

# Diffusion multiple des ondes sismiques

Dans cet article, nous illustrons l'apport des théories et concepts de la diffusion multiple à la compréhension des signaux sismiques. Après avoir rappelé les observations clés, nous montrons comment les théories de transport ont permis de comprendre la décroissance énergétique des sismogrammes. Puis nous illustrons sur les données sismologiques des idées récentes de la théorie des corrélations, mettant en lumière le rôle de la phase ondulatoire en régime de diffusion multiple. Des applications à la mesure de l'hétérogénéité des matériaux terrestres sont présentées et des possibilités nouvelles de développement sont envisagées.

**A** *Il waves behave in a similar way*, voilà la phrase d'ouverture du livre classique de Léon Brillouin « *Wave Propagation and Group Velocity* », publié en 1960 et sans aucune doute un des ouvrages les plus importants sur la thématique des ondes. Le concept d'onde est devenu indispensable pour la description et la compréhension de la plupart des phénomènes en physique et ses applications : l'optique, l'acoustique, les rayons X, les électrons en matière condensée, les condensats de Bose, les micro-ondes et les ondes radio, les ondes gravitationnelles, la sismologie. Dans chaque discipline il existe une équation décrivant la dynamique du système et dont les solutions possèdent les propriétés ondulatoires caractéristiques que sont la superposition, l'interférence, la dispersion, la cohérence, la diffusion, qui ont été étudiées depuis de nombreuses années.

La sismologie n'existe que depuis un siècle et a connu une explosion dans les années soixante-dix avec l'introduction des ordinateurs et des données numériques. D'énormes quantités de données sont désormais disponibles et restent à comprendre en grande partie. Les ondes sismiques nous ont apporté une meilleure compréhension des tremblements de terre et sont les seules ondes qui se propagent en profondeur dans la Terre. Elles sont à la base de l'essentiel des connaissances sur la structure et la composition de la Terre profonde. Une onde sismique est décrite mathématiquement par l'équation d'élasticité, une équation d'onde pour les trois composantes du déplacement. La phrase de Brillouin ci-dessus peut par conséquent leur être appliquée. Ainsi peut-on espérer comprendre le comportement des ondes sismiques et mener une physique interdisciplinaire en associant des méthodes de l'acoustique, de l'optique ou de la matière condensée.

## Les ondes sismiques et l'observation sismologique

Les tremblements de terre représentent des sources très énergétiques (un gros séisme libère une énergie qui peut être 2 ordres de grandeur au-delà de celle des plus importantes explosions nucléaires) et les mouvements associés aux ondes élastiques peuvent être mesurés à la surface. Les plus gros tremblements de Terre excitent un spectre très large de vibrations allant de  $3 \cdot 10^{-4}$  à 20 Hz. Dans cette gamme de fréquence, on distingue classiquement les ondes longue période de fréquence inférieure à 0,1 Hz et les ondes courte période de fréquence supérieure à 1 Hz, auxquelles nous allons nous intéresser plus particulièrement. Notons que toutes ces ondes obéissent aux équations d'élasticité linéaire, auquel un terme perturbatif est ajouté pour prendre en compte les phénomènes anélastiques, comme la dissipation d'énergie mécanique sous forme thermique par exemple. Les mesures sismologiques consistent en des enregistrements du mouvement du sol par des pendules triaxiaux donnant accès au champ vectoriel de déplacement. Les séismes ont des durées typiques de quelques secondes et produisent des ondes qui sont enregistrées pendant des durées beaucoup plus longues, jusqu'à plusieurs heures. Les sismomètres étant de très petite taille par rapport aux longueurs d'onde, les sismogrammes sont donc des données très adaptées à l'analyse de la propagation ondulatoire puisqu'ils consistent en des mesures de champ parfaitement résolues, en espace, en temps, et en polarisation.

Toute une batterie de techniques d'imagerie a été développée pour explorer la Terre à différentes échelles. Pour les

Article proposé par :

Ludovic Margerin, [Ludovic.Margerin@obs.ujf-grenoble.fr](mailto:Ludovic.Margerin@obs.ujf-grenoble.fr);

Michel Campillo, [Michel.Campillo@obs.ujf-grenoble.fr](mailto:Michel.Campillo@obs.ujf-grenoble.fr);

Laboratoire de géophysique interne et tectonophysique (LGIT), CNRS/Université Grenoble 1.

Barend Van Tiggelen, [tiggelen@grenoble.cnrs.fr](mailto:tiggelen@grenoble.cnrs.fr); Laboratoire de physique et modélisation des milieux condensés (LPM2C), CNRS/Université Grenoble 1.

## Encadré 1

## Les ondes élastiques

Dans un milieu homogène infini, l'élasticité linéaire implique l'existence de 2 types d'ondes de vitesses de propagation et de polarisation différentes. L'onde de compression  $P$ , de polarisation longitudinale, est la plus rapide. Les ondes de cisaillement  $S$  sont de polarisation linéaire transverse. Dès que l'onde rencontre une inhomogénéité, il y a couplage entre les 2 modes : à la fois réflexion ou diffusion du mode incident, et conversion vers l'autre mode.

A la surface d'un solide élastique, une combinaison d'ondes évanescences  $P$  et  $S$  produit l'onde de Rayleigh de polarisation

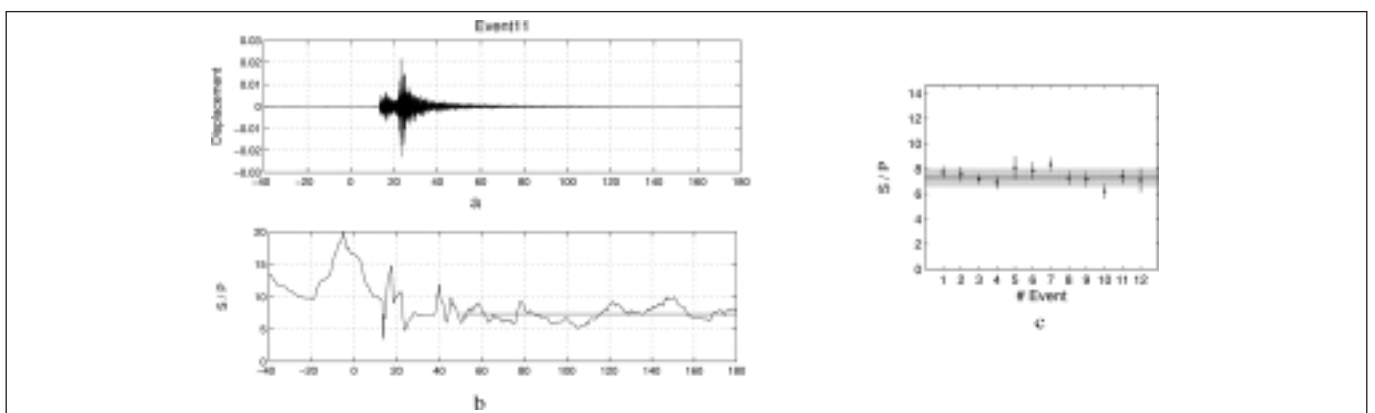
elliptique dans le plan contenant la verticale locale et la direction de propagation. C'est un phénomène très important en sismologie puisque nos observations sont faites sur la surface. Dans la Terre solide, la vitesse des ondes augmente globalement avec la profondeur. Cela se traduit par l'existence d'ondes guidées très énergétiques et dispersives : modes de Love de polarisation linéaire horizontale et modes supérieurs de Rayleigh polarisés dans le plan contenant la verticale locale et la direction d'incidence.

ondes courte période, l'analyse de la propagation à grande distance se fait le plus souvent sous les hypothèses de la théorie des rais et de l'optique géométrique et permet d'imager les structures profondes en mode de transmission (tomographie sismique) ou d'écho (sismique réflexion). Ainsi, les méthodes d'imagerie les plus populaires sont basées sur l'inversion des temps d'arrivées des ondes directes (ou balistiques)  $P$  et  $S$  (figure 1a et encadré 1), en terme de vitesse de propagation à l'intérieur de la Terre. Grâce à ces techniques, on a pu montrer que la structure interne de la Terre est globalement stratifiée. Mais on a également pu montrer la présence de zones de vitesse anormales corrélées à grande échelle avec les processus de la tectonique des plaques.

Pourtant, cette description de l'intérieur de la Terre en terme de modèles lisses de vitesse n'est pas totalement satisfaisante. Par exemple, ces modèles n'expliquent pas l'atténuation observée des ondes sismiques ni l'origine de cette atténuation, qui peut être liée à la dissipation d'énergie mécanique sous d'autres formes (par exemple thermique), ou à la diffusion par des diffuseurs ou hétérogénéités du milieu. Etant donné les distances de parcours gigantesques

des ondes sismiques (de l'ordre de 10 000km) et les longueurs d'onde de l'ordre de 10 km, les zones de Fresnel, qui représentent le volume de sensibilité de l'onde sismique autour du rai direct ont une largeur caractéristique de l'ordre de 500 km. Tous les objets de dimension inférieure restent indétectables par les méthodes de la théorie des rais. La quantification de la part relative des processus élastiques et anélastiques dans l'atténuation des ondes sismiques est un problème difficile (encadré 2) mais particulièrement intéressant car il peut servir de diagnostic de l'état du milieu (présence de fusion partielle par exemple).

On peut ensuite remarquer sur la figure 1a que les ondes  $P$  et  $S$  sont suivies par un train d'onde de plus faible amplitude mais de bien plus longue durée que l'on appelle la coda. Cette observation de premier ordre ne peut être expliquée par les modèles de Terre issus de l'inversion des temps d'arrivée ou par des théories simples. Nous allons maintenant focaliser toute notre attention sur la coda sismique des ondes courtes périodes et montrer comment elle a amené les simologues à se pencher sur les problèmes de diffusion multiple.



**Figure 1** - a) Un exemple de sismogramme. La vitesse verticale du sol pour des fréquences supérieures à 1 Hz est représentée en fonction du temps. Sur cette figure on peut identifier l'arrivée des ondes balistiques de compression ( $P$ ) (vers 15 secondes) et de cisaillement ( $S$ ) (vers 25 secondes). La coda commence ici à environ 40 secondes et décrit le régime dans lequel l'énergie cinétique  $K$  (proportionnelle au carré de la vitesse) obéit à une loi exponentielle en fonction du temps :  $K \sim t^{-n} \exp(-2\pi f t / Q_c)$ , avec  $f$  la fréquence de l'ordre de 1 Hz et  $n$ , un exposant dont la valeur observée est de l'ordre de 1.  $Q_c$  est appelé le facteur de qualité de la coda. En b) et c), observation de l'équipartition des ondes sismiques. b) Rapport des énergies de cisaillement  $S$  et de compression  $P$  mesurées grâce au réseau de stations disposées en surface, en fonction du temps. Le rapport présente des fluctuations rapides dans le bruit et lors de l'arrivée des ondes directes  $S$  et  $P$ , puis se stabilise dans la fenêtre de coda. c) Valeur moyenne et écart type du rapport énergétique  $S/P$  dans la fenêtre de coda pour un ensemble de 12 événements.

## Premiers pas en diffusion multiple des ondes sismiques

Dans les années 1970, la pertinence des modèles de Terre latéralement homogène va être remise en question, en particulier avec les premières analyses de la coda par Keiiti Aki. En 1975, Aki et Chouet étudient de petits séismes enregistrés à quelques dizaines de kilomètres seulement de la source pour des fréquences autour de 1 Hz, similaires à l'enregistrement de la figure 1a). Alors que les temps de trajet des ondes balistiques ne sont que de quelques secondes, ils observent pendant plusieurs minutes l'arrivée de trains d'ondes continus et s'amortissant lentement dans le temps. Ainsi certaines ondes ont parcouru plusieurs dizaines de fois la distance source-station, soit plusieurs centaines ou même milliers de kilomètres, avant d'être détectées ! Ils popularisent le terme « coda » pour décrire cette partie tardive du signal par analogie avec la musique. Leur analyse des données montre que l'énergie  $K$  de la coda obéit à une loi exponentielle en fonction du temps :  $K \sim t^{-n} \exp(-2\pi ft/Q_c)$ , avec  $f$  la fréquence et  $n$  un exposant dont les valeurs observées sont de l'ordre de 1.  $Q_c$  est appelé le facteur de qualité de la coda. Il s'avère être un paramètre robuste, indépendant de la distance source-station, de la magnitude du séisme, et des conditions locales du site d'enregistrement, mais fortement dépendant de l'environnement géologique ou tectonique régional. Il semble qu'on ait trouvé un paramètre sismologique permettant de quantifier l'hétérogénéité du milieu.

Mais que mesure exactement ce paramètre  $Q_c$  ? Dans leur article pionnier, Aki et Chouet proposent deux modèles extrêmes de propagation qui permettraient d'expliquer la décroissance de la coda : 1) la diffusion simple des ondes dans un demi espace faiblement hétérogène et (fortement ou faiblement) dissipatif 2) la diffusion multiple dans un milieu très hétérogène et faiblement dissipatif. Dans le premier modèle,  $Q_c$  résulte à la fois des effets de diffusion et de la dissipation, alors que le deuxième modèle n'attribue  $Q_c$  qu'à la dissipation. C'est une déception car dans aucun des deux modèles,  $Q_c$  n'est relié directement à l'hétérogénéité. Pire encore, comment trancher entre 1) diffusion simple et 2) diffusion multiple sans moyen indépendant de déterminer le régime de diffusion de la coda ? La controverse sur la nature de la coda sismique est née.

Pendant plus de 10 ans des dizaines, sinon centaines d'articles vont rapporter la mesure de  $Q_c$  partout dans le monde en éludant la question de fond. Ce n'est que vers la fin des années 80 et l'introduction du transport radiatif (encadré 2) qu'est remise en question la diffusion simple. Les premiers modèles numériques montrent que les ordres de diffusion élevés doivent être pris en compte remettant ainsi en cause le modèle 1). Des modèles plus raffinés vont être proposés qui incluent les effets de la stratification des vitesses et du degré d'hétérogénéité de la Terre (encadré 2). Ces modèles permettent d'expliquer la décroissance de la coda avec des dissipations réalistes. Néanmoins la controverse de l'identification directe du régime de propagation reste ouverte.

## Diffusion et équipartition

Dans les systèmes physiques où l'énergie est transportée par différents modes de vibration, l'équipartition dans l'espace des modes est une conséquence importante de la diffusion multiple. Rappelons que ce concept a d'abord été introduit dans les systèmes en équilibre thermique, pour lesquels une énergie moyenne  $kT/2$  ( $k$  désignant la constante de Boltzmann, et  $T$  la température) est attribuée à chaque degré de liberté. La diffusion multiple a un résultat comparable sur les ondes sismiques à une fréquence donnée, mais l'origine physique en est très différente. La présence de désordre se traduit par le couplage progressif entre les modes de propagation qui conduit à une distribution uniforme de l'énergie dans l'espace de phase. On peut plus intuitivement se représenter ce phénomène en termes d'ondes planes dans un milieu infini. Dans ce cas, l'effet de la diffusion multiple est de faire disparaître l'anisotropie et la polarisation initiale du champ imposées par la source, comme chacun en fait l'expérience dans le brouillard.

Quelles sont les implications pour les ondes sismiques de ce concept essentiel de la diffusion multiple que représente l'équipartition ? L'équipartition est-elle l'élément manquant dans la controverse de la coda sismique évoquée au-dessus ? Dans le cas d'un milieu infini, il existe deux modes distincts : les ondes de compression  $P$  et de cisaillement  $S$ . Le principe d'équipartition impose que les modes aient tous le même poids énergétique et la physique statistique nous apprend qu'à une fréquence  $f$  et en trois dimensions il y a  $2f^2/v^3$  modes par unité de volume, où  $v$  désigne la vitesse de propagation des ondes. Les ondes  $P$  et  $S$  n'ont pas la même vitesse et, en outre, les ondes  $P$  sont polarisées longitudinalement alors que les ondes  $S$  ont une polarisation transverse ce qui leur offre 2 degrés de liberté. Si la coda sismique est dominée par la diffusion multiple, on s'attend à une stabilisation temporelle du rapport d'énergie  $S/P$  avec la valeur : Energie  $S$  / Energie  $P$  =  $2(v_P/v_S)^3 = 10,4$  pour la croûte terrestre. En réalité, la surface libre implique l'existence des ondes de Rayleigh qui doivent être prises en compte dans l'espace de phase. On trouve alors théoriquement  $S/P = 7,19$  à la surface libre.

Nous avons réalisé une expérience au Mexique avec un mini-réseau de quatre capteurs sismiques tri-axiaux séparés d'une distance de 50 m – petite devant la longueur d'onde – qui donne accès au tenseur de déformations  $\partial u_i / \partial x_j$ , à partir duquel s'expriment les énergies  $S$  et  $P$ . La figure 1b montre les fluctuations temporelles du rapport  $S/P$  mesurées dans la coda d'un séisme proche (distance épicerale inférieure à 50 km). Une stabilisation des différents rapports est effectivement observée alors que les énergies elles-mêmes décroissent de plus de quatre ordres de grandeur. Sur un ensemble d'une douzaine de séismes (figure 1c) on estime que le rapport  $S/P$  dans la coda est de l'ordre de  $7,2 \pm 0,7$ , en excellent accord avec la valeur prédite plus haut. Nous avons également étudié d'autres rapports d'énergie, tels que  $K/(S + P)$ , rapport de l'énergie ciné-

## Encadré 2

## Transfert radiatif et diffusion multiple

En présence de diffusion multiple des ondes, une composante du champ élastique  $u = A \exp(i\phi)$  est une superposition cohérente de différents chemins parcourus, avec des phases aléatoires et une approche statistique s'impose. Selon la loi des grands nombres on peut attribuer une statistique Gaussienne au champ complexe, avec une moyenne d'ensemble  $\langle \mathbf{u} \rangle$  qui décroît avec un temps caractéristique  $\tau_S$ , le temps libre moyen. Considérant aussi la dissipation avec un temps caractéristique  $\tau_a$ , le champ moyen s'écrit comme

$$\langle \mathbf{u}(t) \rangle \sim \exp \left( -i2\pi f t - \frac{t}{2\tau_S} - \frac{t}{2\tau_a} \right) \quad (1)$$

Le champ moyen est observable en sismologie, mais il est malheureusement impossible de discriminer phénomènes dissipatifs et stochastiques car on mesure le temps d'extinction  $\tau_e^{-1} = \tau_S^{-1} + \tau_a^{-1}$ . Un autre observable est l'énergie moyenne. Elle est obtenue en sommant de façon incohérente les différentes ondes diffuses, en négligeant la phase. Soit  $I_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}, t)$  l'énergie élastique moyenne en  $\mathbf{r}$  se propageant dans la direction  $\mathbf{k}$ . Sa décroissance vient de la diffusion vers les autres directions, ainsi que de l'absorption. Les sources d'énergie, décrites par leur émissivité  $\varepsilon(\mathbf{r}, t)$ , ainsi que les diffusions vers la direction  $\mathbf{k}$  (avec un taux  $W(\mathbf{k}' \rightarrow \mathbf{k})$ ) participent à augmenter  $I_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}, t)$ . L'équation du transfert radiatif exprime ce bilan d'énergie :

$$\left[ \partial_t + \mathbf{v} \cdot \nabla + \frac{1}{\tau_e} \right] I_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon(\mathbf{r}, t) + \int d^2\mathbf{k}' W(\mathbf{k}' \rightarrow \mathbf{k}) I_{\mathbf{k}'}(\mathbf{r}, t) \quad (2)$$

Cette équation peut être généralisée pour tenir compte des polarisations élastiques. En sismologie, cette équation est le plus souvent résolue numériquement par des simulations

Monte-Carlo et permet de modéliser la décroissance temporelle de l'énergie de la coda.

Lorsque l'on peut supposer que la distribution angulaire de l'énergie est presque isotrope, l'approximation de diffusion s'applique :

$$\left( \partial_t - D\nabla^2 + \frac{1}{\tau_a} \right) E(\mathbf{r}, t) = \varepsilon(\mathbf{r}, t) \quad (3)$$

où  $E(\mathbf{r}, t)$  est la densité d'énergie, et  $D = \frac{1}{3}v^2\tau^*$  est la constante de diffusion des ondes, qui fait appel au temps libre moyen de transport  $\tau^*$ . Ce dernier n'est égal à  $\tau_S$  que si la diffusion est isotrope. Dans le cas de la croûte terrestre, bornée en haut par une surface libre, et en profondeur à  $H \approx 30$  km par l'interface solide-solide avec le manteau homogène (le Moho), la solution asymptotique de l'équation de diffusion est :

$$E(\mathbf{r}, t) \sim \frac{1}{t} \exp \left( -\frac{\xi^2 Dt}{H^2} - \frac{t}{\tau_a} \right) \quad (4)$$

avec  $\xi$  un paramètre sans dimension dépendant de la profondeur du Moho. La forme de la décroissance ne dépend pas de la source et ressemble beaucoup à la formule empirique proposée par Aki et Chouet dans les années soixante-dix,  $E(t) \sim t^{-1} \exp(-2\pi f t / Q_c)$ , en étudiant la décroissance temporelle des sismogrammes. Elle suggère d'interpréter le temps caractéristique de la coda comme une combinaison du temps de résidence des ondes diffuses dans la croûte et de l'absorption. En utilisant conjointement la dépendance spatiale, temporelle et fréquentielle de la densité d'énergie, nous avons pu estimer le libre parcours moyen au Mexique,  $l^* = \tau^* \times v \approx 35$  km, et  $l^* = 300$  km en France

tique  $K$  et de l'énergie potentielle de déformation  $S + P$ . Loin de la surface, on s'attend à  $K/(S + P) = 1$  par le théorème du viriel. A la surface libre, un calcul théorique donne la valeur  $K/(S + P) = 0,53$ , en excellent accord avec nos observations au Mexique. Notons que toutes ces valeurs sont totalement indépendantes du désordre et constituent des marqueurs du régime d'équipartition de l'énergie. Nous pouvons donc conclure que la coda met en jeu des ondes multiples diffusées, et que le modèle de diffusion simple ne s'applique pas au Mexique.

## Mésoscopie des ondes sismiques

Nous avons démontré que le champ d'onde de coda est multiples diffusé en nous basant sur des arguments purement énergétiques. Mais qu'en est-il de la phase ? Celle-ci participe aux fluctuations rapides du champ obser-

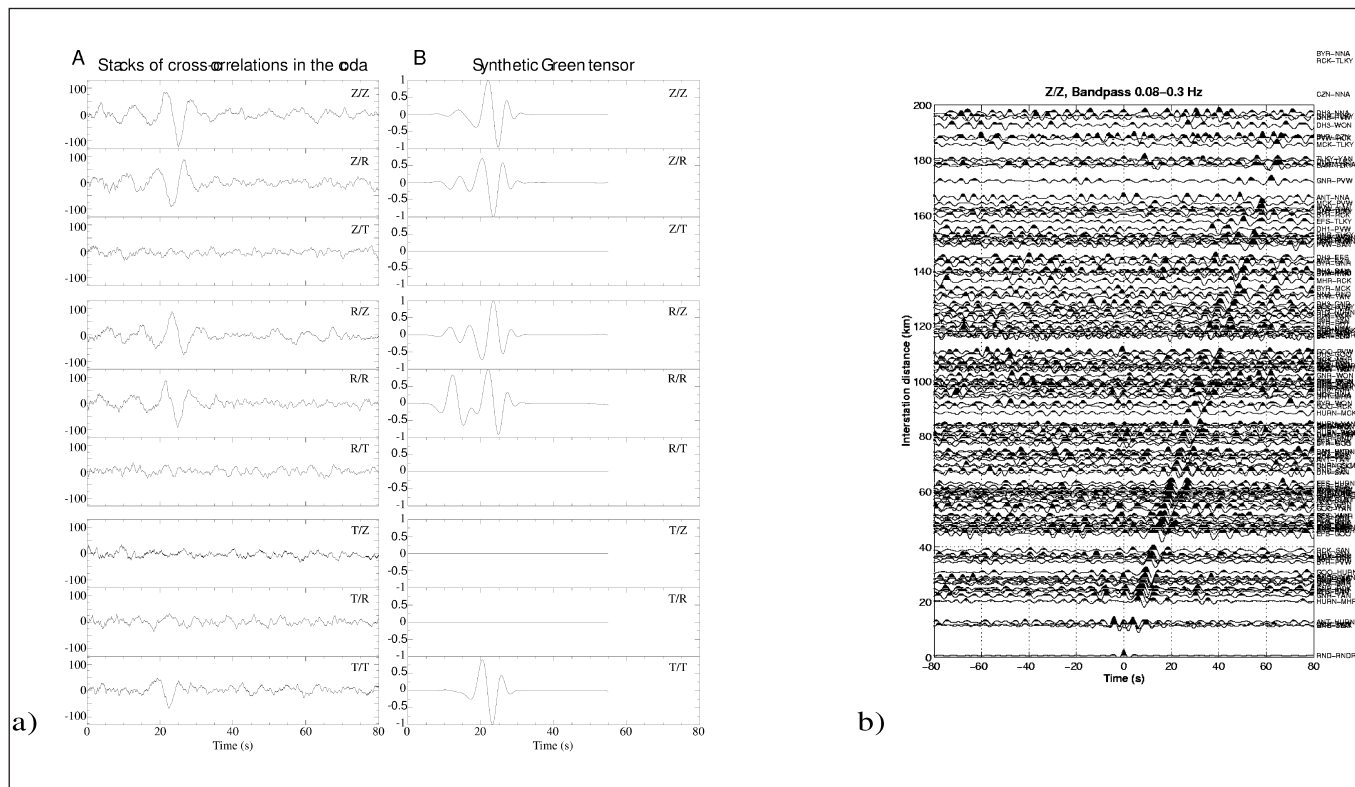
vées sur un sismogramme mais semble difficile à exploiter. Existe-t-il un lien entre la description énergétique et ondulatoire du signal de coda ? C'est pour répondre à des questions similaires que la mésoscopie a été introduite dans les années quatre-vingts en physique de la matière condensée. Elle cherche à décrire un ensemble de phénomènes qui se déroulent quelque part entre le monde microscopique des ondes et le monde macroscopique du transfert d'énergie. L'approche mésoscopique a été introduite pour décrire le comportement des électrons dans des nano-matériaux à basse température, qui montrent des effets de superposition et d'interférence. Elle a ensuite été transposée à l'échelle du micron en optique, puis du millimètre en acoustique avec beaucoup de succès. Une question se pose donc : est-ce que l'approche mésoscopique s'applique aux ondes sismiques, à l'échelle des kilomètres et au-delà ? Et dans ce cas, nous aidera-t-elle à mieux comprendre la structure de la Terre ?

Alors qu'en mécanique quantique les phénomènes mésoscopiques n'existent plus au-delà d'un temps de décohérence imposé par l'environnement, pour les ondes classiques ils peuvent persister tant que l'énergie du champ reste supérieure à celle du bruit ambiant. En présence de dissipation il y aura toujours un temps  $\tau_B$  au-delà duquel le bruit domine le signal. Ce temps dépend de la source et du niveau du bruit. Pour qu'un régime mésoscopique existe pour les ondes sismiques il faut que  $\tau_B$  soit plus grand que le temps libre moyen  $\tau_S = l/v$  au-delà duquel la diffusion multiple se met en place. Ainsi, le régime mésoscopique pour les ondes sismiques est garanti pour des temps d'observation  $t$  tels que  $\tau_S \ll t \ll \tau_B$ . Dans le cas des enregistrements sismologiques le temps  $\tau_B$  est essentiellement contrôlé par le temps de dissipation anélastique  $\tau_a$ . Dans une notation plus sismologique on écrit  $\tau_a = Q_i/2\pi f$ , avec  $Q_i$  le facteur de qualité pour la dissipation. Pour les ondes sismiques à 1 Hz, nos études sur le Mexique (encadré 2) montrent que  $\tau_S \approx 10$  s et  $Q_i > 1000$ , soit  $\tau_a > 150$  s, ce qui garantit la possibilité de diffusion multiple d'ordre élevé. La physique mésoscopique à l'échelle des kilomètres et au-delà s'annonce.

Dans ce régime, les ondes multiples diffusées gardent leur cohérence et leur capacité d'interférence. Un dia-

gnostic classique de la cohérence est la fonction d'intercorrélation qui en sismologie se mesure typiquement en espace-temps :  $\langle u(\mathbf{r} - \mathbf{x}/2, t - \tau/2)u(\mathbf{r} + \mathbf{x}/2, t + \tau/2) \rangle$ , où la moyenne peut être faite sur une fenêtre temporelle  $\Delta T$  dans la coda sismique et pour une bande passante  $\Delta f$ . Pour des fluctuations d'origine thermique, le théorème de fluctuation-dissipation (F-D) montre que la corrélation espace-temps du champ est proportionnelle à la fonction de Green symétrique en temps  $G(\mathbf{x}, t) + G(\mathbf{x}, -t)$ , avec comme ingrédient déterminant l'existence d'équipartition. La fonction de Green  $G(\mathbf{x}, t)$  décrit la propagation des ondes émises à  $t = 0$  par une source ponctuelle à  $\mathbf{x} = \mathbf{0}$  et contient toute l'information sur les différents modes de propagation des ondes dans la Terre. Pour les ondes sismiques dans la Terre, l'équipartition et les fluctuations du champ existent grâce à la présence de nombreuses hétérogénéités et le théorème F-D devrait par conséquent s'appliquer. Nous allons tester cette hypothèse sur des données sismiques.

Une première preuve de la possibilité d'extraction de la fonction de Green à partir de la coda sismique a été faite avec des enregistrements de tremblements de terre au Mexique. Il s'agit de considérer des enregistrements en deux points distincts d'une série de séismes dans la région, et de calculer l'intercorrélation entre les deux stations. La



**Figure 2 - a)** Extraction des ondes de surface propagatives entre deux stations à partir des intercorrélations de signaux de coda (A). Les lettres Z, R, et T désignent les composantes verticales, longitudinales et transverses du champ d'onde. Les 9 termes du tenseur de Green sont obtenus à partir des intercorrélations des 3 composantes du signal mesurées en deux stations. Dans le cas du Mexique, les nombreuses études basées sur les ondes balistiques permettent de disposer d'un modèle de croûte 1-D pour lequel on peut calculer a priori les fonctions de Green montrées en (B). La similarité entre la forme théorique du tenseur de Green et les signaux extraits de la coda est remarquable ; **b)** Reconstruction de la fonction de Green causale et anti-causale à partir de données de coda enregistrées en Alaska. Noter l'asymétrie entre les temps positifs et négatifs.

moyenne des intercorrélations est ensuite calculée sur l'ensemble des séismes. Il apparaît alors clairement un signal cohérent qui possède les caractéristiques cinématiques de l'onde de Rayleigh (encadré 1), dominante dans la fonction de Green, aussi bien que sa polarisation. Une analyse plus poussée impliquant les trois composantes du mouvement du sol montre que l'on extrait un signal qui possède les symétries du tenseur de Green élastique et montre même les ondes de Love (encadré 1 et figure 2a). Cette observation illustre très clairement la conservation de toute l'information de phase dans le signal de coda. On démontre ainsi que même en présence de diffusion multiple des corrélations persistent entre deux points distants de plusieurs longueurs d'onde dans le milieu.

L'essence de la physique qui est à la base de la relation surprenante entre l'intercorrélation du champ et la fonction de Green est la diffusion multiple des ondes et l'équipartition des modes qu'elle induit. Plus précisément, la théorie montre qu'en régime complètement diffus l'intercorrélation est proportionnelle à la fonction de Green  $G(\mathbf{x}, t)$  plus son équivalent anti-causal  $G(\mathbf{x}, -t)$ . L'intercorrélation est donc asymptotiquement symétrique en temps, contrairement à la fonction de Green  $G(\mathbf{x}, t)$  elle-même, qui s'annule pour des temps négatifs pour des raisons de causalité. La figure 2b illustre bien la présence de la partie causale et anti-causale du champ sur un ensemble de fonctions de corrélations moyennes calculées pour des couples de stations sismologiques en Alaska. La figure 2b nous montre que les champs diffus sont clairement corrélés à des distances de plusieurs centaines de kilomètres. Les ondes de surface, contenues dans la fonction de Green, sont facilement identifiables. Pourtant une certaine asymétrie temporelle est bien visible sur la figure 2b. Les séismes se produisant essentiellement à l'est du réseau, au temps où sont faites les mesures il reste une direction privilégiée du flux

d'énergie qui se traduit par des corrélations dominées par une direction du temps : le processus d'équipartition est en cours.

## Perspectives

L'application des concepts de la diffusion multiple nous a permis de mieux comprendre la nature de la coda sismique et notamment de montrer qu'elle découle d'un processus de diffusion multiple. En appliquant la théorie du transfert radiatif en élasticité, nous avons pu estimer le libre parcours moyen des ondes en différentes régions et ainsi caractériser le degré d'hétérogénéité de la croûte terrestre. La possibilité d'extraction des ondes de surface entre deux stations à partir de la coda sismique offre des perspectives nouvelles en imagerie. En effet, la couverture spatiale des données sismiques est sévèrement limitée par la distribution très anisotrope des sources (tremblements de terre). Grâce à l'application des méthodes d'intercorrélations, nous pouvons extraire à partir d'une source lointaine toutes les fonctions de Green possibles sur un ensemble de stations (réseau) ce qui accroît la quantité d'informations disponibles de façon spectaculaire. L'ensemble de toutes les fonctions de Green mesurées sur une région donnée peut alors être utilisée pour construire une image tri-dimensionnelle précise des vitesses sismiques. De tels développements sont en cours.

Ces travaux ont bénéficié de nombreuses discussions dans le cadre du GDR PRIMA et IMCODE de CNRS et du soutien du programme Intérieur de la Terre de l'INSU et d'une ACI « Jeune chercheur » du Ministère de la Recherche.

## Pour en savoir plus

CAMPILLO (M.), PAUL (A.), « Science » **299**, (2003), 547.

LOBKIS (O.I.), WEAVER (R.L.), « Physical Review Letters » **87**, (2001), art. 134301.

HENNINO (R.), TRÉGOURÈS (N.), SHAPIRO (N.M.), MARGERIN (L.), CAMPILLO (M.), VAN TIGGELEN (B.A.), WEAVER (R.L.), « Physical Review Letters » **86**, (2001), 3447.

LAROSE (E.), MARGERIN (L.), VAN TIGGELEN (B.A.), CAMPILLO (M.), « Physical Review Letters » **93**, (2004), art. 048501.