}(y'/D_c) \right), \quad (5.2)$$

where  $y'$  is the distance along azimuth from the fault,  $s$  the displacement on the fault at depth during the interferogram time span,  $i$ , the incidence angle of the radar LOS, and  $\lambda$  the ERS radar wavelength ( $\lambda = 0.056$  m).

The residual orbital error,  $\varphi_{orb}$ , can be expressed as :

$$\varphi_{orb} = (ax + b)y + cx + d, \quad (5.3)$$

where  $x$  and  $y$  are pixels coordinates in range and azimuth, respectively [Cavalié et al., 2007]. The large wavelength component in azimuth of  $\varphi_{orb}$  and  $\varphi_{def}$  are correlated. It will therefore results in a trade-off between the estimates of the orbital ramp in azimuth (parameters  $a$  and  $b$  of equation 5.3) and the  $D_c$  and  $s$  parameters of equation 5.2.

The phase delay related to the tropostatic effect,  $\varphi_{tropo}$ , (type 2, section 5.2.3.1) is not random in space and mimics the topography [Hanssen, 2001]. Similar studies in Tibet have shown that, in some cases,  $\varphi_{tropo}$ , (thus the interferometric phase) decreases exponentially [Socquet et al., 2007] or linearly with elevation [Taylor and Peltzer, 2006]. A systematic analysis of all our interferograms shows that the phase-elevation relation can be approximated by a linear function, within the elevation range (1500m-3500m) of our study area (Figure 5.3). The tropostatic delay,  $\varphi_{tropo}$ , can thus be modeled as :

$$\varphi_{tropo} = kz, \quad (5.4)$$

where  $z$  is the elevation and  $k$  a constant across scene. Such a linear relation is well defined for all interferograms on track 333, as atmospheric delays of type 1 (see section 5.2.3.1) are limited. Phase-elevation correlation coefficients are larger than 0.5 and 0.7 for 60% and 55% of the interferograms on track 333, respectively, but for only 50% and 10% of the interferograms on track 61, respectively.

Finally,  $\varphi_{noise}$  include random atmospheric delays (type 1, 5.2.3.1), noise due to the variability in scattering properties from one pixel to another, thermal noise and coregistration errors.  $\varphi_{noise}$  is considered as random in space and time and can be



reduced by stacking several independent interferograms [Zebker *et al.*, 1997].

In contrast with the turbulent atmospheric phase screen  $\varphi_{noise}$ , a significant residual  $\varphi_{tropo}$  term may remain on a stack of interferograms, in particular if the distribution of positive and negative phase-elevation correlations is unbalanced in the data set [Cavalié *et al.*, 2007]. While interferograms on track 61 have equally distributed positive or negative correlation coefficients, 95% of interferograms on track 333 have a negative phase-elevation correlation. In this latter case, tropostatic delays corrections are thus clearly required as such delays add in a simple stack. Similarly, residual orbital errors,  $\varphi_{orb}$ , may or may not cancel in the stack, and should therefore be estimated and corrected before geophysical interpretation.

A question is whether to estimate and correct  $\varphi_{orb}$  and  $\varphi_{tropo}$  directly on the stack, or on individual interferograms before stacking. Because both  $\varphi_{orb}$  and  $\varphi_{tropo}$  add linearly when stacking InSAR data, both options should theoretically give the same results. However, the phase coherence varies significantly from one interferogram to another, depending on the temporal and perpendicular baselines. Therefore, due to this resulting data gaps, various pixels in a stack correspond to a various combination of interferograms, thus to a various orbital ramps ( $\varphi_{orb}$ ) and tropostatic effects ( $\varphi_{tropo}$ ) combination. Thus, to avoid spurious phase jumps across data gaps in the scene, each interferogram must be corrected and referenced (averaging the phase to zero) before stacking (see detail in Appendix 5.2.5).

As the orbital ramp cannot be estimated independently from the deformation (trade-off between  $\varphi_{orb}$  and  $\varphi_{def}$ ), we choose to jointly estimate  $\varphi_{orb}$ ,  $\varphi_{tropo}$  and  $\varphi_{def}$ , for each interferogram, before any data stacking (equation 5.1). Using a least square minimization, we solve for parameters  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $d$ ,  $k$ , and  $s$  (equations 5.2 to 5.4), for  $D_c$  values varying between 0 and 20 km. Each interferogram is corrected from  $\varphi_{tropo}$  and  $\varphi_{orb}$  only, and the average phase of the corrected interferogram is set to zero. At this stage, we obtain different sets of corrected interferograms, each set corresponding to a given  $D_c$  value. Figure 5.4 shows an example of correction on a ERS1-2 tandem pair interferogram. The importance of  $\varphi_{tropo}$  and  $\varphi_{orb}$  corrections, and the influence of performing these corrections before or after data stacking is discussed in Appendix 5.2.5.

Note that the residual orbital ramp,  $\varphi_{orb}$ , in each interferogram is not known but only estimated. In particular, its estimated value along azimuth ( $\varphi_{orb,azi} = by$ ) can only be computed with a trade-off with the deformation term,  $\varphi_{def}$ . If this is true for individual corrected interferograms, it will also apply for any data stack. Therefore, in the following, we consider that the stack phase is known modulo a given  $\varphi_{orb,azi}$  term. In Appendix 5.2.5, we show that the stacks of each set of interferograms corrected with different values of  $D_c$  are extremely close from each other, provided a linear adjustment along the azimuth axis and with a small dispersion originating from

the influence of data gaps or slight changes in  $\varphi_{tropo}$  estimates. In particular, we show in the Appendix that geophysical inferences made below do not depend on the value chosen for  $D_c$ . In the following, the displayed figures are all made from the interferograms set with  $D_c = 2$  km.

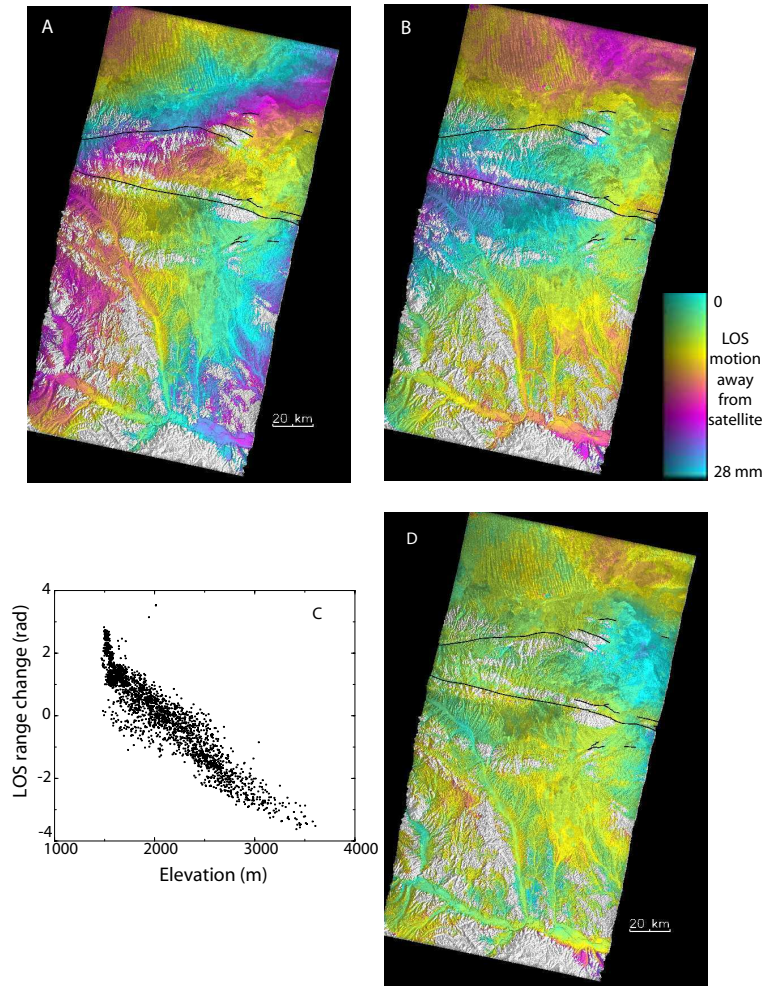


FIG. 5.4 – ERS1-ERS2 tandem interferogram (96/01/03-96/01/04) at different steps of post-processing : (a) conventional interferogram in LOS range change, (b) after correction from residual orbital error (see details in text). It displays a phase-elevation correlation shown in (c). Coefficient correlation is  $r = -0.92$ . (d) Interferogram in (b) after correction from a linear phase-elevation relation. Residuals patterns correspond to random atmospheric delays (during the day that separates the two images, no tectonic signal is expected).

### 5.2.3.3 Interferograms selection

A simple stack of all corrected interferograms is not efficient enough to average the noise and extract the tectonic signal. Strong atmospheric delays remain, due to

the limited number and time-spans of independent interferograms (Figure 5.2). We thus propose to evaluate the Signal to Noise Ratio (SNR) of corrected interferograms, then to select only those presenting the best SNR for stacking.

We first characterize the noise of each interferogram using a function,  $S(r)$ , which measures the mean absolute phase difference between two pixels distant of  $r$  [Puysségur *et al.*, 2007] :

$$S(r) = \frac{\sum_{i,j/d(i,j)=r} |\varphi_i - \varphi_j|}{N_r} \quad (5.5)$$

where  $\varphi_i$  and  $\varphi_j$  are the interferometric phases of pixels  $i$  and  $j$ , respectively,  $d(i, j)$  is the distance separating  $i$  and  $j$ , and  $N_r$  is the number of pixel pairs such that  $d(i, j) = r$ .

To avoid taking into account the phase changes due to the interseismic deformation in the  $S(r)$  estimate, the fault area is masked on a 5-km wide band and only the pairs of pixels located on the same side of the fault are considered. If corrections from orbital and tropospheric errors are correct, the  $S(r)$  function represents the energy function of the residual noise. For most interferograms, this function increases from  $r = 0$  to  $r \sim 30$  km and flattens (see examples on both tracks on Figures 5.5a,d). 30 km thus corresponds to a characteristic distance above which noise becomes spatially decorrelated and  $S(30)$  characterizes the mean noise level of interferograms. For each corrected interferogram, Figures 5.5b,e show  $S(30)$  as a function of the temporal baseline,  $b_T$ . The lowest values of  $S(30)$  are obtained for interferograms computed with images acquired in winter, when atmospheric noise is low. Assuming that the tectonic signal is proportional to  $b_T$ ,  $b_T/S(30)$  describes the interferogram Signal to Noise Ratio. The dashed lines on figures 5.5b,e correspond to a SNR equal to 1, considering a purely left-lateral fault with a rate,  $s$ , of  $6 \text{ mm.yr}^{-1}$  ( $0.5 \text{ rad.yr}^{-1}$  in radar LOS), a reasonable lower bound of the expected slip-rate of the Haiyuan fault [Wang *et al.*, 2001]. We choose to select for stacking all independent interferograms with  $\frac{b_T}{S(30)} > 2 \text{ yr.rad}^{-1}$  (SNR > 1 under the above assumption). Five interferograms are hence selected on track 333 and four on track 61 (circled squares on Figures 5.5b,e and bold lines on figure 5.2).

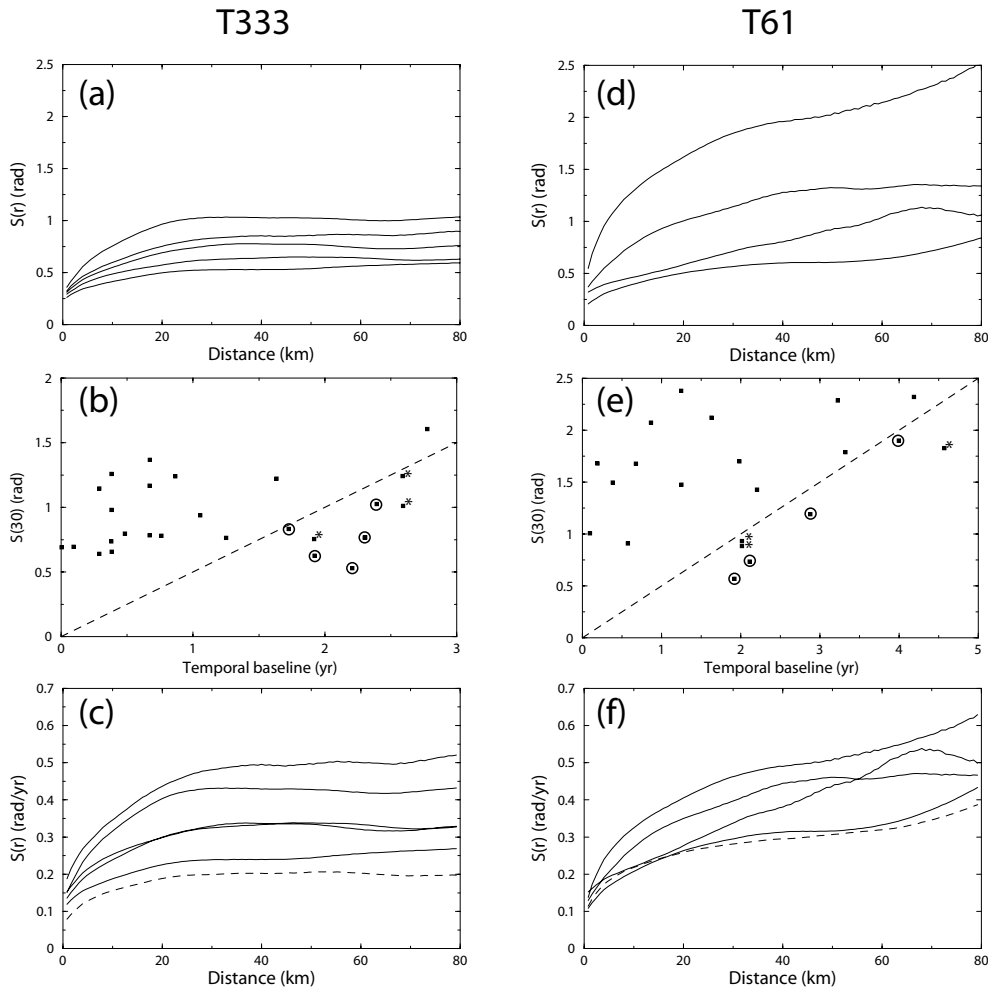


FIG. 5.5 – (a) Noise energy function  $S(r)$  (see definition in text) plotted for corrected and selected interferograms on track 333. (b)  $S(r = 30km)$  for each computed interferogram of track 333 plotted versus temporal baseline (black squares). Dashed line corresponds to a signal to noise ratio equal to one for a left-lateral slip-rate of 6 mm/yr (0.5 LOS rad/yr). Circled squares show interferograms on track 333 selected for stacking (with  $SNR > 1$ ). Squares with star indicate other interferograms with  $SNR > 1$  but redundant with other selected interferograms (same images used) and excluded from stack. (c) Same energy functions as in (a) but normalized by temporal baselines (solid lines). Dashed line : energy function of final stack on track 333 built with the selected interferograms shown in (b). (d), (e), (f) : same as (a), (b), (c), respectively, for track 61.

#### 5.2.3.4 Data stacks : average velocity maps and modelling

The average line of sight velocity maps along tracks 333 and 61 obtained from corrected and selected data stacking are displayed on figures 5.6a,b. They clearly show a steep phase gradient across the Haiyuan fault, consistent with left-lateral shear. The

stacks also possibly indicate a slight LOS velocity change across the Gulang fault, north of the Haiyuan fault. However this signal is not well resolved and might be mixed up with remaining atmospheric noise. The corresponding maps of cumulated time show more heterogeneities on track 61 than on track 333, due to longer and disparate temporal baselines of interferograms (Figures 5.6c,d). Note also that a E-W trending band on track 333 has a smaller cumulated time due to missing lines on a particular interferogram. In areas where the cumulated time is small, velocity changes due to uncompensated atmospheric delays are still observed (shaded areas on Figure 5.6b). In overall, although such residual noise remains at places, data corrections, selection, and stacking sufficiently reduce the noise to keep the phase homogeneous across most of the scenes on each side of the fault. However, we consider that we cannot confidently analyze the lateral, fault-parallel variations of the slip rate.

For this reason and to further reduce the noise impact, we average the velocities on one profile per track perpendicular to the fault. All pixels with a cumulated time larger than half of the maximum value (i.e. larger than 6 years) are used to built the mean profiles. The eastern part of track 61 is not taken into account due to the complexity of the fault geometry there. The fault slip is assumed to be purely horizontal and the LOS velocities are projected into horizontal fault-parallel velocities, considering the radar incidence angle variations from the near range to the far range. The obtained mean profiles for both independant tracks (Figures 5.7c,d) show some very consistent velocity steps and gradients across the fault. When comparing these profiles with the average topographic profiles on both tracks (Figure 5.7a,b), no correlation between obtained fault-parallel velocities and elevation is observed. This supports the idea that the observed signal is due to interseismic loading on the fault.

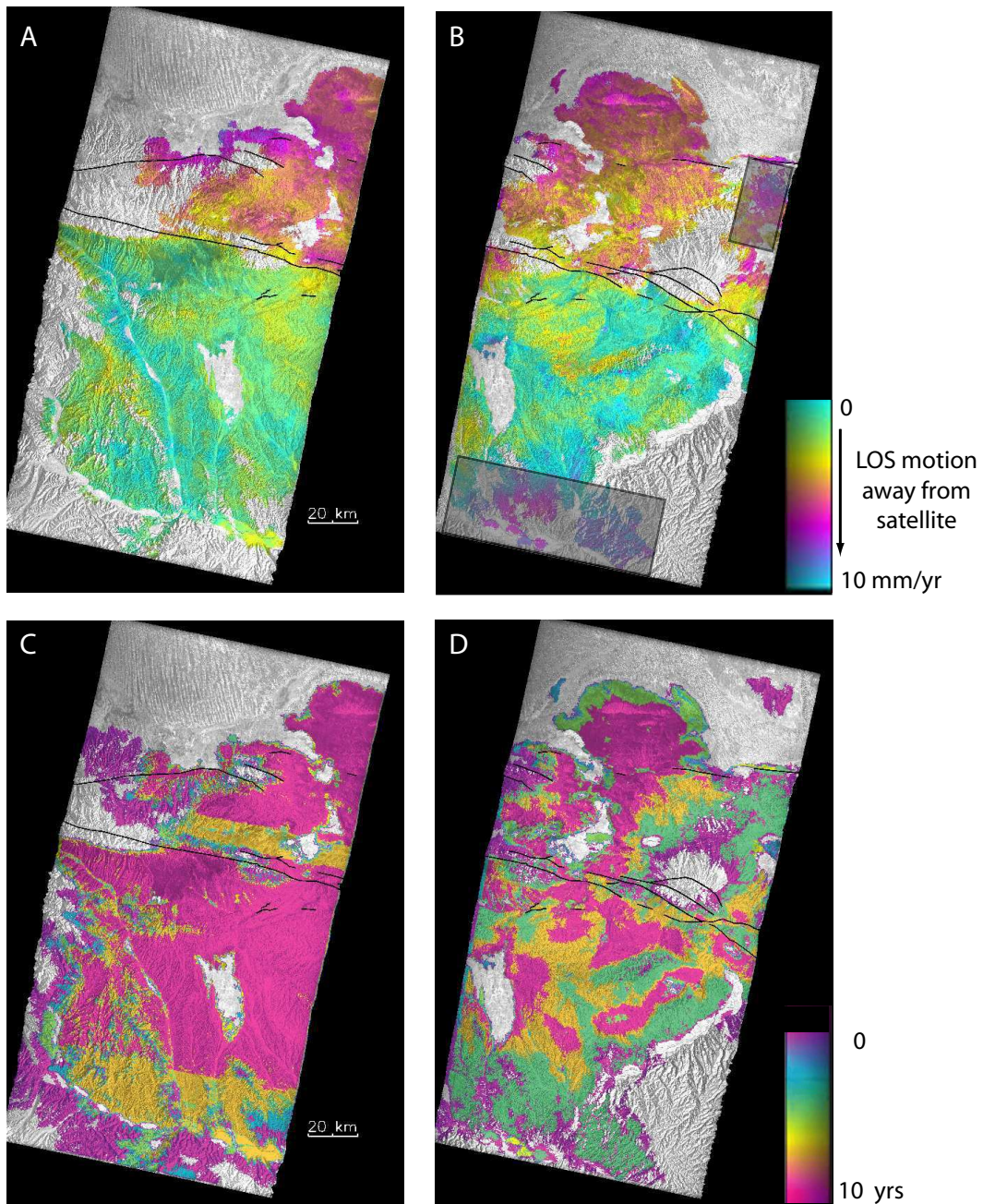


FIG. 5.6 – For track 333 (left column) and track 61 (right column) : (a) and (b) mean LOS velocity maps, calculated by summing individual unwrapped interferograms and dividing by the cumulated time interval (shown in (c) and (d)). Shaded areas outline residual atmospheric noise in areas where only two interferograms are averaged.

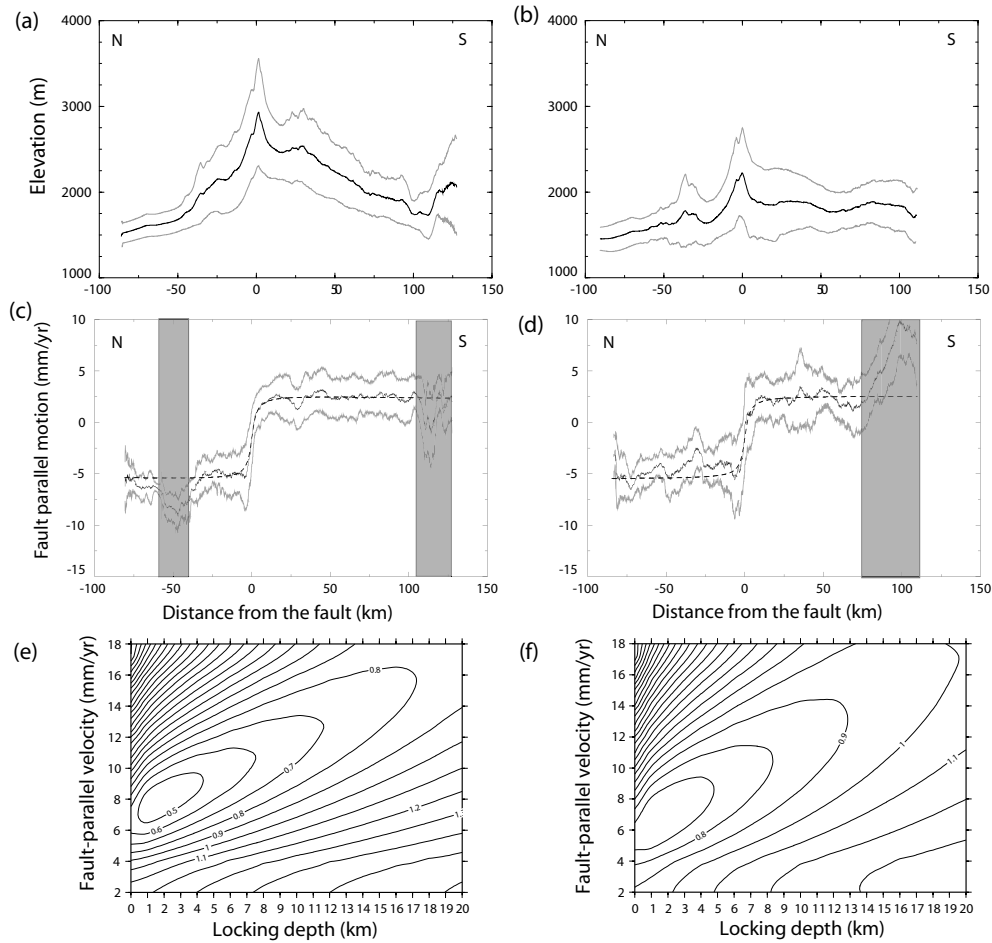


FIG. 5.7 – Average fault-perpendicular profiles across ERS scene along track 333 (left column) and 61 (right column) : (a) and (b) display the average elevation profiles (black lines) together with its standard deviation (grey lines), (c) and (d) display the fault-parallel velocity profiles (black lines), derived from LOS velocities assuming pure strike-slip motion on the fault. Grey lines are the  $1\text{-}\sigma$  lateral velocity deviation from the average profiles. Dashed lines correspond to best fit models with a locking depth of 1.5 km and a far field velocity of 7 mm/yr, after excluding the noisiest parts of the profiles (shaded areas). (e) and (f) are the RMS (in mm/yr) solution-space plot for the fault model.

To model this signal, we apply a conventional model of strain accumulation on a vertical strike slip fault moving aseismically with a slip rate,  $\dot{s}$ , under a locked upper crust of thickness  $D$  [Savage and Burford, 1973]. The surface displacement rate,  $v$ , at distance  $x$  of the fault is modeled by a screw dislocation in an elastic half space :  $v = \frac{\dot{s}}{\pi} \tan^{-1}(y/D)$ . For each locking depth,  $D$ , and fault-parallel velocity,  $\dot{s}$ , we find the best fitting ramp in azimuth that minimizes the RMS misfit between the average profile and this simple model. Mapping this RMS on a  $(\dot{s}, D)$  plane shows the trade-off between  $\dot{s}$  and  $D$  (Figures 5.7e,f). However, for both tracks we find a clear

minimum for a small locking depth around 1.5 km and a slip rate of 7 mm/yr. The corresponding model is represented by dashed lines on the figures 5.7c,d. Note that the results for both independent tracks are remarkably consistent.

To further exploit the data set and improve the tectonic signal detection, we finally stack the fault-parallel velocity maps of tracks 333 and 61 in their overlapping part (Figures 5.1 and 5.8). Nine independent interferograms are hence stacked and the weight of random artefacts (such as random atmospheric delays) must therefore decrease. The total cumulated time reaches up to 20 years. Figures 5.8 and 5.9a,b show the obtained fault-parallel velocity map and the corresponding average profile. The best fit model, M0, indicates a slip rate of 6.5 mm/yr and a locking depth,  $D$ , of 1.6 km (Figure 5.9c). For a comparison, we show on figure 5.9b the best fitting model, M1, obtained assuming a 20 km locking depth. This model, M1, fits the velocity profile in the far field as well as M0, which is not the case in the fault zone (Figure 5.9d).

To estimate the error bar on  $\dot{s}$  and  $D$ , we compare the misfits between models and data in the fault zone and in the far field. As shown on figure 5.9d, the far field of the profile constrains the velocity while the near field allows to estimate more confidently the fault locking depth. The minimum RMS between model and data in the far field is about 0.7 mm/yr and only very slightly depends on the locking depth (light grey area on figure 5.9d). We choose this RMS value as representing the average noise dispersion and use it to limit the domain where the slip rate and the locking depth are confidently estimated (bold lines on Figures 5.9c,d). We consider that both the far field and the near field parts of the profile must be fitted to less than this RMS value. Therefore, the  $(\dot{s}, D)$  confidence domain is determined by the intersections of the two-corresponding 0.7 mm/yr contours (dark grey area on figure 5.9d). The fault-parallel velocity and the locking depth hence range between 4.5 and 8.5 mm/yr and 0 and 6 km, respectively.



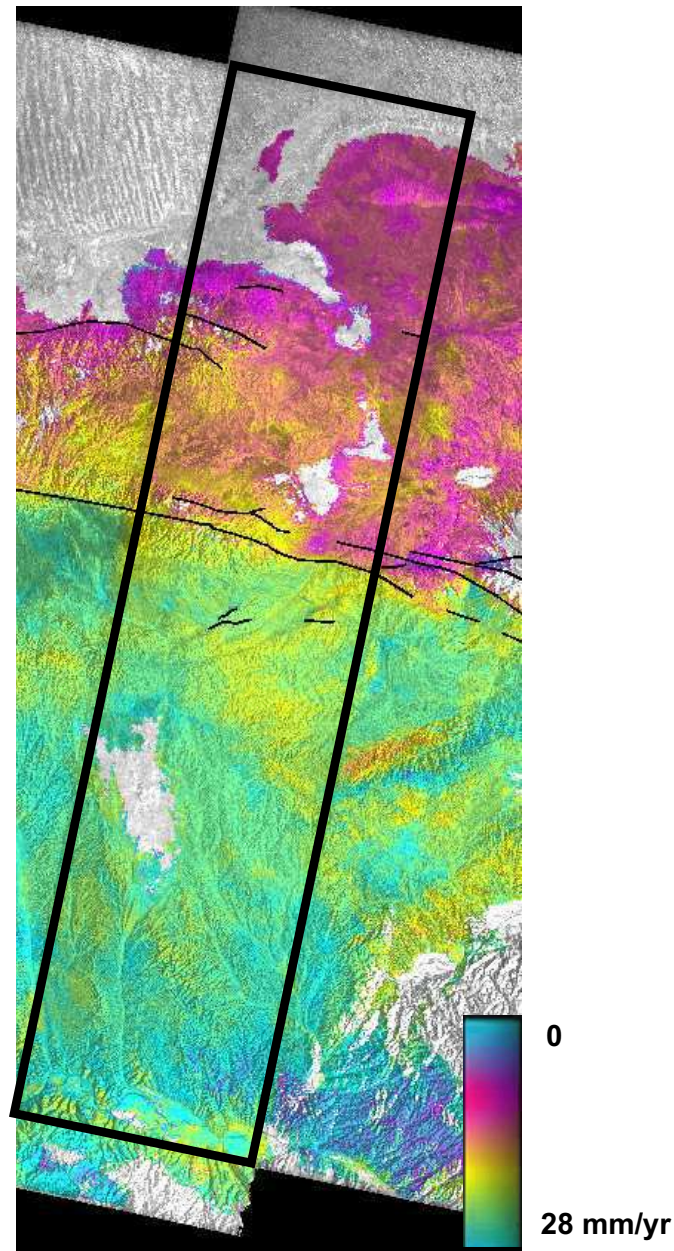


FIG. 5.8 – Average fault-parallel velocity map of the overlapping part of tracks 333 and 61.

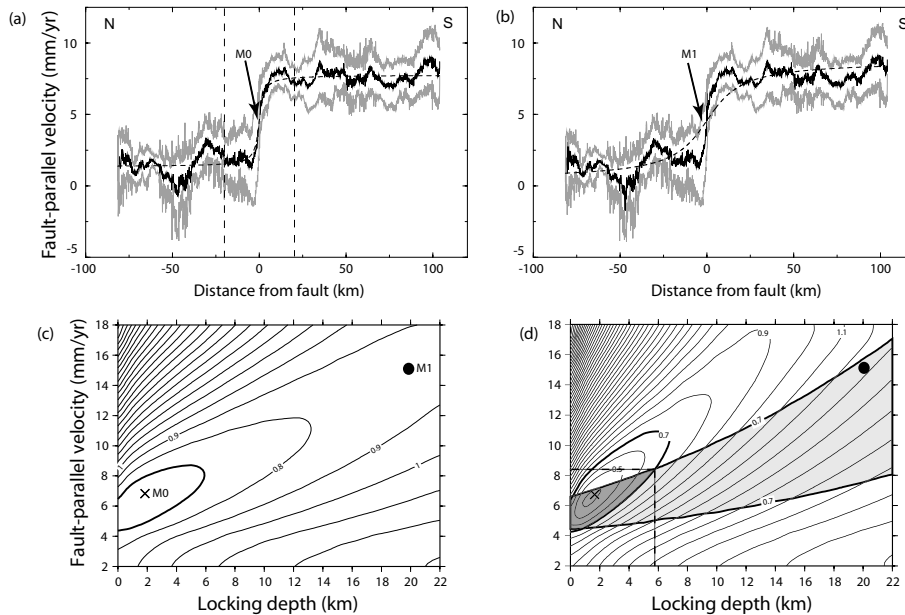


FIG. 5.9 – (a) and (b) Average fault-parallel velocity profile of the overlapping part of tracks 333 and 61 (solid black line) with the  $1\text{-}\sigma$  lateral deviation (grey lines). Dashed lines represent models for a locking depth,  $D$ , of 1.6 km (best-fit Model M0 in (a)) and 20 km (Model M1 in (b)). (c) and (d) are corresponding RMS (in mm/yr) solution-space plots for the fault model. (c) is computed from the whole profile. (d) shows RMS contours (thin lines) in the fault zone delimited by vertical dashed lines in (a). The light grey area delimited by bold lines corresponds to RMS values in the far field smaller than 0.7 mm/yr. The dark grey area corresponds to the near and far field domains intersection, each delimited by the 0.7 mm/yr RMS contours.

## 5.2.4 Discussion and conclusions

Stacking ERS interferograms on two independent tracks, overlapping in part, allow us to characterize the present-day behavior of the Haiyuan fault. We use a simple model with a screw dislocation embedded in an homogeneous elastic half-space to fit our InSAR data. The estimated fault slip rate at depth is determined to be of  $6.5 \pm 2$  mm/yr, which is consistent with recent GPS results [Zhang *et al.*, 2004; Cui *et al.*, 2006]. It is also consistent, within error bars, with Holocene estimates for this section of the Haiyuan fault, although at their lower bound ( $12 \pm 4$  mm/yr [Lasserre, 2000]).

The best-fit modelled locking depth is about 1.6 km. This value is surprisingly low. A first explanation could be that creep is occurring in the brittle upper crust, although no previous studies on this fault ever suspected that. Most known faults in the world show a stick-slip behavior in the upper 10-20 km brittle crust. However a few others are slipping aseismically at the surface (in the upper kilometers of the crust) even during the interseismic phase. Creeping segments have been observed for

the first time on the San Andreas fault system [e.g., *Scholz et al.*, 1969], which system is now surveyed with dense seismological, GPS, and creepmeters networks, and with InSAR data. The high density of surface motion observations along the Hayward fault hence allows to invert for an heterogeneous slip rate distribution on the fault plane. *Schmidt et al.* [2005] show that the fault creeps at a rate of  $\sim 5$  mm/yr from the surface to a depth of 4-6 km. Similarly, on the North Anatolian Fault, *Cakir et al.* [2005] show from InSAR and seismological data that a segment of the fault is creeping between the surface and a depth of 6 km.

If creep exists along the Tianzhu gap, its rate may decrease toward the surface, as suggested by our InSAR data and best-fit model (Figure 5.9). However, given the present InSAR data accuracy and the simple 2D model we use, we can neither completely exclude that creep reaches surface nor distinguish superficial creep from steady slip at depth. Several geological observations would support the possibility of creep in this area. A huge gouge zone, several tens of meters thick has been observed along the fault from the Lao Hu Shan to the eastern bank of the Yellow River (Figure 5.1, [*Lasserre*, 2000]). Gypsum crystals from Miocene formations trapped in the fault zone are also found. Finally, south of the Lao Hu Shan, a few km-wide shear zone contain serpentinite boudins. Frictional properties of these materials would favor sliding along the fault near the surface [*Reinen*, 2000]). However, morphotectonic and paleoseismological studies show that large  $M \sim 8$  earthquake occurred in the past along the gap. Creep, if it occurs, is thus rather transient than steady. One hypothesis is that the 1927 earthquake which ruptured the Qilian Shan thrusts north of the gap, could have reduced the normal stress on the fault, causing unclamping. At present, complementary data (GPS, microseismicity) are too sparse to conclude on this creep scenario.

Instead of creep, the simple fact that a fault damaged zone exists in the study area with gouge and a shear zone, as mentioned above, could explain our results. The elastic moduli in a damaged zone may be much lower than those in ambient “intact” rocks. Such a elastic moduli reduction could increase the displacement gradient across the fault, leading to a small apparent locking depth when using an homogeneous 2D elastic model. Such a behavior has been studied by *Fialko et al.* [2002], modelling the retrograde motion (i.e. opposite to the long-term geologic slip) which occurred on pre-existing faults (the Calico and Rodman faults) in response to stress changes due to 1999 Hector Mine earthquake. These authors infer an effective shear modulus reduction by about a factor two within a compliant 2-km-wide, 2km-deep fault zone around the geological fault traces.

Finally, a few studies underline the role of ductile deformation in the fault zone and its consequence on the seismic cycle [e.g., *Gratier and Gueydan*, 2007]. Ductile deformation could explain as well the sharp velocity gradient across the fault we observe. It can be activated by rock fracturation observed for example in the gouge area along the fault with diffusive mass transfert (pressure solution) [*Gratier et al.*, 2003].

A better understanding of the Tianzhu segment behavior would require additional data such as creepmeters or a denser seismological network. Future analysis of InSAR time series completed with new and frequent Envisat data on descending and ascending orbits should help detecting if the observed deformation behavior is transient or stable on a decade time scale. Moreover, GPS profiles across the fault are measured regularly. These measurements will bring other constraints on the horizontal motion.

Observations possible lateral slip rate variations along the fault which again would require more frequent and numerous InSAR data, are also a key to better understand the Haiyuan fault behavior. Our present results seem to indicate an homogeneous fault behavior across track 333 and 61. It is important in terms of seismic hazard assessment to know whether the observed deformation style is limited to the seismic gap or not, because creep or ductile deformation could decrease the shear stress on the fault plane. It would thus be interesting to study as well the segment of the fault which ruptured during the  $M \sim 8$  1920 earthquake to observe possible variations in strain accumulation between a segment that ruptured recently and the Tianzhu segment considered as a seismic gap.

### 5.2.5 Appendix : Interferograms Corrections

In this appendix, we discuss the influence of the choices made to correct interferograms on the final results. First, we show what the interferogram stacks would look like without corrections. Second, we show why correcting interferograms before stacking improves the stack quality. Third, we discuss the influence of imposing a deformation term with a given locking depth,  $D_c$  (equation 5.2, section 5.2.3.2), within the correction procedure.

(1) On figure 5.10, we compare interferograms stacks on track 333 obtained with or without tacking into account orbital and tropostatic corrections. Figure 5.10a represents the stack from uncorrected interferograms. It displays a residual nearly east-west trend. Therefore, stacking alone is thus not efficient enough to cancel large wavelength trends originating due to orbital errors. The stacks in which interferograms are corrected either from tropostatic ( $\varphi_{tropo}$ , Figure 5.10b) or orbital terms ( $\varphi_{orb}$ , Figure 5.10c) also both present strong residues. In particular, figure 5.10c shows that on track 333, the tropostatic term,  $\varphi_{tropo}$ , cannot be eliminated by a simple stacking because most interferograms (95%) computed along this track display a negative correlation between phase and elevation. Figure 5.10 thus shows that the tectonic signal can be observed but not quantified properly without these corrections.

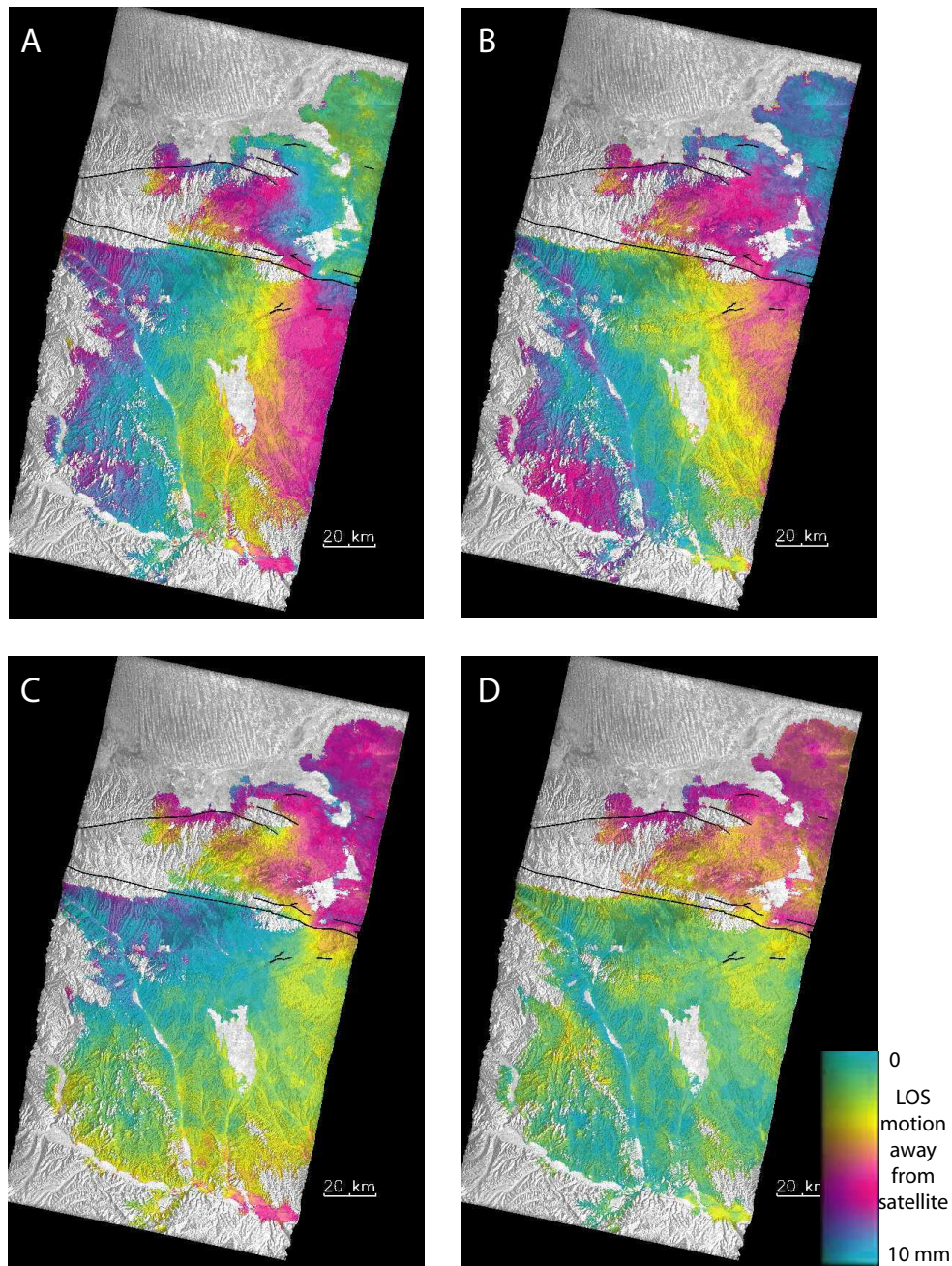


FIG. 5.10 – Influence of  $\varphi_{tropo}$  and  $\varphi_{orb}$  corrections for track 333. (a) Stack of original, uncorrected interferograms. (b) stack obtained after removing  $\varphi_{tropo}$  only from each interferogram. (c) Stack obtained after removing  $\varphi_{orb}$  only from each interferogram. (d) Stack of interferograms corrected from  $\varphi_{tropo}$  and  $\varphi_{orb}$  (as on Figure 5.6a).

(2) Moreover, although  $\varphi_{orb}$  and  $\varphi_{tropo}$  add linearly when stacking InSAR data and could theoretically be estimated before or after stacking, it is best to correct

beforehand the interferograms. Note that the interferometric phase of a pixel is not known in an absolute sense, but only relative to its neighbours. Interferograms can thus be shifted by any arbitrary constant. Furthermore, areas with high phase coherence may vary a lot from one interferogram to another. In this case, the cumulated time map used to build the stack is heterogeneous (see figure 5.11a for track 61). and interferograms must therefore be properly corrected and referenced before stacking. Figures 5.11b,c illustrate the advantage of correcting and referencing the interferograms before stacking : it avoids phase offsets on the stack, associated with cumulated time variations (see contoured areas on figure 5.11b for instance).

To reference interferograms before stacking, one may choose a no-motion reference point. However, any point in a scene will potentially be affected by orbital errors and atmospheric delays, degrading such a referencing quality. Estimating jointly  $\varphi_{orb}$ ,  $\varphi_{tropo}$ , and  $\varphi_{def}$ , correcting the first two terms then setting the interferograms mean phase to zero allows for a better phase referencing of interferograms.

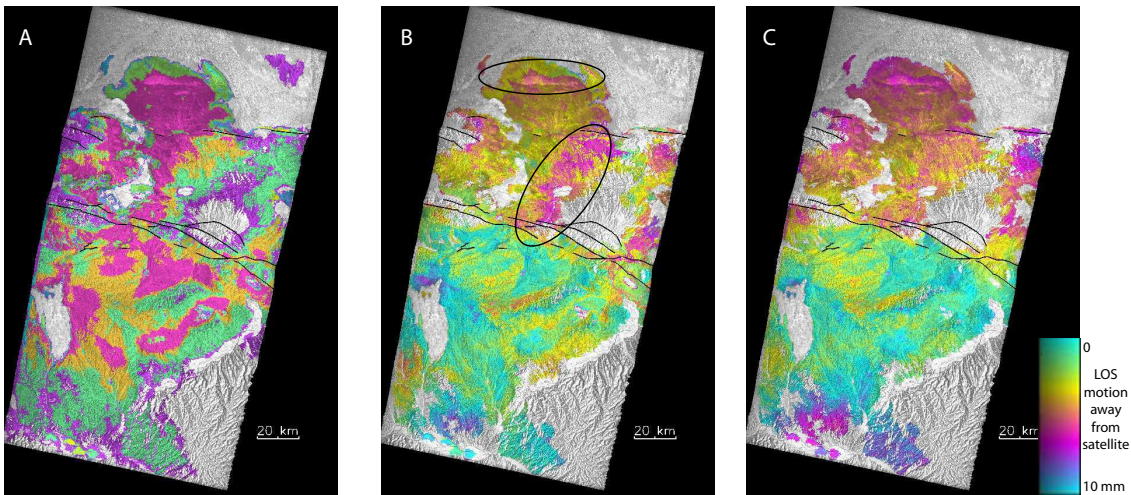


FIG. 5.11 – Influence of correction performed before or after stacking. (a) Cumulated time map for the stack along track 61 (showed on Figure 5.6d). The correction terms (b)  $\varphi_{tropo}$  and  $\varphi_{orb}$  are estimated and removed after stacking the latter being computed from uncorrected interferograms. (c) Stack computed from corrected and referenced interferograms. Black ovals on (b) show examples of areas where the phase variations are due to heterogeneous cumulated time. This effect decreases strongly when interferograms are corrected and referenced before stacking (c).

(3) In section 5.2.3.2, we jointly estimate the deformation,  $\varphi_{def}$ , and the tropo-static,  $\varphi_{tropo}$ , and orbital,  $\varphi_{orb}$ , terms, in order to improve the correction of the last two terms and have a proper interferograms referencing before stacking (see point (2) above). However, first, the linear inversion of  $\varphi_{def}$ ,  $\varphi_{orb}$ , and  $\varphi_{tropo}$  is made for

a given locking depth,  $D_c$ , and second, a trade-off exists between the orbital ramp along the azimuth direction and the deformation term. The correlation coefficients between these last two terms estimation varies between 0.7, for a small locking depth ( $< 100$  m) and 0.95, for a locking depth of 20 km.

To validate our corrections, we must verify that the locking depth,  $D$ , and the slip-rate,  $\dot{s}$ , obtained after inversion of profiles across stacks, do not depend on the initial value  $D_c$  chosen for corrections. We thus estimate  $D$  and  $\dot{s}$  (modulo an azimuthal ramp) for the 15 profiles across the 15 stacks obtained with 15 different values of  $D_c$  between 0 and 20 km (see section 5.2.3.2). Figures 5.12a,b and 5.13a,b show that  $D$  and  $\dot{s}$  yielding a minimum RMS do not depend on the value of  $D_c$ . However, the RMS curves for the different  $D_c$  values differ, showing an RMS increase from  $D_c = 0$  km to  $D_c = 20$  km. This must indicate that the profiles are less noisy as  $D_c$  decreases. In all cases, the minimum RMS is obtained for  $D = 1.6$  km and  $\dot{s} \sim 7$  mm/yr (Figures 5.12a,b and 5.13a,b). Figures 5.12c and 5.13c display two averaged profiles obtained setting  $D_c = 1.5$  or  $D_c = 20$  km, and flattened by adjusting the azimuth orbital ramp. Both profiles are closer in the fault zone (between -30 km and 50 km) than in the far field but are in overall in very good agreement. Their corresponding best-fit models are also very similar and thus only very slightly depend on the chosen  $D_c$  value.

The results shown in section 5.2.3.4 of this paper are for  $D_c = 2$  km, a value close to the final best-fit  $D = 1.5$  km value. We have shown that this choice has a very little impact on the final results but it provides a slightly less noisy profile to work with.

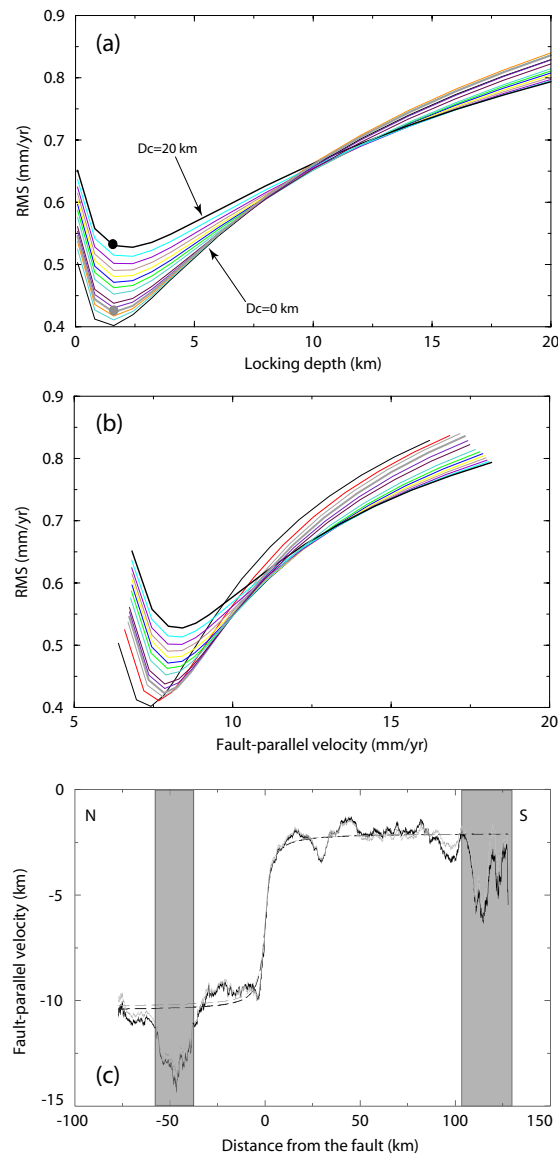


FIG. 5.12 – Influence of the chosen value for  $D_c$  on the best fit models for track 333. (a) RMS versus final locking depth  $D$  and (b) RMS versus fault-parallel velocity. The different curves correspond to  $D_c$  varying between 0 and 20 km. The grey and black thick lines correspond to  $D_c$  of 1.5 km and 20 km, respectively. (c) InSAR averaged profiles (solid line) across the Haiyuan fault flattened by an adjusted linear trend. The grey and black solid lines correspond to two values of  $D_c$  ( $D_c = 1.5$  km and  $D_c = 20$  km, respectively) used to correct interferograms before stacking. Their best fitting models are shown by dashed lines.



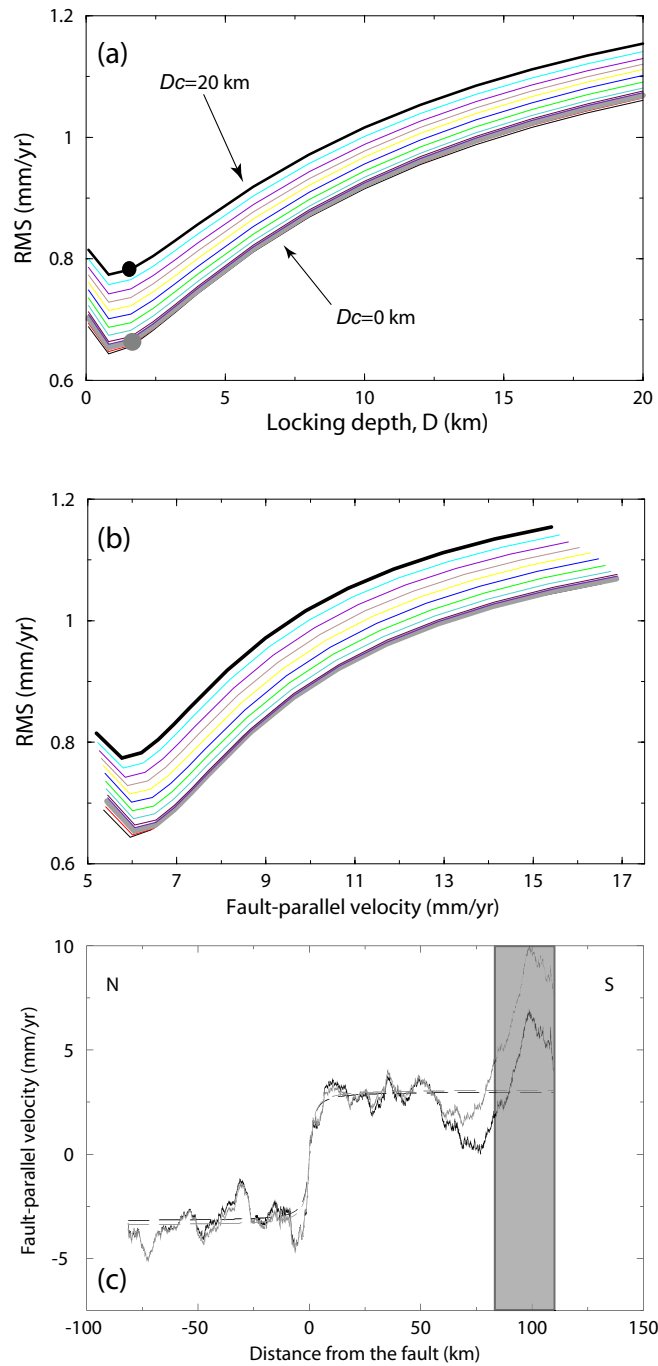


FIG. 5.13 – Influence of the chosen value for  $D_c$  on the best fit models for track 61. (a) RMS versus final locking depth  $D$  and (b) RMS versus fault-parallel velocity. The different curves correspond to  $D_c$  varying between 0 and 20 km. The grey and black thick lines correspond to  $D_c$  of 1.5 km and 20 km, respectively. (c) InSAR averaged profiles (solid line) across the Haiyuan fault flattened by an adjusted linear trend. The grey and black solid lines correspond to two values of  $D_c$  ( $D_c = 1.5$  km and  $D_c = 20$  km, respectively) used to correct interferograms before stacking. Their best fitting models are shown by dashed lines.

# Conclusion et perspectives

L’objectif de cette thèse était de mesurer et de modéliser la déformation de la surface terrestre afin de mieux contraindre la rhéologie de la lithosphère (dans la région du lac Mead) ou le chargement inter-sismique d’une lacune sismique située sur une grande faille intraplaque (faille de Haiyuan). Les modèles de déformation ne peuvent être réalistes que si les contraintes apportées sont de bonnes qualités et la complexité d’un modèle ne pourra pas compenser des mesures de déformations peu précises. Dans cette thèse, j’ai utilisé l’interférométrie radar pour faire ces mesures. S’il est évident pour les personnes utilisant cet outil que l’InSAR n’est pas “presse-bouton” et qu’il est souvent nécessaire d’appliquer des traitements non automatisés pour améliorer le rapport signal sur bruit, cet aspect est communément mésestimé. Une des raisons étant que la précision millimétrique souvent annoncée n’est pas généralisable et dépend de certains facteurs comme le nombre d’images acquises sur une région, le nombre d’interférogrammes indépendants ou encore l’importance des délais atmosphériques.

L’étude principale et la plus novatrice de cette thèse a concerné les déformations liées aux variations de la charge en eau du lac Mead. Le premier objectif est de mesurer précisément la déformation. En s’appuyant sur des paramètres rhéologiques plausibles tirés de l’étude de *Kaufmann and Amelung* [2000], les simulations numériques ont montré que la déformation engendrée par les variations de la charge est faible ( $<$  à 2 cm) sur la période étudiée et de grandes longueurs d’onde ( $>$  à 50 km). De plus, les variations complexes de la charge entraînent des déplacements du sol non linéaires dans le temps. Il est donc nécessaire de connaître l’évolution temporelle de la déformation et une simple moyenne d’interférogrammes, méthode souvent utilisée pour réduire les délais atmosphériques, ne permet pas d’avoir accès aux variations du taux de déformation. Établir une série temporelle d’une déformation présentant un gradient spatial aussi faible n’avait jamais été fait par InSAR auparavant, le principal obstacle étant de corriger ou réduire suffisamment les composantes parasites du signal qui masquent la déformation (erreur orbitale résiduelle et délais atmosphériques, principalement). Cette étude a donc nécessité de faire un effort particulier pour comprendre l’influence de ces termes et a débouché sur une méthode robuste de correction de l’erreur orbitale résiduelle,  $\varphi_{orb}$ , et du délai tropostatique,  $\varphi_{tropo}$ . Bien que la méthode utilisée pour corriger ces deux termes soit différente dans l’étude de la déformation inter-sismique de la faille de Haiyuan, l’effort réalisé préalablement pour

le lac Mead a facilité sa mise en place.

Le principal facteur limitant de l'InSAR correspond aux perturbations de la vitesse des ondes radar lors de la traversée de l'atmosphère. Ces perturbations engendrent des délais "turbulents" distribués de façon aléatoire sur les interférogrammes et donc difficilement estimables, et un délai tropostatique corrélé à la topographie. Cependant, en s'intéressant à une déformation dont le gradient spatial est faible, l'influence des termes de grandes longueurs d'onde tels que l'erreur orbitale résiduelle n'est pas négligeable. Ce problème est illustré dans l'étude du lac Mead où, contrairement à la déformation grande longueur d'onde, des déformations petite échelle de même amplitude sont observables sans traitements particuliers sur les interférogrammes. Ceci est dû au fait qu'à l'échelle de ces déformations restreintes spatialement, la variation des termes grande longueur d'onde est négligeable.

De plus, une conclusion commune des deux études menées durant la thèse est qu'il est indispensable de corriger les interférogrammes du délai tropostatique lorsque la déformation est corrélée, même partiellement, à la topographie (ce qui est fréquemment le cas en sciences de la Terre). Cette correction a été faite à partir des interférogrammes en étudiant la corrélation entre la phase et l'altitude des pixels. Cependant, si la déformation est corrélée à la topographie, l'estimation de la corrélation due uniquement au délai tropostatique peut être problématique. Il est donc préférable de pouvoir estimer ce délai de manière indépendante. Nous montrons dans la section 3.5, que les modèles globaux de réanalyse de données atmosphériques (par exemple ERA40 ou NARR) permettent de calculer efficacement le délai tropostatique fournissant ainsi un outil précieux pour le corriger indépendamment des données InSAR.

Associé à ces corrections, s'est posé le problème du référencement des interférogrammes. En effet, la phase interférométrique n'est connue que relativement à ses voisins, donc à une constante près. Pour inverser un ensemble d'interférogrammes, il est donc nécessaire de trouver une référence commune et précise afin que la variation temporelle de la phase, obtenue par inversion des interférogrammes, ne reflète pas l'imprécision du référencement effectué (décalant les interférogrammes par rapport aux autres). En particulier, référencer la phase sur un pixel ou un ensemble trop faible de pixels ne permet pas de caler avec confiance la phase des interférogrammes entre eux. En effet, cette référence n'est pas stable car elle est soumise à l'influence des délais atmosphériques. Dans le cas du lac Mead, la déformation maximale se situe au centre de la scène interférométrique, une méthode robuste pour pallier ce problème consiste donc à mettre les quatre bords de l'interférogrammes à 0. L'amplitude du déplacement du sol n'est donc pas absolue mais relative à cette référence.

Enfin, Les délais atmosphériques "turbulents" étant importants dans la région du lac Mead, il a fallu réfléchir à la manière de limiter leur impact. Sans données MERIS ou MODIS, ce délai n'est pas corrigeable individuellement (sur chaque in-

terférogramme). En revanche, contrairement à la déformation cherchée ici, les délais turbulents sont décorrélés d'une image à l'autre. En inversant notre jeu d'interférogrammes, la série temporelle résultante correspond donc à la somme du signal de déformation, cohérent dans le temps, et des oscillations hautes fréquences liées au délai turbulent. La minimisation du taux de variation de la phase entre deux dates consécutives a permis de réduire sensiblement le délai atmosphérique résiduel. Toutefois, nous montrons que la précision de la mesure obtenue dépend fortement de la densité d'images acquises (cf. section 4.6).

Sur le plan de l'InSAR, la différence notable entre les deux études présentées dans cette thèse est justement le nombre d'images disponibles et la densité d'acquisition sur la période considérée. En effet, le continent américain est très bien imagé tandis que peu d'images sont acquises sur la région du Tibet. Or, on a montré dans le chapitre 4 que la précision d'une série temporelle InSAR est fortement dépendante du nombre d'acquisitions (en plus évidemment de l'importance du délai atmosphérique). Les essais pour établir une série temporelle InSAR du déplacement inter-sismique à travers la faille de Haiyuan se sont donc montrés infructueux. La solution choisie à été de sommer et moyenner plusieurs interférogrammes. Cependant, un simple stack intégrant le maximum d'interférogrammes indépendants n'a pas suffi à moyenner les délais turbulents d'amplitudes parfois très fortes et extrêmement variables d'un interférogramme à l'autre. La procédure mise en place a été de sélectionner les interférogrammes en fonction de leur ratio signal sur bruit. Considérant une vitesse de glissement de la faille (déterminée par GPS ou les études morpho-tectoniques) permettant d'estimer l'amplitude du signal tectonique sur un interférogramme, nous avons sélectionné les interférogrammes dont le ratio signal sur bruit est supérieur à 1 (cf. section 5.2.3.3). Cette méthode de sélection a permis de caractériser la déformation à travers la faille de Haiyuan, sans pour autant atteindre une précision suffisante pour analyser avec confiance les variations potentielles du gradient de déformation.

A court terme, l'utilisation de modèle de réanalyse de données météorologiques pour avoir une estimation indépendante du délai tropostatique semble être une piste très intéressante. A plus long terme, l'amélioration sensible de la mesure InSAR passera par la correction des délais turbulents. L'utilisation couplée d'images MERIS et de codes numériques méso-échelles simulant la variation spatiale du délai atmosphérique total semble être la méthode la plus prometteuse. Une correction fiable des délais atmosphériques constituerait alors une étape décisive en télédétection et permettrait d'améliorer sensiblement les contraintes des modèles.

Néanmoins, la méthodologie mise en place au cours de cette thèse a permis d'atteindre en partie les objectifs "géophysiques" qui ont initié ces études. En effet, la vitesse de glissement en profondeur de la faille de Haiyuan a pu être déterminée assez précisément et est de  $6.5 \pm 2$  mm/yr. Outre la vitesse de glissement, un résultat inattendu, surprenant et au final très intéressant concernant la profondeur de blo-

age a été obtenu. En effet, en utilisant un modèle simple mais couramment utilisé pour étudier les déformations inter-sismiques [*Savage and Burford, 1973*], on montre que la profondeur de blocage expliquant le mieux les données InSAR est de 1.6 km. Cette profondeur de blocage ne correspondant à aucun comportement inter-sismique de faille connu, il est donc très probable que la déformation de la croûte supérieure cassante ne soit pas seulement élastique, ou homogène à travers la faille. Plusieurs hypothèses à ce stade de l'étude sont envisagées : (1) l'observation de gypse et de serpentine peut favoriser du glissement superficiel le long de la faille, (2) la gouge également observée dans la zone de faille peut être à l'origine d'une diminution des paramètres élastiques aux abords de la faille, augmentant ainsi localement le gradient de déformation, (3) enfin on ne peut pas exclure une déformation ductile dans la zone de faille.

En ce qui concerne le lac Mead, les mesures InSAR de la déformation entre 1992 et 2002 ont permis de confirmer la faible viscosité mantellique ( $10^{18}$  Pa.s) dans cette partie du Basin and Range. Bien que l'étude ait montré le potentiel de l'InSAR en établissant pour la première fois la série temporelle d'une déformation dont le gradient spatial est faible, la précision de la mesure obtenue n'est pas assez bonne lorsque la densité d'acquisition est faible pour pouvoir envisager d'inverser les données et explorer plus en détail l'espace des paramètres (principalement l'épaisseur élastique de la lithosphère et la viscosité mantellique). La précision nécessaire peut être atteinte en prolongeant la série temporelle. En effet, 25 images ENVISAT, ainsi que les images MERIS correspondantes, ont été acquises entre 2003 et 2007. Il est donc envisageable de corriger les délais turbulents sur chaque interférogramme. Une mesure plus précise permettra de mieux contraindre les modèles rhéologiques et de prendre en compte des mécanismes de déformation tels que la poro-élasticité ou la plasticité dans la croûte.

# Bibliographie

- Adams, K. D., S. G. Wesnousky, and B. G. Bills (1999), Isostatic rebound, active faulting, and potential geomorphic effects in the lake Lahontan basin, Nevada and California, *Geol. Soc. of Am. Bull.*, *111*, 1739–1756.
- Amelung, F., D. L. Galloway, J. W. Bell, H. A. Zebker, and R. J. Laczniaik (1999), Sensing the ups and downs of Las Vegas : InSAR reveals structural control of land subsidence and aquifer-system deformation, *Geology*, *27*(6), 483–486.
- Avallone, A., A. Zollo, P. Briole, C. Delacourt, and F. Beauducel (1999), Subsidence of Campi Flegrei (Italy) detected by SAR interferometry, *Geophys. Res. Lett.*, *26*(15), 2303–2306.
- Avouac, J.-P., and P. Tapponnier (1993), Kinematic model of active deformation in central Asia, *Geophys. Res. Lett.*, *20*, 895–898.
- Baby, H. B., P. Golé, and J. Lavergnat (1988), A model for the tropospheric excess path length of radio waves from surface meteorological measurement, *Radio Science*, *23*.
- Beauducel, F., P. Briole, and J. L. Froger (2000), Volcano wide fringe in ers sar interferograms of etna : Deformation or tropospheric effect?, *J. Geophys. Res.*, *105*(B7), 16,391–16,402.
- Berardino, P., G. Fornaro, R. Lanari, and E. Sansosti (2002), A new algorithm for surface deformation monitoring based on small baseline differential SAR interferograms, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, *40*, 2375–2383.
- Bevis, M. S., S. Businger, T. A. Herring, C. Rocken, R. A. Anthes, and R. H. Ware (1992), Gps meteorology : Remote sensing of atmospheric water vapor using the global positioning system, *J. Geophys. Res.*, *74*, 253–274.
- Bevis, M. S., S. Businger, S. Chiswell, T. A. Herring, C. Rocken, R. A. Anthes, and R. H. Ware (1994), Gps meteorology : Mapping zenith wet delays onto precipitable water, *Journal of Applied Meteorology*, *33*, 379–386.

- Bevis, M. S., S. Chiswell, S. Businger, T. A. Herring, and Y. Bock (1996), Gps meteorology : Mapping zenith wet delays onto precipitable water, *Radio Science*, *31*(3), 477–487.
- Bills, B. G., and G. M. May (1987), Lake Bonneville : Constraints on lithospheric thickness and upper mantle viscosity from isostatic warping of Bonneville, Provo, and Gilbert stage shorelines, *J. Geophys. Res.*, *92*, 11,493–11,598.
- Bills, B. G., D. R. Currey, and G. A. Marshall (1994a), Viscosity estimates for the crust and upper mantle patterns of lacustrine shoreline deformation in the Eastern Great Basin, *J. Geophys. Res.*, *99*, 22,059–22,086.
- Bills, B. G., S. L. de Silva, D. R. C. R. S. Emenger, K. D. Lillquist, A. Donnellan, and B. Worden (1994b), Hydro-isostatic deflection and tectonic tilting in the central Andes : Initial result of a GPS survey of Lake Minchin shorelines, *Geophys. Res. Lett.*, *21*(4), 293–296.
- Blanpied, M. L., D. A. Lockner, and J. D. Byerlee (1991), Fault stability inferred from granite sliding experiments at hydrothermal conditions, *Geophys. Res. Lett.*, *18*, 609–612.
- Bouin, M.-N., and C. Vigny (2000), New constraints on Antarctic plate motion and deformation from GPS data, *J. Geophys. Res.*, *105*, 28,279–28,294.
- Bourne, S. J., T. Árnadóttir, J. Beavan, D. J. Darby, P. C. England, B. Parsons, R. I. Walcott, and P. R. Wood (1998a), Crustal deformation of the Marlborough fault zone in the South Island of New Zealand : Geodetic constraints over the interval 1982-1994, *J. Geophys. Res.*, *103*, 30,147–30,166, doi :10.1029/98JB02228.
- Bourne, S. J., P. C. England, and B. Parsons (1998b), The motion of crustal blocks driven by flow of the lower lithosphere and implications for slip rates of continental strike-slip faults, *Nature*, *391*, 655–659.
- Brace, W. F., and J. D. Byerlee (1966), Stick slip as a mechanism for earthquakes, *Science*, *153*, 990–992.
- Brady, R., B. Wernicke, M. McNutt, J. Mutter, and G. Correa (2000), Results of the Basin and Range Geoscientific Experiment (BARGE) : A marine-style seismic reflection survey across the eastern boundary of the central Basin and Range Province, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, *1*, 2000GC000078.
- Briole, P., D. Massonnet, and C. Delacourt (1997), Post-eruptive deformation associated with the 1986-87 and 1989 lava flows of Etna detected by radar interferometry, *Geophys. Res. Lett.*, *24*, 37–40.

- Burchfiel, B. C., P. Zhang, Y. Wang, W. Zhang, F. Song, Q. Deng, P. Molnar, and L. Royden (1991), Geology of the Haiyuan fault zone, Ningxia-hui autonomous region, China, and its relation to the evolution of the northeastern margin of the tibetan plateau, *Tectonics*, *10*, 1091–1110.
- Bürgmann, R., P. A. Rosen, and E. J. Fielding (2000), Synthetic Aperture Radar interferometry to measure Earth's surface topography and its deformation, *Annu. Rev. Earth. Planet. Sci.*, *28*, 169–209.
- Cadek, O., and Y. Ricard (1992), Toroidal poloidal energy partitioning and global lithospheric rotation during Cenozoic time, *Earth. Planet. Sci. Lett.*, *109*((3-4)), 621–632.
- Cakir, Z., A. M. Akoglu, S. Belabbes, S. Ergintav, and M. Meghraoui (2005), Creeping along the Ismetpasa section of the North Anatolian fault (Western Turkey) : Rate and extent from insar, *Earth. Planet. Sci. Lett.*, *238*, 225–234.
- Cathles, L. M. (1975), *The Viscosity of the Earth's Mantle*, 386 pp., Princeton University Press, Princeton, New Jersey.
- Cavalié, O., M.-P. Doin, C. Lasserre, and P. Briole (2007), Ground motion measurement in the Lake Mead area, Nevada, by differential synthetic aperture radar interferometry time series analysis : Probing the lithosphere rheological structure, *J. Geophys. Res.*, *112*(B3), B03403, doi :10.1029/2006JB004344.
- Chaabane, F., A. Avallone, F. Tupin, P. Briole, and H. Maitre (2004), Correction of local and global tropospheric effects of differential SAR interferograms for the study of earthquake phenomena, *Proc. of FRINGE 2003 Workshop, Frascati, Italy, 1-5 December 2003 (ESA, SP-550, June 2004)*.
- Cheng, X., and G. Xu (2006), The integration of JERS-1 and ERS SAR in differential interferometry for measurement of complex glacier motion, *Journal of Glaciology*, *52*(76), 80–88.
- Chéry, J., and P. Vernant (2006), Lithospheric elasticity promotes episodic fault activity, *Earth. Planet. Sci. Lett.*, *243*, 211–217.
- Chéry, J., M. D. Zoback, and R. Hassani (2001), An integrated mechanical model of the San Andreas fault in central and northern California, *J. Geophys. Res.*, *106*(B10), 22,051–22,066.
- Cohen, S. C. (1998), On the rapid postseismic uplift along Turnagian Arm, Alaska, following the 1964 Prince William Sound earthquake, *Geophys. Res. Lett.*, *25*, 1213–1215.
- Colesanti, C., and J. Wasowski (2006), Investigating landslides with space-borne synthetic aperture radar (SAR) interferometry, *Engineering Geology*, *88*(3-4), 173–199.



- Colesanti, C., A. Ferretti, F. Novali, C. Prati, and F. Rocca (2003), SAR monitoring of progressive and seasonal ground deformation using the permanent scatterers technique, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, *41*, 1685–1701.
- Colesanti, C., F. De Zan, A. Ferretti, C. Prati, and F. Rocca (2004), Generation of DEM sub-metric vertical accuracy from 30' ERS-ENVISAT pairs, *Proc. of FRINGE 2003 Workshop, Frascati, Italy, 1-5 December 2003 (ESA, SP-550, June 2004)*.
- Cowgill, E. (2007), Impact of riser reconstructions on estimation of secular variation in rates of strike-slip faulting : Revisiting the Cherchen River site along the Altyn Tagh Fault, NW China, *Earth. Planet. Sci. Lett.*, *254*(3-4), 239–255.
- Cui, D., Q. Wang, X. Zhang, W. Wang, X. Xu, Z. Shenand, and C. Lasserre (2006), Interseismic deformation of Tianzhu seismic gap, Haiyuan fault, determined by GPS observations, paper presented at AGU 2006 Western Pacific Geophysics Meeting, Beijing, China, 24-27 July 2006.
- Curlander, J. C., and R. N. McDonough (1991), *Synthetic aperture radar : systems and signal processing*, John Wiley and Sons, Inc, New York.
- Davis, J. L., T. A. Herring, I. I. Shapiro, A. E. E. Rogers, and G. Elgered (1985), Geodesy by radio interferometry ; Effects of atmospheric modelling errors on estimates of baseline length, *Radio Science*, *20*, 1593–1607.
- Delacourt, C., P. Briole, and A. Achache (1998), Tropospheric corrections of SAR interferograms with strong topography. Application to Etna, *Geophys. Res. Lett.*, *25*, 2849–2852.
- Deng, Q., et al. (1986), Variations in the geometry and amount of slip on the Haiyuan (Nanxihaushan) fault zone, China, and the surface rupture of the 1920 Haiyuan earthquake, in *Earthquake Source Mechanics, Geophys. Monogr. Ser.*, vol. 37, edited by Das, S. et al., pp. 169–182, AGU, Washington, D.C.
- Dieterich, J. H. (1979), Modelling of rock friction : 1. Experimental results and constitutive equations , *J. Geophys. Res.*, *84*, 2161–2168.
- Dixon, J. E., T. H. Dixon, D. R. Bell, and R. Malservisi (2004), Lateral variation in upper mantle viscosity : role of water, *Earth. Planet. Sci. Lett.*, *222*, 451–467.
- Doin, M.-P., L. Fleitout, and D. McKenzie (1996), Geoid anomalies and the structure of continental and oceanic lithospheres, *J. Geophys. Res.*, *101*(B7), 16,119–16,135.
- Duebendorfer, E. M., and E. T. Wallin (1991), Basin development and syntectonic sedimentation associated with kinematically coupled strike-slip and detachment faulting, southeastern Nevada, *Geology*, *19*, 87–90.

- Elgered, G. (1982), Tropospheric wet path-delay measurements, *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, *AP-30*, 502–505.
- Emardson, T. R., and H. J. P. Derks (2000), On the relation between the wet delay and the integrated precipitable water vapour in the european atmosphere, *Meteorological Applications*, *7*, 61–38.
- Emardson, T. R., M. Simons, and F. H. Webb (2003), Neutral atmospheric delay in interferometric synthetic aperture radar applications : Statistical description and mitigation, *J. Geophys. Res.*, *108*(B5), 2231, doi :10.1029/2002JB001781.
- England, P., and P. Molnar (2005), Late Quaternary to decadal velocity fields in Asia, *J. Geophys. Res.*, *110*(B12401), doi :10.1029/2004JB003541.
- England, P. C., and G. Houseman (1986), Finite strain calculations of continental deformation 2. Comparison with the India-Asia collision zone, *J. Geophys. Res.*, *91*, 3664–3676.
- England, P. C., and D. Mckenzie (1982), A thin viscous sheet model for continental deformation, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, *70*, 295–321.
- Farr, T. G., and M. Kobrick (2000), Shuttle radar topography mission produces a wealth of data, *Eos Trans. AGU*, *81*(48), 583–585.
- Ferretti, A., C. Prati, and F. Rocca (2000), Nonlinear subsidence rate estimation using permanent scatterers in differential SAR interferometry, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, *38*(5), 2002–2012.
- Ferretti, A., C. Prati, and F. Rocca (2001), Permanent scatterers in SAR interferometry, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, *39*(1), 8–20.
- Ferretti, A., G. Savio, R. Barzaghi, A. Borghi, S. Musazzi, F. Novali, C. Prati, and F. Rocca (2007), Submillimeter accuracy of InSAR time series : experimental validation, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, *45*(5), 1142–1153.
- Feuerbach, D. L., E. I. Smith, J. D. Walker, and J. A. Tangemen (1993), The role of the mantle during crustal extension : Constraints from geochemistry of volcanic rocks in the Lake Mead area, Nevada and Arizona, *Geological Society of America Bulletin*, *105*, 1561–1575.
- Fialko, Y. (2006), Interseismic strain accumulation and the earthquake potential on the southern San Andreas fault system, *Nature*, *441*, 968–971.
- Fialko, Y., D. Sandwell, D. Agnew, M. Simons, P. Shearer, and B. Minster (2002), Deformation on nearby faults induced by the 1999 Hector Mine earthquake, *Science*, *297*, 1858–1862.

- Fischer, J., and R. Bennartz (1997), Retrieval of Total Water Vapor Content from MERIS measurements, *ETB* 2.4, [http://envisat.esa.int/instruments/meris/atbdatbd\\_2\\_04.pdf](http://envisat.esa.int/instruments/meris/atbdatbd_2_04.pdf).
- Fjeldskaar, W. (1994), Viscosity and thickness of the asthenosphere detected from the Fennoscandian uplift, *Earth. Planet. Sci. Lett.*, 126, 399–410.
- Fleitout, L., Y. Krien, and G. Cailleaud (2005), Post-glacial rebound, lateral viscosity variations and transient creep, *9<sup>th</sup> Int. Workshop on Numerical Modeling of Mantle Convection and Lithospheric Dynamics*, 8-15 Sept, Erice, Italy.
- Forsyth, D. W., and S. Uyeda (1975), On the relative importance of the driving forces of plate motion, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 43, 163–200.
- Franco, S. I., V. Kostoglodov, K. M. Larson, V. C. Manea, and J. A. Santiago (2005), Propagation of the 2001-2002 silent earthquake and interplate coupling in the Oaxaca subduction zone, Mexico, *Earth Planets Space*, 57, 973–985.
- Freed, A. M., R. Bürgmann, E. Calais, J. Freymueller, and S. Hreinsdóttir (2006), Implications of deformation following the 2002 Denali, Alaska, earthquake for postseismic relaxation processes and lithospheric rheology, *J. Geophys. Res.*, 111, B01401, doi :10.1029/2005JB003894.
- Funning, G. J., B. Parsons, and T. J. Wright (2007), Fault slip in the 1997 Manyi, Tibet earthquake from linear elastic modelling of InSAR displacements, *Geophys. J. Int.*, 169, 988–1008.
- Gabriel, A. K., R. M. Goldstein, and H. A. Zebker (1989), Mapping small elevation changes over large areas - differential radar interferometry, *J. Geophys. Res.*, 94(B7), 9183–9191.
- Gao, B. C., and Y. J. Kaufman (2003), Water vapor retrievals using Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer (MODIS) near-infrared channels, *J. Geophys. Res.*, 108(D13), 4389, doi :10.1029/2002JD003023.
- Gaudemer, Y., P. Tapponnier, B. Meyer, G. Peltzer, S. Guo, Z. Chen, H. Dai, and I. Cifuentes (1995), Partitioning of crustal slip between linked active faults in the eastern Qilian Shan, and evidence for a major seismic gap, the “Tianzhu gap”, on the western Haiyuan fault, Gansu (China), *Geophys. J. Int.*, 120, 599–645.
- Goldstein, R. M., and C. L. Werner (1998), Radar interferogram filtering for geophysical applications, *Geophys. Res. Lett.*, 25(21), 2517–2520.
- Gourmelen, N., and F. Amelung (2005), Postseismic mantle relaxation in the Central Nevada Seismic Belt, *Science*, 310, 1473–1476.

- Gratier, J.-P., and F. Gueydan (2007), *Deformation in the presence of fluids and mineral reactions : effect of fracturing and fluid-rocks interaction on seismic cycle*, M.R. Handy, G. Hirth, N. Hovius, Dahlem Workshop, The MIT Press, Cambridge, Mass., USA, in press.
- Gratier, J.-P., P. Favreau, and F. Renard (2003), Modeling fluid transfer along California faults when integrating pressure solution crack sealing and compaction processes, *J. Geophys. Res.*, *108*(B2), 2104, doi :10.1029/2001JB000380.
- Gu, G., T. Lin, and Z. Shi (1989), *Catalogue of Chinese Earthquakes (1831 BC–1969 AD)*, Science Press, Beijing.
- Hanssen, R. F. (2001), *Radar Interferometry, Data Interpretation and Error Analysis*, 308 pp., Kluwer Academic Publishers.
- Hetland, E. A., and B. H. Hager (2003), Postseismic relaxation across the Central Nevada Seismic Belt, *J. Geophys. Res.*, *108*(B8), 2394, doi :10.1029/2002JB002257.
- Hetland, E. A., and B. H. Hager (2005), Postseismic and interseismic displacements near a strike-slip fault : A two-dimensional theory for general linear viscoelastic rheologies, *J. Geophys. Res.*, *110*(B10401), doi :10.1029/2005JB003689.
- Hooper, A., H. Zebker, P. Segall, and B. Kampes (2004), A new method for measuring deformation on volcanoes and other natural terrains using InSAR persistent scatterers, *Geophys. Res. Lett.*, *31*, L23611, doi :10.1029/2004GL021737.
- Houseman, G., and P. England (1986), Finite Strain calculations of continental deformation 1. method and general results for convergent zones, *J. Geophys. Res.*, *91*, 3651–3663.
- Houseman, G., and P. England (1993), Crustal thickening versus lateral expulsion in the India-Asian continental collision, *J. Geophys. Res.*, *98*, 12,233–12,249.
- Iglesias, A., S. K. Singh, A. R. Lowry, M. Santoyo, V. Kostoglodov, K. M. Larson, and S. I. Franco-Sánchez (2004), The silent earthquake of 2002 in the Guerrero seismic gap, Mexico ( $M_W=7.6$ ) : Inversion of slip on the plate interface and some implications , *Geofisica Internacional*, *43*(3), 309–317.
- Johanson, I. A., and R. Bürgmann (2005), Creep and quakes on the northern transition zone of the San Andreas fault from GPS and InSAR data, *Geophys. Res. Lett.*, *32*, L14306, doi :10.1029/2005GL023150.
- Joughin, I. R., R. Kwok, and M. A. Fahnestock (1998), Interferometric estimation of three-dimensional ice-flow using ascending and descending passes, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, *36*(1), 25–27.

- Karato, S. I., and P. Wu (1993), Rheology of the upper mantle : A synthesis, *Science*, *260*, 771–778.
- Kaufmann, G., and F. Amelung (2000), Reservoir-induced deformation and continental rheology in the vicinity of Lake Mead, Nevada, *J. Geophys. Res.*, *105*(B7), 16,381–16,358.
- Kaufmann, G., and K. Lambeck (2000), Mantle dynamics, postglacial rebound and the radial viscosity profile, *Phys. Earth Planet. Int.*, *121*, 301–324.
- Kaufmann, G., and K. Lambeck (2002), Glacial isostatic adjustment and the radial viscosity profile from inverse modeling, *J. Geophys. Res.*, *107*(B11), 2280, doi : 10.1029/2001JB000941.
- Kebeasy, R. M., and A. A. Gharib (1991), Active fault and water loading are important factors in triggering earthquake activity around Aswan lake, *J. Geodynamics*, *14*, 73–58.
- Klein, A., W. Jacoby, and P. Smilde (1997), Mining-induced crustal deformation in northwest Germany : modelling the rheological structure of the lithosphere, *Earth. Planet. Sci. Lett.*, *147*, 107–123.
- Lalancette, M.-F., D. Orseau, N. Florsch, J. Hinderer, M. Amalvict, and L. Llubes (1998), Ocean loading and crustal deformation in Bretagne (France) : an experiment involving differential GPS, gravimetry, and tide gauges, *Proc. IAG meeting*.
- Lambeck, K., P. Johnston, C. Smither, and M. Nakada (1996), Glacial rebound of the British Isles-III. Constraints on mantle viscosity, *Geophys. J. Int.*, *125*, 340–354.
- Lambeck, K., C. Smither, and P. Johnston (1998), Sea-level change, glacial rebound and mantle viscosity for northern Europe, *Geophys. J. Int.*, *134*, 102–144.
- Lanari, R., F. Casu, M. M. G. Z. P. B. M. Manunta, and A. Pepe (2007), An overview of the small BAseline subset algorithm : A DInSAR technique for surface deformation analysis, *Pure and Applied Geophysics*, *164*(4), 637–661.
- Lara, J. M., and J. I. Sanders (1970), The 1963-64 Lake Mead survey, technical report, Bur. of Reclam., U.S. Dep. of Inter., Washington, D.C.
- Lasserre, C. (2000), Fonctionnement sismique, cinématique et histoire géologique de la faille de haiyuan, Ph.D. thesis, Thèse de doctorat, Université Paris 7.
- Lasserre, C., B. Bukchin, P. Bernard, P. Tapponnier, Y. Gaudemer, A. Mostinsky, and R. Dailu (2001), Source parameters and tectonic origin of the 1996 June 1 Tianzhu ( $M_W=5.2$ ) and 1995 July 21 Yongden ( $M_W = 5.6$ ) earthquakes near the Haiyuan fault (Gansu, China), *Geophys. J. Int.*, *144*(1), 206–220.

- Lasserre, C., Y. Gaudemer, P. Tapponnier, A. S. Meriaux, J. V. der Woerd, F. J. Ryerson, R. C. Finkel, and M. W. Caffee (2002), Fast late Pleistocene slip rate on the Leng Long Ling Segment of the Haiyuan Fault, Qinghai, China, *J. Geophys. Res.*, *107*(B11), doi :10.1029/2000JB000060.
- Lasserre, C., G. Peltzer, F. Cramp, Y. Klinger, J. V. der Woerd, and P. Tapponnier (2005), Coseismic deformation of the 2001  $m_w = 7.8$  kokoxili earthquake in tibet, measured by synthetic aperture radar interferometry, *J. Geophys. Res.*, *110*, B12408, doi :10.1029/2004JB003500.
- Lasserre, C., et al. (1999), Postglacial left slip-rate and past occurrence of  $M \geq 8$  earthquakes on the western Haiyuan fault, Gansu, China, *J. Geophys. Res.*, *104*, 17,633–17,651.
- Lasserre, C., et al. (2007), Interseismic strain across the Altyn Tagh and Haiyuan faults at the northern edge of the tibetan plateau, measured by space geodesy, paper presented at EGU General Assembly 2007, Vienna, Austria, 15-20 April 2007.
- Le Pichon, X., C. Kreemer, and N. Chamot-Rooke (2005), Asymmetry in elastic properties and the evolution of large continental strike-slip faults, *J. Geophys. Res.*, *110*, B03405, doi :10.1029/2004JB003343.
- Li, Z., J.-P. Muller, and P. Cross (2003), Comparaison of precipitable water vapor derived from radiosonde, GPS and Moderate-Resolution Imaging Spectroradiometer measurements, *J. Geophys. Res.*, *108*, B03410, doi :10.1029/2003JD003372.
- Li, Z., J.-P. Muller, P. Cross, and E. J. Fielding (2005), Interferometric synthetic aperture radar (InSAR) atmospheric correction : GPS and Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer (MODIS), and InSAR integration, *J. Geophys. Res.*, *110*(D20), 4651, doi :10.1029/2004JB003446.
- Li, Z., P. Cross, P. Cross, P. Albert, J. Fischer, and R. Bennartz (2006a), Assessment of the potential of meris near-infrared water vapour products to correct asar interferometric measurements, *International Journal of Remote Sensing*, *33*, doi : 10.1029/2005GL025299.
- Li, Z., P. Cross, P. Cross, P. Albert, J. Fischer, and R. Bennartz (2006b), Modeling of atmospheric effects on InSAR measurements by incorporating terrain elvation information, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, *68*, 1189–1194.
- Li, Z., E. J. Fielding, P. Cross, and J.-P. Muller (2006c), Interferometric synthetic aperture radar atmospheric correction : GPS topography-dependent turbulence model, *J. Geophys. Res.*, *111*, B02404, doi :10.1029/2005JB003711.

- Li, Z., E. J. Fielding, P. Cross, and J.-P. Muller (2006d), Interferometric synthetic aperture radar atmospheric correction : Medium Resolution Imaging Spectrometer and Advanced Synthetic Aperture Radar integration, *Geophys. Res. Lett.*, *33*, doi : 10.1029/2005GL025299.
- Liu-Zeng, J., Y. Klinger, X. Xu, C. Lasserre, G. Chen, W. Chen, P. Tapponnier, and B. Zhang (2007), Millenium recurrence of large earthquakes on the Haiyuan fault near Songshan, Gansu province, China , *Bull. Seismol. Soc. Am.*, *97*(1), 14–34.
- Longwell, C. R. (1960), Interpretation of the levelling data, in *Comprehensive Survey of Sedimentation in Lake Mead, 1948-49*, edited by W.O Smith, C. P. Vetter, and C. B. Cummings, *U.S. Geol. Surv. Prof. Pap.*, *295*, 33–38.
- Lowry, A. R., K. M. Larson, V. Kostoglodov, and R. Bilham (2001), Transient fault slip in Guerrero, southern Mexico, *Geophys. Res. Lett.*, *28*(19), 3753–3756.
- Lundgren, P., S. Usai, E. Sansosti, R. Lanari, M. Tesauro, G. Fornaro, and P. Berardino (2001), Modeling surface deformation observed with synthetic aperture radar interferometry at Campi Flegrei caldera, *J. Geophys. Res.*, *106*, 19,355–19,366, doi :10.1029/2001JB000194.
- Mangiarotti, S., A. Cazenave, L. Soudarin, and J. F. Crétaux (2001), Annual vertical crustal motions predicted from surface mass redistribution and observed by space geodesy, *J. Geophys. Res.*, *106*(B3), 4277–4291.
- Marone, C., C. B. Raleigh, and C. H. Scholz (1990), Frictional behavior and constitutive modelling of simulated fault gouge, *J. Geophys. Res.*, *95*, 7007–7025.
- Massonnet, D., and K. Feigl (1998), Radar interferometry and its application to change in the earth's surface, *Rev. Geophys.*, *36*, 441–500.
- Massonnet, D., M. Rossi, C. Carmona, F. Adragna, G. Peltzer, K. Feigl, and R. T. (1993), The displacement field of the Landers earthquake mapped by radar interferometry, *Nature*, *364*, 138–142.
- Menke, W. (1989), *Geophysical Data Analysis : Discrete Inverse Theory*, 289 pp., Academic Press, San Diego, Calif.
- Mesinger, F., et al. (2006), North American Regional Reanalysis, *Bull. Am. Meteo. Soc.*, *87*, 343–360.
- Meyer, B., P. Tapponnier, L. Bourjot, F. Métivier, Y. Gaudemer, G. Peltzer, S. Guo, and Z. Chen (1998), Crustal thickening in Gansu-Qinghai, lithospheric mantle subduction, and oblique, strike-slip controlled growth of the Tibet Plateau, *Geophys. J. Int.*, *135*, 1–47.

- Mitrovica, J. X., and A. M. Forte (2004), A new inference of mantle viscosity based upon joint inversion of convection and glacial isostatic adjustment data, *Earth. Planet. Sci. Lett.*, *225*, 117–189.
- Molnar, P., and P. Tapponnier (1975), Cenozoic tectonics of Asia : effects of a continental collision, *Science*, *189*, 419–426.
- Mériaux, A.-S., F. J. Ryerson, P. Tapponnier, J. V. der Woerd, R. C. Finkel, X. W. Xu, Z. Q. Xu, and M. W. Caffee (2004), Rapid slip along the central Altyn Tagh Fault : morphochronologic evidence from Cherchen He and Sulamu Tagh , *J. Geophys. Res.*, *109*(B06401), doi :10.1029/2003JB002558.
- Mériaux, A.-S., et al. (2005), The Aksay segment of the northern Altyn Tagh fault : tectonic geomorphology, landscape evolution, and Holocene slip rate, *J. Geophys. Res.*, *110*(B04404), doi :10.1029/2004JB003210.
- Nakiboglu, S. M., and K. Lambeck (1983), A reevaluation of the isostatic rebound of Lake Bonneville, *J. Geophys. Res.*, *88*(B12), 10,439–10,447.
- Nishimura, T., and W. Thatcher (2003), Rheology of the lithosphere inferred from postseismic uplift following the 1959 Hebgen Lake earthquake, *J. Geophys. Res.*, *108*(B8), 2389, doi :10.1029/2002JB002191.
- Ozawa, S., M. Murakami, S. Fujiwara, and M. Tobita (1997), Synthetic aperture radar interferogram of the 1955 Kobe earthquake and its geodetic inversion, *Geophys. Res. Lett.*, *24*(18), 2327–2330.
- Peltier, W. R. (1984), The thickness of the continental lithosphere, *J. Geophys. Res.*, *89*(B13), 11,303–11,316.
- Peltzer, G., and F. Saucier (1996), Present-day kinematics of Asia derived from geological fault rates, *J. Geophys. Res.*, *101*, 27,943–27,956.
- Peltzer, G., and P. Tapponnier (1988), Formation and evolution of strike-slip faults, rifts, and basins during the india-asia collision : an experimental approach, *J. Geophys. Res.*, *93*, 15,095–15,117.
- Peltzer, G., P. Rosen, F. Rogez, and K. Hudnut (1996), Postseismic rebound in fault step-overs caused by pore fluid flow, *Science*, *273*(5279), 1202–1204.
- Peltzer, G., P. Rosen, F. Rogez, and K. Hudnut (1998), Poroelastic rebound along the Landers 1992 earthquake surface rupture, *J. Geophys. Res.*, *103*(B12), 30,131–30,145.
- Peltzer, G., F. Crampé, and G. King (1999), Evidence of nonlinear elasticity of the crust from the  $M_w = 7.6$  Manyi (Tibet) earthquake, *Science*, *286*, 272–276.



- Peltzer, G., F. Crampé, S. Hensley, and P. Rosen (2001), Transient strain accumulation and fault interaction in the Eastern California shear zone, *Geology*, *29*(11), 975–978.
- Perissin, D., and F. Rocca (2006), High-accuracy urban DEM using permanent scatterers, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, *44*(11), 3338–3347.
- Piersanti, A. (1999), Postseismic deformation in Chile : Constraints on the asthenospheric viscosity, *Geophys. Res. Lett.*, *26*, 3157–3160.
- Pollitz, F., G. Peltzer, and R. Burgmann (2000), Mobility of continental mantle : Evidence from postseismic geodetic observations following the 1992 Landers earthquake, *J. Geophys. Res.*, *105*(B4), 8035–8054.
- Priestley, K., J. A. Orcutt, and J. N. Brune (1980), Higher-mode surface waves and structure of the Great Basin of Nevada and Western Utah, *J. Geophys. Res.*, *85*(B12), 7166–7174.
- Provost, A.-S., J. Chéry, and R. Hassani (2003), 3D mechanical modelling of the GPS velocity field along the North Anatolian fault, *Earth. Planet. Sci. Lett.*, *209*, 361–377.
- Puysségur, B. (2006), Compensation du délai de phase atmosphérique en interférométrie radar et inversion de vitesses tectoniques, Ph.D. thesis, Thèse de doctorat, CEA.
- Puysségur, B., R. Michel, and J.-P. Avouac (2007), Tropospheric phase delay in InSAR estimated from meteorological model and multispectral imagery, *J. Geophys. Res.*, *111*(B12), 7166–7174.
- Reid, H. F. (1910), The mechanics of the earthquake, *Vol. II of The California Earthquake of April 18, 1906, Report of the State Earthquake Investigation Commission, A.C. Lawson, Chairman, Carnegie Institution of Washington Publication 87*, p. 192.
- Reinen, L. A. (2000), Slip styles in a spring-slider model with a laboratory-derived constitutive law for serpentinite, *Geophys. Res. Lett.*, *27*, 2037–2040.
- Remy, D., S. Bonvalot, P. Briole, and M. Murakami (2003), Accurate measurement of tropospheric effects in volcanic areas from SAR interferometry data : application to Sakurajima volcano (Japan), *Earth. Planet. Sci. Lett.*, *213*, 299–310.
- Repetti, W. C. (1928), The epicenter of the Kansu earthquake of May 23, 1927, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, *18*, 1–14.
- Ricard, Y., C. Doglioni, and R. Sabadini (1991), Differential rotation between lithosphere and mantle : a consequence of lateral mantle viscosity variations, *J. Geophys. Res.*, *96*, 8407–8415.

- Roller, J. C., and J. H. Healy (1963), Seismic-refraction measurements of crustal structure between Santa Monica Bay and Lake Mead, *J. Geophys. Res.*, *68*(20), 5837–5849.
- Rosen, P. A., S. Hensley, I. R. Joughin, F. K. Lin, S. N. Madsen, R. Rodriguez, and R. M. Goldstein (2000), Synthetic aperture radar interferometry - invited paper, *Proc. IEEE*, *88*(3), 333–382.
- Rosen, P. A., S. Hensley, G. Peltzer, and M. Simons (2004), Updated repeat orbit interferometry package released, *Eos Trans. AGU*, *85*(5), 47.
- Rott, H., and T. Nagler (2006), The contribution of radar interferometry to the assessment of landslide hazards, *Natural Hazards and Oceanographic Processes From Satellite Data Advances in Space Research*, *37*(4), 710–719.
- Ruina, A. L. (1983), Slip instability and state variable friction laws, *J. Geophys. Res.*, *88*, 10,353–10,370.
- Rydeleck, P. A., and I. S. Sacks (1983), Asthenospheric viscosity and stress diffusion : a mechanism to explain correlated earthquakes and surface deformation in NE Japan, *Geophys. J. Int.*, *100*, 39–58.
- Ryder, I., B. Parsons, T. J. Wright, and G. J. Funning (2007), Post-seismic motion following the 1997 Manyi (Tibet) earthquake : InSAR observations and modelling, *Geophys. J. Int.*, *169*, 1009–1027.
- Saastamoinen, J. (1972), Contribution to the theory of atmospheric refraction, part I, *Bull. Géodésique*, *105*.
- Savage, J. C., and R. Burford (1973), Geodetic determination of relative determination plate motion in Central California, *J. Geophys. Res.*, *78*, 832–845.
- Savage, J. C., and W. H. Prescott (1978), Asthenosphere readjustment and the earthquake cycle, *J. Geophys. Res.*, *83*, 3369–3376.
- Savage, J. C., and J. L. Svarc (1997), Postseismic deformation associated with the 1992 M-w=7.3 Landers earthquake, southern California, *J. Geophys. Res.*, *102*, 7565–7577.
- Scharroo, R., and P. N. A. M. Visser (1998), Precise orbit determination and gravity field improvement for the ERS satellites, *J. Geophys. Res.*, *103*(C4), 8113–8127.
- Schmidt, D. A., and R. Bürgmann (2003), Time-dependent land uplift and subsidence in the Santa Clara valley, California, from a large interferometric synthetic aperture radar data set, *J. Geophys. Res.*, *108*(B9), 2416, doi :10.1029/2002JB002267.

- Schmidt, D. A., R. Burgmann, R. M. Nadeau, and M. d'Alessio (2005), Distribution of aseismic slip rate on the Hayward fault inferred from seismic and geodetic data., *J. Geophys. Res.*, *110*, B08406, doi :10.1029/2004JB003397.
- Scholz, C. H. (1998), Earthquakes and friction laws, *Nature*, *391*, 37–42.
- Scholz, C. H. (Ed.) (2002), *The mechanics of earthquakes and faulting*, 471 pp., Cambridge university press.
- Scholz, C. H., M. Wyss, and S. W. Smith (1969), Seismic and aseismic slip on the San Andreas fault, *J. Geophys. Res.*, *74*, 2049–2069.
- Shen, Z.-K., M. Wang, Y. Li, D. Jackson, A. Yian, D. Dong, and P. Fang (2001), Crustal deformation along the Altyn Tagh fault system, Western China, from GPS, *J. Geophys. Res.*, *106*(B12), 30,607–30,622.
- Simons, M., and H. Hager (1997), Localization of the gravity field and the signature of glacial rebound, *Nature*, *390*, 500–5004.
- Simpson, D. W. (1986), Triggered earthquakes, *Ann. Rev. Planet. Sci.*, *14*, 21–42.
- Smith, E. K., and S. Weintraub (1953), The constants in the equation for atmospheric refractivity at radio frequencies, *Journal of Research of the National Bureau of Standards*, *50*, 39–41.
- Socquet, A., G. Peltzer, and C. Lasserre (2007), InSAR observations of interseismic strain along the central Altyn Tagh fault consistent with Holocene slip-rate, in prep.
- Suito, H., and K. Hirahara (1999), Simulation of postseismic deformation caused by the 1896 Riku-u earthquake, Northeast Japan : Re-evaluation of the viscosity in the upper mantle, *Geophys. Res. Lett.*, *26*, 2561–2564.
- Tapponnier, P., and P. Molnar (1977), Active faulting and tectonics in China, *J. Geophys. Res.*, *82*, 2905–2930.
- Tapponnier, P., G. Peltzer, A. Le Dain, R. Armijo, and P. Cobbold (1982), Propagating extrusion tectonics in Asia : new insights from simple experiment, *Geology*, *10*, 611–616.
- Tapponnier, P., Xu Zhiqin, F. Roger, B. Meyer, N. Arnaud, G. Wittlinger, and Yang Jingsui (2001), Oblique stepwise rise and growth of the Tibet Plateau, *Science*, *294*, 1671–1678.
- Taylor, M., and G. Peltzer (2006), Current slip rates on conjugate strike-slip faults in central Tibet using synthetic aperture radar interferometry, *J. Geophys. Res.*, *111*(B12402), doi :12410.11029/12005JB004014.

- Thatcher, W. (1995), Microplate versus continuum descriptions of active tectonic deformation, *J. Geophys. Res.*, *100*, 3885–3894.
- Thayer, G. D. (1974), An improved equation for the radio refractive index of air, *Radio Science*, *9*, 803–807.
- Trique, M., P. Richon, F. Perrier, J. P. Avouac, and J. C. Sabroux (1999), Radon emanation and electric potential variations associated with transient deformation near reservoir lakes, *Nature*, *399*, 137–141.
- Tse, S. T., and J. R. Rice (1986), Crustal earthquake instability in relation to the depth variation of frictional slip properties, *J. Geophys. Res.*, *91*, 9452–9472.
- Turcotte, D. L., and G. Schubert (Eds.) (2002), *Geodynamics*, 471 pp., Cambridge university press.
- Twichell, D. C., V. A. Cross, M. Rudin, and K. Parolski (1999), Surficial geology and distribution of post-impoundment sediment of the western part of Lake Mead based on a sidescan sonar and high-resolution seismic-reflection survey : Open-file report 99-581, *U.S. Geological Survey*, p. 27.
- Twichell, D. C., V. A. Cross, and S. D. Belew (2003), Mapping the floor of Lake Mead (Nevada and Arizona) : Preliminary discussion and GIS data release : Open-file report 03-320, *U.S. Geological Survey*, *Woods Hole Field Center, Woods Hole, MA*.
- Ueda, H. (2003), Postseismic crustal deformation following the 1993 Hokkaido Nansaioki earthquake, northern Japan : Evidence for a low-viscosity zone in the uppermost mantle, *J. Geophys. Res.*, *108*(B3), 2151, doi :10.1029/2002JB002067.
- Uppala, S., P. Kållberg, A. Simmons, and U. Andrae (2005), The ERA-40 re-analysis, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *131*, 2961–3012.
- Usai, S. (2003), A least squares database approach for SAR interferometric data, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, *41*, 753–760.
- Van der Woerd, J., F. Ryerson, P. Tapponnier, Y. Gaudemer, Y. Gaudemer, A.-S. Mériaux, M. Caffee, G. Zhao, and Q. He (2003), Mapping the floor of Lake Mead (Nevada and Arizona) : Preliminary discussion and GIS data release : Open-file report 03-320, *U.S. Geological Survey*, *Woods Hole Field Center, Woods Hole, MA*.
- Vergnolle, M., F. Pollitz, and E. Calais (2003), Constraints on the viscosity of the continental crust and mantle from GPS measurements and postseismic deformation models in western Mongolia, *J. Geophys. Res.*, *108*(B10), 2502, doi : 10.1029/2002JB002374.

- Vernant, P., and J. Chéry (2006), Low fault friction in Iran implies localized deformation for the Arabia-Eurasia collision zone, *Earth. Planet. Sci. Lett.*, *246*, 191–206.
- Wadge, C., et al. (2002), Atmospheric models, GPS and InSAR measurement of the tropospheric water vapour field over Mount Etna, *Geophys. Res. Lett.*, *29*(19), 1905, doi :10.1029/2002GL015159.
- Wang, H. (2000), Surface vertical displacements and level plane changes in the front reservoir area caused by filling the Three Gorges Reservoir, *J. Geophys. Res.*, *105*, 13,211–13,220.
- Wang, Q., et al. (2001), Present-day deformation in China constrained by global positioning system measurements., *Science*, *294*, 574–575.
- Webley, P. W., R. M. Bingley, A. H. Dodson, G. Wadge, S. J. Waugh, and I. N. James (2002), Atmospheric water vapour correction to InSAR surface motion measurements on mountains : results from a dense GPS network on Mount Etna, *Physics and Chemistry of the Earth*, *27*, 363–370.
- Wernicke, B., and G. J. Axen (1988), On the role of isostasy in the evolution of normal fault systems, *Geology*, *16*, 848–861.
- Wernicke, B., G. J. Axen, and J. K. Snow (1988), Basin and Range extensional tectonics at the latitude of Las Vegas, Nevada, *Geological Society of America Bulletin*, *100*, 1738–1757.
- Wernicke, B., J. L. Davis, R. A. Bennett, J. E. Normandeau, A. M. Friedrich, and N. A. Niemi (2004), Tectonic implications of a dense continuous GPS velocity field at Yucca Mountain, Nevada, *J. Geophys. Res.*, *109*, B12404, doi : 10.1029/2003JB002832.
- Williams, S., Y. Bock, and P. Pang (1998), Integrated satellite interferometry : tropospheric noise, GPS estimates and implication for InSAR products, *J. Geophys. Res.*, *103*(B11), 27,051–27,067.
- Wittlinger, G., P. Tapponnier, G. Poupinet, J. Mei, S. Danian, G. Herquel, and F. Masson (1998), Tomographic evidence for localized lithospheric shear along the Altyn Tagh fault, *Science*, *282*, 74–76.
- Wright, T., B. Parsons, and E. Fielding (2001), Measurement of interseismic strain accumulation across the North Anatolian Fault by satellite radar interferometry, *Geophys. Res. Lett.*, *28*(10), 2117–2120.
- Wright, T., B. Parsons, P. C. England, and E. Fielding (2004), InSAR observations of low slip rates on the major faults of western Tibet, *Science*, *305*(5681), 236–239.

- Yun, S., P. Segall, and H. Zebker (2006), Constraints on magma chamber geometry at Sierra Negra Volcano, Galapagos Islands, based on InSAR observations, *Journal of Volcanology and geothermal research*, *150*(1-3), 232–243.
- Zandt, G., S. C. Myers, and T. C. Wallace (1995), Crust and mantle structure across the Basin and Range-Colorado Plateau boundary at 37°N latitude and implications for Cenozoic extensional mechanism, *J. Geophys. Res.*, *100*(B6), 10,529–10,548.
- Zebker, H. A., P. A. Rosen, and S. Hensley (1997), Atmospheric effects in interferometric synthetic aperture radar surface deformation and topographic maps, *J. Geophys. Res.*, *102*(B4), 7547–7563.
- Zhang, P., P. Molnar, B. C. Burchfiel, L. H. Royden, Y. Wang, Q. Deng, F. Song, W. Zhang, and D. Jiao (1988a), Bounds on the Holocene slip rate of the Haiyuan fault, north-central China, *Quat. Res.*, *30*, 151–164.
- Zhang, P., P. Molnar, W. Zhang, Q. Deng, Y. Wang, B. C. Burchfiel, F. Song, L. H. Royden, and D. Jiao (1988b), Bounds on the average recurrence interval of major earthquakes along the Haiyuan fault in north-central China, *Seismol. Res. Lett.*, *59*, 81–89.
- Zhang, P.-Z., et al. (2004), Continuous deformation of the Tibetan Plateau from global positioning system data, *Geology*, *32*, 809–812, doi :10.1130/G20554.
- Zhang, W., D. Jiao, P. Zhang, P. Molnar, B. C. Burchfiel, Q. Deng, Y. Wang, and F. Song (1987), Displacement along the Haiyuan fault associated with the great 1920 Haiyuan, China, earthquake, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, *77*, 117–131.