



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO  
POSGRADO EN CIENCIAS DE LA TIERRA  
INSTITUTO DE GEOFÍSICA  
**Análisis de amplitudes de correlaciones cruzadas de  
ruido obtenidas para pares de estaciones del arreglo  
MASE**

T E S I S

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE  
MAESTRÍA EN CIENCIAS DE LA TIERRA

P R E S E N T A

GABRIELA BERENICE VERA PADILLA

DIRECTOR DE TESIS

DR. ARTURO IGLESIAS MENDOZA

INSTITUTO DE GEOFÍSICA, UNAM

Jurado:

Dr. Denis Legrand

Instituto de Geofísica, UNAM

Dra. Vala Hjörleifsdóttir

Instituto de Geofísica, UNAM

Dr. Arturo Iglesias Mendoza

Instituto de Geofísica, UNAM

Dr. Raúl R. Castro Escamilla

CICESE

Dr. Daniel García Jiménez

México, D.F., a marzo de 2013



Universidad Nacional  
Autónoma de México



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

---

# Agradecimientos

Este trabajo ha sido posible con el apoyo y el estímulo de mi tutor y amigo, Doctor Arturo Iglesias, bajo cuya supervisión escogí este tema y comencé la tesis.

A mi jurado evaluador por todas sus contribuciones y comentarios positivos en la mejora de este trabajo.

Agradezco a mi familia y amigas en quienes he encontrado aliento, en cuyo estímulo constante y amor he confiado a lo largo de mis años en la Academia.

Agradezco a mi **Alma Mater**.

Es a ellos a quien dedico este trabajo.

---

# Índice general

Agradecimientos	II
Resumen	VIII
<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
<b>2. Antecedentes teóricos</b>	<b>4</b>
2.1. Ondas superficiales . . . . .	5
2.1.1. Ondas Rayleigh . . . . .	6
2.1.2. Ondas Love . . . . .	7
2.2. Oscilaciones libres . . . . .	8
2.3. Campo difuso . . . . .	11
2.4. Correlación . . . . .	12
2.4.1. Correlación en tiempo . . . . .	12
2.4.2. Correlación usando FFT . . . . .	13
2.5. Correlación de ruido sísmico . . . . .	14
2.5.1. Función de Green . . . . .	15
2.6. Amplitud de correlación de ruido sísmico . . . . .	16
2.7. Atenuación . . . . .	18
2.7.1. Oscilador armónico amortiguado . . . . .	19
2.7.2. Factor de calidad, $Q$ . . . . .	20
2.7.3. $Q$ para sismos de México . . . . .	21
<b>3. Correlación de ruido sísmico para MASE</b>	<b>23</b>
3.1. Datos de la red de banda ancha MASE . . . . .	24
3.1.1. Instrumentos y datos empleados . . . . .	25
3.2. Marco tectónico . . . . .	26
3.3. Obtención de correlaciones de ruido sísmico . . . . .	28

---

3.3.1. Preparación de los datos de ruido (etapa 1) . . . . .	29
3.3.2. Preparación de la correlación cruzada (etapa 2) . . . . .	30
3.4. Análisis de la amplitud de la correlación cruzada (etapa 3) . . . . .	31
3.4.1. Amplitudes de CCR relativas a ACAP y TEMP . . . . .	33
<b>4. Resultados y discusión</b>	<b>46</b>
<b>5. Conclusiones</b>	<b>53</b>
<b>A. Bootstrap para correlaciones por día</b>	<b>55</b>
<b>B. Códigos empleados en Matlab</b>	<b>59</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>67</b>

---

# Índice de figuras

2.1. Geometría del movimiento de las ondas Rayleigh y Love. Modificada de <i>Stein y Wysession (2003)</i> . . . . .	5
2.2. Movimiento de partícula de la onda Rayleigh en la superficie y en profundidad. Modificada de <i>Lay y Wallace (1995)</i> . . . . .	6
2.3. Geometría de las ondas Love. Modificada de <i>Lay y Wallace (1995)</i> . . . . .	7
2.4. Geometría de una cuerda fija en los extremos y separada a una distancia $L$ . Tomada de <i>Lay y Wallace (1995)</i> . . . . .	8
2.5. Campo difuso. Modificada de <i>Lobkis y Weaver (2001)</i> . . . . .	11
2.6. Oscilador armónico amortiguado. Modificado de <i>Stein y Wysession (2003)</i> . . . . .	20
2.7. Dependencia de la frecuencia en el manto. Tomado de <i>Stein y Wysession (2003)</i> . . . . .	21
3.1. Localización de las estaciones de la red MASE. Curvas de isoprofundidad de las placas subducidas según <i>Pardo y Suárez (1995)</i> . En línea continua con triángulos se aprecia la Trinchera Mesoamericana. El área gris es la Faja Volcánica Transmexicana. Modificado de <i>Iglesias et al. (2010)</i> . . . . .	24
3.2. Regiones de diferente subducción (en rojo) según <i>Pardo y Suárez (1995)</i> . En línea continua con triángulos se aprecia la Trinchera Mesoamericana (TMA). En línea discontinua se marcan la fractura de Orozco (FO) y fractura de O’Gorman (FGO). El área gris es la Faja Volcánica Transmexicana. Los triángulos grises son las estaciones de MASE. Modificado de <i>Iglesias et al. (2010)</i> . . . . .	27
3.3. Diagrama de proceso para el análisis de amplitud de correlaciones cruzadas. . . . .	28
3.4. Comparación de correlación cruzada en par de estaciones, BUCU y PALM. . . . .	33
3.5. Correlaciones cruzadas componente vertical, ordenadas por distancia epicentral respecto a ACAP. . . . .	34
3.6. Correlaciones cruzadas componente vertical, ordenadas por distancia epicentral respecto a TEMP. . . . .	35

3.7. Espectrograma respecto a ACAP, componente vertical. La barra inferior indica la intensidad de la ordenada espectral, en rojo son mayores y en azul son cercanas a cero.	36
3.8. Espectrograma respecto a TEMP, componente vertical. La barra inferior indica la intensidad de la ordenada espectral, en rojo son mayores y en azul son cercanas a cero. . . . .	36
3.9. Amplitud espectral de correlaciones cruzadas para ACAP (Z). Los triángulos azules representan la amplitud máxima, la línea continua es el ajuste por <i>Castro et al. (1990)</i> en verde y <i>Ordaz y Singh (1992)</i> en rojo. Cada ajuste fue realizado para su correspondiente frecuencia. . . . .	38
3.10. Amplitud espectral de correlaciones cruzadas para TEMP (Z). Los triángulos azules representan la amplitud máxima de la CCR. La línea continua es el ajuste por <i>Castro et al. (1990)</i> en verde y <i>Ordaz y Singh (1992)</i> . El ajuste de las curvas es para su correspondiente frecuencia. . . . .	39
3.11. Amplitud de CCR ajustada a curvas de <i>Castro et al. (1990)</i> y <i>Ordaz y Singh (1992)</i> , respecto a ACAP (Z) (arriba). Residual logarítmico de $A_{max}$ menos $A_{Cetal}$ de la curva de <i>Castro et al. (1990)</i> (abajo). . . . .	42
3.12. Amplitud de CCR ajustada a curvas de <i>Castro et al. (1990)</i> y <i>Ordaz y Singh (1992)</i> , respecto a TEMP (Z) (arriba). Residual logarítmico de $A_{max}$ menos $A_{Cetal}$ de la curva de <i>Castro et al. (1990)</i> (abajo). . . . .	42
3.13. Amplitud de CCR ajustada a curvas de <i>Castro et al. (1990)</i> y <i>Ordaz y Singh (1992)</i> , respecto a ACAP (E) (arriba). Residual logarítmico de $A_{max}$ menos $A_{Cetal}$ de la curva de <i>Castro et al. (1990)</i> (abajo). . . . .	43
3.14. Amplitud de CCR ajustada a curvas de <i>Castro et al. (1990)</i> y <i>Ordaz y Singh (1992)</i> , respecto a TEMP (E) (arriba). Residual logarítmico de $A_{max}$ menos $A_{Cetal}$ de la curva de <i>Castro et al. (1990)</i> (abajo). . . . .	43
3.15. Amplitud de CCR ajustada a curvas de <i>Castro et al. (1990)</i> y <i>Ordaz y Singh (1992)</i> , respecto a ACAP (N) (arriba). Residual logarítmico de $A_{max}$ menos $A_{Cetal}$ de la curva de <i>Castro et al. (1990)</i> (abajo). . . . .	44
3.16. Amplitud de CCR ajustada a curvas de <i>Castro et al. (1990)</i> y <i>Ordaz y Singh (1992)</i> , respecto a TEMP (N) (arriba). Residual logarítmico de $A_{max}$ menos $A_{Cetal}$ de la curva de <i>Castro et al. (1990)</i> (abajo). . . . .	44
3.17. Amplitud de CCR ajustada a curvas de <i>Castro et al. (1990)</i> y <i>Ordaz y Singh (1992)</i> , respecto a ACAP (E+N) (arriba). Residual logarítmico de $A_{max}$ menos $A_{Cetal}$ de la curva de <i>Castro et al. (1990)</i> (abajo). . . . .	45

3.18. Amplitud de CCR ajustada a curvas de <i>Castro et al. (1990)</i> y <i>Ordaz y Singh (1992)</i> , respecto a TEMP (E+N) (arriba). Residual logarítmico de $A_{max}$ menos $A_{Cetal}$ de la curva de <i>Castro et al. (1990)</i> (abajo). . . . .	45
4.1. Sismo de 8 de octubre de 2006 con su mecanismo focal. . . . .	48
4.2. Amplitud de las CCR respecto a ACAP comparadas con las amplitudes del sismo del 8 de octubre de 2006 (componente vertical). . . . .	49
4.3. (Arriba) Las $A_{max}$ de las CCR respecto a ACAP comparadas con las $A_{Sis}$ del sismo del 8 de octubre de 2006 (componente Z). (Abajo) Residual logarítmico de $A_{max}$ comparadas con residual logarítmico $A_{Sis}$ , ambas respecto a la curva de <i>Ordaz y Singh (1992)</i> . . . . .	51
4.4. (Arriba) ubicación de las estaciones. (En medio) residual logarítmico de $A_{max}$ comparadas con residual logarítmico $A_{Sis}$ del sismo, ambas respecto a la curva de <i>Ordaz y Singh (1992)</i> . (Abajo) Modelo de velocidades de ondas S, propuesto por <i>Iglesias et al. (2010)</i> . . . . .	52
A.1. Izquierda: ejemplificación de correlaciones por día. Derecha: el apilado de todas las correlaciones con el uso de bootstrap. . . . .	56

---

# Resumen

Como una deducción de estudios realizados en acústica se ha demostrado que, correlacionando registros de ruido sísmico ambiental se puede obtener la función de Green del medio elástico. Lo anterior está basado en el supuesto de que la Tierra es un medio elástico y finito, que el ruido sísmico se distribuye de manera homogénea y que puede ser representado como un campo aleatorio.

El método proporciona una ventaja significativa sobre los métodos sísmicos tradicionales; el ruido ambiental sísmico es omnipresente en la Tierra, y tiene importantes componentes de baja frecuencia que pueden ser usadas para obtener una imagen de estructuras someras y profundas usando ondas superficiales e incluso ondas de cuerpo. Recientemente, el método mencionado ha tenido diversas aplicaciones en el área de la sismología, como por ejemplo en la tomografía de ondas superficiales, en el análisis de mediciones de microtemores, en la detección de perturbaciones temporales asociadas a ligeros cambios de velocidad en el interior de un volcán, etc.

El propósito de este trabajo es estudiar la atenuación usando amplitudes máximas de funciones de Green obtenidas de los registros de ruido ambiental de las estaciones sísmicas de banda ancha del experimento MASE. En particular se comparó las leyes de atenuación obtenidas en ese trabajo con las curvas de atenuación propuestas en dos estudios anteriores y con un modelo de tomografía para el trayecto de estaciones de la red de banda ancha.

A lo largo de los últimos cinco años ha surgido una gran controversia acerca del preprocesamiento que involucran las correlaciones de ruido sísmico y su efecto en la amplitud de las funciones de Green obtenidas. En este trabajo se empleó el método de normalización temporal de 1-bit para quitar el efecto de los sismos y el blanqueado espectral para recuperar información de una banda más amplia de frecuencias. A pesar de que algunos autores opinan que es poco fiable obtener información sobre las amplitudes usando ese método, en este trabajo

se prueba que, a pesar del intenso pre-procesamiento de los datos, es posible recuperar en gran medida información de la amplitud y por lo tanto de los efectos regionales de atenuación y/o amplificación local.

---

# Capítulo 1

## Introducción

Desarrollos recientes de acústica [e.g. *Lobkis y Weaver* (2001); *Derode et al.* (2003)] y sismología [e.g. *Campillo y Paul* (2003); *Shapiro y Campillo* (2004)] sugieren un método alternativo para medir la respuesta elástica impulsiva de la Tierra mediante la correlación cruzada de ruido sísmico ambiental entre pares de estaciones. El método arriba mencionado representa una ventaja significativa sobre los métodos sísmicos tradicionales que son dependientes de la ocurrencia de terremotos, los cuales se concentran en los límites de placas. Esta distribución sesgada de los sismos a escala global, implica una disminución de la resolución para zonas con baja actividad sísmica, y una dependencia del tiempo debido a que los sismos son impredecibles [*Prieto et al.* (2011)].

La representación modal de un campo difuso de ondas dentro de un cuerpo elástico [*Lobkis y Weaver* (2001)], en nuestro caso la Tierra, se aplica al caso del ruido sísmico (ya que éste contiene información de ondas que se propagan en cualquier dirección, con cualquier amplitud y fase) si y sólo si las fuentes de ruido están uniformemente distribuidas [*Tsai* (2011)]. Pero aunque la distribución de las fuentes de ruido no sea uniforme se puede obtener información coherente de las correlaciones cruzadas.

Se ha propuesto [*Shapiro y Campillo* (2004)] que para cumplir la condición de que el ruido sísmico sea considerado como un campo difuso es únicamente necesario tomar señales lo suficientemente largas en el tiempo, de tal manera que la distribución de fuentes de ruido pueda ser considerada aleatoria.

El método de las correlaciones cruzadas de ruido (de aquí en adelante llamado CCR) ha tenido diversas aplicaciones en el área de la sismología, como por ejemplo en la tomografía de

ondas superficiales por *Shapiro et al. (2005)*, en el análisis de mediciones de microtemores por *Chávez-García y Luzón (2005)*, en la detección de perturbaciones temporales asociadas a ligeros cambios de velocidad en el interior de un volcán por *Brenquier et al. (2008)*.

Si bien el comportamiento espacial (mediante tomografías de velocidades) o variación temporal de velocidades deducidas de las funciones de Green obtenidas a través de la CCR ha sido intensamente usado en las aplicaciones mencionadas, la variación espacial de su amplitud [e.g. *Prieto et al. (2009)*; *Lin et al. (2011)*] ha sido mucho menos estudiado.

En este trabajo se calcula la variación relativa de la amplitud máxima de las funciones de Green obtenidas con CCR entre pares de estaciones sísmicas de banda ancha del experimento MASE [e. g. *Espejo y Green (2007)*; *Pérez-Campos et al. (2008)*; *Real Pérez (2010)*].

Los principales objetivos de este trabajo son:

1. Estudiar los efectos de la atenuación a escala regional.
2. Comparar las amplitudes máximas con las curvas de atenuación propuestas en estudios anteriores [e.g. *Castro et al. (1990)*; *Ordaz y Singh (1992)*].
3. Comparar los resultados con un modelo previo de tomografía obtenido con datos del mismo arreglo [*Iglesias et al. (2010)*].

La comparación de correlaciones cruzadas de ruido sísmico entre pares de estaciones involucra información de la atenuación de ondas superficiales, e incluye efectos locales derivados de la geometría del arreglo de estaciones, el cual es perpendicular a la trinchera.

En el capítulo 2 se hablará acerca de los fundamentos que involucran a las correlaciones cruzadas y su relación con la atenuación. Dado que los sensores de banda ancha fueron instalados en la superficie de la Tierra las funciones de Green tienen una influencia dominante de ondas superficiales Rayleigh o Love, por lo que se discutirán ciertas características de dichas ondas. Revisaremos el movimiento de propagación de las ondas descrito por una ecuación y cuya solución involucra la suma de las ondas estacionarias, conocida como modos normales [e.g. *Stein y Wysession (2003)*; *Lay y Wallace (1995)*]. Se puede explicar un campo difuso a partir del concepto de modos normales, que está expresado en términos de las frecuencias propias (eigenfrecuencias) y funciones propias (eigenfunciones). Al realizar las CCR sísmico de dos campos difusos es posible recuperar la función de Green [*Lobkis y Weaver (2001)*]. También se revisará el concepto de atenuación, el cual involucra la conversión de energía sísmica

en calor. El factor de calidad  $Q$  es un parámetro muy importante para medir la atenuación a diferentes frecuencias, que esta relacionado con estudios anteriores de las leyes de atenuación para México.

En el capítulo 3 se da una breve introducción del proyecto MASE [*Pérez-Campos et al. (2008)*; *Real Pérez (2010)*] y de la localización de las estaciones sismológicas usadas, con las cuales se obtuvieron las series de tiempo.

Las correlaciones cruzadas involucran tres etapas del procesamiento:

1. Generación de archivos de ruido de 1 día en cada estación. Decimación de las series de tiempo. Normalización temporal y el blanqueo espectral.
2. Realizar las correlaciones cruzadas y el apilamiento de las mismas.
3. Análisis de la amplitud de las correlaciones cruzadas usando el método de *Lin et al. (2011)*, que clasifica las correlaciones en función de su RMS (Root Mean Square).

En el capítulo 4 se muestran y comentan los resultados obtenidos de las amplitudes de CCR y el ajuste de las curvas de atenuación, para una frecuencia específica en la que fue observada la mayor cantidad de energía. Se comparan los resultados de amplitud de CCR con un sismo (8 de octubre de 2006,  $M_w=4.5$  y profundidad de 11 km) cercano al arreglo MASE. También para la comparación con este estudio se empleó el modelo de velocidad de ondas S, estimado a partir de la inversión de curvas de dispersión, propuesto por *Iglesias et al. (2010)*.

En el capítulo 5 se concluye que con datos reales de amplitud de CCR, al menos para un arreglo lineal, es posible recuperar gran parte de la información de la amplitud de las funciones de Green. La confiabilidad de los resultados aquí presentados se basa en el comportamiento de decaimiento de las amplitudes con la distancia, previsto por las leyes de atenuación de estudios anteriores [e.g. *Castro et al. (1990)*; *Ordaz y Singh (1992)*]; y la validación mediante la información de un sismo ocurrido cercano al arreglo MASE y la comparación con modelo de tomografía [*Iglesias et al. (2010)*]. Con las amplitudes máximas de correlación cruzada se pueden observar los efectos locales de amplificación o atenuación, una zona notable es la del Eje Neovolcánico que presenta un factor de calidad  $Q$  relativamente bajo con respecto a otras zonas.

---

# Capítulo 2

## Antecedentes teóricos

En el presente capítulo, se hará una revisión de los principios fundamentales de las ondas superficiales. Dado que los pares de estaciones considerados en este estudio se encuentran en la superficie, estas ondas son las que son recuperadas con mayor amplitud con la técnica CCR. Como parte del análisis para demostrar la validez de la técnica CCR, se analizarán, también, las ecuaciones de las ondas estacionarias cuya solución está relacionada con las frecuencias propias y las funciones propias. Se puede explicar, de manera alternativa, un campo difuso a partir de estos conceptos y relacionar las CCR con la función de Green.

Se revisará también el concepto de transformada de Fourier que permite pasar la señal sísmica del dominio del tiempo al dominio de las frecuencias, y viceversa. Dicha transformación permite obtener información sobre el espectro de frecuencias de la señal. Se explicará matemáticamente como calcular la correlación de dos señales en el dominio del tiempo y en el dominio de las frecuencias.

Se comentará primero el concepto de atenuación de las ondas sísmicas ( con un ejemplo sencillo de un oscilador armónico amortiguado). Posteriormente, se comentará después acerca del factor de calidad  $Q$ , el cual es uno de los parámetros críticos para explicar la dependencia frecuencial de la atenuación. Se tomaron algunos ejemplos de diferentes valores de  $Q$  para sismos de México, que más adelante serán empleados para ajustar las amplitudes de las ondas superficiales obtenidas a través del método de CCR.

## 2.1. Ondas superficiales

La superficie de la Tierra es la frontera libre de un medio elástico en la cual los esfuerzos se desvanecen, es decir, las tracciones son cero. Si una fuente de excitación emite ondas de cuerpo (P y S) que se propagan por toda la Tierra, y si hay una superficie libre coexisten instantáneamente ondas Rayleigh y, si además hay variación de velocidad con la profundidad o una capa hay ondas Love [*Lay y Wallace (1995)*], cuya interacción de cada una de ellas dependerá de las características del medio.

Las *ondas Rayleigh* son el resultado de interferencias constructivas de ondas P y SV en una superficie libre, por lo que solo provocan desplazamiento en un plano definido por la componente radial y la componente vertical (plano x-z en figura 2.1). Por otro lado, dada una reflexión total de las ondas SH en superficie libre, combinado con una capa interna de la Tierra que atrape las reverberaciones de SH cercanas a la superficie (desplazamiento paralelo al eje *y*, figura 2.1), interfiere constructivamente para producir *ondas Love*, que están polarizadas de manera lineal y horizontal (Figura 2.1).

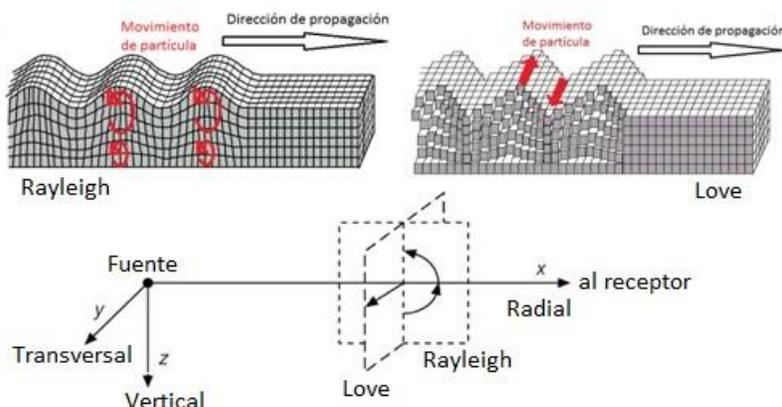


Figura 2.1: Geometría del movimiento de las ondas Rayleigh y Love. Modificada de *Stein y Wysession (2003)*.

Existen diferencias fundamentales entre las ondas de cuerpo y las superficiales, por ejemplo, la tasa del decaimiento de la amplitud es más rápida para las ondas de cuerpo (en  $1/r$ , donde  $r$  es la distancia a la fuente) que para las ondas superficiales (en  $1/\sqrt{r}$ ). El decaimiento relativamente lento de la amplitud de las ondas superficiales provoca que, en caso de sismos de gran magnitud, éstas puedan viajar alrededor de la Tierra muchas veces. Otra característica de las ondas superficiales es la *dispersión*. Este fenómeno que no se presenta fuertemente en

las ondas de cuerpo, consiste en la variación de la velocidad con respecto de la frecuencia. Esto se puede apreciar en los sismogramas filtrados a diferentes frecuencias [e.g. *Lay y Wallace (1995)* y *Stein y Wysession (2003)*.]

Las ondas superficiales que se propagan sobre la superficie esférica de la Tierra convergen a un punto diametralmente opuesto de la Tierra con respecto a la fuente (sismo), llamado *antípoda*. Las ondas pasan a través de una a la otra, se apartan de la antípoda, se extienden sobre la superficie de nuevo, eventualmente convergen en la fuente y se repite el proceso. El movimiento de las ondas superficiales alrededor de la Tierra puede ser estudiado con la ecuación de onda, cuya solución puede ser presentada como patrones de ondas viajeras o patrones de ondas estacionarias (modos normales) [e.g. *Lay y Wallace (1995)*] los cuales se discutirán más adelante.

### 2.1.1. Ondas Rayleigh

Lord Rayleigh en 1887 encontró que la existencia de una superficie libre permite interferencias constructivas de una onda P con una onda SV. La onda de Rayleigh así generada viaja a lo largo de la superficie con una velocidad inferior a la velocidad de la onda S y con amplitudes que decaen exponencialmente en profundidad. Su polarización es retrograda hacia una profundidad dada a partir de la cual la polarización se vuelve prograda. La atenuación geométrica de estas ondas decrece en amplitud proporcional a  $1/\sqrt{r}$  (Figura 2.2).

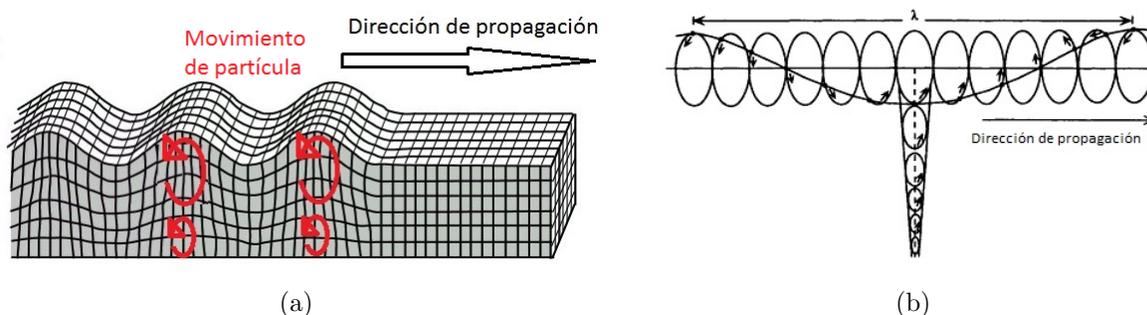


Figura 2.2: Movimiento de partícula de la onda Rayleigh en la superficie y en profundidad. Modificada de *Lay y Wallace (1995)*

El movimiento de partícula es una elipse con el eje grande en la dirección vertical, la razón entre el eje grande y pequeño es de 1.5, retrogrado en la superficie y progrado a partir de una cierta profundidad (Figura 2.2(a)). La distancia entre el movimiento de partícula superficial al mismo punto en un ciclo elíptico define la longitud de onda Rayleigh  $\lambda$  (Figura 2.2(b)).

### 2.1.2. Ondas Love

Las propiedades de una onda SH atrapada cerca de la superficie fueron primeramente exploradas por A. E. H. Love en 1911. Este tipo de ondas por lo tanto son llamadas ondas Love. Si consideramos una capa de espesor  $H$  (Figura 2.3(a)) donde  $x_3 = 0$  es la superficie libre, las interacciones con la frontera  $x_3 = H$  involucran la onda incidente ( $SH_I$ ), la reflejada ( $SH_R$ ) y la transmitida ( $SH_T$ ). Para la velocidad de onda S en cada capa si  $\beta_1 < \beta_2$  y su ángulo crítico  $j_c = \text{sen}^{-1}(\beta_1/\beta_2)$  la energía es totalmente reflejada tanto en la frontera de la capa como en la superficie libre por lo cual las ondas SH quedan atrapadas en la capa [Lay y Wallace (1995)].

La solución de la ecuación de la onda Love depende de la frecuencia. Las ondas a muy altas frecuencias tienen desplazamientos cercanos a la superficie, mientras que ondas de baja frecuencia tienen desplazamientos cercanos a la profundidad  $H$  (Figura 2.3(b)). Las ondas se propagan también al interior del semiespacio, pero sus amplitudes decaen exponencialmente por debajo de  $x_3 = H$ .

Las ondas Love son siempre dispersivas porque requieren al menos una capa de baja velocidad sobre un semiespacio para existir. Dado que el movimiento de partícula de la onda Love es lineal con una dirección paralela a la superficie, y perpendicular a la dirección de propagación, ocurre una completa separación de movimientos superficiales de las ondas Love (que llegan en la componente transversal horizontal) y Rayleigh (que llegan en las componentes vertical y radial).

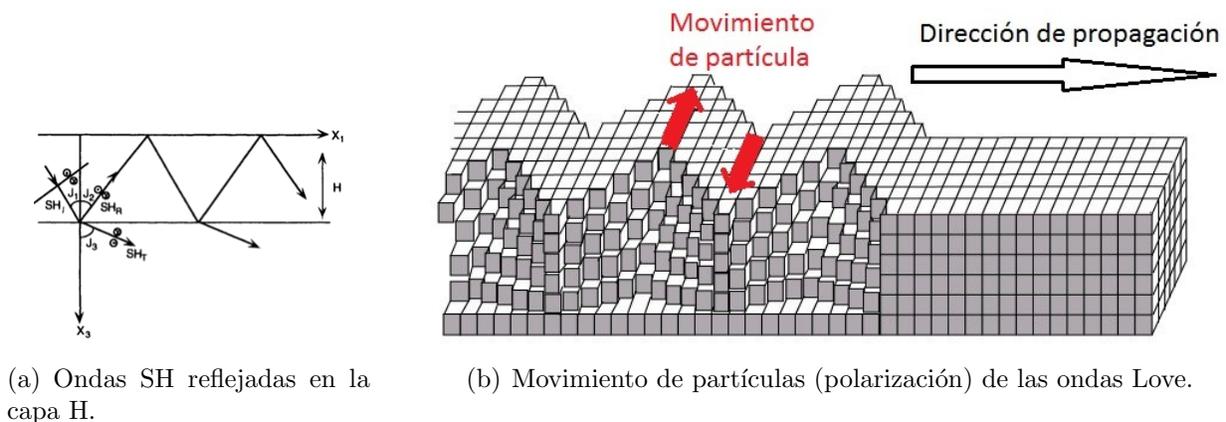


Figura 2.3: Geometría de las ondas Love. Modificada de Lay y Wallace (1995).

## 2.2. Oscilaciones libres

La Tierra al ser perturbada puede ser descrita como un sistema oscilatorio que involucra frecuencias discretas. Esta percepción conduce a la noción de *modos normales* de un sistema, el cual puede oscilar de una manera análoga a los tonos armónicos de un órgano de tubos o como la vibración de la cuerda de una guitarra. Estos modos normales son llamados oscilaciones libres de la Tierra [Lay y Wallace (1995)]. Los modos forman una base completa de soluciones y cualquier sismograma puede ser escrito como sumas sobre modos normales.

Solamente las ondas superficiales que interfieren constructivamente después de su propagación a lo largo de toda la superficie de la Tierra persistirán como movimientos a largo plazo. La circunferencia de la Tierra proporciona una longitud de escala en cual un número entero de longitudes de onda se puede ajustar para producir persistentes movimientos estacionarios. Dado que sólo las longitudes de onda y frecuencias *discretas* ajustan a las condiciones de frontera de la Tierra, las correspondientes ondas estacionarias son llamadas oscilaciones de libres o *modos normales* del sistema.

Para una explicación más sencilla de los modos normales se considera el caso unidimensional de una cuerda que se mantiene fija en cada extremo (Figura 2.4). Después se asume que una fuente ( $f$ ) excita movimientos de pequeñas amplitudes de la cuerda que se propagan como ondas distantes de la fuente en las direcciones  $\pm x_1$ , que involucra movimientos de partícula  $u$  en la dirección  $\pm x_3$ .

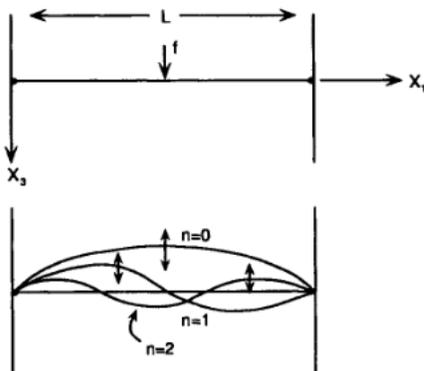


Figura 2.4: Geometría de una cuerda fija en los extremos y separada a una distancia  $L$ . Tomada de Lay y Wallace (1995).

Estos movimientos deben obedecer a la ecuación de onda unidimensional

$$\frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial x_1^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial t^2}$$

donde la ecuación representa la relación entre el tiempo  $t$  y el espacio  $x_1$  derivado del desplazamiento  $u$  a lo largo de la cuerda. La velocidad  $c = (\tau/\rho)^{1/2}$  a la cual las ondas se propagan depende de dos propiedades físicas de la cuerda: la tensión a la cual es estirada  $\tau$  y su densidad  $\rho$  [Lay y Wallace (1995); Stein y Wysession (2003)]. La tensión proporciona la fuerza que tiende a restablecer cualquier desplazamiento a la posición de equilibrio, una gran tensión da una gran aceleración, y en consecuencia una propagación de onda rápida. En contraste, la densidad es un término inercial, una alta densidad resulta una baja aceleración, y por tanto una propagación de onda lenta.

La solución general para la ecuación anterior es

$$u(x, t) = C_1 e^{i\omega(t+x/c)} + C_2 e^{i\omega(t-x/c)} + C_3 e^{-i\omega(t+x/c)} + C_4 e^{-i\omega(t-x/c)}$$

Las condiciones de frontera para la cuerda son dadas por los puntos finales fijos donde  $u(0, t) = u(L, t) = 0$ . Lo que resulta  $C_1 = -C_2$  y  $C_3 = -C_4$ . La condición  $x = L$  da como resultado

$$(C_1 e^{i\omega t} + C_3 e^{-i\omega t}) 2i \sin(\omega L/c) = 0$$

Las soluciones no triviales están dadas por ceros de la función seno,  $\omega L/c = (n+1)\pi$ ,  $n = 0, 1, 2, \dots, \infty$ . Por lo tanto, las frecuencias discretas del movimiento  $\omega_n = (n+1)\pi c/L$ , llamadas *frecuencias propias*, satisfacen las condiciones de frontera. Estas frecuencias propias tienen sus correspondientes patrones de desplazamiento,  $e^{i\omega_n t} \sin(\omega_n x/c)$ , llamadas *eigenfunciones o modos normales* del sistema. El modo  $n=0$  es el modo fundamental y no tiene nodos (lugares donde el movimiento es cero) dentro del sistema;  $n > 0$  corresponden a modos superiores o sobretonos, cada uno con  $n$  nodos internos.

Se muestran los primeros tres modos normales que están asignados por las condiciones de frontera (Figura 2.4). El movimiento oscilatorio de cada modo normal ocurre sin movimiento horizontal en los nodos. Este comportamiento se conoce como *patrones de onda estacionaria*. Cualquier propagación de una excitación en una cuerda puede ser representada por una suma infinita de funciones propias, porque ellas constituyen todos los componentes permisibles de

cualquier solución en el medio:

$$u(x, t) = \sum_{n=0}^{\infty} (A_n e^{i\omega_n t} + B_n e^{-i\omega_n t}) \times \sin\left(\frac{\omega_n x}{c}\right)$$

Entonces, la representación de onda estacionaria en términos de los modos normales puede reemplazar equivalentemente las ondas que viajan en el sistema. El espectro de potencia de la transformada de Fourier de la ecuación anterior tendrá picos para las frecuencias propias  $\omega_n$ , con sus relativas amplitudes dadas por funciones de ponderación.

Si tomamos un registro sísmico de desplazamiento continuo el cual se extiende por muchas horas o días después de un sismo grande, se puede observar a la señal en el dominio del tiempo como el paso secuencial de ondas superficiales que viajan a lo largo de grandes círculos [e.g. *Lay y Wallace (1995)*]. Cuando el espectro de potencia se estima para esta señal, se pueden observar picos discretos para diferentes frecuencias con amplitudes relativas variables. Estas corresponden a las *frecuencias propias de la Tierra*, involucran a las ondas estacionarias que ajustan en una geometría esférica estratificada del planeta. La interferencia constructiva de las vibraciones que coexisten corresponden a perturbaciones que se mueven a lo largo de la superficie como una función del tiempo, la cual se puede ver en perspectiva como una onda viajera Love o Rayleigh.

Los modos de un cuerpo esférico involucran patrones radiales y superficiales que deben ajustarse en la geometría del sistema. Hay dos tipos de oscilaciones básicamente: *oscilaciones esferoidales*, análogo a las ondas P, SV y Rayleigh, las cuales tienen una componente de movimiento paralelo al radio (movimiento radial en la geometría esférica) del centro de la Tierra, y, *oscilaciones toroidales*, que involucran movimientos de cizalla paralelos a la superficie esférica, análogos a los movimientos de ondas SH y Love.

Los modos normales en la Tierra real presentan algunas complicaciones que son introducidas por la variación de las propiedades del material con respecto a la profundidad, atenuación, gravedad y por desviaciones de la simetría esférica causadas por la rotación, por la forma no esférica y por la heterogeneidad de las propiedades del material.

## 2.3. Campo difuso

Previos estudios de acústica, como el de *Lobkis y Weaver* (2001) han definido el campo difuso, como un campo con amplitudes modales aleatorias no correlacionadas y con varianzas iguales. En sismología *Campillo y Paul* (2003) sugieren un método alternativo para medir la respuesta elástica de la Tierra mediante la extracción de funciones de Green de campos de ondas difusos o aleatorios, ellos emplean información obtenida de la coda de los sismos para realizar las correlaciones cruzadas.

El ruido sísmico sobre largos periodos de tiempo se valora como un campo difuso. Por ejemplo *Shapiro y Campillo* (2004) y *Shapiro et al.* (2005) consideran que la distribución aleatoria de las fuentes ambientales se promedia al emplear datos de ruido sísmico durante largos periodos de tiempo. Dicha información puede ser procesada por correlaciones cruzadas entre pares de estaciones con lo cual se obtiene una señal coherente, ver figura 2.5.

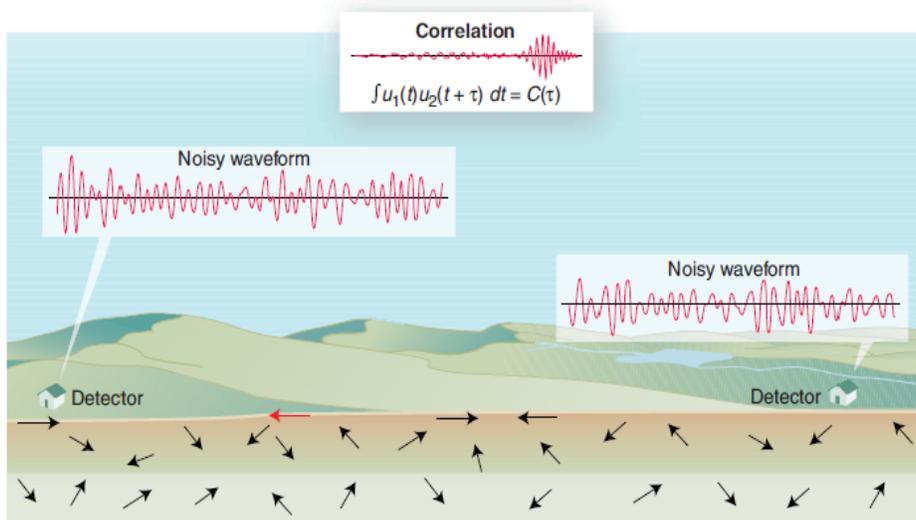


Figura 2.5: Campo difuso. Modificada de *Lobkis y Weaver* (2001).

En algunos estudios [e.g. *Lobkis y Weaver* (2001); *Shapiro y Campillo* (2004)], un campo difuso en un cuerpo finito elástico (en nuestro caso la Tierra) se puede expresar en la forma modal por:

$$\phi(x, t) = \Re \sum_{n=1}^{\infty} a_n u_n(x) e^{i\omega_n t} \quad (2.1)$$

Donde  $x$  es la posición,  $t$  es el tiempo,  $u_n$  son funciones propias,  $\omega_n$  son frecuencias propias

de una Tierra real, como se explicó de manera simple en el apartado 2.2 (página 8), y  $a_n$  son las funciones de excitación modal; representa la parte real de la sumatoria del producto de las amplitudes complejas modales ( $a_n$ ) por los modos ortogonales reales ( $u_n$ ). Si el campo es elastodinámico,  $u_n$  y  $\phi$  son vectores. El modo  $u_n$  es real y ortonormal:

$$\int \rho u_n \cdot u_m d^3x = \delta_{nm} \quad (2.2)$$

Si el campo  $\phi$  es difuso y con una densidad espectral de potencia real, entonces sus las amplitudes modales son variables aleatorias no correlacionadas, como se muestra a continuación.

$$\langle a_n a_m^* \rangle = \delta_{nm} F(\omega_n) \quad (2.3)$$

Donde  $F$  es una función suave relacionada con la densidad de energía espectral, equivalente a  $\frac{1}{2}F \langle u^2 \rangle$  veces la densidad modal.

## 2.4. Correlación

### 2.4.1. Correlación en tiempo

El objetivo de estimar la correlación entre dos señales es medir el grado de similitud entre ambas señales y por tanto extraer alguna información que dependa en gran medida de su aplicación. Supongamos que se tienen dos secuencias de señales reales  $x(n)$  e  $y(n)$  donde cada una tiene energía finita. La correlación cruzada [Proakis y Manolakis (1996)] de  $x(n)$  e  $y(n)$  es una secuencia  $C_{xy}(l)$  la cual está definida como

$$C_{xy}(l) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} x(n)y(n-l), l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (2.4)$$

y es equivalente a

$$C_{xy}(l) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} x(n+1)y(n), l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (2.5)$$

El índice  $l$  es el parámetro de desplazamiento en tiempo (o retraso) y los subíndices  $xy$  de la secuencia de correlación cruzada  $C_{xy}(l)$  indican que las secuencias han sido correlacionadas. El orden de los subíndices, con  $x$  que precede a  $y$ , indica la dirección en la cual una secuencia es desplazada, con respecto a la otra secuencia. En la ec. 2.4 la secuencia  $x(n)$  está sin desplazamiento a la izquierda e  $y(n)$  se desplaza cada  $l$  unidades de tiempo, a la derecha para  $l$  positivo y a la izquierda para  $l$  negativo. Equivalentemente, en la ec. 2.5, la secuencia  $y(n)$

está sin desplazamiento a la izquierda y  $x(n)$  se desplaza cada  $l$  unidades de tiempo, a la izquierda para  $l$  positivo y a la derecha para  $l$  negativo.

### 2.4.2. Correlación usando FFT

Un proceso físico puede ser descrito en el *dominio del tiempo*, por los valores de alguna cantidad  $h$  o  $g$  en función del tiempo  $t$ , como  $h(t)$  o  $g(t)$  (2.7). También se puede expresar en el *dominio de la frecuencia*  $f$ ,  $H(f)$  y  $G(f)$  (2.6) son las transformadas de Fourier de  $h$  y  $g$  respectivamente, para  $-\infty < f < \infty$ . Es útil pensar que  $h(t)$  o  $g(t)$  y  $H$  o  $G$  son dos representaciones diferentes de la misma función, por medio de las ecuaciones de la *Transformada de Fourier* [Press et al. (1986)],

$$H(f) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t)e^{2\pi ift} dt, \quad (2.6)$$

$$G(f) = \int_{-\infty}^{\infty} g(t)e^{2\pi ift} dt$$

$$h(t) = \int_{-\infty}^{\infty} H(f)e^{-2\pi ift} df, \quad (2.7)$$

$$g(t) = \int_{-\infty}^{\infty} G(f)e^{-2\pi ift} df$$

La correlación de dos funciones continuas  $g$  y  $h$ , dadas por la ec. 2.7, denotada por  $C(g, h)$ , está definida por

$$C(g, h) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} g(\tau + t)h(\tau) d\tau \quad (2.8)$$

De manera similar se puede escribir la correlación discreta de dos funciones muestreadas  $g_k$  y  $h_k$ , cada una periódica con número de muestras  $N$ , definida por

$$C(g, h)_j \equiv \sum_{k=0}^{N-1} g_{j+k}h_k$$

La correlación es una función de  $t$ , el cual es llamado *retraso*. La correlación se puede calcular de manera más rápida en el dominio de las frecuencias, regresando después en el dominio del tiempo por una transformada de Fourier inversa:

$$C(g, h) \iff G(f)H^*(f) \quad (2.9)$$

La ec. 2.9 representa el "Teorema de Correlación", descrito en Press et al. (1986), se utiliza el símbolo  $\iff$  para indicar que se puede hacer el calculo en el dominio de las frecuencias y

volver después en el dominio del tiempo. Para funciones reales tenemos el segundo miembro que es  $G(f)H(-f)$ , así que en este caso  $H(-f) = H^*(f)$ . La ec. 2.9 demuestra que multiplicando la transformada de Fourier de una función por el conjugado complejo de la transformada de Fourier de otra función se obtiene la transformada de Fourier de la correlación de ambas funciones.

El teorema de correlación discreto tiene gran similitud al anterior descrito (ec. 2.9), involucra una correlación discreta de dos funciones reales  $g$  y  $h$  es un miembro del par de la transformada discreta de Fourier.

$$C(g, h)_j \iff G(f)_k H^*(f)_k$$

Donde  $G_k$  y  $H_k$  son las transformadas discretas de Fourier de  $g_j$  y  $h_j$ , y el asterisco denota el conjugado complejo. Se puede estimar la correlación usando la *transformada rápida de Fourier* (FFT, por sus siglas en inglés) de la siguiente forma: aplicar la FFT en los dos conjuntos de datos, multiplicar una transformada resultante por el conjugado complejo de la otra, y aplicar la transformada inversa del producto [Press et al. (1986)]. El resultado ( $r_k$ ) será formalmente un vector complejo de longitud  $N$ . Sin embargo, se volverá cero toda la parte imaginaria, ya que los conjuntos de datos originales de ambos son reales. Los componentes de  $r_k$  son valores de correlación a diferentes retrasos, con desfases positivos y negativos almacenados en el ya conocido orden secuencial: la correlación para el desfase cero es  $r_0$ , la primera componente de la serie; la correlación para el desfase 1 es  $r_1$ , la segunda componente; la correlación para el desfase -1 es  $r_{N-1}$ , la última componente; etc.

## 2.5. Correlación de ruido sísmico

Lobkis y Weaver (2001) proponen una manera simple de construir la correlación cruzada de los campos  $\phi(x)$  y  $\phi(y)$ , ver figura 2.5, a partir de la definición de campo difuso vista en la ec. 2.1:

$$\langle \phi(x, t), \phi(y, t + \tau) \rangle = \frac{1}{2} \Re \sum_{n=-\infty}^{\infty} F(\omega_n) u_n(x) u_n(y) e^{-i\omega_n \tau} \quad (2.10)$$

Donde  $F$ , es una función suave relacionada con la densidad de energía espectral, ver la ec. 2.3 del apartado de campo difuso, está multiplicado por la parte real ( $\Re$ ) de la sumatoria del producto de los modos ortogonales reales ( $u_n$ ) y el producto de senos y cosenos cuyo argumento tiene una parte imaginaria, las frecuencias propias ( $\omega_n$ ) y el desfaseamiento ( $\tau$ ).

Los terminos cruzados desaparecen en el promedio, de acuerdo a *Shapiro y Campillo (2004)* y la ec. 2.2.

### 2.5.1. Función de Green

Si se considera que  $F$  es una constante ( ver ecs. 2.3 y 2.10) y se toma la integral (antiderivada)  $\int_0^\tau ()d\tau$  de la ecuación 2.3, siguiendo el procedimiento descrito en *Sánchez-Sesma y Campillo (2006)*, es muy similar a la función de Green  $G_{xy}$  que gobierna la propagación de  $x$  a  $y$

$$G_{xy}(\tau) = \sum_{n=1}^{\infty} u_n(x)u_n(y) \frac{\sin \omega_n \tau}{\omega_n} \text{ para } \tau > 0; \text{ para cualquier otro, } 0. \quad (2.11)$$

La expresión 2.11 difiere únicamente por el factor de amplitud  $F$  (que es la función suve que se obtiene de correlacionar dos amplitudes modales) de la actual **función de Green** entre los puntos  $x$  e  $y$ ; también por que la expresión 2.10 mantiene un retraso negativo  $\tau$ , por tanto, el valor del retraso  $\tau$  debe ser un valor mayor a cero, y si tiene un valor distinto la función de Green es cero. Los autores *Lobkis y Weaver (2001)*; *Shapiro y Campillo (2004)* consideran que se puede obtener la función de Green entre dos posiciones, con la premisa de un campo difuso uniforme y homogéneo, al realizar una simple correlación campo-a-campo tomada sobre largos periodos de tiempo.

La obtención de la función de Green en ondas superficiales, basada en el principio de equipartición de las ondas planas de la Tierra, ha sido estudiada por diversos autores [e.g. *Van-Tiggelen (2003)* y *Sánchez-Sesma y Campillo (2006)*]. Se debe citar el estudio realizado por *Snieder (2004)*, en donde él recupera la función de Green mediante la correlación de dispersores (*scatterers*) que irradian ondas.

*Van-Tiggelen (2003)* considera el caso más simple de un campo de ondas escalar que se propaga en un medio infinito aleatorio, que fue producido por una fuente lejana al lugar de medición, también toma en cuenta que el flujo de energía se conserva y obtiene la función de Green usando una correlación mediante la función de "Wieger".

*Snieder (2004)* supone que el campo de ondas entre dos receptores puede ser descrito como la superposición de dispersores que están cercanos a la línea de receptores y considera que la direccionalidad del flujo de energía es irrelevante. A partir de estas premisas plantea la correlación cruzada entre dos receptores para tres casos: medio homogéneo, medio dispersivo y medio elástico.

*Sánchez-Sesma y Campillo* (2006) presentan matemáticamente la correlación cruzada de campos producidos para el caso de un medio elástico, isotrópico y homogéneo con una distribución aleatoria de ondas planas. Ellos concluyen que se requiere de un balance de energías entre las ondas P y S, e isotropía en el campo para recuperar exactamente la función de Green.

## 2.6. Amplitud de correlación de ruido sísmico

El análisis de correlaciones cruzadas aplicado a un caso real de ruido sísmico fue estudiado por *Shapiro y Campillo* (2004). Se basaron en el principio de campo difuso, ellos tomaron datos de ruido sísmico durante largos periodos de tiempo y extrajeron la función de Green. Ellos sugieren que la magnitud de la amplitud del ruido sísmico ambiental es arbitraria. De la amplitud de CCR es posible rescatar información del medio, en los siguientes apartados se comentará acerca de la preparación de datos previa a la realización de la CCR, la atenuación y estudios propuestos en México.

Posteriormente, *Prieto et al.* (2009) emplearon un método para medir la atenuación, mediante la información de la coherencia de un campo ambiental de ruido sísmico y la función de Green. La coherencia es definida en el dominio de la frecuencia como una correlación del desplazamiento de la estación A con el de la estación B, dividida entre sus respectivos módulos de desplazamiento,

$$\gamma_{AB}(\omega) = \left\langle \frac{u_A(\omega)u_B^*(\omega)}{\langle |u_A(\omega)| \rangle \langle |u_B(\omega)| \rangle} \right\rangle \propto G_{AB}(\omega) \quad (2.12)$$

*Prieto et al.* (2009) llaman coherencia compleja a la ecuación 2.12 que es proporcional a la función de Green. El operador  $\langle \cdot \rangle$  representa la operación de correlación espectral.

El método propuesto por *Prieto et al.* (2009) implica la imposibilidad de normalizar los registros de ruido, por lo que para llevar a cabo el proceso es imprescindible eliminar una a una las señales coherentes (p.ej. sismos) alejadas de la premisa de estacionariedad del ruido.

Para analizar el efecto de los pre-procesos de normalización temporal y blanqueo espectral *Cupillard y Capdeville* (2010) analizaron la amplitud de correlaciones de ruido sísmico sintético. Para esto llevaron a cabo correlaciones cruzadas para los datos crudos, para datos normalizados por 1-bit y finalmente para datos pre-blanqueados espectralmente [e.g. *Bensen*

*et al.* (2007)], tales conceptos se describirán en el siguiente capítulo. Los datos sintéticos fueron generados para tres escenarios de distribución de fuentes de ruido. En el primer escenario proponen una distribución de ruido uniforme en toda la superficie de la Tierra. Para este escenario recuperaron la expansión geométrica y la atenuación intrínseca de las amplitudes analizadas aún con los datos pre-procesados (los datos con la normalización por 1-bit y los datos con el pre-blanqueado espectral). Otro escenario fue para una distribución de fuentes de ruido dentro de un círculo encontraron que, al aplicar las correcciones de pre-procesado, de normalización por 1-bit y pre-blanqueado, no es posible recuperar, del todo, la expansión geométrica y la atenuación intrínseca.

Por otro lado, *Tsai* (2011) propuso un marco teórico con el que es posible cuantificar las amplitudes en mediciones de correlación de ruido, y cómo éstas dependen de la distribución de fuentes de ruido. Él resuelve la ecuación de onda mediante una descomposición de Fourier y posteriormente calcula la función de Green en frecuencia y tiempo. La función de Green expresada en el dominio del tiempo está representada para una onda a una frecuencia en particular y con un factor de amplitud arbitrario (sin unidad de medición) por:

$$G(x, t; s) = A(s)e^{-\alpha r}r^{-(D-1)/2} \cos \left[ \omega \left( t - \frac{r}{c} \right) + \phi \right] \quad (2.13)$$

donde  $A$  es un factor de amplitud de la fuente,  $\phi$  es el factor de fase,  $r \equiv r(s, x)$  es la distancia de la fuente ( $s$ ) al receptor ( $x$ ),  $D$  es la dimensionalidad (puede ser 1, 2 o 3),  $1/c$  es la lentitud de la fase en el trayecto, y  $\alpha$  está relacionado con el factor de calidad promedio del trayecto  $Q$  por  $\alpha = \omega/(2UQ)$ , donde  $U$  es la velocidad de grupo.

A partir de la ecuación 2.13 *Tsai* (2011) describe el desplazamiento total en función de la fuente de ruido, entre otros parámetros. Conocido el desplazamiento total propone la correlación cruzada para casos particulares de distribución de fuentes de ruido. Por ejemplo obtiene la ecuación de la CCR para el caso más simple de una fuente de ruido aislada, después para dos fuentes independientes entre sí y para dos fuentes relacionadas.

*Tsai* (2011) se basa en los estudios de *Prieto et al.* (2009) de la coherencia (ec. 2.13), para derivar ecuaciones que relacionan la amplitud y la atenuación para cinco escenarios diferentes de distribución de fuentes de ruido. Uno de ellos es de gran interés para este estudio, ya que él propone una distribución de las fuentes de ruido a lo largo de un medio círculo. Puede ser apropiado para el arreglo de estaciones, del cual se hablará en el siguiente capítulo, que están lejanas del océano y, con respecto a la línea de costa, hay estaciones más cercanas de un lado

del arreglo comparadas con el otro lado.

Cabe aclarar que las ecuaciones de correlación cruzada obtenidas por *Tsai (2011)* pueden ser comparadas con los resultados expuestos por *Cupillard y Capdeville (2010)*. La única restricción es que los datos sean crudos o se les haya aplicado el pre-blanqueado espectral, ya que para la normalización por 1-bit son muy difíciles de describir las ecuaciones.

*Cupillard et al. (2011)* analizaron con rigor matemático una aproximación estadística para obtener una expresión para la correlación de ruido que incluye la aplicación de la normalización por 1-bit. Los parámetros físicos que ellos involucran en dicha ecuación son las desviaciones estándar de las señales de ruido coherente e incoherente. *Weaver (2011)* considera los conceptos de ruido coherente e incoherente propuesto por *Cupillard et al. (2011)* para proponer una ecuación para la amplitud de CCR después de aplicarle la normalización por 1-bit. Mediante la ecuación planteada por *Weaver (2011)*, hay posibilidad de recuperar información en la amplitud de la atenuación geométrica y exponencial, sólo con la condición de que sea constante el factor de intensidad de campo ambiental.

## 2.7. Atenuación

La Tierra real no es perfectamente elástica, y las ondas propagadas en ella se atenúan con el tiempo debido a varios mecanismos de pérdidas de energía, los cuales son la expansión geométrica, atenuación intrínseca y atenuación extrínseca.

La expansión geométrica se refiere a la energía que, al alejarse de la fuente tiende a distribuirse en un área que se va acrecentando. Este fenómeno es descrito mediante la distancia entre la fuente y la onda que se aleja.

La atenuación intrínseca resulta por la transformación energía en movimiento de la onda a calor por la deformación del medio. A gran escala, o macroscópica, estos procesos son descritos colectivamente como *fricción interna*. A una pequeña escala, o microscópica, los mecanismos que pueden causar esta disipación son el esfuerzo inducido por la migración de los defectos en las redes cristalinas de los minerales, deslizamiento friccional en los bordes de granos cristalinos, vibración de dislocaciones y el flujo de fluidos hidratados o magma a través de los bordes de granos [*Lay y Wallace (1995)*; *Stein y Wysession (2003)*].

La atenuación extrínseca o scattering que se debe a la difracción de la energía al entrar

en las heterogeneidades del medio, en donde las partículas en movimiento se desvían de una trayectoria recta debido a las diferencias en el medio que atraviesan.

### 2.7.1. Oscilador armónico amortiguado

Podemos obtener una perspectiva de la atenuación intrínseca de las ondas sísmicas mediante una simple descripción de un sistema masa-resorte adicionado con una fuerza de amortiguamiento, tal como la fricción entre el movimiento de la masa y la superficie subyacente [Stein y Wysession (2003); Lay y Wallace (1995)]. La ecuación de diferencial de movimiento relaciona a la masa sometida a la aceleración, a la fuerza de amortiguamiento proporcional a la fuerza de la masa y opuesta a su movimiento

$$m \frac{d^2 u(t)}{dt^2} + \gamma m \frac{du(t)}{dt} + ku(t) = 0,$$

donde  $u(t)$  describe el desplazamiento de la masa  $m$ ,  $\gamma$  es el factor de amortiguamiento y  $k$  es la constante del resorte. El factor de calidad se puede definir como  $Q = \omega_0/\gamma$ , donde la frecuencia natural  $\omega_0$  relaciona el movimiento de la masa hacia adelante y atrás  $\omega_0 = (k/m)^{1/2}$ , si sustituimos ambas relaciones en la ecuación diferencial anterior tenemos

$$\frac{d^2 u(t)}{dt^2} + \frac{\omega_0}{Q} \frac{du(t)}{dt} + \omega_0^2 u(t) = 0. \quad (2.14)$$

La ecuación 2.14 describe un oscilador armónico, que puede ser resuelto asumiendo que el desplazamiento es la parte real y compleja de una exponencial, si se toma la parte real de la solución para un desplazamiento armónico amortiguado,

$$u(t) = A_0 e^{-\omega_0 t/2Q} \cos(\omega t). \quad (2.15)$$

La solución muestra que el oscilador amortiguado responde a un impulso a un tiempo cero, donde el término  $A_0$  de la ecuación 2.15 corresponde a la amplitud inicial (Figura 2.6). El término exponencial expresa el decaimiento de la envolvente de la señal, o de toda su amplitud,

$$A(t) = A_0 e^{-\omega_0 t/2Q}, \quad (2.16)$$

la cual está superpuesta en la oscilación armónica dada por el término coseno.  $Q$  es inversamente proporcional al factor de amortiguamiento,  $\gamma$ , por lo que entre más pequeño es el amortiguamiento, la  $Q$  es mayor. En el caso sin amortiguamiento,  $Q$  es infinito, porque su amplitud no decae con el tiempo (ec. 2.16), y su frecuencia permanece en  $\omega_0$ . A medida que

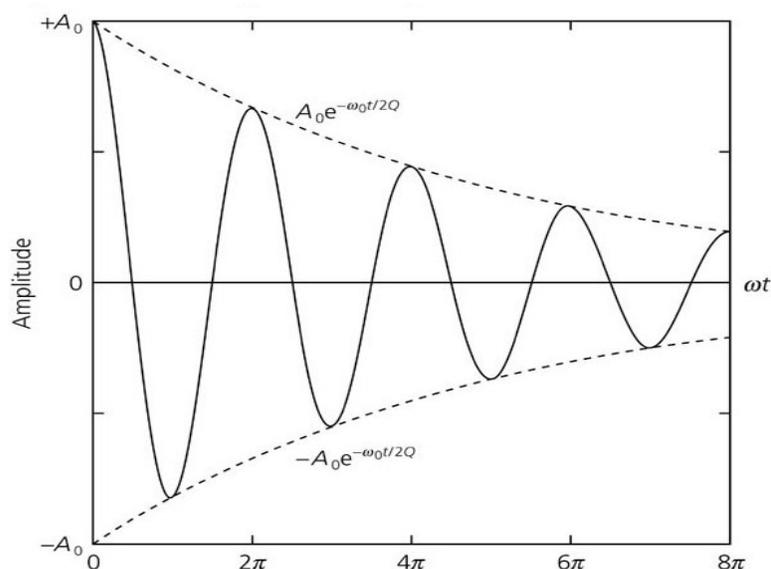


Figura 2.6: Oscilador armónico amortiguado. Modificado de *Stein y Wysession (2003)*

aumenta el amortiguamiento,  $Q$  decrece, por lo que la amplitud decae rápido y la frecuencia cambia ms su valor no amortiguado [*Stein y Wysession (2003)*].

### 2.7.2. Factor de calidad, $Q$

En algunos casos,  $Q$  se utiliza para describir el decaimiento de una oscilación, como lo vimos en el apartado 2.7.1 (página 19), mientras que en otros casos se utiliza para describir las propiedades físicas de un sistema que causa una perturbación para atenuar. La pérdida de energía a través de procesos no-elásticos es medida por la *atenuación intrínseca* y esta parametrizada por  $Q$ . Grandes valores de  $Q$  implican una atenuación pequeña, mientras que  $Q$  muy cercana a cero, tiene una muy fuerte atenuación.  $Q$  para ondas P en la Tierra es sistemáticamente más grande que  $Q$  para ondas S. Se cree que la atenuación intrínseca se produce casi en su totalidad en la cizalla, asociada con movimientos laterales de fronteras de grano [*Lay y Wallace (1995)*].

$Q$  es en gran parte independiente de la frecuencia, en un rango entre 0.001 a 0.1 Hz (Figura 2.7) la cual muestra una  $Q$  medida para ondas ScS, es una buena medición del promedio del manto por que su trayectoria viene de la superficie al núcleo y viceversa. Para altas frecuencias,  $Q$  depende de la frecuencia y, en general incrementa con la frecuencia. Por lo tanto los valores de  $Q$  derivados del análisis de modos normales son más bajos que aquellos obtenidos de ondas de altas frecuencias [*Stein y Wysession (2003)*].

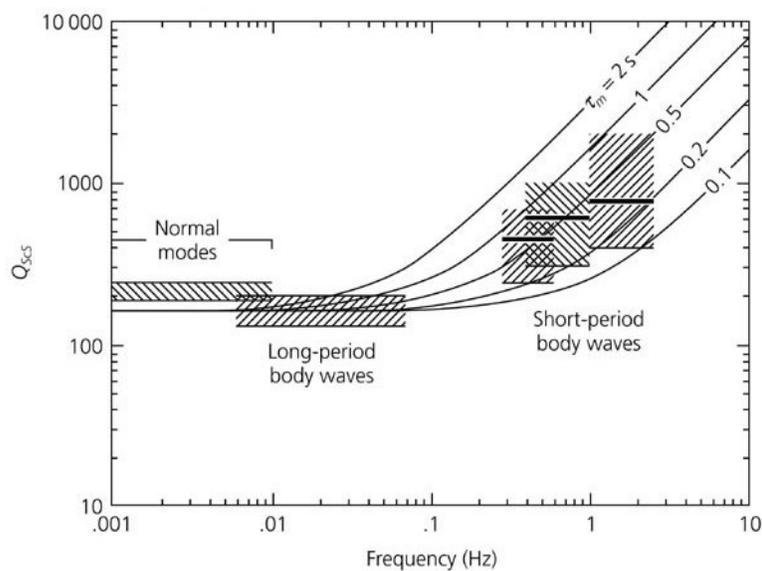


Figura 2.7: Dependencia de la frecuencia en el manto. Tomado de *Stein y Wysession (2003)*.

### 2.7.3. $Q$ para sismos de México

La atenuación en la zona de subducción central en México ha sido ampliamente estudiada por su sismicidad. *Castro et al. (1990)* encontraron el factor de calidad de las ondas S para la región de Guerrero. La función de atenuación que ellos emplearon incluye tanto la atenuación geométrica como el factor de calidad  $Q$ . Para la obtención de  $Q(f)$  [*Ordaz y Singh (1992)*; *García et al. (2004)*] se basaron en el método de máxima verosimilitud, el cual consiste en determinar la forma de la curva de atenuación con datos de algunos de los sismos en México.

*Ordaz y Singh (1992)* considerando ondas S de sismos *interplaca (interplate)*, generalmente predominan las ondas Lg atrapadas en la placa continental (placa Norteamericana), a distancias hasta de 323 km y a profundidades del hipocentro menores a 37 km,

$$Q(f) = 273f^{0.66} \quad (2.17)$$

*García et al. (2004)* consideraron sismos *intraplaca (inslab)*. En los sismogramas de estos eventos predominan las altas frecuencias (1-5 Hz) de la onda S que viaja a través del manto y corteza oceánica de la placa subducida (placa da Cocos) y cruzan hacia la corteza continental (placa Norteamericana). El modelos de  $Q$  fue obtenido para distancias hasta de 600 km y a profundidades de eventos de fallas normales entre 35 y 75 km,

$$Q(f) = 251f^{0.58} \quad (2.18)$$

Estudios de atenuación para la onda de cuerpo P en la parte central de México fue realizado por *Chen y Clayton (2009)*. Ellos encuentran que hay una atenuación contrastante para la corteza inferior entre la zona de Guerrero o ante arco y en la zona de central de México (Faja volcánica Transmexicana).

Un estudio reciente [*Dominguez y Davis (2012)*] sugiere un método para separar las diferentes contribuciones de la expansión geométrica, atenuación intrínseca y scattering. A partir de sus datos experimentales encuentran que la atenuación intrínseca de la corteza y manto es independiente de la frecuencia.

A continuación se muestran algunos valores de  $Q$  obtenidos de diferentes estudios para la zona de estudio de nuestro interés (Cuadro 2.1). Los modelos empíricos que se emplearán para el análisis del siguiente capítulo son los planteados por *Castro et al. (1990)* y *Ordaz y Singh (1992)*, básicamente por la naturaleza del mecanismo sismo, porque usan datos de sismos someros y por las frecuencias que han empleado para su análisis. Dado que en este estudio por la naturaleza del ruido sísmico correlacionado se supone una fuente en la superficie, es preferible tomar los modelos más próximos a la superficie.

<b>Q</b>	<b>Dist. hipocentral [km]</b>	<b>Rango [Hz]</b>	<b>Referencia</b>
$Q_s = 278f^{0.92}$	$13 < d_{hip} < 133$	$0.15 < f < 30$	<i>Castro et al. (1990)</i>
$Q_s = 273f^{0.66}$	$d_{hip} < 320$	$0.2 < f < 10$	<i>Ordaz y Singh (1992)</i>
$Q = 251f^{0.58}$	$40 < d_{hip} < 600$	$0.1 < f < 18$	<i>García et al. (2004)</i>
$Q_{int} = 2000$	$40 < d_{hip} < 140$	$1 < f < 15$	<i>Dominguez y Davis (2012)</i>

Cuadro 2.1: Estudios de atenuación en la región de Guerrero

---

## Capítulo 3

# Correlación de ruido sísmico para MASE

En el capítulo anterior se fundamentaron los conceptos que involucran el análisis de las correlaciones cruzadas, ahora se hablará brevemente de los datos de ruido sísmico empleados, pertenecientes al proyecto MASE [e.g. *Espejo y Green* (2007); *Pérez-Campos et al.* (2008); *Greene* (2009); *Real Pérez* (2010)] y de la correspondiente localización de las estaciones.

Se calcularon las correlaciones cruzadas respecto a dos estaciones que están en los extremos del arreglo, ACAP y TEMP. Para cada estación se hizo un análisis detallado, en cuanto al ajuste de las curvas teóricas con respecto a las amplitudes máximas de las correlaciones cruzadas, ordenadas por distancia epicentral. También se obtuvieron las transformadas de Fourier de las correlaciones cruzadas, se obtuvieron dos espectrogramas en los cuales se observa que la mayor concentración de energía se encuentra en la banda de frecuencias de 0.1 a 0.2 Hz. Se graficó la amplitud espectral a diferentes frecuencias (0.2, 0.3, 0.4, 0.5 Hz). Se compararon las amplitudes máximas observadas de CCR con modelos empíricos de atenuación.

### 3.1. Datos de la red de banda ancha MASE

Los datos empleados para este trabajo fueron obtenidos con la red de estaciones sísmicas de banda ancha MASE (Meso-American Subduction Experiment). MASE fue un proyecto conjunto entre el Instituto de Geofísica de la Universidad Nacional Autónoma de México (UNAM), el Instituto Tecnológico de California (Caltech) y la Universidad de California en Los Ángeles (UCLA) [e.g. *Espejo y Green (2007)*; *Pérez-Campos et al. (2008)*; *Greene (2009)*; *Real Pérez (2010)*]. Fueron instaladas 100 estaciones aproximadamente cada 5 km a lo largo de una línea que va desde Acapulco, Gro., hasta Tempoal, Ver., pasando por el Distrito Federal. En la figura 3.1 se hace referencia a algunas estaciones de interés, como son las que están en los extremos del arreglo, ACAP y TEMP, y algunas otras en el centro del arreglo.

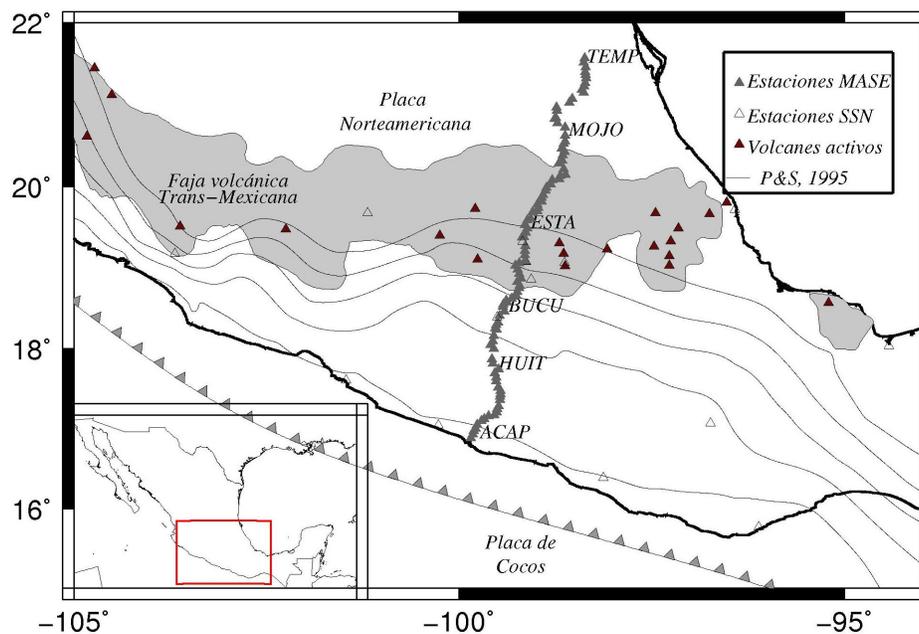


Figura 3.1: Localización de las estaciones de la red MASE. Curvas de isopropundidad de las placas subducidas según Pardo y Suárez (1995). En línea continua con triángulos se aprecia la Trinchera Mesoamericana. El área gris es la Faja Volcánica Transmexicana. Modificado de Iglesias et al. (2010).

Las estaciones ACAP y TEMP fueron tomadas como estaciones de referencia dado que son las estaciones que se encuentran en los extremos del experimento MASE: ACAP, localizada en el Puerto de Acapulco, Guerrero y TEMP localizada al norte del estado de Veracruz a unos cuantos kilómetros del Golfo de México (Figura 3.1).

### 3.1.1. Instrumentos y datos empleados

Los sensores que registraron los datos empleados fueron Guralp CMG-3T verticales y horizontales. Tienen similar diseño, su masa inercial consiste en una bobina transductora y un resorte suspendido que gira sobre un eje sin fricción. Este modelo registra movimientos del suelo en un rango de frecuencias de 0.008 a 50 Hz. La señal de salida son voltajes proporcionales a la velocidad del suelo y se transmiten desde el instrumento hacia un dispositivo conocido como registrador [*Guralp (2009)*]. Se utilizaron dos tipos de registradores, Reftek modelo 130-01 (<http://www.reftek.com/products/seismic-recorders-130-01.htm>) y Quanterra modelo Q330 (<http://www.q330.com/>).

Para las tres componentes, se emplearon las señales de ruido sísmico de la mayoría de las estaciones durante el periodo de enero de 2005 hasta julio 2007. Cabe mencionar que en el análisis fueron descartadas algunas estaciones que mostraron problemas en el registro (sensor fuera de nivel o estación fuera de tiempo).

Las ganancias de los equipos son iguales para ambas combinaciones (Guralp-Reftek, Guralp-Quanterra) y dado que los sensores son del mismo tipo, la respuesta del sistema es igual. Adicionalmente habría que decir, que aunque se tratara de diferentes digitalizadores con ganancias diferentes, mientras que el sensor sea del mismo tipo, para nuestro propósito no sería necesario hacer ninguna corrección por instrumento. La razón es la normalización de un bit [*Bensen et al. (2007)*] que se hace previo al proceso de correlación cruzada, dicho concepto que se comentará más a fondo en el apartado 3.3.1. Es por esto que, para el caso de este tipo de normalización, solo es relevante la fase.

Para cada estación de MASE *Real Pérez (2010)* evaluó la calidad de la señal mediante la caracterización del nivel de ruido de la señal a diferentes frecuencias y, los efectos de sitio por medio del análisis de microtemores.

## 3.2. Marco tectónico

México se encuentra en una zona de alta sismicidad debido a la interacción de cinco placas tectónicas: la placa de Norteamérica, la de Cocos, la del Pacífico, la de Rivera y la del Caribe. La Trincheras Mesoamericana se extiende desde la boca del golfo de California hasta el extremo sur del país, a lo largo de la costa del Pacífico, y continúa por Centro y Sudamérica hasta la Tierra del Fuego [*Chael y Stewart (1982)*]. En México, la trincheras oceánica expresa la zona de subducción entre la placa oceánica (Rivera o Cocos) y la placa continental (Norteamérica o Caribe). A lo largo de la costa del Pacífico en México. La convergencia relativa entre la placa oceánica de Cocos y la placa continental de Norteamérica aumenta de 33 mm/año hacia  $105^{\circ}W$  a 63 mm/año hacia  $95^{\circ}W$  de acuerdo al modelo NUVEL-1A [*DeMets et al. (1994)*].

*Pardo y Suárez (1995)* llevaron a cabo un estudio exhaustivo que determinó el modelo integral (inversión de ondas cuerpo) de profundidades para delimitar la subducción de las placas de Cocos y Rivera desde Jalisco hasta Chiapas. Ellos emplearon todas las ubicaciones confiables de hipocentros de sismos disponibles registrados con redes locales y telesísmicas. Se plantearon 12 secciones perpendiculares a la trincheras mediante la proyección de los sismos y mecanismos focales. Ellos dividieron la zona de subducción en cuatro regiones principales (Figura 3.2) de acuerdo con la variación lateral del ángulo de subducción:

1. *La región de Jalisco*, donde la placa de Rivera subduce con fuerte ángulo bajo la de Norteamérica y es limitada al este por la subducción del graben El Gordo. Dicho graben ha sido propuesto como una marca de hundimiento al suroeste de una zona activa de extensión ubicada entre las placas de Cocos y Rivera, y su existencia es confirmada mediante un análisis de anomalías de gravedad de Bouger para el manto realizado por *Serrato-Díaz et al. (2004)*.
2. *La región de Michoacán*, es un zona de transición donde la subducción de la placa de Rivera pasa de ser muy inclinada a una subducción subhorizontal al este.
3. *La región de Guerrero-Oaxaca* muestra una geometría subhorizontal de la placa de Cocos subducida. Geográficamente los límites de esta región están definidos entre las zonas de fractura de Orozco y O’Gorman.
4. *La región al sur de Oaxaca-Chiapas*, es una zona de transición entre la subducción plana bajo Guerrero y la geometría de subducción de la placa de Cocos bajo la placa del Caribe hacia el este, donde presenta un fuerte ángulo nuevamente.

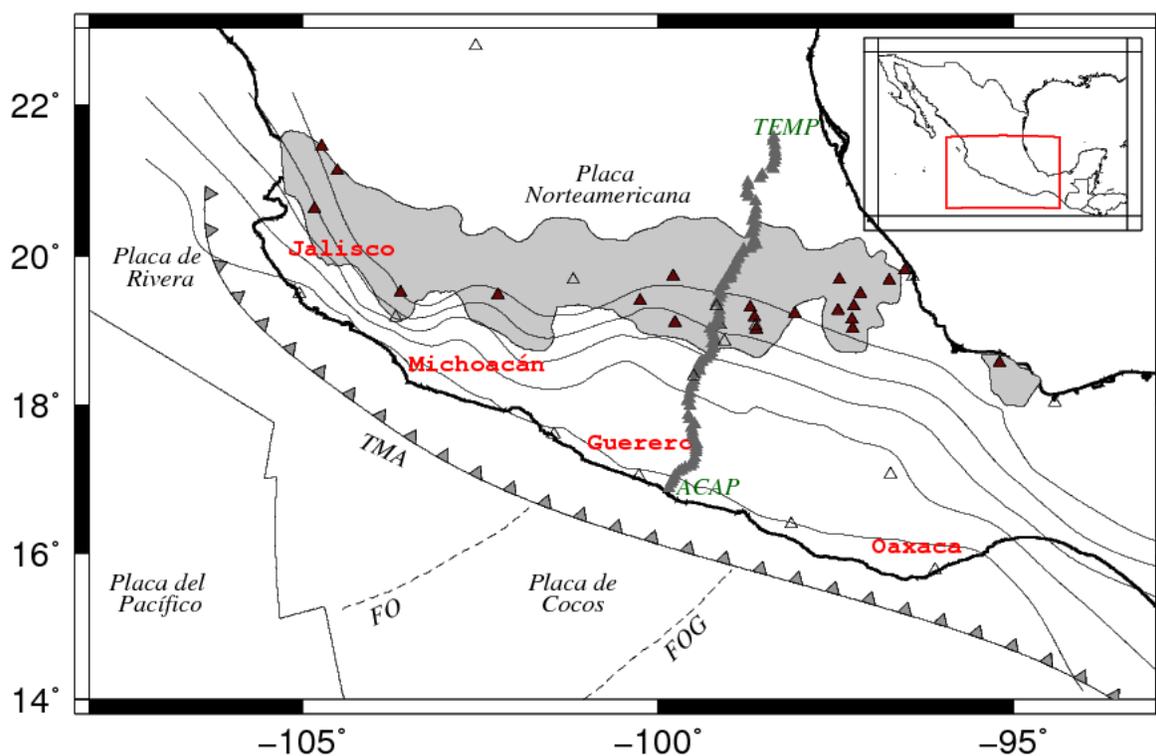


Figura 3.2: Regiones de diferente subducción (en rojo) según Pardo y Suárez (1995). En línea continua con triángulos se aprecia la Trinchera Mesoamericana (TMA). En línea discontinua se marcan la fractura de Orozco (FO) y fractura de O'Gorman (FOG). El área gris es la Faja Volcánica Transmexicana. Los triángulos grises son las estaciones de MASE. Modificado de Iglesias et al. (2010).

Otra característica interesante aportada por Pardo y Suárez (1995) fue que marcaron los contornos de isopropundidad de la placa oceánica subducida, a partir de una interpolación de la zona de Wadati-Beinoff (Figura 3.2). Ellos denotan que la tendencia de la zona Wadati-Beinoff de aproximadamente 100 km por debajo del arco volcánico se observa en la mayoría de las zonas de subducción del mundo. Pardo y Suárez (1995) sugieren que el Cinturón Volcánico Trans-Mexicano está directamente relacionado con la subducción de la placa oceánica bajo la placa de Norteamérica. Además proponen que la falta de paralelismo observado en el cinturón volcánico con respecto a la trinchera se debe principalmente a la geometría de la placa subducida.

En la parte central de México, hacia los  $18^{\circ}N$  y a distancias más lejanas de los 300 km respecto a la trinchera, donde se encuentra la Faja Volcánica Transmexicana hay una notable ausencia de eventos sísmicos con profundidades superiores a los 70 km, lo que sugieren es que

la placa de Cocos pierde su comportamiento frágil y se hunde asísmicamente en el manto al norte de la Faja Volcánica [Pardo y Suárez (1995)].

Estudios anteriores [e.g. Espejo y Green (2007); Pérez-Campos *et al.* (2008); Greene (2009)] se centraron en la determinación de un modelo dinámico respecto a la geometría y estructura de la placa de Cocos debajo de la placa de Norteamérica entre Acapulco y Tampico.

### 3.3. Obtención de correlaciones de ruido sísmico

De acuerdo con Bensen *et al.* (2007), el procedimiento para obtener las correlaciones cruzadas está dividido en varias etapas. En este trabajo se proponen las siguientes etapas: la primera etapa consiste en preparar los datos de ruido de cada estación individual. La segunda etapa es realizar la correlaciones cruzadas y el apilamiento de las mismas. La tercer etapa es el análisis de la amplitud de las correlaciones cruzadas (Figura 3.3). En los siguientes apartados se describirán más detalladamente.

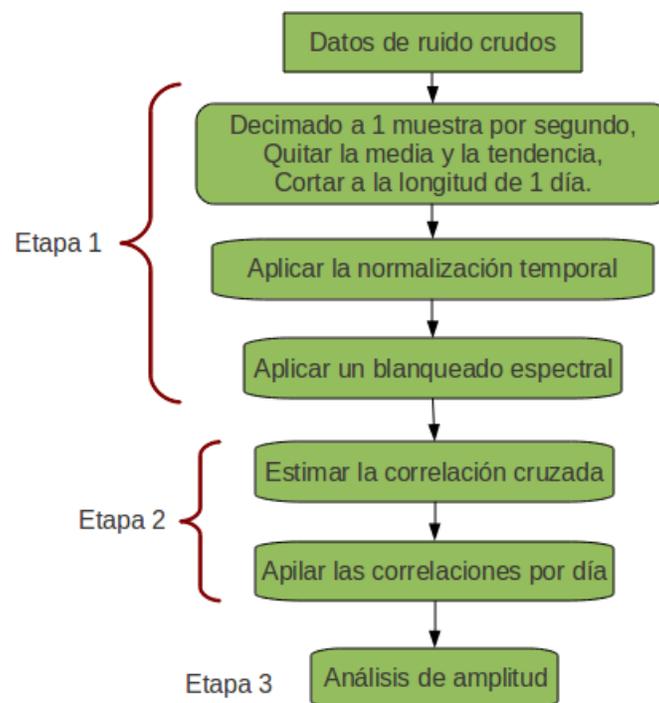


Figura 3.3: Diagrama de proceso para el análisis de amplitud de correlaciones cruzadas.

### 3.3.1. Preparación de los datos de ruido (etapa 1)

El propósito de esta etapa es preparar los datos para el procesado y remarcar el ruido ambiental sísmico. A diferencia de los métodos tradicionales en sismología, donde el ruido es desechado, con el procedimiento aquí usado se pretende eliminar las señales de temblores para lograr una de las premisas de la técnica: la estacionariedad del ruido ambiental [Prieto *et al.* (2011)].

Como se muestra en el esquema 3.3, primeramente los datos son decimados. Originalmente los datos fueron registrados a una tasa de 100 muestras por segundo (mps). Dado que, para tener resultados con esta técnica se procesa una gran cantidad de datos, es necesario reducir la tasa de muestreo. De esta manera los datos son llevados de su tasa original de 100 mps a una tasa de 1 mps. En esta etapa se usó el comando *decimate* del programa "Seismic Analysis Code" (SAC), basado en Tull (1987). SAC aplica una decimación que incluye un filtro anti-aliasing (FIR: Finite Impulse Response).

El siguiente paso es aplicar la normalización temporal. Este es un procedimiento para reducir el efecto en las correlaciones cruzadas de los sismos, de las irregularidades instrumentales y fuentes de ruido no estacionarias cercanas a las estaciones. Para el caso de este trabajo no fue necesario hacer una corrección por instrumento ya que, como se mencionó anteriormente, el experimento MASE empleó el mismo tipo de instrumentación para cada estación.

Siguiendo el trabajo de Bensen *et al.* (2007), se usó una normalización con la siguiente expresión:

$$\bar{d}_n = d_n / \omega_n,$$

Donde  $d_n$  es el dato n-ésimo,  $\bar{d}_n$  es el dato n-ésimo normalizado y  $\omega_n$  el peso para cada dato, que se calcula como:

$$\omega_n = \frac{1}{2N + 1} \sum_{j=n-N}^{n+N} |d_j|$$

En este trabajo se usa un caso especial de normalización temporal cuando  $N = 0$ . El método consiste en retener sólo el signo de la señal cruda, de modo que todas las amplitudes positivas son reemplazadas por 1 y todas las negativas por -1. Trabajos previos [e.g. Campillo y Paul (2003); Shapiro y Campillo (2004); Shapiro *et al.* (2005)] han mostrado que este proceso permite eliminar la influencia de señales coherentes y sismos.

El siguiente paso es el blanqueado espectral. Si se analiza el espectro de ruido es posible

observar "picos" de amplitud dominante en diferentes frecuencias. El espectro de amplitud del ruido ambiental no está homogéneamente distribuido en las frecuencias. (i.e. no es espectralmente blanco), sino que tiene picos bien definidos en algunas frecuencias determinadas. Por ejemplo, en frecuencias alrededor de los 15 s se encuentran otros picos llamados microsismos primarios y alrededor de los 7.5 s otros llamados microsismos secundarios [Bensen *et al.* (2007)]. Para periodos largos (más allá de 50 s) se observa otro pico que le han llamado "murmullo" de la Tierra [e.g. Tanimoto (2005)]. Con el fin de *ecualizar* el espectro de ruido, y así recuperar la información en una banda de frecuencias más amplia, se lleva a cabo la normalización espectral. El procedimiento consiste en calcular el espectro suavizado de la serie de ruido. El espectro original es dividido entre el espectro suavizado y ese cociente es llevado nuevamente al dominio del tiempo.

### 3.3.2. Preparación de la correlación cruzada (etapa 2)

Las correlaciones cruzadas de ruido sísmico se realizaron entre las estaciones de referencia (ACAP y TEMP) y todas las demás del arreglo. Con este fin se tomaron señales de longitud de un día (ventanas de 86 400 s) pre-procesadas (normalización temporal y espectral) para pares de estaciones. Estas señales fueron sometidas a un proceso de correlación cruzada en el dominio de la frecuencia usando el comando *correlate* de SAC. Dada la cantidad de registros usados, fue necesario automatizar este procedimiento en un "shell" script que procesa todos los pares de estaciones.

Finalmente se apilaron las correlaciones por día para obtener una sola señal para cada par de estaciones. El apilamiento consiste en obtener el promedio aritmético de todas las trazas de CCR que consigue mejorar la relación señal/ruido.

$$\bar{S} = \sum_{i=1}^n \frac{S_i}{n},$$

Donde  $\bar{S}$  es el apilamiento de las correlaciones por día ( $S_i$ ) y  $n$  el número de correlaciones por día usadas en cada caso.

Las correlaciones cruzadas resultantes son funciones de tiempo del doble de tamaño de la señal original (172,800 s) centrada en cero. Si la condición de estacionareidad se cumple la señal debería ser perfectamente simétrica.

Al hacer la correlación cruzada entre dos estaciones sísmicas, se distinguen dos partes principales, la positiva, o señal causal y la negativa o señal no causal. Ambas representan a la energía que se propaga en dirección opuesta de una estación respecto a otra y serían iguales si la distribución de fuentes fuera homogénea [Bensen *et al.* (2007)]. Pero la distribución irregular de las fuentes del medio provoca asimetría en el contenido espectral de amplitud de la señal.

Con el propósito de reducir un posible efecto debido a estos dos últimos factores, las correlaciones cruzadas fueron procesadas calculando el apilado de la señal causal y la *imagen* de la señal acausal (señal inversa en tiempo).

### 3.4. Análisis de la amplitud de la correlación cruzada (etapa 3)

Para las series de correlación cruzada de todos los pares de estaciones (Figura 3.3) se realizó una rutina en Matlab v. R2009a. Dicha rutina lee individualmente la serie temporal correlacionada del par de estaciones respecto a ACAP (o TEMP) de cada componente específica (este, norte o vertical). También encuentra el máximo absoluto de la amplitud ( $A_{max}$ ) de CCR y lo guarda en un vector para ser graficado respecto a la distancia, el código se muestra en el apéndice B (página 59).

En teoría [Tsai (2011)], el proceso de apilado de correlaciones entre pares de estaciones converge a una señal. En la práctica no hay garantía de que, con las correlaciones apiladas, se esté cerca del valor límite del apilado. Lin *et al.* (2011) considera que las técnicas de pre-procesado reducen parte de la información de la amplitud absoluta. Para reducir el posible efecto de estar lejos del valor límite de las correlaciones y recuperar mediciones de amplitud confiable, Lin *et al.* (2011) proponen normalizar las funciones de correlación con el RMS (Root Mean Square) de la coda tardía de la señal de CCR.

Para la coda tardía de cada CCR se tomó una ventana de 1000 s a partir de los 1500 s, tal y como lo realizó Lin *et al.* (2011). Se calculó el RMS para dicha ventana de datos. Dicho cálculo del RMS consiste en obtener la raíz cuadrada de la sumatoria de los valores de amplitud elevados al cuadrado entre la longitud de la ventana. Cada amplitud de la correlación cruzada se dividió por su respectivo RMS, como se propone en el contexto teórico [Tsai (2011)] y práctico [Lin *et al.* (2011)].

Cabe mencionar que en el presente trabajo no se utilizó la corrección por azimut propuesta por *Lin et al. (2011)* dado que, debido a la geometría del arreglo de estaciones el azimut con respecto de la fuente predominante de ruido es casi constante.

Se graficaron las curvas empíricas para sismos en México propuestos en estudios anteriores [e.g. *Castro et al. (1990)*, *Ordaz y Singh (1992)*]. Las ecuaciones dependen básicamente de la distancia epicentral y de la frecuencia. Donde la frecuencia juega un papel muy importante, se hizo un análisis en el dominio de Fourier para escoger la frecuencia mediante espectrogramas y el mejor ajuste de las curvas empíricas de atenuación (en el siguiente apartado se hablará de dicho tema). También se obtuvo el valor residual de la diferencia logarítmica:

$$Residual = \text{Log}(A_{max}/A_{pre}),$$

donde el Log corresponde al logaritmo de base 10,  $A_{pre}$  representa a los valores predichos en las curvas empíricas para sismos en México propuestos en estudios anteriores [e.g. *Castro et al. (1990)*, *Ordaz y Singh (1992)*].

La información de la amplitud incluye efectos de amplificación debido a la estructura elástica (por ejemplo, cuencas sedimentarias de baja velocidad) y efectos de atenuación en la corteza y el manto superior, como en el estudio realizado por *Prieto et al. (2011)*.

En el proceso de apilado de correlaciones cruzadas por día es posible que existan algunas correlaciones con errores sustanciales. Esto puede deberse a fallas en el reloj (que desfasan la función de correlación) o fallas en el sensor debido a que en ocasiones éstos dejaron de funcionar por inundación o alguna otra razón. Sería deseable analizar cada una para descartar del apilado aquellas correlaciones con errores importantes. Sin embargo, debido a la cantidad de datos, esta tarea no es posible. Alternativamente se llevó a cabo un proceso estadístico de bootstrap que consiste en tomar aleatoriamente N funciones de correlación con repetición donde N es el número total de correlaciones por apilar. Este procedimiento se llevó a cabo para todas las correlaciones por día, por componente y por estación de referencia. Se llevaron a cabo 10 ensayos por pares de estaciones y de esta manera se extrajo la media y desviación estándar de la amplitud. En el apéndice A (página 55) se explica en detalle el proceso de bootstrap mencionado. La media y desviación estándar para cada par de estaciones respecto a ACAP se mostrarán en las gráficas del siguientes capítulo.

### 3.4.1. Amplitudes de CCR relativas a ACAP y TEMP

En la figura 3.4 se muestran correlaciones cruzadas entre la estación ACAP y dos estaciones contiguas a lo largo del experimento MASE: BUCU (181.0 km) y PALM (186.5 km) (azul y verde, respectivamente). Para notar los cambios en amplitud, las formas de onda fueron alineadas en tiempo. De esta manera se puede observar un ligero cambio en la amplitud, que es ligeramente mayor para ACAP-BUCU que para ACAP-PALM lo que podría ser explicado por el efecto de la atenuación y/o a efectos de sitio debido a la diferencia de distancias con respecto de ACAP.

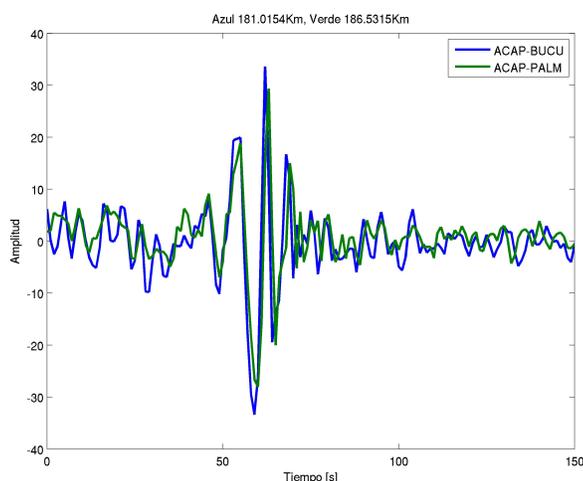


Figura 3.4: Comparación de correlación cruzada en par de estaciones, BUCU y PALM.

La figura 3.5 muestra las funciones de correlación obtenidas con respecto a la estación ACAP y ordenadas con respecto a la distancia de esta última. En esta figura es claro que la amplitud de las señales de correlación decrecen con la distancia. Por otro lado, es posible estimar una velocidad promedio del pulso dominante de ondas de Rayleigh que es aproximadamente 2.75 km/s (Figura 3.5).

Las correlaciones cruzadas respecto a la estación TEMP están ordenadas con respecto a la distancia (Figura 3.6). En donde la estación más cercana a TEMP es la que se ubica en la parte superior derecha, y la más lejana es la que se encuentra en la parte inferior izquierda. La velocidad promedio del pulso dominante de ondas de Rayleigh que es aproximadamente 2.78 km/s (Figura 3.6).

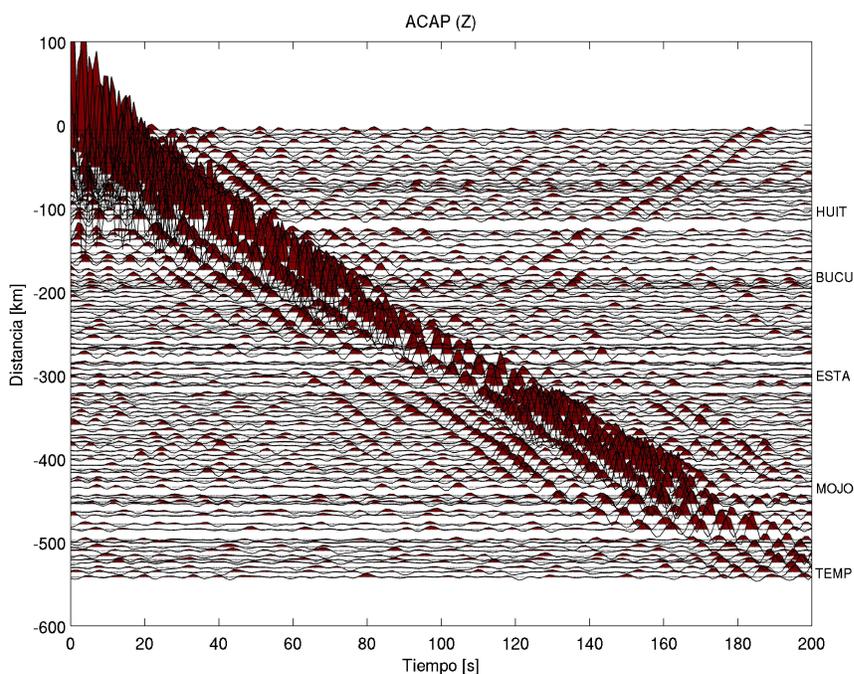


Figura 3.5: Correlaciones cruzadas componente vertical, ordenadas por distancia epicentral respecto a ACAP.

Se llevó a cabo un análisis espectral, se obtuvieron dos espectrogramas (distancia-frecuencia vs. ordenada espectral). Para construir el espectrograma primero se calcularon las ordenadas espectrales con el espectro de Fourier suavizado a diferentes frecuencias. Después se programó un c-shell script en donde le asigna el valor de distancia correspondiente a cada frecuencia y su ordenada espectral, para cada estación. Con estos datos (distancia, frecuencia y ordenada espectral) se crea una superficie interpolada mediante la solución de la ecuación de mínima curvatura para evitar indeseables oscilaciones y falsos mínimos y/o máximos locales.

Los espectrogramas obtenidos para ACAP y TEMP se muestran en las figuras 3.7 y 3.8. En ambos espectrogramas se observa que la mayor energía se concentra en un intervalo de frecuencias entre 0.1 y 0.2 Hz para la mayoría de las estaciones. En ACAP (Figura 3.7) se observa que en las estaciones más cercanas, entre 0 y 50 km, existe una amplitud (ordenada espectral) relevante en un intervalo más amplio de frecuencias: 0.1 a 0.5 Hz, mientras que de 50 a 100 km el intervalo se reduce entre 0.1 y 0.35 Hz. Observamos que para las estaciones más cercanas a TEMP (Figura 3.8), entre 0 a 100 km, predominan amplitudes con mucha intensidad entre 0.1 y 0.2 Hz, mientras que para las estaciones más lejanas, entre 450 y 600

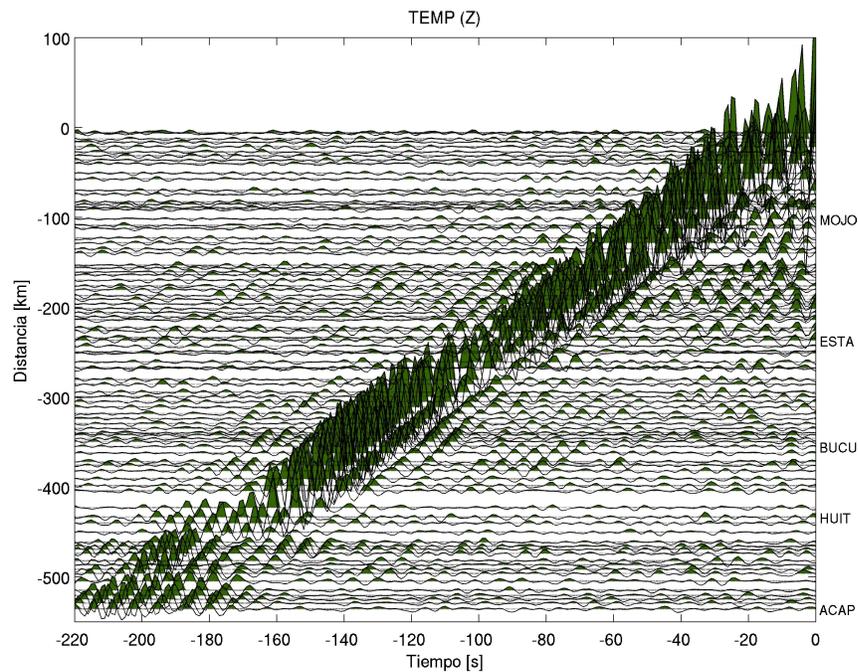


Figura 3.6: Correlaciones cruzadas componente vertical, ordenadas por distancia epicentral respecto a TEMP.

km, la intensidad de la amplitud (ordenada espectral) es casi nula.

En este análisis espectral se muestra que la energía del ruido está predominantemente concentrada alrededor de 6 segundos (0.16 Hz). Esta frecuencia coincide con el período característico del oleaje. *Real Pérez (2010)* llevó a cabo un análisis del ruido registrado en las estaciones MASE y sus espectros de ruido muestran un claro pico alrededor de la frecuencia mencionada. El análisis llevado a cabo en este trabajo fue centrado en esta frecuencia, pero como lo muestran las figuras 3.7 y 3.8, podría extenderse a otras frecuencias. Cabe mencionar que para recuperar más altas frecuencias ( $> 0.5$  Hz) sería necesario reprocesar los datos ya que para este trabajo se decimaron los registros originales a 1 mps. El análisis de correlaciones con tasas de muestreo más alto es costoso computacionalmente y sale del alcance de la presente tesis.

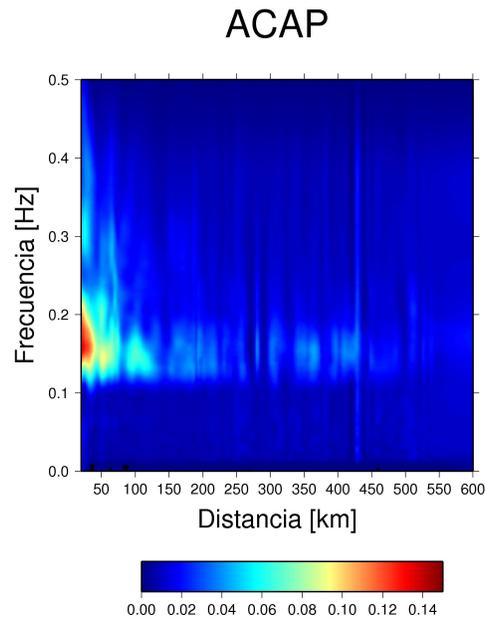


Figura 3.7: Espectrograma respecto a ACAP, componente vertical. La barra inferior indica la intensidad de la ordenada espectral, en rojo son mayores y en azul son cercanas a cero.

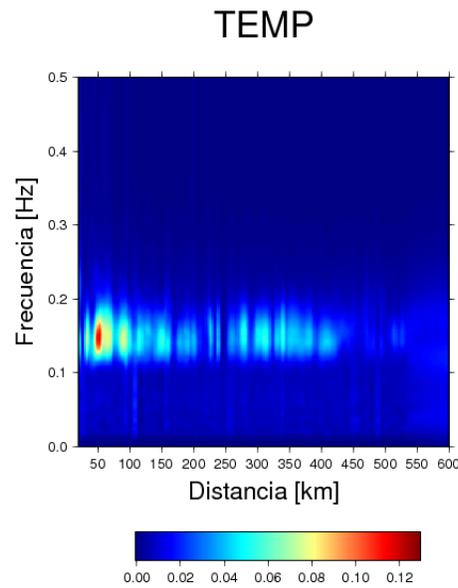


Figura 3.8: Espectrograma respecto a TEMP, componente vertical. La barra inferior indica la intensidad de la ordenada espectral, en rojo son mayores y en azul son cercanas a cero.

Para facilitar la comparación en ACAP y TEMP (Figuras 3.9 y 3.10) se muestran las ordenadas espectrales para diferentes frecuencias, ver código en el apéndice B (página 59). Se graficaron las  $A_{max}$  de las CCR (en triángulos azules) y las curvas de atenuación por *Castro et al.* (1990) ( $A_{Cetal}$ , línea verde) y *Ordaz y Singh* (1992) ( $A_{OS}$ , línea roja). En los trabajos de *Castro et al.* (1990) y *Ordaz y Singh* (1992) consideran una regla empírica diferente para distancias  $R < 100$  km, en este caso tomamos la misma expansión geométrica a lo largo de toda la curva, que es  $R^{-0.5}$ . Las unidades de  $A_{max}$  son adimensionales, debido a que al dividir entre la ventana de RMS a la CCR queda normalizada. Para el panel a de las figuras 3.9 y 3.10 se ajustaron las curvas empíricas ( $A_{Cetal}$  y  $A_{OS}$ ) a las  $A_{max}$  de la CCR a una frecuencia de 0.16 Hz.

Como se muestra en el panel c de las figuras 3.9 y 3.10 la distribución de amplitudes máximas es cercana en forma y amplitud a la ordenada espectral de 0.2 Hz (negro) y, se observa un buen ajuste de la curva empírica en los datos espectrales. Se observa una tendencia similar para las ordenadas espectrales a la frecuencia a 0.3 Hz y también un buen ajuste de las curvas (Figuras 3.9 y 3.10, panel d), pero con menor amplitud. Para el panel b de las figuras 3.9 y 3.10 las ordenadas espectrales a 0.1 Hz a presentan poco ajuste de las curvas entre los 20 y 200 km.

Por otro lado, la distribución de las amplitudes con respecto de la distancia para las ordenadas espectrales de 0.4 y 0.5 Hz (Figuras 3.9 y 3.10, paneles e y f), difieren en forma y amplitud y, la curva no ajusta en los últimos datos de amplitud (distancias  $R > 100$  km) presentan mucha dispersión, se puede deber que en esas bandas de frecuencia (las más altas) hay poca energía de fuentes de ruido sísmico. Si fuera este el caso se podría resolver apilando más días de correlación. Desde luego esto solo podría hacerse con estaciones permanentes. Otra de las razones podría ser que debido al muestreo (1 mps) cuando se calculan los espectros de Fourier suavizados (Figuras 3.7 a la 3.10) tenga problemas en el borde del espectro de Fourier. Esto podra revisarse calculando funciones de correlación con tasas de muestreo más altas, sin embargo es costoso computacionalmente.

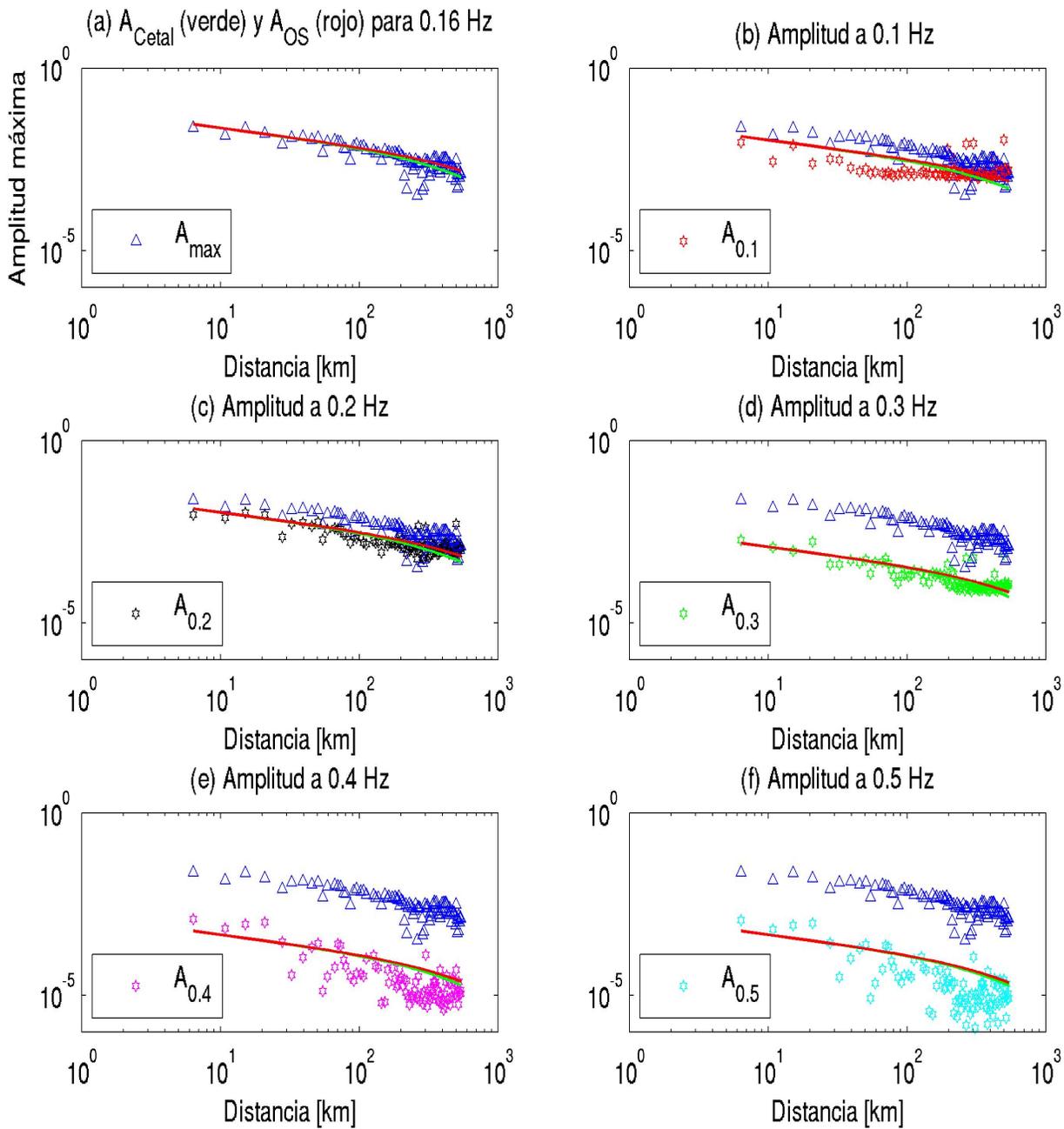


Figura 3.9: Amplitud espectral de correlaciones cruzadas para ACAP (Z). Los triángulos azules representan la amplitud máxima, la línea continua es el ajuste por Castro et al. (1990) en verde y Ordaz y Singh (1992) en rojo. Cada ajuste fue realizado para su correspondiente frecuencia.

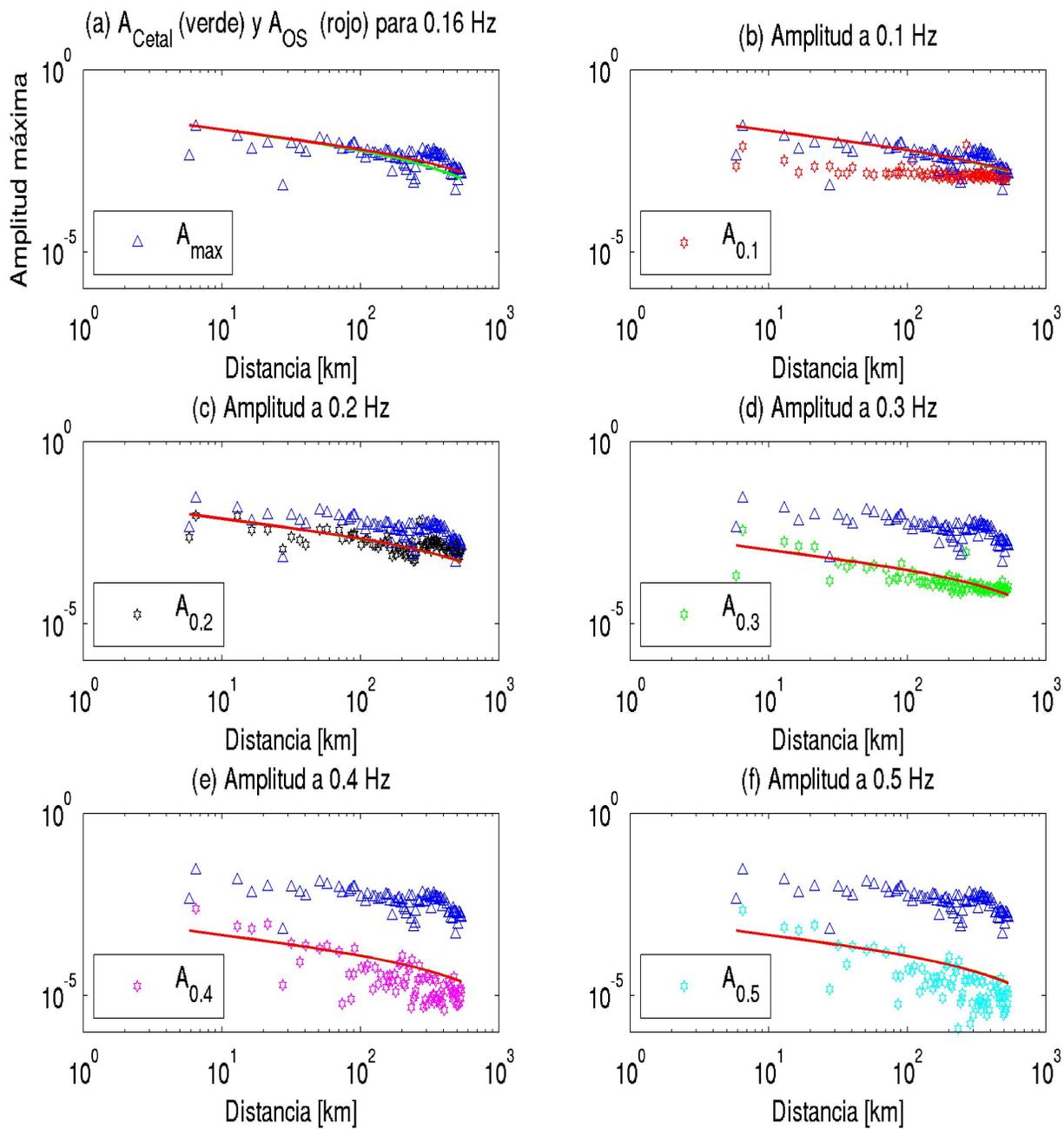


Figura 3.10: Amplitud espectral de correlaciones cruzadas para TEMP (Z). Los triángulos azules representan la amplitud máxima de la CCR. La línea continua es el ajuste por Castro et al. (1990) en verde y Ordaz y Singh (1992). El ajuste de las curvas es para su correspondiente frecuencia.

Las amplitudes máximas de las CCR entre pares de estaciones para ACAP y TEMP se ajustaron siguiendo las curvas empíricas de *Castro et al. (1990)* y *Ordaz y Singh (1992)* (Figuras 3.11 a la 3.18, panel superior). El comportamiento general es dominado por el efecto de la expansión geométrica que muestra que conforme la distancia aumenta con respecto de la estación ACAP o TEMP, la amplitud máxima disminuye. Este efecto puede ser explicado por la atenuación debida tanto a la expansión geométrica como a la atenuación anelástica ( $1/Q$ ).

Se obtuvo el residual entre el valor de la amplitud  $A_{max}$  observadas en las CCR y calculado con la curva propuesta por *Castro et al. (1990)* empleando la diferencia logarítmica, como se refirió anteriormente (Figuras 3.11 a la 3.18, panel inferior).

Cabe mencionar que, dado que se utilizaron las CCR para obtener los valores de amplitud máxima, el nivel de la curva es arbitrario [*Shapiro y Campillo (2004)*] y se ajustó artificialmente por valores constantes (Cuadros 3.1 y 3.2) para explicar las observaciones. Se obtuvo el error de ajuste entre los datos de  $A_{max}$  de CCR y las curvas de *Castro et al. (1990)* y *Ordaz y Singh (1992)* para las estaciones de referencia ACAP y TEMP (Cuadros 3.1 y 3.2). A grandes rasgos para ACAP el error de ajuste es menor con el modelo empírico de *Castro et al. (1990)* (Cuadro 3.1) mientras que en TEMP el error de ajuste es menor con la curva empírica de *Ordaz y Singh (1992)* (Cuadro 3.2). Para el análisis de las componentes Z, E y N fue innecesario realizar una rotación (sistema Radial-Transversal) por la orientación del arreglo MASE, por esta razón se realizó la suma de las componentes horizontales (E+N) para observar la mayor energía en dichas amplitudes de CCR.

Constante	Z	E	N	E+N
$A_{Cetal}$	8	3.1	7.1	10.2
Error $A_{Cetal}$	0.1331	0.0692	0.0425	0.0019
$A_{OS}$	7	2.7	6.3	9.1
Error $A_{OS}$	0.4846	0.2617	0.0881	0.2571

Cuadro 3.1: Constantes y errores de ajuste entre los datos de  $A_{max}$  de CCR y las curvas de *Castro et al. (1990)* y *Ordaz y Singh (1992)* para ACAP.

En el panel superior de las figuras 3.11 y 3.12 muestran las respectivas gráficas para las componentes Z para ACAP y TEMP, podemos observar el buen ajuste de las amplitudes máximas de CCR con respecto a ambas curvas para la mayoría de las estaciones. Para ACAP y TEMP (Figuras 3.12, 3.13, 3.14, 3.15, 3.16, 3.17 y 3.18) se puede notar que para distancias cortas ( $R < 100$  km) existe una mayor dispersión que para distancias lejanas se puede deber

Constante	Z	E	N	E+N
$A_{Cetal}$	7.6	5.0	4.1	9.2
Error $A_{Cetal}$	0.2499	0.011	0.0854	0.0964
$A_{OS}$	6.8	4.5	3.7	8.2
Error $A_{OS}$	0.1035	0.052	0.0268	0.0787

Cuadro 3.2: Constantes y errores de ajuste entre los datos de  $A_{max}$  de CCR y las curvas de *Castro et al.* (1990) y *Ordaz y Singh* (1992) para TEMP.

a que la relación empírica usada como referencia que derivan de eventos donde la amplitud máxima está localizada en el tren de ondas de cuerpo (S) para distancias cortas.

Para la componente E (Figuras 3.13 y 3.14, panel inferior) las primeras amplitudes están muy dispersas de la curva ajustada para ACAP y en TEMP se ve un efecto muy interesante a partir de  $150 > R > 350$  km. En la componente N y suma de las componentes horizontales (Figuras 3.15, 3.16, 3.17 y 3.18), hay un mejor ajuste de las amplitudes en la curva.

Prácticamente no se observan ondas de cuerpo aún en distancias cercanas (teóricamente la fuente está localizada en la superficie) por lo que la amplitud máxima se tiene que atribuir a las ondas superficiales. Eso parece una explicación razonable para el residual en los primeros 100 kilómetros. A distancias más lejanas ( $R > 100$  km) los valores de amplitud de la curva empírica [*Castro et al.* (1990)] están subestimados porque dicho modelo sólo considera datos de sismos obtenidos en las estaciones en Guerrero, sin tomar en cuenta datos para el Valle de México y el Eje Neovolcánico.

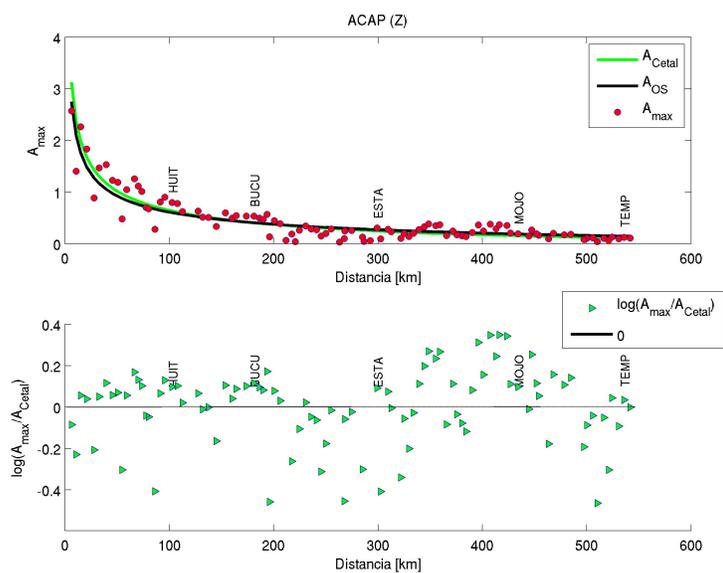


Figura 3.11: Amplitud de CCR ajustada a curvas de *Castro et al. (1990)* y *Ordaz y Singh (1992)*, respecto a ACAP (Z) (arriba). Residual logarítmico de  $A_{max}$  menos  $A_{Cetal}$  de la curva de *Castro et al. (1990)* (abajo).

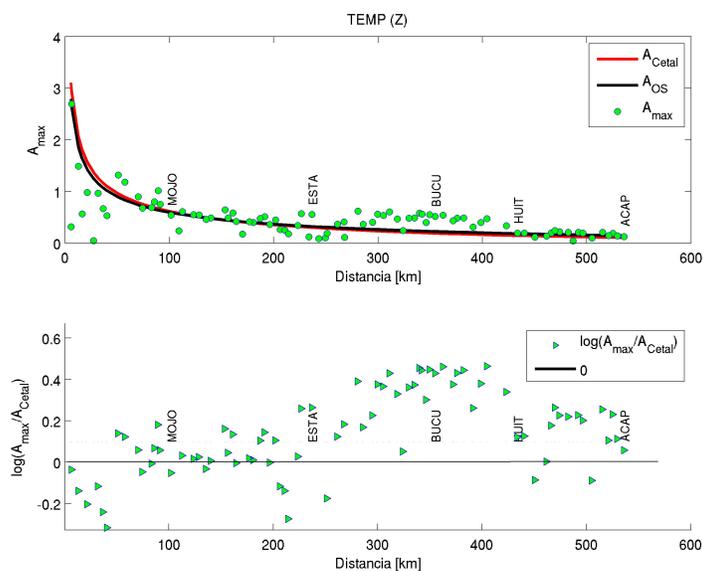


Figura 3.12: Amplitud de CCR ajustada a curvas de *Castro et al. (1990)* y *Ordaz y Singh (1992)*, respecto a TEMP (Z) (arriba). Residual logarítmico de  $A_{max}$  menos  $A_{Cetal}$  de la curva de *Castro et al. (1990)* (abajo).

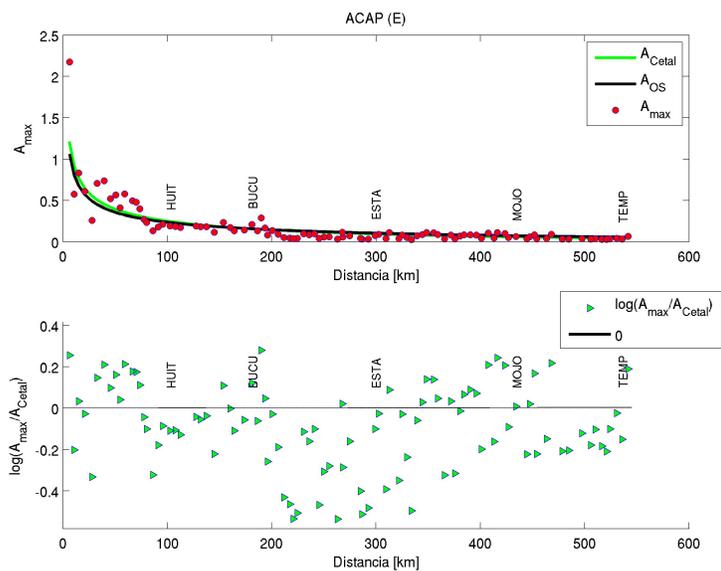


Figura 3.13: Amplitud de CCR ajustada a curvas de *Castro et al. (1990)* y *Ordaz y Singh (1992)*, respecto a ACAP (E) (arriba). Residual logarítmico de  $A_{max}$  menos  $A_{Cetal}$  de la curva de *Castro et al. (1990)* (abajo).

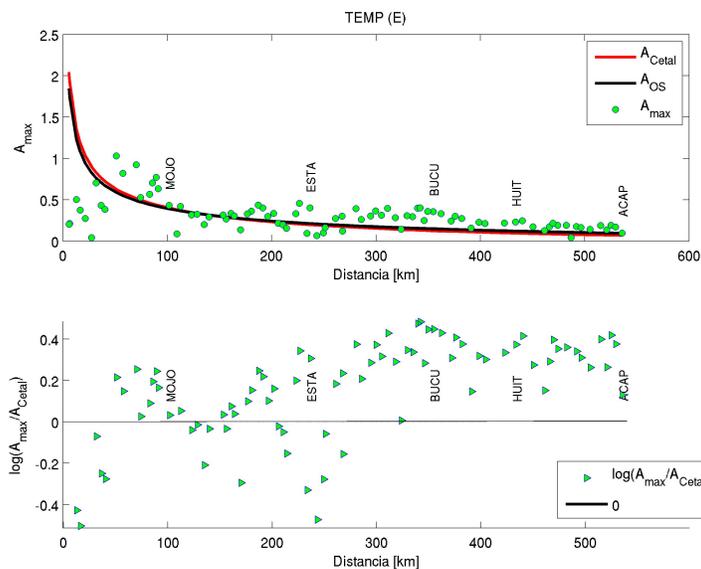


Figura 3.14: Amplitud de CCR ajustada a curvas de *Castro et al. (1990)* y *Ordaz y Singh (1992)*, respecto a TEMP (E) (arriba). Residual logarítmico de  $A_{max}$  menos  $A_{Cetal}$  de la curva de *Castro et al. (1990)* (abajo).

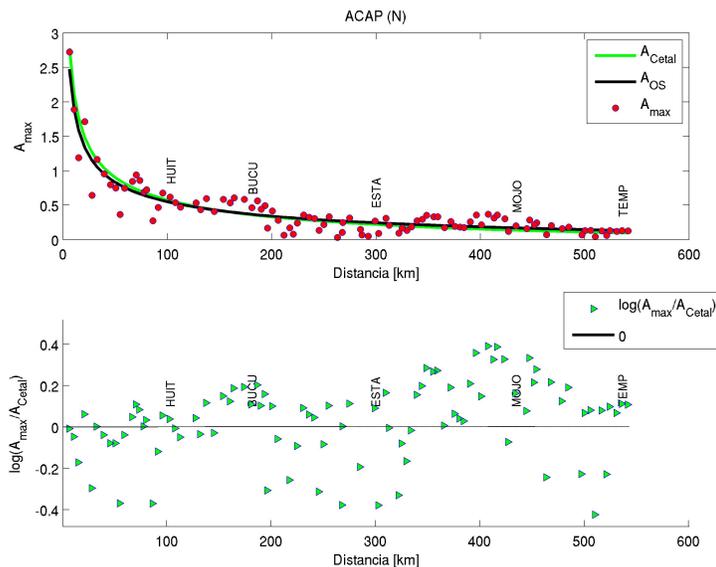


Figura 3.15: Amplitud de CCR ajustada a curvas de *Castro et al. (1990)* y *Ordaz y Singh (1992)*, respecto a ACAP (N) (arriba). Residual logarítmico de  $A_{max}$  menos  $A_{Cetal}$  de la curva de *Castro et al. (1990)* (abajo).

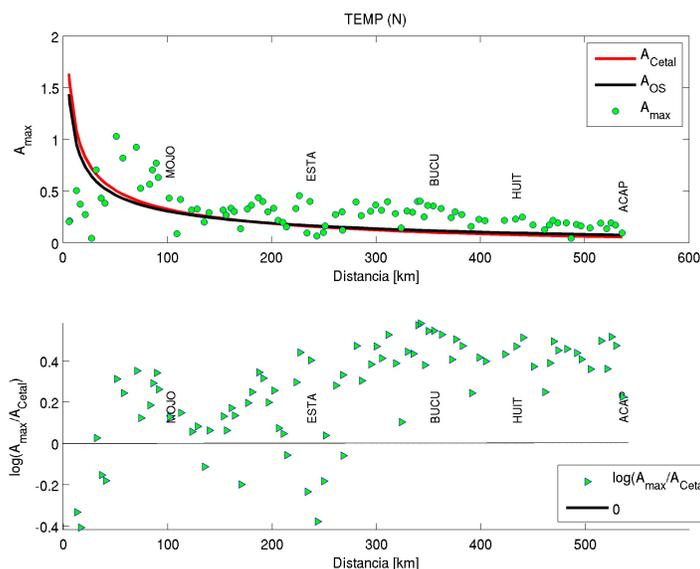


Figura 3.16: Amplitud de CCR ajustada a curvas de *Castro et al. (1990)* y *Ordaz y Singh (1992)*, respecto a TEMP (N) (arriba). Residual logarítmico de  $A_{max}$  menos  $A_{Cetal}$  de la curva de *Castro et al. (1990)* (abajo).

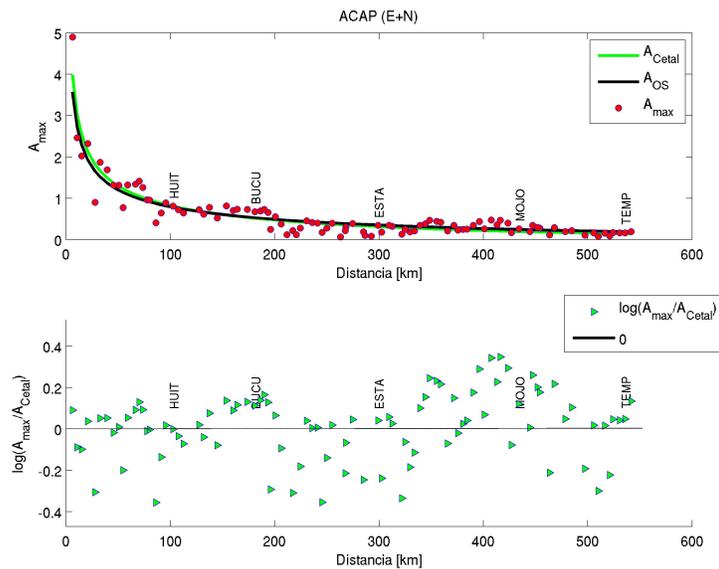


Figura 3.17: Amplitud de CCR ajustada a curvas de *Castro et al. (1990)* y *Ordaz y Singh (1992)*, respecto a ACAP (E+N) (arriba). Residual logarítmico de  $A_{max}$  menos  $A_{Cetal}$  de la curva de *Castro et al. (1990)* (abajo).

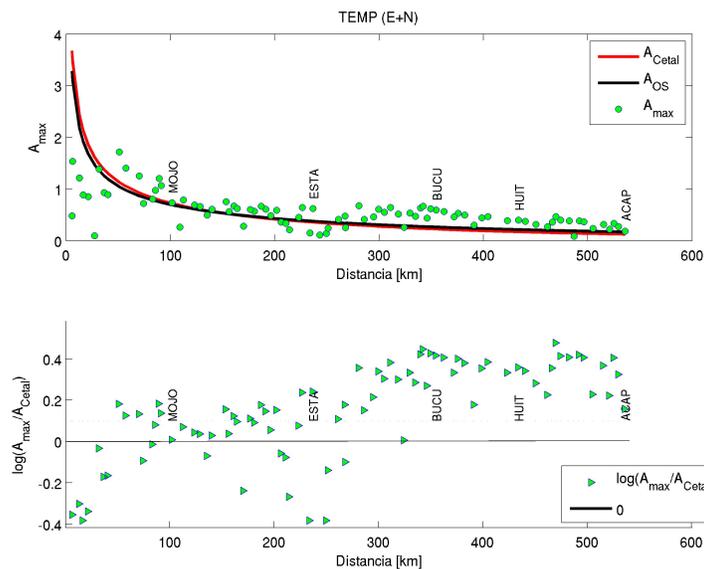


Figura 3.18: Amplitud de CCR ajustada a curvas de *Castro et al. (1990)* y *Ordaz y Singh (1992)*, respecto a TEMP (E+N) (arriba). Residual logarítmico de  $A_{max}$  menos  $A_{Cetal}$  de la curva de *Castro et al. (1990)* (abajo).

---

# Capítulo 4

## Resultados y discusión

Varios autores han demostrado que es posible observar ondas superficiales coherentes extraídas de ruido ambiental sísmico, con registros de ruido sísmico real [e.g. *Shapiro y Campillo (2004)*, *Prieto et al. (2009)*, *Lin et al. (2011)*] así como con datos sintéticos [e.g. *Cupillard y Capdeville (2010)*, *Weaver (2011)*] mediante la técnica de CCR sísmico. Por otro lado, *Lin et al. (2011)* han mostrado que es posible observar las características de amplitud de las CCR en datos de ruido ambiental real para períodos donde existe mayor cantidad de energía para todas las estaciones.

En este trabajo se obtuvo información de la amplitud relativa, incluso después de haber aplicado operaciones fuertemente no lineales, como son los procesos de normalización por 1-bit y el blanqueado espectral. En el capítulo anterior se mostró la distribución energética del ruido (Figuras 3.7 y 3.8). Se aprecia que prácticamente existe energía recobrada con el método usado (CCR) para frecuencias menores a 1 Hz, se observa una banda (entre 0.1 y 0.2 Hz) que está presente en la mayor parte del arreglo. Se muestra (Figuras 3.9 y 3.10) que la distribución de amplitudes máximas observadas en las CCR para pares de estaciones es similar a la distribución, con respecto de la distancia, de las ordenadas espectrales obtenidas a una frecuencia de 0.2 Hz.

De acuerdo a la posición del arreglo MASE respecto al mar es posible considerar al campo lejano de fuentes de ondas superficiales como una distribución uniforme en un semi círculo, según *Tsai (2011)* debido a la morfología litoral en el océano Pacífico y el Golfo de México.

Real-Pérez (2010) analizó espectros de potencia de ruido para las estaciones de MASE y encontró que alrededor de 6 s (0.16 Hz) existe una zona del espectro que es claramente

dominada por los microsismos provocados por el oleaje. Dado que las estaciones de referencia para este trabajo, ACAP y TEMP, están localizadas cerca del Océano Pacífico y del Golfo de México respectivamente, es razonable suponer que la principal contribución de fuente de ruido para ACAP y TEMP es el oleaje del mar.

Es importante resaltar que, aunque se llevó a cabo el blanqueado espectral, el contenido energético de las correlaciones cruzadas está concentrado alrededor de 6 s, periodo que coincide con el oleaje. Esta observación de las funciones de correlación permite pensar que, para un análisis más exhaustivo del comportamiento de la amplitud para diferentes frecuencias, será necesario utilizar algún otro proceso que elimine o reduzca el efecto dominante del ruido producido por el oleaje marino en las funciones de Green. Una opción para esto es separar el procesamiento de las funciones de correlación en diferentes filtrados (e.g.  $f \ll 0.16$  Hz,  $f \gg 0.16$  Hz).

Como se ha discutido en el capítulo 2, la amplitud de las CCR se ve modificada si las fuentes de ruido no están distribuidas de manera homogénea. Un escenario que *Cupillard y Capdeville* (2010) proponen es una distribución de ruido uniforme en toda la superficie de la Tierra. Ellos analizan la amplitud de correlaciones de ruido sísmico sintético para los datos crudos, para datos con normalización por 1-bit y para datos con el pre-blanqueado espectral y recuperan exitosamente la información de la expansión geométrica y atenuación.

Para los datos aquí empleados se aplicó la normalización de 1-bit, de acuerdo con *Bensen et al.* (2007), con el propósito de reducir la influencia de fuentes de ruido no estacionarias cercanas a las estaciones y evitar las irregularidades instrumentales. *Weaver* (2011) propone una ecuación para la amplitud de CCR en la que destaca que los factores de sitio son eliminados al aplicar la normalización de 1-bit y se preservan los efectos de expansión geométrica y atenuación anelástica, sólo con la condición de que el ruido coherente entre estaciones sea espacialmente constante.

Si bien el hecho anterior impide llevar a cabo un estudio específico de las amplitudes absolutas, la densidad del experimento podría permitir observar efectos locales y regionales que modifican la amplitud con respecto de estaciones aledañas. Ya que estudios anteriores [*Cupillard y Capdeville* (2010), *Weaver* (2011)] han empleado únicamente datos sintéticos para un arreglo lineal espaciado a distancias de decenas o centenas de kilómetros, este es el primer trabajo que analiza las amplitudes de funciones de Green obtenidas con datos reales para este tipo de arreglo de estaciones.

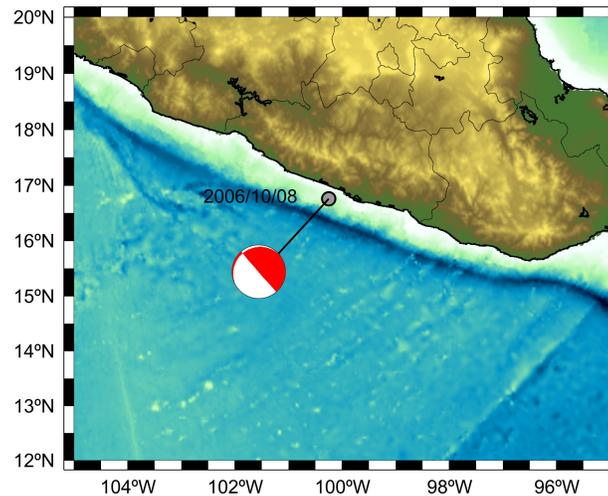


Figura 4.1: Sismo de 8 de octubre de 2006 con su mecanismo focal.

En un estudio realizado para el sur de California [Prieto *et al.* (2009)] indicaron que aplicar el pre-proceso de normalización por un bit suprime información de la amplitud relativa de las CCR; mientras que al aplicar el blanqueado espectral se preserva la información de ésta. Para estimar qué tanto podría estar realmente recuperándose información de efectos locales y regionales se compararon los resultados aquí obtenidos con los registros de un sismo regional registrado en las estaciones del arreglo. Se utilizó un sismo interplaca (Figura 4.1) ocurrido el 8 de octubre del 2006 ( $M=4.5$  y profundidad de 11 km). Su localización es a 32 kilómetros al suroeste de Coyuca de Benitez, Gro. (16.833N, 100.182W); fuente: Servicio Sismológico Nacional. Dicho sismo fue escogido por su proximidad con la estación de ACAP y por la orientación respecto al arreglo MASE.

Los sismogramas de las estaciones MASE que registraron dicho sismo se filtraron en una banda de frecuencias alrededor de 6 s, dado que en esa banda de frecuencias hay mayor cantidad de energía en las amplitudes de las correlaciones cruzadas de ruido sísmico, lo que permite una comparación directa. Se obtuvieron las amplitudes máximas del sismo y se graficaron junto con las amplitudes de correlación de ruido sísmico. El resultado de esta comparación está en la figura 4.2, donde se muestra la media y desviación estándar de la amplitud máxima de las CCR obtenidas usando una técnica de remuestreo (bootstrap) descrita en el apéndice A (página 55).

Las amplitudes de correlación cruzada y las del sismo de octubre están graficadas con

relación a la distancia de ACAP y al epicentro del sismo, respectivamente (Figura 4.2). En la grafica con respecto a ACAP es posible observar un acuerdo relativamente bueno de la mayoría de las amplitudes de CCR con las del sismo.

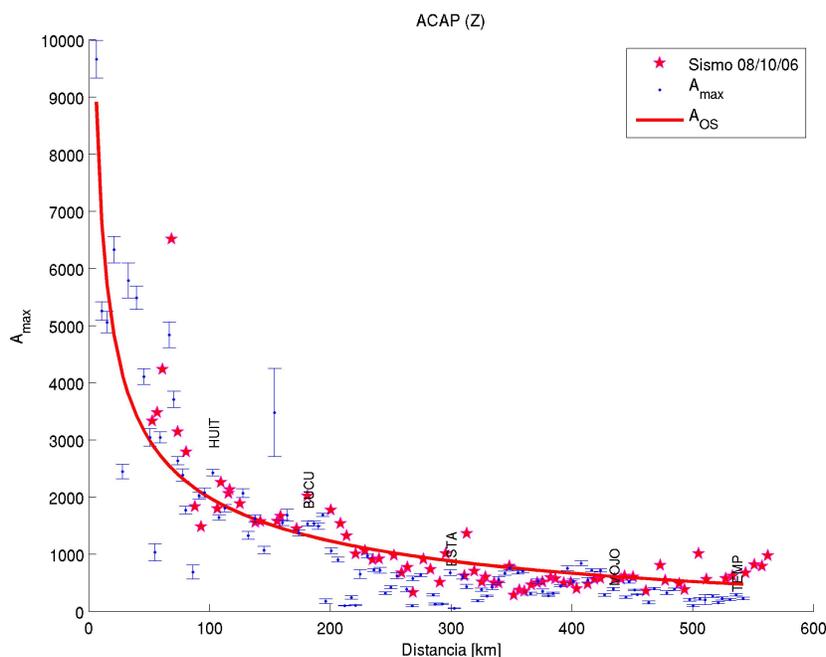


Figura 4.2: Amplitud de las CCR respecto a ACAP comparadas con las amplitudes del sismo del 8 de octubre de 2006 (componente vertical).

En la figura 4.3 panel inferior, se muestra el residual logarítmico de las  $A_{max}$  y la curva de atenuación propuesta por *Ordaz y Singh* (1992) (línea roja en la figura 4.2 panel superior). El acuerdo entre las dos curvas sugiere que se recupera gran parte de la información de la propagación, incluso al ser aplicada una operación fuertemente no lineal como lo es la normalización temporal. Este hecho prueba que es posible rescatar información coherente de las amplitudes de CCR para un periodo específico en el que fue observada la mayor cantidad de energía. Como se puede observar en la figura 4.2 los datos del sismo empleados no ajustan la primera parte de la curva de atenuación ( $R < 100\text{km}$ ). Esto es debido a que las leyes propuestas por *Ordaz y Singh* (1992) se derivaron de información de ondas S, aunque para  $R > 100$  km dominan las ondas Lg para sismos interplaca.

A efectos de comparación para este estudio, se empleó el modelo de velocidad de ondas S (Figura 4.4, imagen inferior) estimado a partir de la inversión de curvas de dispersión,

propuesto por *Iglesias et al.* (2010). De la figura 4.4 (imagen intermedia) se puede observar que las estaciones sobre el eje Neovolcánico (entre las distancias de 200 y 500 km) presentan un buen ajuste de las  $A_{max}$  (azul) con las  $A_{Sis}$  del sismo de octubre (verde). Dado que este método observado involucra características superficiales, es muy poco perceptible a grandes profundidades como el modelo de *Iglesias et al.* (2010). La frecuencia (0.16 Hz) en la que se ha trabajado permite lograr una resolución a unos escasos 16 km, si consideramos que el paquete de ondas tiene una velocidad promedio del pulso dominante de ondas de Rayleigh es aproximadamente 2.75 km/s (apartado 3.4.1).

Con respecto del modelo de velocidades S (tomografía) en la zona del eje volcánico (distancias entre 150 y 350 km), la corteza continental se vuelve considerablemente más gruesa y para profundidades intermedias (aprox.15 km) las velocidades de propagación son considerablemente más altas en esta zona que en el antearco *Iglesias et al.* (2010). Esta región coincide con una región de alta atenuación que se ha reportado en trabajos previos [e.g. *Shapiro et al.* (2000), *Singh et al.* (2007), *Chen y Clayton* (2009)] que ajusta con los residuales de amplitudes de CCR, lo que implica que el factor de calidad Q debe ser más pequeño de lo que pronostican los modelos empíricos de *Castro et al.* (1990) y *Ordaz y Singh* (1992). Era un resultado esperado que Q no ajustara en todas las amplitudes de CCR dado que dichos modelos no consideran datos de las estaciones emplazadas en la parte del eje Neovolcánico.

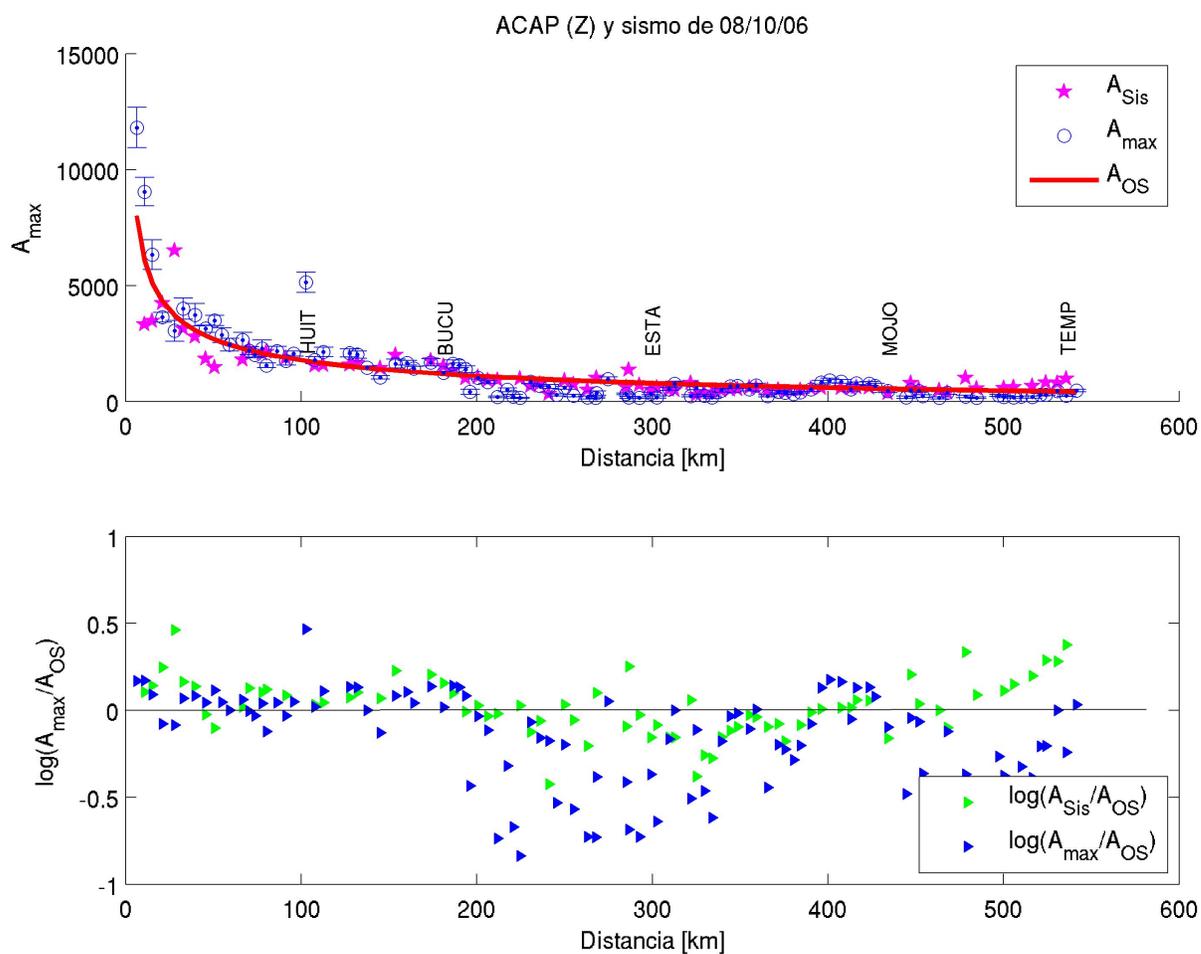


Figura 4.3: (Arriba) Las  $A_{max}$  de las CCR respecto a ACAP comparadas con las  $A_{Sis}$  del sismo del 8 de octubre de 2006 (componente Z). (Abajo) Residual logarítmico de  $A_{max}$  comparadas con residual logarítmico  $A_{Sis}$ , ambas respecto a la curva de Ordaz y Singh (1992).

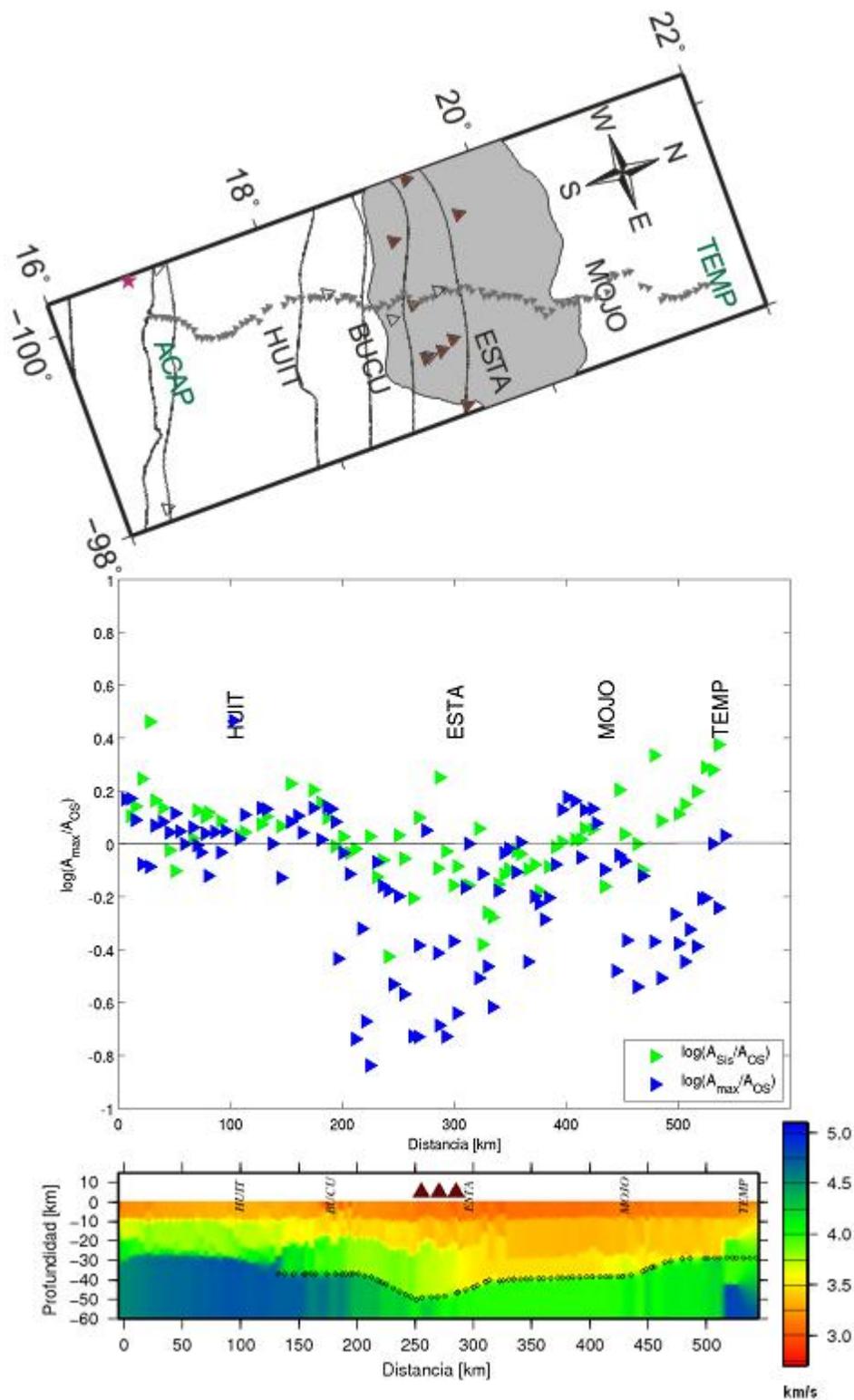


Figura 4.4: (Arriba) ubicación de las estaciones. (En medio) residual logarítmico de  $A_{max}$  comparadas con residual logarítmico  $A_{Sis}$  del sismo, ambas respecto a la curva de Ordaz y Singh (1992). (Abajo) Modelo de velocidades de ondas S, propuesto por Iglesias et al. (2010).

---

# Capítulo 5

## Conclusiones

Derivado de consideraciones teóricas y de ejercicios numéricos, en trabajos anteriores [e.g. *Cupillard y Capdeville (2010)*, *Weaver (2011)*] se afirma que, para campos de ruido uniformemente distribuidos, es factible recuperar información de la amplitud de funciones de Green obtenidas con el método de CCR aún después de aplicar operaciones fuertemente no lineales a los datos de ruido sísmico, como lo son la normalización por 1-bit y el blanqueado espectral [e.g. *Bensen et al. (2007)*].

Con datos de una red densa de estaciones sísmicas distribuidas en un perfil, en este trabajo se comprobó que es posible recuperar información de las amplitudes de las funciones de Green aplicando el método de CCR. Las amplitudes máximas muestran un comportamiento que está de acuerdo con las leyes de atenuación calculadas para la región [*Castro et al. (1990)* y *Ordaz y Singh (1992)*]. En los residuales obtenidos con respecto de las curvas mencionadas se pueden notar efectos de atenuación y amplificación local. Estos resultados ratifican el estudio realizado por *Lin et al. (2011)*, en el cual se analizaron las amplitudes CCR y compararon con dos eventos sísmicos registrados por el USArray.

Los datos de ruido usados en la presente tesis muestran que la premisa de fuentes distribuidas de manera homogénea no se cumple. Esto se refleja claramente en la falta de simetría en la parte acausal de las CCR. Es razonable suponer que la principal contribución de fuente de ruido para ACAP y TEMP es el oleaje del mar, por la localización de las estaciones de referencia, cercanas al Océano Pacífico y del Golfo de México. Del análisis realizado para toda la señal de CCR de los espectros suavizados de Fourier también existen otras frecuencias (0.2 y 0.3 Hz) de interés donde se observa energía del espectro a menor intensidad que la frecuencia empleada (0.16 Hz). El estudio puede ampliarse para otros rangos de frecuencia si se calculan

nuevamente las CCR a una tasa de muestreo diferente, pero esto sale del alcance de esta tesis.

Un hecho notable es que si bien la premisa de fuentes homogéneamente distribuidas no se cumple para datos sintéticos, en este trabajo se muestra con datos reales que, al menos para un arreglo lineal es posible recuperar gran parte de la información de la amplitud de las funciones de Green. Para ACAP se recuperan las amplitudes adecuadamente pese a la distribución no homogénea de fuentes de ruido, mientras que para TEMP tenemos más limitada la resolución en la banda de frecuencias en el espectrograma. La confiabilidad de los resultados aquí presentados se basa en:

1. El comportamiento del decaimiento de las amplitudes con la distancia previsto por las leyes de atenuación [*Castro et al. (1990)* y *Ordaz y Singh (1992)*] calculadas para la zona de estudio (Figura 4.3).
2. La validación mediante la información de un sismo ocurrido cercano al arreglo MASE (figura 4.4) que es comparado con los modelos empíricos de estudios [*Castro et al. (1990)*, *Ordaz y Singh (1992)* e *Iglesias et al. (2010)*] y los datos de la amplitud máxima de CCR.

Hasta el conocimiento de la autora, esta tesis representa el primer trabajo que analiza las amplitudes de funciones de Green obtenidas con datos reales en un arreglo de estaciones lineal, ya que estudios anteriores [*Cupillard y Capdeville (2010)*, *Weaver (2011)*] han empleado únicamente ruido sintético. Para un caso real [*Prieto et al. (2009)*] emplearon una metodología sin la aplicación de la normalización por un bit e indican que dicho pre-proceso elimina la información de la amplitud de CCR.

La resolución del espaciamiento en MASE permite observar los efectos locales de amplificación o atenuación. El rasgo más notable es que la zona correspondiente al Eje Neovolcánico presenta un factor de calidad Q relativamente bajo con respecto a otras zonas, donde consideramos que vienen implícitos ambos efectos de la atenuación intrínseca y extrínseca. Este efecto de amplificación para esta área fue reportado por *Singh et al. (1995)*, quienes presentan resultados para dos sismos en los que se nota una clara amplificación en estaciones localizadas desde el sur de Cuernavaca hasta el norte del Valle de México para frecuencias similares a las estudiadas aquí.

Para futuros estudios, se propone analizar estaciones centrales del arreglo MASE para ver el comportamiento de la atenuación además de extender el análisis de las amplitudes para otros rangos de frecuencia.

---

# Apéndice A

## Bootstrap para correlaciones por día

Con efecto de estimar la incertidumbre en las medidas de la amplitud máxima se utilizó el método de *bootstrap* sobre el apilado de las funciones de correlación. El método de bootstrap es un procedimiento que permite determinar para una gran cantidad de datos la mejor estimación que se tiene en cuanto a la forma de la población. Para el caso en particular, la idea básica del programa que calcula los parámetros estadísticos empleando *Bootstrap* consiste en las siguientes etapas.

1. *Un macro en SAC*, que lee las correlaciones por día de una componente específica. Todas las correlaciones leídas son cortadas en una ventana simétrica en cero, con una longitud de 10000 s y son guardadas.
2. *Un archivo en Matlab*, el cual lee todas las correlaciones y las guarda en una matriz. Dicho proceso es ejecutado 10 veces. Las correlaciones por día se reordenan de forma aleatoria y con reemplazo (Figura A.1, izquierda), es decir, se tiene una lista con los nombres de todas las correlaciones y por cada iteración se reescribe la lista aleatoriamente en función del número de archivos de correlación. Se obtiene el RMS para cada correlación siguiendo lo propuesto por *Lin et al. (2011)* y el RMS se divide entre dicha correlación. Después se calcula el apilado de todas las correlaciones elegidas aleatoriamente y con reemplazo (ver figura A.1, derecha), dicha operación de apilado se realizó como la descrita en el apartado 3.3.2. del presente estudio. Se guardan todas las correlaciones apiladas en una matriz. Al término de las 10 iteraciones, se obtiene la máxima amplitud, la desviación estándar y la media de la correlación apilada.
3. *En un archivo en Matlab se grafica la amplitud*, como se ve en el capítulo 3. Dicho procedimiento se calcula para todas las correlaciones respecto a ACAP y TEMP, en cada una de sus componentes (vertical, este-oeste y norte-sur).

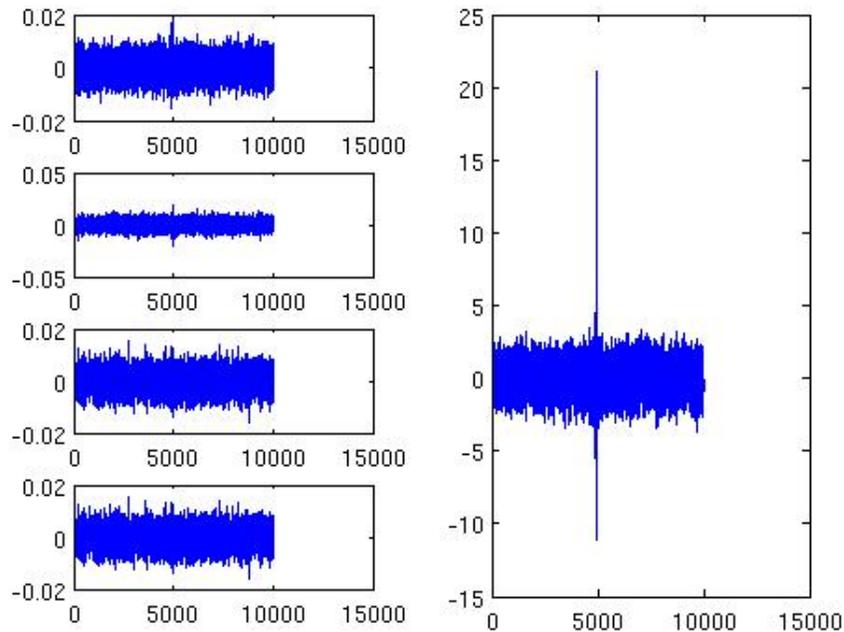


Figura A.1: Izquierda: ejemplificación de correlaciones por día. Derecha: el apilado de todas las correlaciones con el uso de bootstrap.

Código para calcular la amplitud máxima, la desviación estándar y la media de la correlación apilada con Bootstrap

```
#!/bin/csh
set datos = '/home/gbere/MASE/ACAP'
cd $datos
/bin/ls -d ???? > estaciones.dat
set num = 'wc estaciones.dat | awk '{print $1}''
set compo = 'N'
set i = 1
while ($i <= $num)
set directorio = 'head -n $i estaciones.dat | tail -1 '
cd $directorio
echo 'r ' *LH$compo.cor >! macro
echo 'cut -5000 5000' >> macro
echo 'r' >> macro
echo 'w append .tmp' >> macro
```

```
echo 'quit ' >> macro
sac < macro > sac.log

set filename = 'cor_dia.m'
cat > $filename << EOF
!/bin/lis *LH$compo.cor.tmp > cor_dia.dat
lista = textread('cor_dia.dat','%s');
tam = length (lista);
addpath('/home/gbere/FuncMatlab')
tot=0;
a = [];
for i = 1:tam
    comp = rsac('little-endian', lista{i});
    a1 = comp(:,2);
    a = [a, a1];
end
apilado = [];
for j = 1:10
    desordenalos = randi(tam,tam, 1);
    b = a(:, desordenalos (:));
    apilado1 = mean(b,2);
    c = apilado1(1:100); b=length(c);
    rms = sqrt(sum(c.^2)/b);
    apilado1 = apilado1/rms;
    apilado = [apilado, apilado1];
end
promedio = mean(apilado,2);
[amp_max, lll] = max(promedio);
mivector = apilado(lll,:);
s = std(mivector); m=mean(mivector);
save('$compo.$directorio.mat', 'amp_max', 'm', 's', 'tam', 'promedio');
EOF
chmod +x $filename
/home/gbere/Matlab/bin/matlab -nodesktop -nosplash
-nodisplay -r "run ./ $filename ; quit;"
```

```
mv $compo.$directorio.mat $datos/MAT_$compo
echo "$compo.$directorio es el num $i de $num"
cd $datos
@ i = $i + 1
end
```

---

# Apéndice B

## Códigos empleados en Matlab

Código para calcular la amplitud máxima dividida entre el RMS en Matlab.

```
%Para las curvas empiricas de Cetal1990 y OS1992
addpath('/home/gbere/FuncMatlab')
lista = textread('correl_z.dat','%s');
lista2 = textread('correl_z2.dat','%s');
tam = length(lista);
f=0.16;
for i = 1:tam
    comp = rsac('little-endian', lista{i});
    a = comp(1500:2500,2); b=length(a);
    rms = sqrt(sum(a.^2)/b);
    amp = max(sqrt(comp(:,2).^2/rms));
    ampl(i) = amp;
    dist(i) = comp(51,3);
    plot(dist(i), ampl(i), 'o', 'MarkerFaceColor', 'r', 'MarkerSize', 5);
    hold on;

    if i == 9 | i == 28 | i == 30 | i == 38 | i == 75
        text(dist(i), ampl(i)+0.2, [lista2(i)], 'rotation', 90, 'FontSize', 8)
    end
end
end
const= 1;
for i=1:1:1000
```

```
const=const+0.5;
ajuste1=const./(dist).^0.5;
ajuste2=ajuste1.*exp(-(pi*f.*dist)./(4.68*278*f^0.92));
ajuste3=ajuste1.*exp(-(pi*f.*dist)./(4.68*273*f^0.66));
normal22(i)=sqrt(sum(ajuste2-ampl)^2);
normal33(i)=sqrt(sum(ajuste3-ampl)^2);
constante(i)=const;
end
[aa bb]=min(normal22); [cc dd]=min(normal33);
CA=constante(bb); OS=constante(dd);
ajuste1=(CA)./(dist).^0.5;
ajuste2=ajuste1.*exp(-(pi*f.*dist)./(4.68*278*f^0.92));
ajuste1=(OS)./(dist).^0.5;
ajuste3=ajuste1.*exp(-(pi*f.*dist)./(4.68*273*f^0.66));
dist = sort(dist,'descend'); ajuste2 = sort(ajuste2);
ajuste3 = sort(ajuste3);
legend('A_{Cetal}','A_{OS}','A_{max}','Location','NorthEast');
title('ACAP (Z)'); xlabel('Distancia [km]'); ylabel('A_{max}');
```

Código para calcular las ordenadas espectrales en Matlab, previamente se deben tener calculados los espectros de Fourier.

```

nom = textread('estac_acap.dat','%s');
gree = textread('correl_z.dat','%s');
gree2 = textread('correl_z2.dat','%s');
tam = length(nom);
addpath('/home/gbere/FuncMatlab')
for j = 1:tam
    comp = rsac('little-endian',gree{j});
    esp = load(nom{j});
    ampl_fre(j) = max(abs(esp(:,2)))/(2*pi);
    a = comp(1500:2500,2); b=length(a);
    rms = sqrt(sum(a.^2)/b);
    ampl(j) = max(abs(comp(:,2)));
    dist(j) = comp(51,3);
    acap(j) = struct('nom',gree2{j},'frec',esp(:,1),'amp',
    esp(:,2)./(2*pi));

    subplot(3,2,1); loglog(dist(j),ampl(j),'^b', 'MarkerSize',4);
    hold on;ylim([10^-6 1]); %ylim([0.001 1]);
    title('(a) A_{Cetal} (verde) y A_{OS} (rojo) para 0.16 Hz');
    xlabel('Distancia [km]'); ylabel('Amplitud maxima');

    [m]=find(acap(j).frec==0.1001);
    frec1(j) = acap(j).amp(m);
    subplot(3,2,2); loglog(dist(j),frec1(j),'hr', dist(j),
    ampl(j),'^b', 'MarkerSize',4); hold on;ylim([10^-6 1]);
    title('(b) Amplitud a 0.1 Hz '); xlabel('Distancia [km]');
    legend('A_{0.1}','Location','SouthWest');

    [m]=find(acap(j).frec==0.2002);
    frec2(j) = acap(j).amp(m);
    subplot(3,2,3); loglog(dist(j),frec2(j),'hk', dist(j),
    ampl(j),'^b', 'MarkerSize',4); hold on;ylim([10^-6 1]);
    title('(c) Amplitud a 0.2 Hz'); xlabel('Distancia [km]');

```

```

legend('A_{0.2}', 'Location', 'SouthWest');

[m]=find(acap(j).frec==0.3003);
frec3(j) = acap(j).amp(m);
subplot(3,2,4); loglog(dist(j),frec3(j), 'hg', dist(j),
ampl(j), '^b', 'MarkerSize',4); hold on; ylim([10^-6 1]);
title('(d) Amplitud a 0.3 Hz'); xlabel('Distancia [km]');
legend('A_{0.3}', 'Location', 'SouthWest');

[m]=find(acap(j).frec==0.4004);
frec4(j) = acap(j).amp(m);
subplot(3,2,5); loglog(dist(j),frec4(j), 'hm', dist(j),
ampl(j), '^b', 'MarkerSize',4); hold on; ylim([10^-6 1]);
title('(e) Amplitud a 0.4 Hz'); xlabel('Distancia [km]');
legend('A_{0.4}', 'Location', 'SouthWest');

[m]=find(acap(j).frec==0.500);
frec5(j) = acap(j).amp(m);
subplot(3,2,6); loglog(dist(j),frec5(j), 'hc', dist(j),
ampl(j), '^b', 'MarkerSize',4); hold on; ylim([10^-6 1]);
title('(f) Amplitud a 0.5 Hz'); xlabel('Distancia [km]');
legend('A_{0.5}', 'Location', 'SouthWest');
end
f=0.16;
const= 0.01;
for i=1:1:10000
    const=const+0.005;
    ajuste1=const./(dist).^0.5;
    ajuste2=ajuste1.*exp(-(pi*f.*dist)./(4.68*278*f^0.92));
    ajuste3=ajuste1.*exp(-(pi*f.*dist)./(4.68*273*f^0.66));
    normal22(i)=sqrt(sum(ajuste2-ampl)^2);
    normal33(i)=sqrt(sum(ajuste3-ampl)^2);
    constante(i)=const;
end

```

```

[aa bb]= min(normal22); [cc dd]= min(normal33);
ajuste1=(constante(bb))./(dist).^0.5;
ajuste2=ajuste1.*exp(-(pi*f.*dist)./(4.68*278*f^0.92));
ajuste1=(constante(bb))./(dist).^0.5;
ajuste3=ajuste1.*exp(-(pi*f.*dist)./(4.68*273*f^0.66));
dist = sort(dist,'descend'); ajuste2 = sort(ajuste2);
ajuste3 = sort(ajuste3);
subplot(3,2,1); loglog(dist,ajuste2,'g',dist,ajuste3,'r',
'LineWidth',1);ylim([10^-6 1]);
legend('A_{max}','Location','SouthWest');
saveas(gcf,'acap_espectral.fig');

```

```

f=0.1;
const= 0.01;
for i=1:1:1000
    const=const+0.005;
    ajuste1=const./(dist).^0.5;
    ajuste2=ajuste1.*exp(-(pi*f.*dist)./(4.68*278*f^0.92));
    normal22(i)=sqrt(sum(ajuste2-frec1)^2);
    ajuste3=ajuste1.*exp(-(pi*f.*dist)./(4.68*273*f^0.66));
    normal33(i)=sqrt(sum(ajuste3-ampl)^2);
    constante(i)=const;
end

```

```

[aa bb]= min(normal22); [cc dd]= min(normal33);
ajuste1=(constante(bb))./(dist).^0.5;
ajuste2=ajuste1.*exp(-(pi*f.*dist)./(4.68*278*f^0.92));
ajuste2 = sort(ajuste2);ajuste3 = sort(ajuste3);
ajuste1=(constante(bb))./(dist).^0.5;
ajuste3=ajuste1.*exp(-(pi*f.*dist)./(4.68*273*f^0.66));
subplot(3,2,2);loglog(dist,ajuste2,'g',dist,ajuste3,
'r','LineWidth',1);
hold on;
f=0.2;
const= 0.01;

```

```

    for i=1:1:1000
        const=const+0.005;
        ajuste1=const./(dist).^0.5;
        ajuste2=ajuste1.*exp(-(pi*f.*dist)./(4.68*278*f^0.92));
        normal22(i)=sqrt(sum(ajuste2-frec2)^2);
        ajuste3=ajuste1.*exp(-(pi*f.*dist)./(4.68*273*f^0.66));
        normal33(i)=sqrt(sum(ajuste3-ampl)^2);
        constante(i)=const;
    end

    [aa bb]= min(normal22);[cc dd]= min(normal33);
    ajuste1=(constante(bb))./(dist).^0.5;
    ajuste2=ajuste1.*exp(-(pi*f.*dist)./(4.68*278*f^0.92));
    ajuste2 = sort(ajuste2);
    ajuste1=(constante(bb))./(dist).^0.5;
    ajuste3=ajuste1.*exp(-(pi*f.*dist)./(4.68*273*f^0.66));
    subplot(3,2,3); loglog(dist, ajuste2, 'g', dist, ajuste3,
        'r', 'LineWidth', 1);
    f=0.3;
    const= 0.001;
    for i=1:1:1000
        const=const+0.0005;
        ajuste1=const./(dist).^0.5;
        ajuste2=ajuste1.*exp(-(pi*f.*dist)./(4.68*278*f^0.92));
        normal22(i)=sqrt(sum(ajuste2-frec3)^2);
        ajuste3=ajuste1.*exp(-(pi*f.*dist)./(4.68*273*f^0.66));
        normal33(i)=sqrt(sum(ajuste3-ampl)^2);
        constante(i)=const;
    end

    [aa bb]= min(normal22);[cc dd]= min(normal33);
    ajuste1=(constante(bb))./(dist).^0.5;
    ajuste2=ajuste1.*exp(-(pi*f.*dist)./(4.68*278*f^0.92));
    ajuste2 = sort(ajuste2);
    ajuste1=(constante(bb))./(dist).^0.5;

```

```

ajuste3=ajuste1.*exp(-(pi*f.*dist)./(4.68*273*f^0.66));
ajuste3 = sort(ajuste3);
subplot(3,2,4);loglog(dist,ajuste2,'g',dist,ajuste3,
'r','LineWidth',1);
f=0.4;
    const= 0.001;
    for i=1:1:1000
        const=const+0.0005;
        ajuste1=const./(dist).^0.5;
        ajuste2=ajuste1.*exp(-(pi*f.*dist)./(4.68*278*f^0.92));
        normal22(i)=sqrt(sum(ajuste2-frec4)^2);
        ajuste3=ajuste1.*exp(-(pi*f.*dist)./(4.68*273*f^0.66));
        normal33(i)=sqrt(sum(ajuste3-ampl)^2);
        constante(i)=const;
    end

    [aa bb]= min(normal22); [cc dd]= min(normal33);
ajuste1=(constante(bb))./(dist).^0.5;
ajuste2=ajuste1.*exp(-(pi*f.*dist)./(4.68*278*f^0.92));
ajuste2 = sort(ajuste2);
ajuste1=(constante(bb))./(dist).^0.5;
ajuste3=ajuste1.*exp(-(pi*f.*dist)./(4.68*273*f^0.66));
ajuste3 = sort(ajuste3);
subplot(3,2,5); loglog(dist,ajuste2,'g',dist,ajuste3,
'r','LineWidth',1);
f=0.5;
    const= 0.001;
    for i=1:1:1000
        const=const+0.0005;
        ajuste1=const./(dist).^0.5;
        ajuste2=ajuste1.*exp(-(pi*f.*dist)./(4.68*278*f^0.92));
        normal22(i)=sqrt(sum(ajuste2-frec5)^2);
        ajuste3=ajuste1.*exp(-(pi*f.*dist)./(4.68*273*f^0.66));
        normal33(i)=sqrt(sum(ajuste3-ampl)^2);
        constante(i)=const;
    end

```

```
end

[aa bb]= min(normal22); cf6 = constante(bb);
ajuste1=(constante(bb))./( dist).^0.5;
ajuste2=ajuste1.*exp(-(pi*f.* dist)./(4.68*278*f^0.92));
ajuste2 = sort(ajuste2);
ajuste1=(constante(bb))./( dist).^0.5;
ajuste3=ajuste1.*exp(-(pi*f.* dist)./(4.68*273*f^0.66));
ajuste3 = sort(ajuste3);
subplot(3,2,6);loglog(dist , ajuste2 , 'g', dist , ajuste3 ,
'r', 'LineWidth', 1);
```

---

# Bibliografía

- Bensen, G. D., M. H. Ritzwoller, M. P. Barmin, A. L. Levshin, F. Lin, M. P. Moschetti, N. M. Shapiro, y Y. Yang (2007), Processing seismic ambient noise data to obtain reliable broadband surface wave dispersion measurements, *Geophysical Journal International*, 169(doi: 10.1111/j.1365-246X.2007.03374.x), 1239–1260.
- Brenguier, F., N. M. Shapiro, M. Campillo, V. Ferrazzini, Z. Duputel, O. Coutant, y A. Nercessian (2008), Towards forecasting volcanic eruptions using seismic noise, *Nature Geoscience*, 1, 126–130.
- Campillo, M., y A. Paul (2003), Long-range correlations in the diffuse seismic coda, *Science*, 299, 547–549.
- Castro, R. R., J. G. Anderson, y S. K. Singh (1990), Site response, attenuation and source spectra of s waves along the Guerrero, Mexico, subduction zone, *Bulletin of the Seismological Society of America*, 80(6), 1481–1503.
- Chael, E. P., y G. S. Stewart (1982), Recent large earthquakes along the middle American trench and their implications for the subduction process, *Journal of Geophysical Research*, 87(B1), 329–338.
- Chávez-García, F. J., y F. Luzón (2005), On the correlation of seismic microtremors, *Journal of Geophysical Research*, 110, B11,313, doi:10.1029/2005JB003,671.
- Chen, T., y R. Clayton (2009), Seismic attenuation structure in central Mexico: Image of a focused high-attenuation zone in the mantle wedge, *Geophysical Research Letters*, 114(doi:10.1029/2008JB005964), B07,304.
- Cupillard, P., y Y. Capdeville (2010), On the amplitude of surface waves obtained by noise correlation and the capability to recover the attenuation: a numerical approach, *Geophysical Journal International*, pp. doi: 10.1111/j.1365–246X.2010.04,586.x.

- Cupillard, P., L. Stehly, y B. Romanowicz (2011), The one-bit noise correlation: a theory based on the concepts of coherent and incoherent noise, *Geophysical Journal International*, *184*, 1397–1414.
- DeMets, C., R. Gordon, D. Argus, y S. Stein (1994), Effect of recent revisions to the geomagnetic reversal time scale on estimates of current plate motions, *Geophysical Research Letters*, *21*(20), 2191–2194.
- Derode, A., E. Larose, M. Tanter, J. Rosny, A. Tourin, M. Campillo, y M. Fink (2003), Recovering the greens function from field-field correlations in an open scattering medium (1), *Acoustical Society of America*, *113*, 2973–2976.
- Dominguez, L., y P. Davis (2012), Seismic attenuation in the middle america region and the frequency dependence of intrinsic  $q$ , *Journal of Geophysical Research*, *–*(–), –.
- Espejo, L., y F. Green (2007), Geometría de la subducción de acapulco, gro. a puente de ixtla, mor. a partir de funciones receptor, Tesis de Maestría , Universidad de Nacional Autónoma de México, Facultad de Ingeniería.
- García, D., S. K. Singh, M. Herráiz, J. F. Pacheco, y M. Ordaz (2004), Inslab earthquakes of central mexico:  $Q$ , source spectra, and stress drop, *Bulletin of the Seismological Society of America*, *94*(3), 789–802.
- Greene, F. (2009), Caracterización de niveles de ruido en estaciones sismológicas del proyecto mase, Tesis de Maestría , Universidad de Nacional Autónoma de México, Programa de Posgrado en Ciencias de la Tierra.
- Guralp, S. L. (2009), Cmg-3t triaxial broadband seismometer operator's guide, *Rep. técnico* , 3 Midas House, Calleva Park, Aldermaston RG7 8EA, England.
- Iglesias, A., R. Clayton, X. PérezCampos, S. K. Singh, J. F. Pacheco, D. García, y C. ValdésGonzález (2010), S wave velocity structure below central mexico using high-resolution surface wave tomography, *Journal of Geophysical Research*, *115*, B06,307, doi:10.1029/2009JB006,332.
- Lay, T., y T. Wallace (1995), *Modern Global Seismology*, 1a. ed., 521 pp.
- Lin, F., M. Ritzwoller, y W. Shen (2011), On the reliability of attenuation measurements from ambient noise cross-correlations, *Geophysical Research Letters*, *38*, L11,303, doi:10.1029/2011GL047,366.

- Lobkis, O., y R. Weaver (2001), On the emergence of the greens function in the correlations of a diffuse field, *Acoustical Society of America*, 110, 3011–3017.
- Ordaz, M., y S. K. Singh (1992), Source spectra and spectral attenuation of seismic waves from mexican earthquakes, and evidence of amplification in the hill zone of mexico city, *Bulletin of the Seismological Society of America*, 82, 24–43.
- Pardo, M., y G. Suárez (1995), Shape of the subducted rivera and cocos plates in southern mexico, seismic and tectonic implications, *Journal of Geophysical Research*, 100(B7), 12,357–12,373.
- Pérez-Campos, X., Y. Kim, A. Husker, P. M. Davis, R. W. Clayton, A. Iglesias, J. F. Pacheco, S. K. Singh, V. C. Manea, y M. Gurnis (2008), Horizontal subduction and truncation of the cocos plate beneath central mexico, *Geophysical Research Letters*, 35, L18,303, doi:10.1029/2008GL035,127.
- Press, W., B. Flannery, S. Teukolsky, y W. Vetterling (1986), *Numerical Recipies: The Art of Scientific Computing*, 1a. ed., 818 pp.
- Prieto, G., J. Lawrence, y G. Beroza (2009), Anelastic earth structure from the coherency of the ambient seismic field, *Journal of Geophysical Research*, 114(B07303), doi:10.1029/2008JB006,067.
- Prieto, G. A., M. Denolle, J. F. Lawrence, y G. C. Beroza (2011), On amplitude information carried by the ambient seismic field, *Geoscience*, 343, 600–614.
- Proakis, J., y D. Manolakis (1996), *Digital Signal Processing*, 3ra. ed., 120 pp.
- Real Pérez, J. A. (2010), Caracterización de niveles de ruido en estaciones sismológicas del proyecto mase, Tesis de Licenciatura, Universidad de Nacional Autónoma de México, Facultad de Ingeniería.
- Sánchez-Sesma, F., y M. Campillo (2006), Retrieval of the greens function from cross correlation: The canonical elastic problem, *Bulletin of the Seismological Society of America*, 96(24), 1182–1191.
- Serrato-Díaz, G., W. L. Bandy, y C. A. Mortera (2004), Active rifting and crustal thinning along the rivera-cocos plate boundary as inferred from mantle bouguer gravity anomalies, *Geofísica Internacional*, 43(3), 361–381.

- Shapiro, N., y M. Campillo (2004), Emergence of broadband rayleigh waves from correlations of the ambient seismic noise, *Geophysical Research Letters*, *31*, L07,614, doi:10.1029/2004GL019,491.
- Shapiro, N., M. Campillo, L. Stehly, y M. Ritzwoller (2005), High-resolution surface-wave tomography from ambient seismic noise, *Science*, *307*, 1615–1618.
- Shapiro, N. M., S. K. Singh, A. Iglesias, V. M. Cruz-Atienza, y J. F. Pacheco (2000), Evidence of low q value below popocatepetl volcano, and its implication to seismic hazard in mexico city, *Geophysical Research Letters*, *17*, 2753–2756.
- Singh, S. K., R. Quaas, M. Ordaz, F. Mooser, D. Almora, M. Torresand, y R. Vásquez (1995), Is there truly a hard rock site in the valley of mexico?, *Geophysical Research Letters*, *22*(4), 481–484.
- Singh, S. K., A. Iglesias, D. García, J. F. Pacheco, y M. Ordaz (2007), Q of lg waves in the central mexican volcanic belt, *Bull. Seism. Soc. Am.*, *97*(4).
- Snieder, R. (2004), Extracting the greens function from the correlation of coda waves: A derivation based on stationary phase, *Physical Review E*, *69*(24), 046,610.
- Stein, S., y M. Wysession (2003), *An Introduction to Seismology, Earthquakes and Earth Structure*, 1a. ed., 498 pp.
- Tanimoto, T. (2005), The oceanic excitation hypothesis for the continuous oscillations of the earth, *Geophysical Journal International*, *160*(1), 276–288.
- Tsai, V. (2011), Understanding the amplitudes of noise correlation measurements, *Journal of Geophysical Research*, *116*(B09311), doi:10.1029/2011JB008,483.
- Tull, J. E. (1987), *SAC - Seismic Analysis Code. Tutorial guide for new users*, Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, CA.
- Van-Tiggelen, B. A. (2003), Green function retrieval and time reversal in a disordered world, *Physical Review Letters*, *91*(24), 243,904.
- Weaver, R. (2011), On the amplitudes of correlations and the inference of attenuations, specific intensities and site factors from ambient noise, *Geoscience*, *343*, 615–622.