



---

---

**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO**  
**INSTITUTO DE GEOFÍSICA**  
**POSGRADO EN CIENCIAS DE LA TIERRA**

**DETERMINACION DE LA ESTRUCTURA RADIAL DE VELOCIDADES  
EN LA BASE DEL MANTO USANDO ONDAS S DIFRACTADAS**

**T E S I S**

**PARA OBTENER EL GRADO DE:**

**MAESTRO EN CIENCIAS**

**(SISMOLOGÍA)**

**P R E S E N T A**

**LUIS FERNANDO TERÁN MENDIETA**

**D I R E C T O R**

**RAÚL VALENZUELA WONG**

Noviembre de 2006



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



**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

Quiero darle las gracias a Javier Pacheco, Luis Quintanar, Miguel Rodríguez, Carlos Valdés y Raúl Valenzuela quienes actuaron como sinodales, por revisar el presente trabajo y por las sugerencias que hicieron a fin de mejorarlo. Asimismo, quiero agradecerles a Krishna Singh, Vladimir Kostoglodov, Arturo Iglesias y al Departamento de Sismología en general por contribuir a mi formación en el área de Sismología por medio de diversos cursos, discusiones y por el acceso a los distintos equipos y otros recursos materiales. También deseo agradecerles a Oscar Campos y Blanca Mendoza por su apoyo desde la Coordinación del Posgrado en Ciencias de la Tierra. Por otra parte, quiero expresar mi agradecimiento para Michael Wyession por facilitarme los datos empleados; para Tim Clarke por proporcionarme el algoritmo para generar los sismogramas sintéticos con el método de la reflectividad; y para Manuel Velásquez por su labor como administrador de cómputo. Karen Fischer, Tim Clarke y Michael Wyession son co-responsables del proyecto MOMA. La realización de esta tesis fue apoyada parcialmente por el Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología por medio del proyecto 34299-T.

A todos mis amigos y compañeros sismología, Julio que siempre ha sido como un hermano, "vales mil nunca cambies", Ivonne, Mario, Ricardo, Carlos, David, Antonio, Caridad y del servicio sismológico.

En especial a mi tutor Raúl Valenzuela Wong, que siempre estuvo presente cuando se le necesito, por su gran paciencia para explicarme las veces que fueran necesarias todas las dudas que iban surgiendo con los análisis, ya que de no ser por su dedicación a el trabajo de esta tesis, todavia seguiria en el aire. Muchas gracias!!!

A mi padre que siempre ha confiado en mi en cualquier empresa que inicio, sus sabios consejos y se que siempre contare en cualquier momento que lo necesite.

A todos mis tios; no anotare sus nombres ya que son tantos que si por algun motivo omito o se me olvida un nombre se que algunos se sentiran por ser omitidos, a todos les agradezco todo lo que han hecho por mi durante todo este tiempo (cuidarme y aconsejarme) y el que falta. Solo mencionare a dos de ellos que son mis eternos guardianes, que no ser por ellos quien sabe donde estaria. A mi Tio Aton que siempre esta al pendiente de mi y a Pakal quien fue que acepto el reto de seguir con la educación de la "papa caliente".

A los colegios de Física y Matemáticas de la Escuela Nacional Preparatoria No 6 "Antonio Caso, por ser grandes amigos y compañeros de trabajo.

A la academia de Ciencias Experimentales y la de Matemáticas del Colegio de Ciencias y Humanidades Plantel Sur por todos los buenos momentos y gran amistad

## Indice

Resumen	3
1. Introducción	4
2. Descripción Matemática de la Constante de Disipación	11
3. Datos y Procedimiento	13
4. Modelos de la Región D''	23
4.1. Tipos de Modelos	24
4.2. Efecto de Variar la Disminución de la Velocidad Dentro de D''	28
4.3. Efecto de Variar el Espesor de D''	32
4.4. Efecto de Variar el Aumento de la Velocidad en la Discontinuidad	34
4.5. Efecto de Variar el Gradiente de Velocidad por Encima de D''	41
5. Discusión	45
5.1. Modelo Preferido	45
5.2. Estructura Radial de Velocidades de D'' en Otras Regiones del Océano Pacífico	46
5.3. Explicación Física para la Estructura de Velocidades Observada	50
5.4. Relación entre el Espesor de D'' y las Heterogeneidades de Velocidad	53
6. Conclusiones	56
Apéndice	60
Agradecimientos	68
Referencias	70

## Resumen

Se empleó la técnica de la constante de disipación a fin de determinar la estructura radial de velocidades de la base del manto. De este modo se cuantificó la disminución en la amplitud de ondas que rozan el núcleo y de ondas difractadas. El modelado se realizó para un área de D'' por debajo del Océano Pacífico centro-oriental ubicada en los 19°N, 132°O. El uso de este método ayudará a mejorar la cobertura de la base del manto ya que emplea fases sísmicas que han sido poco usadas en tiempos recientes. Se propusieron modelos para la estructura radial de velocidades en D'' y con ellos se generaron sismogramas sintéticos por el método de la reflectividad. Los modelos que se probaron tienen una disminución gradual de la velocidad dentro de D'' conforme aumenta la profundidad o un aumento gradual, mientras que otros modelos tienen un aumento abrupto de la velocidad seguido de una disminución gradual. Aunque el modelo que mejor ajusta los datos no tiene una discontinuidad, se evaluaron las variaciones de distintos parámetros para los modelos discontinuos. Se estudió el comportamiento de la constante de disipación al variar (i) la disminución de la velocidad dentro de D'', (ii) el espesor de D'', (iii) el aumento de la velocidad en la discontinuidad y (iv) el gradiente de velocidad por encima de D''. El modelo preferido es el PREM e indica que D'' en la región escogida tiene un espesor de 150 km y también que la velocidad de la onda S sufre una pequeña disminución conforme aumenta la profundidad. La estructura de velocidades obtenida sugiere que la base del manto en esta región puede actuar como una capa térmica limítrofe debido al gran flujo de calor procedente del manto y que éste tiende a disminuir la velocidad sísmica. Por otra parte, la estructura de velocidades también es consistente con la ocurrencia de reacciones químicas entre los materiales del manto y del núcleo. Se espera que dichas reacciones produzcan un enriquecimiento en hierro de los silicatos del manto, lo cual daría como resultado una reducción de las velocidades sísmicas. Una de las posibles explicaciones planteadas para la observación de la discontinuidad sugiere que las placas tectónicas pueden llegar hasta la base del manto por medio del proceso de subducción. Como su temperatura sería menor que la del manto que las rodea, tendrían mayores velocidades sísmicas. En este sentido, la estructura de velocidades observada favorece esta explicación puesto que no se observa la discontinuidad y tampoco se ha producido subducción en esta región durante los últimos 180 millones de años.

## 1. Introducción

Los estudios sísmicos del interior profundo de la Tierra se remontan a 1906, año en que Oldham descubrió el núcleo. En la década de 1960, la aceptación de la teoría de la tectónica de placas causó una revolución en las Ciencias de la Tierra ya que nos permitió explicar una serie de fenómenos cuya relación se desconocía hasta entonces. Durante el último cuarto de siglo, nuestros conocimientos sobre el interior de la Tierra han crecido substancialmente y prometen iniciar una revolución similar a la causada por la tectónica de placas. De hecho, la explicación de algunos procesos geológicos que observamos en la superficie podría estar en el interior de la Tierra. Por ejemplo, se cree que los movimientos de las placas están relacionados con la convección del manto, pero el mecanismo específico no se ha descifrado por completo. También se cree que los puntos calientes (hot spots) se forman con material que proviene de la base del manto, pero esto no se ha demostrado. En la actualidad, las siguientes preguntas son de gran interés en Geodinámica. ¿Cuáles son los patrones de convección en el manto? ¿Existen dos sistemas de convección en el manto, o solamente uno? Y si son dos, ¿están completamente separados o están interconectados? ¿Cómo cambia el campo magnético con el tiempo? ¿Qué le pasa a la litosfera subducida a profundidades mayores a 670 km (donde termina la sismicidad)? ¿Se doblan las placas al llegar hasta esta discontinuidad? ¿O pueden descender hasta el interfaz entre el núcleo y el manto (INM) para después ser recicladas a la superficie de la Tierra? ¿Se originan en la base del manto las columnas del manto (mantle plumes) y los puntos calientes? ¿Cómo se transfiere el calor del núcleo al manto? ¿Cuál es el patrón de convección para los fluidos en el núcleo externo? ¿Se produce transferencia de material entre el núcleo y el manto? Diferentes ramas de las Ciencias de la Tierra contribuyen a contestar estas preguntas. En particular la Sismología puede ayudar a localizar discontinuidades sísmicas, las cuales marcan los límites de transiciones químicas o estructurales de los minerales. La ubicación de regiones en las cuales las ondas sísmicas se propagan más rápido o más despacio proporciona pistas acerca de la temperatura y la composición de la Tierra a grandes profundidades. Las observaciones hechas por los sismólogos ayudarán a guiar los trabajos que se realizan con respecto a la convección del manto y el núcleo, en Física de minerales, flujo de calor y el campo magnético.

A partir de que *Lay* y *Helmberger* [1983] establecieran la existencia de una discontinuidad en la velocidad de las ondas sísmicas (es decir un aumento repentino de la

velocidad) en la base del manto, el conocimiento ha evolucionado rápidamente y ha surgido una imagen compleja para esta región también conocida como la capa D" (o simplemente D"). El interfaz entre el núcleo y el manto (INM) es una discontinuidad muy clara tanto en composición como en temperatura. El manto está hecho de silicato mientras que el núcleo está compuesto principalmente de hierro. Se estima que la diferencia en temperaturas en el INM anda entre 500 y 1500 K [Williams y Jeanloz, 1990; Williams, 1998]. Por lo tanto se piensa que la base del manto se comporta como una capa térmica limítrofe con un gradiente que probablemente alcance los 10 K / km [Stacey y Loper, 1983; Lay y Helmberger, 1983; Doornbos et al., 1986; Lay, 1989; Loper y Lay, 1995]. Debido a las altas presiones (136 GPa) y temperaturas (4300°C) que existen en el INM es posible que se produzcan vigorosas reacciones químicas entre el hierro y los silicatos [Knittle y Jeanloz, 1989, 1991; Jeanloz, 1993]. Las interpretaciones de D" como una capa térmica limítrofe y como una capa química limítrofe no son incompatibles. De hecho, Lay [1989] ha sugerido que D" podría ser una capa química limítrofe dentro de una capa térmica limítrofe. Además se ha propuesto que la parte superior de D" sea la profundidad a la cual ocurre una transición de fase [Nataf y Houard, 1993], en la cual quizá la perovskita (Mg, Fe)SiO<sub>3</sub> cambie de estructura ortorrómbica a cúbica [Wang et al., 1992] o bien la perovskita (Mg, Fe)SiO<sub>3</sub> se separe en magnesiowustita (Mg, Fe)O y estishovita SiO<sub>2</sub> [Stixrude y Bukowinski, 1990; Wysession, 1996b].

Se ha sugerido la existencia de conexiones diversas entre los procesos geológicos y tectónicos de la superficie de la Tierra y el patrón de convección del manto. Estos a su vez estarían relacionados con el interfaz núcleo-manto. Específicamente, se ha sugerido que las placas subducidas podrían penetrar desde la superficie de la Tierra hasta el INM [Hofmann y White, 1982; Gurnis, 1986; Olson y Kincaid, 1991; Christensen y Hofmann, 1994; Weber, 1994] y también que D" sería la región donde se originan las columnas del manto que alimentan a los puntos calientes [Whitehead y Luther, 1975; Yuen y Peltier, 1980; Loper y Stacey, 1983; Loper, 1991]. La correlación entre la ubicación de las anomalías de velocidad en el interfaz núcleo-manto inferidas a partir de los modelos tomográficos, ver por ejemplo Romanowicz [2003], y la ubicación en la superficie de las zonas de subducción alrededor del Pacífico (regiones de altas velocidades) [Richards y Engebretson, 1992; Ricard et al., 1993; Lithgow-Bertelloni y Richards, 1998] así como la ubicación de los puntos calientes en los Océanos Pacífico y Atlántico (regiones de bajas velocidades) [Duncan y Richards, 1991] es consistente con estos



planteamientos. Adicionalmente se ha sugerido [Revenaugh y Jordan, 1991; Kendall y Shearer, 1994, 1995] que D" es más delgada en las regiones de altas velocidades y más gruesa donde las velocidades son bajas. D" se adelgazaría por debajo de las zonas de subducción (de material frío) ya que la capa química limítrofe sería empujada hacia los lados, y por otra parte se engrosaría por debajo de las regiones en las que el manto asciende conforme la capa química limítrofe es arrastrada hacia la columna del manto [Revenaugh y Jordan, 1991].

La Sismología proporciona algunas de las herramientas más eficaces para estudiar las características de la región D". Diversas fases sísmicas se reflejan, refractan o difractan en el interfaz núcleo-manto y en D", con lo cual transmiten valiosa información acerca de la estructura de velocidades y por consiguiente contribuyen a acotar los valores de la temperatura y la composición. A continuación se presentan algunos de los hallazgos que los sismólogos han hecho en relación con la región D". Posteriormente se hablará acerca de técnicas y fases sísmicas específicas que se han usado para el estudio de D". (i) Los modelos tomográficos [Tanimoto, 1990; Dziewonski et al., 1991, 1993; Masters et al., 1992, 2000; Su et al., 1994; Liu y Dziewonski, 1994; Vasco et al., 1994; Ritsema et al., 1999; Ritsema y Van Heijst, 2000; Mégnin y Romanowicz, 2000; Gu et al., 2001; Grand, 2002; Antolik et al., 2003; Romanowicz, 2003] han mostrado la existencia de grandes heterogeneidades (hasta de  $\pm 5\%$ ) en las velocidades de la base del manto. (ii) Se ha encontrado una discontinuidad en las velocidades sísmicas (un aumento repentino de las velocidades conforme aumenta la profundidad) en la parte superior de D" en numerosas regiones del mundo [Wright y Lyons, 1981; Lay y Helmberger, 1983; Young y Lay, 1990; Gaherty y Lay, 1992; Vidale y Benz, 1993; Kendall y Shearer, 1994, 1995; Krüger et al., 1995; Valenzuela Wong, 1996; Valenzuela y Wyession, 1998; Wyession et al., 1998]. Esta discontinuidad se ha detectado tanto para las velocidades de las ondas P como para las S. La naturaleza de la discontinuidad es altamente heterogénea en lo que respecta a sus dimensiones espaciales, al espesor de la capa D" y a la magnitud del aumento repentino de la velocidad. Por otra parte, hay estudios que no han encontrado esta discontinuidad en ciertas regiones [Vidale y Benz, 1992, 1993; Krüger et al., 1995; Wyession et al., 1998]. A pesar de la detección intermitente de la discontinuidad [Vidale y Benz, 1993; Weber, 1994], se ha sugerido que sea una característica global [Lay y Helmberger, 1983; Nataf y Houard, 1993]. Gaherty y Lay [1992] incluso sugirieron la posibilidad de que existan dos discontinuidades en la misma región por debajo de Eurasia. Debido a la importancia de esta discontinuidad en la parte superior de D", se

hablará de ella repetidamente a lo largo de esta tesis. (iii) Una capa muy lenta (con una reducción de 5 a 10% en la velocidad de la onda  $P$ ) y muy delgada (con un espesor de 5 a 40 km) ha sido detectada justo por encima del interfaz núcleo-manto en una región por debajo del Océano Pacífico sud-occidental en la cual las velocidades de  $D''$  son lentas en general [Mori y Helmberger, 1995; Garnero y Helmberger, 1995, 1996]. Se ha propuesto la ocurrencia de fusión parcial para explicar la existencia de esta "zona de ultrabaja velocidad (ZUBV)" [Williams y Garnero, 1996; Garnero et al., 1998]. Otros estudios reportan la detección (y también la no detección) de la ZUBV en distintas partes del mundo tanto para ondas  $P$  como para ondas  $S$ , ver un resumen en el artículo de Garnero et al. [1998]. Existe una fuerte correlación espacial entre aquellas regiones de  $D''$  donde se han encontrado ZUBVs y la ubicación en la superficie de la Tierra de los puntos calientes [Williams et al., 1998], así como entre aquellas regiones donde no se ha podido detectar una ZUBV y áreas donde se ha acumulado material subducido [Garnero et al., 1998]. Adicionalmente, Rondenay y Fischer [2003] encontraron una ZUBV "gradual" por debajo de América del Norte y sugieren que representa una transición lateral entre regiones donde existen ZUBVs "normales" (y se localizan las columnas del manto) y regiones donde no existen ZUBVs o bien son demasiado delgadas para ser detectadas (y coinciden con aquellos lugares donde hay material subducido). (iv)  $D''$  es anisotrópico [Vinnik et al., 1989, 1995; Maupin, 1994; Matzel et al., 1996; Garnero y Lay, 1996; Kendall y Silver, 1996, 1998; ver resumen en Lay et al., 1998a]. Las observaciones de la anisotropía podrían servir para establecer la estructura térmica de  $D''$  [Doornbos et al., 1986]. (v) Otras observaciones sísmicas se han usado para estudiar la topografía del interfaz núcleo-manto [Morelli y Dziewonski, 1987; Morelli, 1993], pero es muy difícil obtener un mapa confiable de la topografía del INM [Loper y Lay, 1995]. (vi) Estudios de scattering de las ondas sísmicas indican la existencia de heterogeneidades volumétricas y/o de topografía de pequeña escala (de 10 a 100 km) en el interfaz núcleo-manto [Bataille y Flatté, 1988; Bataille et al., 1990; Bataille y Lund, 1996; Shearer et al., 1998].

Se pueden usar diversas fases sísmicas para determinar las características de  $D''$ . Dichas fases nos permiten estudiar diferentes escalas de longitud a frecuencias diferentes y también se complementan entre sí para muestrear la base del manto ya que los sismos y los sismómetros no se encuentran distribuidos de manera uniforme por toda la superficie de la Tierra. Los estudios emplean tiempos de recorrido relativos para los siguientes pares de fases  $PcP-P$ ,  $ScS-S$

[*Wysession et al.*, 1994, 1995a, 1995b] y *PKP-Pdif* [*Wysession*, 1996c]; precursores para las ondas *PcP* y *ScS* [*Lay y Helmberger*, 1983; *Young y Lay*, 1990; *Gaherty y Lay*, 1992; *Kendall y Shearer*, 1994, 1995; *Krüger et al.*, 1995]; ondas difractadas por fuera del núcleo [*Doornbos y Mondt*, 1979a, 1979b; *Mula y Müller*, 1980; *Mula*, 1981; *Doornbos*, 1983; *Wysession y Okal*, 1988, 1989; *Wysession et al.*, 1992; *Valenzuela Wong*, 1996; *Valenzuela y Wysession*, 1998; *Valenzuela et al.*, 2000]; tiempos relativos, modelado de formas de onda y cocientes de amplitud para las fases *SKS*, *SmKS* y *Sdif* [*Kind y Müller*, 1977; *Lay y Young*, 1990; *Souriau y Poupinet*, 1990, 1991; *Garnero y Helmberger*, 1993; *Silver y Bina*, 1993; *Sylvander y Souriau*, 1996]; y *SP<sub>d</sub>KS* [*Garnero y Helmberger*, 1995, 1996; *Rondenay y Fischer*, 2003] y proporcionan información acerca del espesor y la estructura de velocidades en D", así como la forma y la estructura de velocidades del núcleo externo.

El presente trabajo se enfoca a determinar la estructura radial de velocidades en D" empleando ondas difractadas. Tradicionalmente se han utilizado las ondas *P* y *SH* que se difractan en el interfaz núcleo-manto (a distancias epicentrales mayores a 95°) porque un segmento importante de sus trayectorias pasa por la región de interés. Entre las técnicas que se han usado destacan dos en particular. Con una se cuantifica el parámetro de rayo [*Doornbos y Mondt*, 1979b; *Mula y Müller*, 1980; *Doornbos*, 1983; *Valenzuela Wong*, 1996; *Valenzuela y Wysession*, 1998; *Valenzuela et al.*, 2000] y con la segunda, la constante de disipación [*Doornbos y Mondt*, 1979a, 1979b; *Mula*, 1981; *Doornbos*, 1983; *Van Loenen*, 1988; *Valenzuela Wong*, 1996; *Valenzuela y Wysession*, 1998]. Al medir el parámetro de rayo en el dominio del tiempo es posible determinar la estructura lateral de velocidades en la base del manto. Además, si la calidad de los datos es suficientemente buena y si se utilizan los filtros pasa-banda apropiados, también es posible estudiar la estructura radial de velocidades. Por otra parte, el método de la constante de disipación se usa en el dominio de la frecuencia y mide la disminución de la amplitud para ondas difractadas conforme la distancia epicentral aumenta. Dicha técnica es robusta y permite determinar la estructura radial de velocidades. Algunos investigadores llegaron a la conclusión de que D", la capa más profunda del manto y que se encuentra en contacto con el núcleo, tiene un espesor de 50 a 100 km y un gradiente de velocidad negativo tanto para ondas *P* como para ondas *S* [*Mondt*, 1977; *Doornbos y Mondt*, 1979b; *Doornbos*, 1983]. Sin embargo, otros estudios resultaron en gradientes de velocidad ligeramente positivos [*Mula y Müller*, 1980; *Mula*, 1981]. Cada uno de estos trabajos presentó una sola estructura

global de velocidades, la cual resultaba en el mejor ajuste de las observaciones de la constante de disipación para distintas regiones del mundo simultáneamente. No se propusieron modelos específicos para cada región considerada. Los resultados de *Mondt* [1977] dejaban entrever la posibilidad de que hubiera heterogeneidad lateral en la estructura radial de velocidades, pero los datos no fueron concluyentes en ese respecto. *Bolt y Niazi* [1984] estudiaron tres perfiles que pasaban por diferentes regiones dentro de un rango de frecuencias muy limitado y encontraron que la constante de disipación era aproximadamente igual para los tres. Por último, *Van Loenen* [1988] utilizó datos del arreglo NARS y determinó las constantes de disipación para varios perfiles individuales. Trató de ajustar las observaciones usando modelos de  $D''$  con una disminución o un aumento gradual de la velocidad conforme la profundidad aumenta, pero lo logró para un solo evento.

*Wright y Lyons* [1981] descubrieron que la llegada de la onda  $P$  presenta una triplicación a distancias epicentrales entre  $78^\circ$  y  $98^\circ$ . Graficaron la triplicación en el espacio  $dT/d\Delta$  y concluyeron que una discontinuidad de  $\sim 0.15$  km/s en la velocidad de la onda  $P$ , a una profundidad de 2370 km por debajo de la región del Caribe, podría explicar sus observaciones. *Lay y Helmberger* [1983] emplearon ondas  $SH$  y vieron una triplicación en el rango de distancias entre  $70^\circ$  y  $95^\circ$ . Ellos sugirieron que la triplicación podría ser explicada por una discontinuidad de  $2.75 \pm 0.25\%$  en la velocidad de la onda  $S$ , aproximadamente 280 km por encima del interfaz núcleo-manto (INM) para las regiones estudiadas, es decir, la base del manto debajo de América Central, debajo del norte de Siberia y debajo de Alaska. Adicionalmente propusieron que la discontinuidad podría ser una característica global. Sus observaciones atrajeron considerable interés y se inició la búsqueda de la discontinuidad en otras regiones. Esta discontinuidad ha sido reportada en distintos lugares del mundo, pero no se ha encontrado en todas partes. Por otro lado, su observación ha sido intermitente en ciertas áreas. *Revenaugh y Jordan* [1991] buscaron contrastes de impedancia en el manto inferior empleando fases  $ScS$  y encontraron evidencia probable de una discontinuidad debajo del oeste de Australia y bajo el Mar de Filipinas, pero no la encontraron en ninguna de las otras regiones estudiadas. *Nataf y Houard* [1993] y *Wyssession et al.* [1998] compilaron una lista de los sitios en donde se ha buscado la discontinuidad. La mayoría de estos estudios se han basado en la detección de un arribo secundario entre  $P$  y  $PcP$ , o entre  $S$  y  $ScS$ , y sugieren variaciones en el espesor de  $D''$  de una región a otra. El trabajo de *Kendall y Shearer* [1994, 1995] y de *Krüger et al.* [1995] confirma aún más la naturaleza

heterogénea del espesor y del contraste de velocidades de la discontinuidad. Un modelo alternativo para explicar el arribo secundario entre  $P$  y  $PcP$  (o entre  $S$  y  $ScS$ ) ha sido propuesto por *Weber* [1994] quien sugiere que pequeñas láminas delgadas de origen químico dentro de  $D''$ , con un espesor de alrededor de 20 km, producirían señales sísmicas similares.

La disponibilidad de datos de arreglos temporales pero densos con sismómetros de banda ancha, como por ejemplo los del Experimento Sísmico Pasivo de la Meseta Tibetana [*Owens et al.*, 1993] y los del Arreglo Missouri-Massachusetts [*Wysession et al.*, 1996; *Fischer et al.*, 1996], mejora significativamente la cobertura del interfaz núcleo-manto en escalas de longitud previamente imposibles con la red global GDSN. *Valenzuela Wong* [1996] y *Valenzuela y Wysession* [1998] determinaron la constante de disipación del manto inferior debajo del este de Siberia usando ondas  $SH$  y  $SHdif$  a distancias epicentrales aproximadamente entre  $93^\circ$  y  $101^\circ$ , y debajo del Océano Pacífico centro-oriental con ondas  $SHdif$  para distancias entre  $105^\circ$  y  $120^\circ$ . De esta forma, las técnicas descritas por *Doornbos y Mondt* [1979a, 1979b] y *Mula* [1981] fueron aplicadas por primera vez para modelar la constante de disipación en una región localizada de  $D''$ , siguiendo el ejemplo de *Lay y Helmberger* [1983], y aprovechando las capacidades de recolección de datos y la flexibilidad de los arreglos portátiles [*Owens et al.*, 1993; *Wysession et al.*, 1996; *Fischer et al.*, 1996]. En el presente trabajo se determinó la estructura radial de velocidades en  $D''$  para una región debajo del Océano Pacífico al noroeste de la estudiada por *Valenzuela Wong* [1996] y *Valenzuela y Wysession* [1998].

En mi tesis presento los aspectos siguientes con respecto a la constante de disipación. En el capítulo 2 se explica el método matemático para medir la constante de disipación. En el capítulo 3 se describen los datos y se muestran los pasos necesarios para determinar la constante de disipación. Para este estudio se escogió la base del manto debajo del Océano Pacífico centro-oriental y se modeló la estructura radial de velocidades para la onda  $S$ . En el capítulo 4 se proponen modelos de velocidad con variaciones en ciertos parámetros, se generan sismogramas sintéticos y se calcula la constante de disipación correspondiente. De este modo se compara la constante de disipación de los modelos contra los datos a fin de establecer la estructura de velocidades de la región. La discusión y las conclusiones se presentan en los dos últimos capítulos.

## 2. Descripción Matemática de la Constante de Disipación

Esta derivación se basa en el trabajo de *Mula* [1981]; la teoría también es descrita por *Van Loenen* [1988] y *Valenzuela Wong* [1996]. Matemáticamente, la amplitud del impulso registrado por una estación a una distancia epicentral  $\Delta$  y un acimut  $\phi$  de la fuente puede describirse con el producto de los siguientes términos en el dominio de la frecuencia.

$$A(\omega, \phi, \Delta) = S(\omega) R(\phi, \Delta) M_d(\omega, \phi) C(\omega, \phi, \Delta) M_u(\omega, \phi) U(\omega) I(\omega) \quad (1)$$

donde  $\omega$  es la frecuencia angular,  $S(\omega)$  es la función temporal de la fuente suponiendo que no existe directividad y  $R(\phi, \Delta)$  es el patrón de radiación.  $C(\omega, \phi, \Delta)$  es el efecto sobre las ondas de la trayectoria que pasa por encima del interfaz núcleo-manto.  $M_d(\omega, \phi)$  y  $M_u(\omega, \phi)$  representan los efectos sobre las ondas de las trayectorias que pasan por el manto del lado de la fuente y del lado del receptor, respectivamente.  $U(\omega)$  es la respuesta al impulso de la corteza y de la parte superior del manto por debajo de la estación. Esta formulación es ligeramente diferente de la empleada por *Mula* [1981] ya que él usa el término  $K(\omega)$  para representar únicamente a los efectos de la corteza. De esta manera se considera la posibilidad de que el manto superior sea heterogéneo. Por último,  $I(\omega)$  representa la respuesta del instrumento.

Suponiendo que la amplitud de la onda difractada, al recorrer el interfaz núcleo-manto, disminuye exponencialmente con la distancia [*Phinney y Alexander*, 1966; *Chapman y Phinney*, 1972; *Van Loenen*, 1988; *Aki y Richards*, p. 457, 2002] y que para un perfil dado de estaciones la diferencia en los acimuts, es decir la ventana acimutal, es pequeña (menos de  $20^\circ$ ), sea

$$C(\omega, \phi, \Delta) = e^{-\gamma(\omega)\Delta} \text{sen}^{-1/2} \Delta \quad (2)$$

donde  $\text{sen}^{-1/2} \Delta$  es el factor de separación (spreading) geométrica. El término  $\gamma(\omega)$  es la constante de disipación.

Para despejar la constante de disipación es preciso calcular el cociente de amplitudes espectrales de cualquier estación  $j$  relativa a una estación de referencia  $r$ . Al hacer la división, el término  $S(\omega)$  se cancela porque se supuso que no hay directividad y también porque la ventana acimutal es pequeña. El término  $M_d(\omega, \phi)$  también se cancela al hacer la división porque se

supone que la trayectoria del lado de la fuente es la misma para todas las estaciones (ventana acimutal pequeña); además se supone que la mayor parte del manto es homogénea (exceptuando al manto superior y a la base del manto). El efecto del término  $M_u(\omega, \phi)$  se considera irrelevante por el supuesto de que la mayor parte del manto es homogénea. Al aplicar las consideraciones anteriores, la división espectral toma la siguiente forma:

$$\frac{A_j(\omega)}{A_r(\omega)} = \frac{R_j(\phi, \Delta) e^{-\gamma(\omega)\Delta_j} \text{sen}^{-1/2} \Delta_j U_j(\omega) I_j(\omega)}{R_r(\phi, \Delta) e^{-\gamma(\omega)\Delta_r} \text{sen}^{-1/2} \Delta_r U_r(\omega) I_r(\omega)} \quad (3)$$

Al despejar la constante de disipación,  $\gamma(\omega)$ , se obtiene

$$\ln \left\{ \frac{A_j(\omega) R_r(\phi, \Delta) U_r(\omega) I_r(\omega) \text{sen}^{1/2} \Delta_j}{A_r(\omega) R_j(\phi, \Delta) U_j(\omega) I_j(\omega) \text{sen}^{1/2} \Delta_r} \right\} = \gamma(\omega) [\Delta_r - \Delta_j] \quad (4)$$

Los términos  $A_j$  y  $A_r$  representan a los sismogramas (datos);  $R_j$  y  $R_r$  se calculan a partir de los mecanismos focales, los cuales están disponibles en la literatura;  $I_j$  e  $I_r$  son las respuestas de los instrumentos, éstas son proporcionadas por los fabricantes o se pueden determinar empíricamente. Por último, basándose en trabajos previos, *Mula* [1981] asignó el valor de 1 al cociente  $K_j / K_r$ , para efectos de la corteza. *Valenzuela Wong* [1996] presentó un procedimiento para determinar el cociente  $U_j / U_r$  empleando datos de otros sismos (con distancias epicentrales diferentes) registrados en las mismas estaciones. Por otra parte, también utilizó el valor  $U_j / U_r = 1$ . *Valenzuela Wong* [1996] no pudo ajustar las observaciones de la constante de disipación cuando usó las correcciones para los efectos de la corteza y el manto superior. Su explicación fue que probablemente los efectos de la corteza y el manto superior son muy pequeños y por tanto al aplicar las correcciones se degrada la medición de  $\gamma$ . Otra explicación probable fue que la calidad de los datos empleados para calcular  $U_j / U_r$  no fue lo suficientemente buena, lo cual afectó negativamente a la medición de la constante de disipación. Por consiguiente, en el presente trabajo se determinó la constante de disipación suponiendo que  $U_j / U_r = 1$ .

### 3. Datos y Procedimiento

En esta tesis se analizaron los datos del sismo de las Islas Tonga del 7 de abril de 1995 a fin de determinar la estructura radial de velocidades de la región D" en un área debajo del Océano Pacífico centro-oriental la cual está centrada en 19°N, 132°O. Los parámetros del evento son: 22:06:57 Tiempo Coordinado Universal, 15.20°S, 173.53°O, profundidad 40 km,  $M_w=7.3$ ,  $M_o=1.3 \times 10^{20}$  N m,  $\phi=165^\circ$ ,  $\delta=18^\circ$ ,  $\lambda=159^\circ$ . El tiempo de origen, la latitud y la longitud fueron tomados del catálogo del National Earthquake Information Center (NEIC). La magnitud de momento y el momento sísmico fueron tomados del catálogo de Tensores de Momentos de Centroides (CMT, por sus siglas en Inglés) de la Universidad Harvard [Dziewonski *et al.*, 1996]. Como parte del presente trabajo se determinó la profundidad del evento así como los parámetros del plano nodal por medio del modelado de formas de onda. Se generaron sismogramas sintéticos [Kennett, 1980] con la fuente a distintas profundidades hasta que se pudieron ajustar los tiempos de llegada de las ondas  $S$  y  $sS$  (o bien  $Sdif$  y  $sSdif$ ). Para encontrar el plano nodal se tomaron los parámetros del catálogo CMT de Harvard [Dziewonski *et al.*, 1996] conservando el buzamiento y el deslizamiento y se varió el rumbo en intervalos de 5° hasta lograr el mejor ajuste para las amplitudes relativas entre las ondas  $S$  y  $sS$  (o  $Sdif$  y  $sSdif$ ). Además fue preciso determinar una función temporal de fuente (FTF). El evento presentó complejidad ya que tuvo una doble ruptura. La función temporal de fuente fue convolucionada con los sintéticos a fin de lograr el mejor ajuste para los registros. La FTF determinada de este modo se compone de dos trapezoides traslapados con una duración combinada de 23 s. El primer trapezoide presenta una amplitud mayor. La amplitud del segundo trapezoide es de aproximadamente dos tercios de la amplitud del primero. Los sismogramas empleados fueron registrados por las estaciones temporales del arreglo de banda ancha Missouri-Massachusetts (MOMA), en el noreste de los Estados Unidos [Wyssession *et al.*, 1996; Fischer *et al.*, 1996a]. Los sismómetros fueron proporcionados en préstamo por el Programa para Estudios con Arreglos Sísmicos de la Litosfera Continental (PASSCAL, por sus siglas en Inglés) el cual es administrado por el Incorporated Research Institutions for Seismology (IRIS). Dichos instrumentos fueron una combinación de Streckeisen STS-2 y Güralp CMG3-T cuyas respuestas de amplitud en velocidad son prácticamente iguales. Las amplitudes son esencialmente constantes en el rango de frecuencias entre 0.0083 y 50 Hz (periodos entre 120 y 0.02 s). La Figura 1 muestra la ubicación



de la fuente, de las estaciones y la región D'' estudiada debajo del Pacífico centro-oriental. A estas distancias epicentrales, entre  $94^\circ$  y  $108^\circ$ , se observan tanto ondas  $S$  como  $Sdif$ , según se muestra en las Figuras 2 y 3. La distancia para la cual se puede obtener información en el interfaz núcleo-manto es de  $14^\circ$  y la ventana acimutal es extremadamente pequeña, de aproximadamente  $1^\circ$ . Por lo tanto la medición de la constante de disipación en la base del manto es muy coherente y estable. La escala de la región estudiada anda en el orden de los 1000 km.

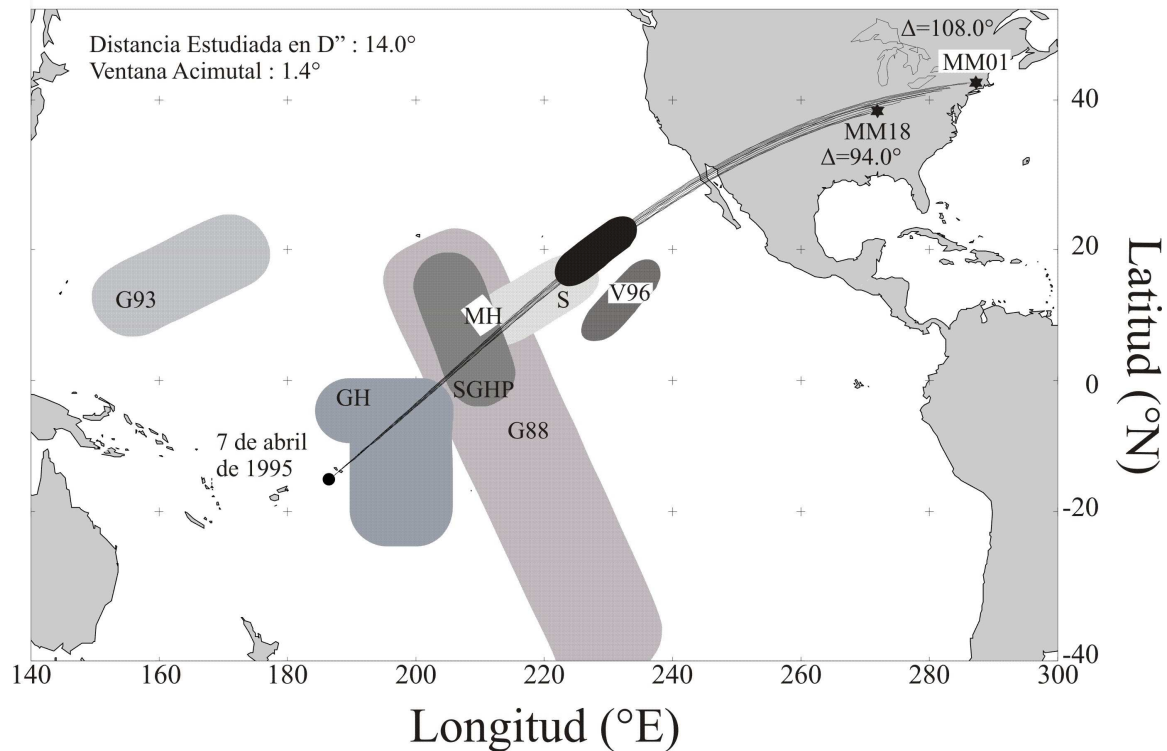


Figura 1. Trayectorias de las ondas  $S$  y  $Sdif$  para el sismo de Tonga del 7 de abril de 1995 registrado en el noreste de los Estados Unidos. El punto negro indica el epicentro. Las estaciones MM01 y MM18 se encuentran en los extremos del arreglo. La elipse negra muestra la región de D'' estudiada por debajo del Pacífico centro-oriental. Las distancias epicentrales varían entre  $94^\circ$  y  $108^\circ$ . Además se indican las regiones del Pacífico muestreadas previamente. Schlittenhardt *et al.* [1985] estudiaron la región identificada con la letra S y no encontraron una discontinuidad, lo cual concuerda con los resultados de esta tesis. Las demás abreviaturas corresponden al trabajo de los siguientes autores. G88: Garnero *et al.* [1988]; SGHP y G93: Garnero *et al.* [1993b]; MH: Mori y Helmberger [1995]; GH: Garnero y Helmerger [1995, 1996]; V96: Valenzuela Wong [1996] y Valenzuela y Wyssession [1998]. Los resultados de dichos estudios se explican en la sección 5.2.

A continuación se explica el procedimiento empleado para determinar la constante de disipación con los datos de la red MOMA. En la Figura 3 se muestran las componentes transversales de los registros de desplazamiento (formas de onda) después de que se les aplicó una deconvolución para eliminar la respuesta del instrumento. El espectro de amplitudes para

cada estación fue obtenido de una ventana de tiempo de 70 s que contiene tanto al pulso *SHdif* como al *sSHdif* (o bien a *SH* y *sSH*, según la distancia). Los registros fueron filtrados con un pasa-banda y se retuvieron frecuencias entre 0.005 y 0.500 Hz (o bien, periodos entre 200 y 2 s).

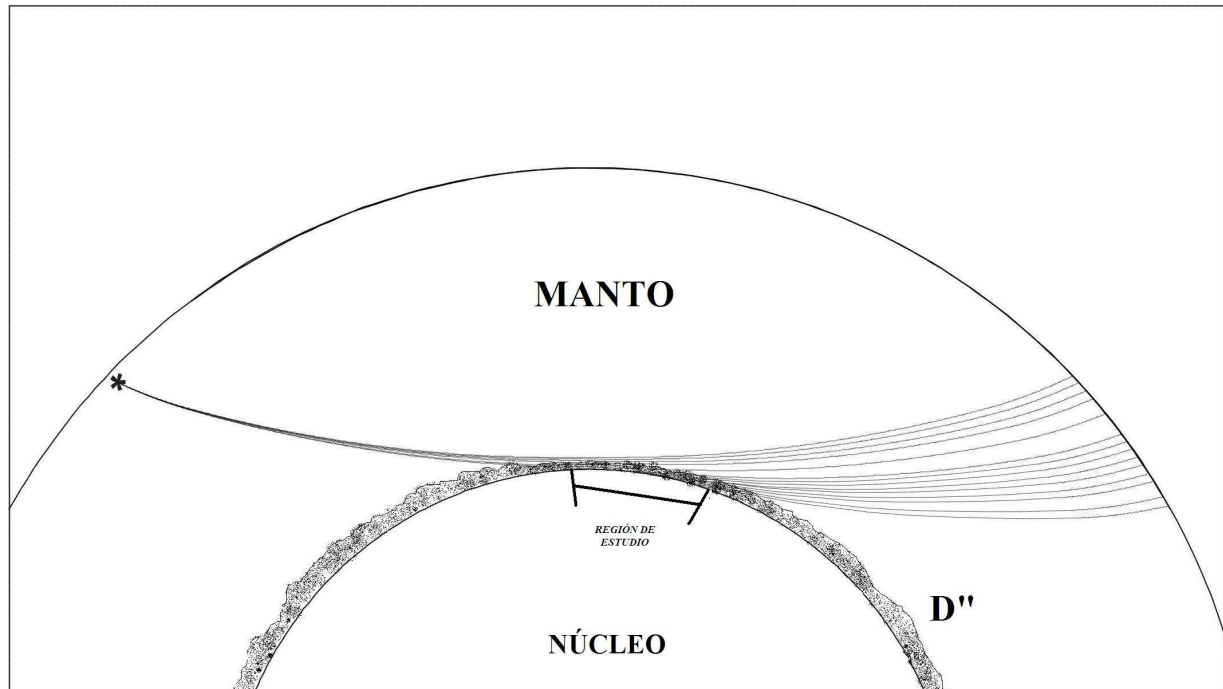


Figura 2. Sección transversal que muestra la región estudiada en D'' y la trayectoria de las ondas desde el sismo de Tonga del 7 de abril de 1995 hasta las estaciones del arreglo MOMA en el noreste de los Estados Unidos. En este caso las distancias epicentrales varían entre 94° y 108° y permiten registrar ondas *S* y *Sdif*.

La Figura 4 muestra los espectros de amplitudes para todas las estaciones que registraron el evento. Las líneas punteadas verticales delimitan el rango de frecuencia, entre 0.014 y 0.043 Hz (o periodos entre 71 y 23 s) dentro del cual se puede determinar confiablemente la constante de disipación, de acuerdo con un criterio que se explicará más adelante. Se puede ver que las amplitudes alcanzan su máximo dentro de este rango de frecuencias, lo cual resulta en el mejor cociente de señal a ruido. Dentro de este rango de frecuencias se nota la disminución de la amplitud de una estación a otra conforme aumenta la distancia (Figura 4). En general los espectros de amplitudes (Figura 4) muestran un mínimo a una frecuencia de 0.05 Hz y gran variabilidad de una estación a otra para frecuencias mayores.

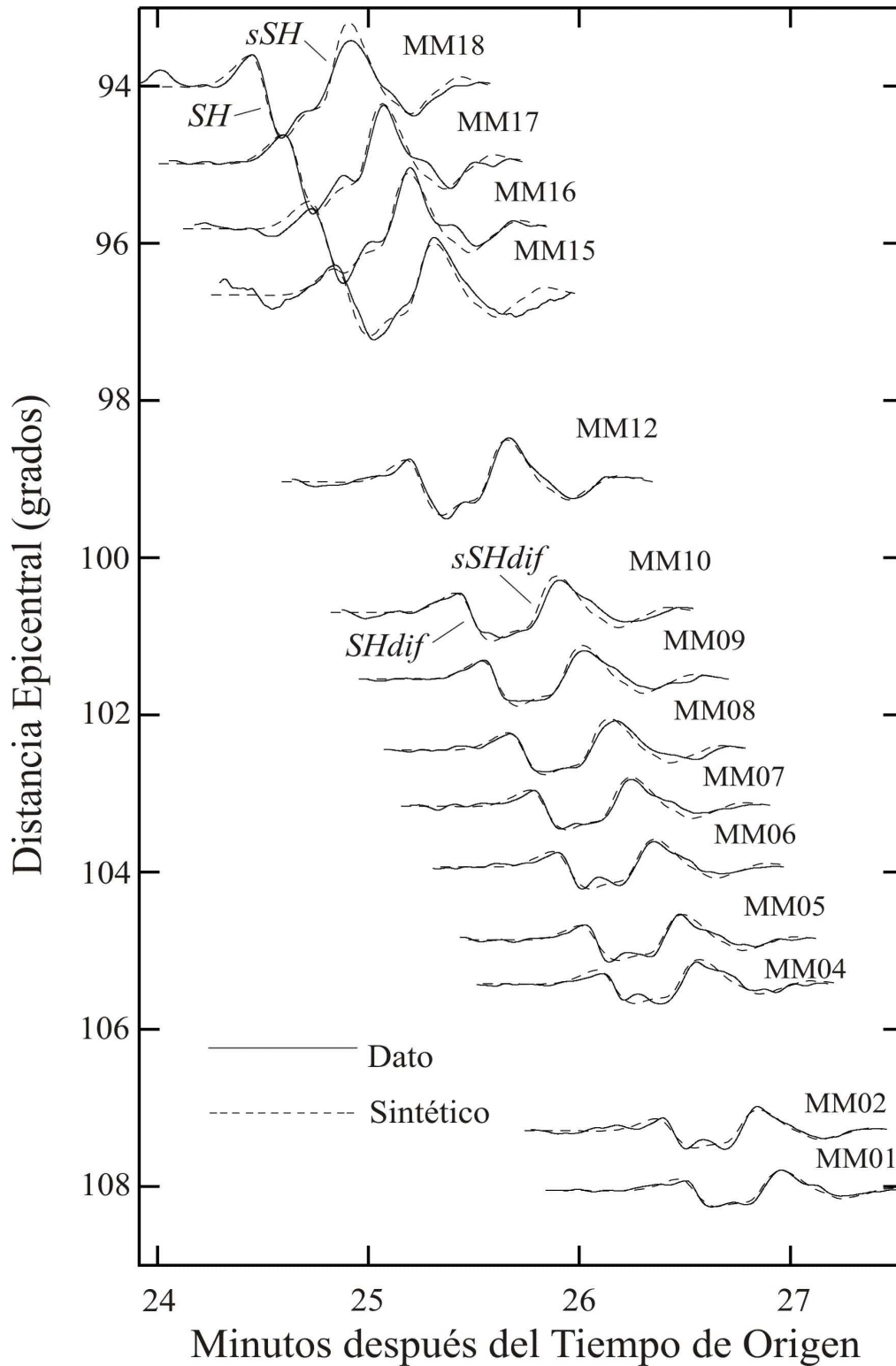


Figura 3. Componentes transversales de los registros de desplazamiento después de que se les aplicó una deconvolución para eliminar la respuesta del instrumento. Sismo de Tonga del 7 de abril de 1995 registrado en el noreste de los Estados Unidos. El hipocentro tiene una profundidad de 40 km y la función temporal de fuente usada corresponde a una doble ruptura. Los sintéticos fueron generados con el modelo PREM. Se aplicó un filtro pasa-banda entre 0.005 y 0.500 Hz (periodos entre 200 y 2 s).

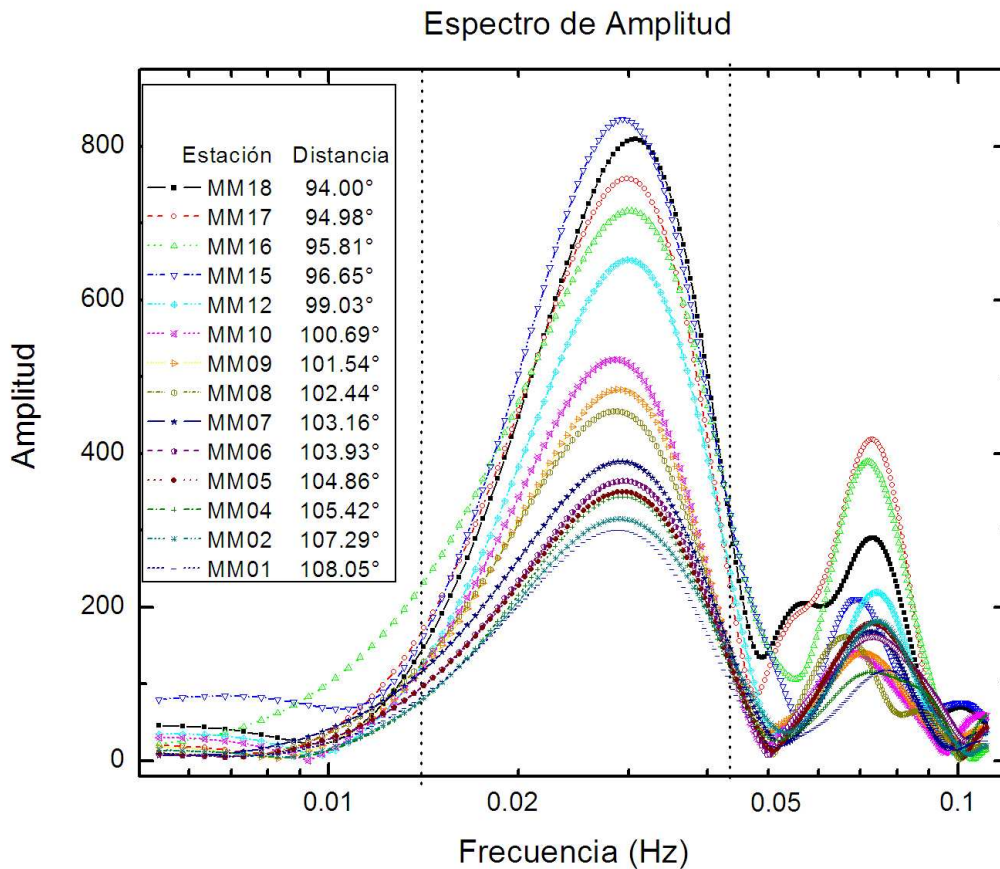


Figura 4. Espectro de amplitudes para el sismo de Tonga registrado en el noreste de los Estados Unidos. En general se observa la disminución de la amplitud conforme aumenta la distancia. Se aplicó un filtro pasa-banda entre 200 y 2 s (entre 0.005 y 0.500 Hz). Las líneas punteadas verticales delimitan el rango de periodos, entre entre 71 y 23 s (frecuencias entre 0.014 y 0.043 Hz) dentro del cual se puede determinar confiablemente la constante de disipación ya que el cociente de señal a ruido es alto.

La Figura 5 muestra el logaritmo del cociente de amplitudes para cada estación, relativo a la estación más cercana MM18, la cual se tomó como referencia. Este se grafica en función de la distancia para una frecuencia de 0.0297 Hz (periodo de 33.7 s). La constante de disipación es la pendiente de una línea recta y se obtiene empleando un ajuste de mínimos cuadrados. A esta frecuencia  $\gamma = 0.079$  y el coeficiente de correlación para el ajuste es  $r = 0.980$ .

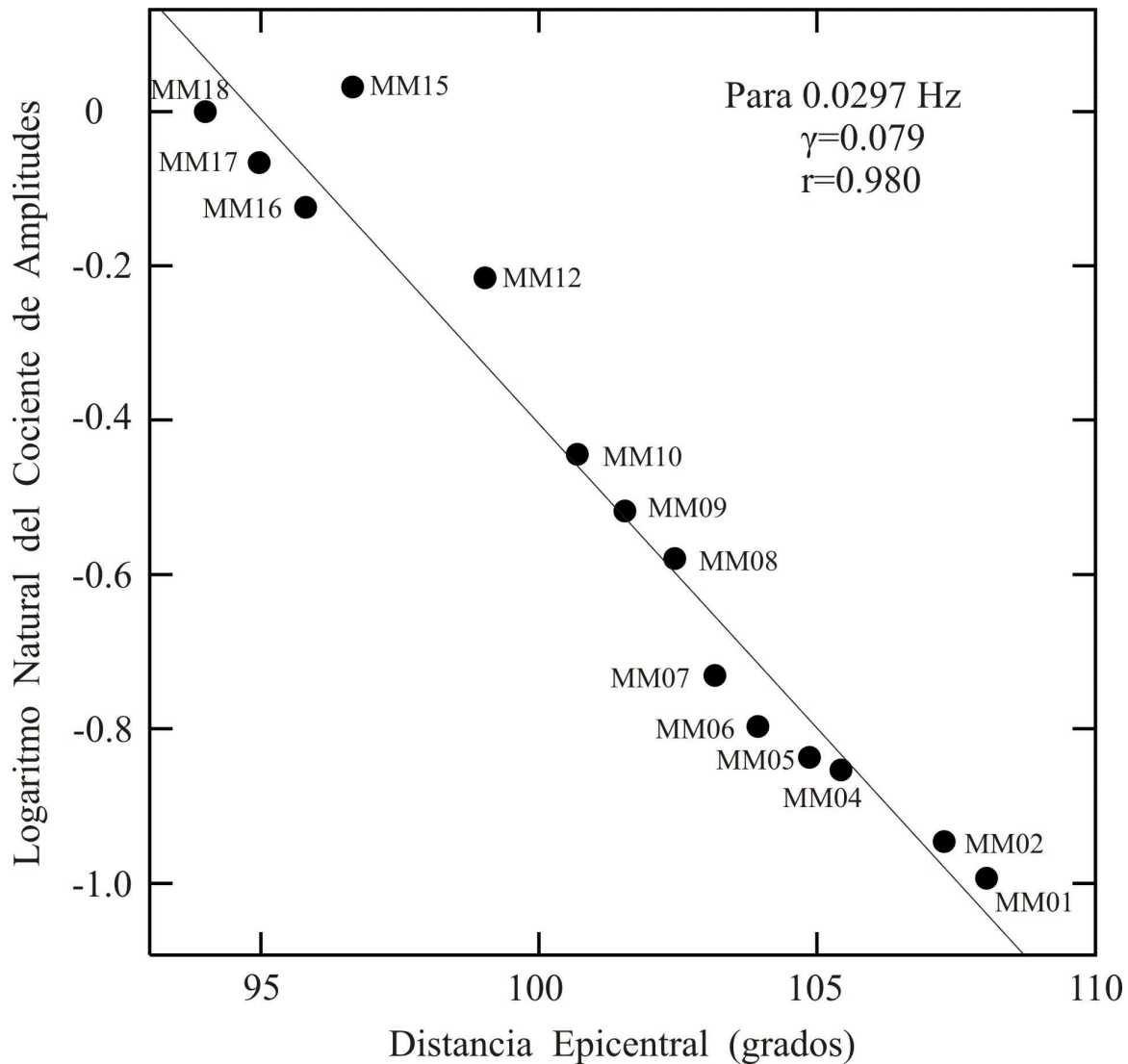


Figura 5. Logaritmo del cociente de amplitudes para cada estación, relativo a la estación más cercana MM18, la cual se tomó como referencia. Este se grafica en función de la distancia para una frecuencia de 0.0297 Hz (periodo de 33.7 s). La constante de disipación es la pendiente de una línea recta y se obtuvo por medio de un ajuste de mínimos cuadrados. A esta frecuencia  $\gamma = 0.079$  y el coeficiente de correlación para el ajuste es  $r = 0.980$ .

La Figura 6 presenta las constantes de disipación en función de la distancia para ciertas frecuencias específicas. Ya que la constante de disipación es la pendiente para una frecuencia determinada, su valor varía de una frecuencia a otra.

### Logaritmo de la Amplitud como Función de la Distancia

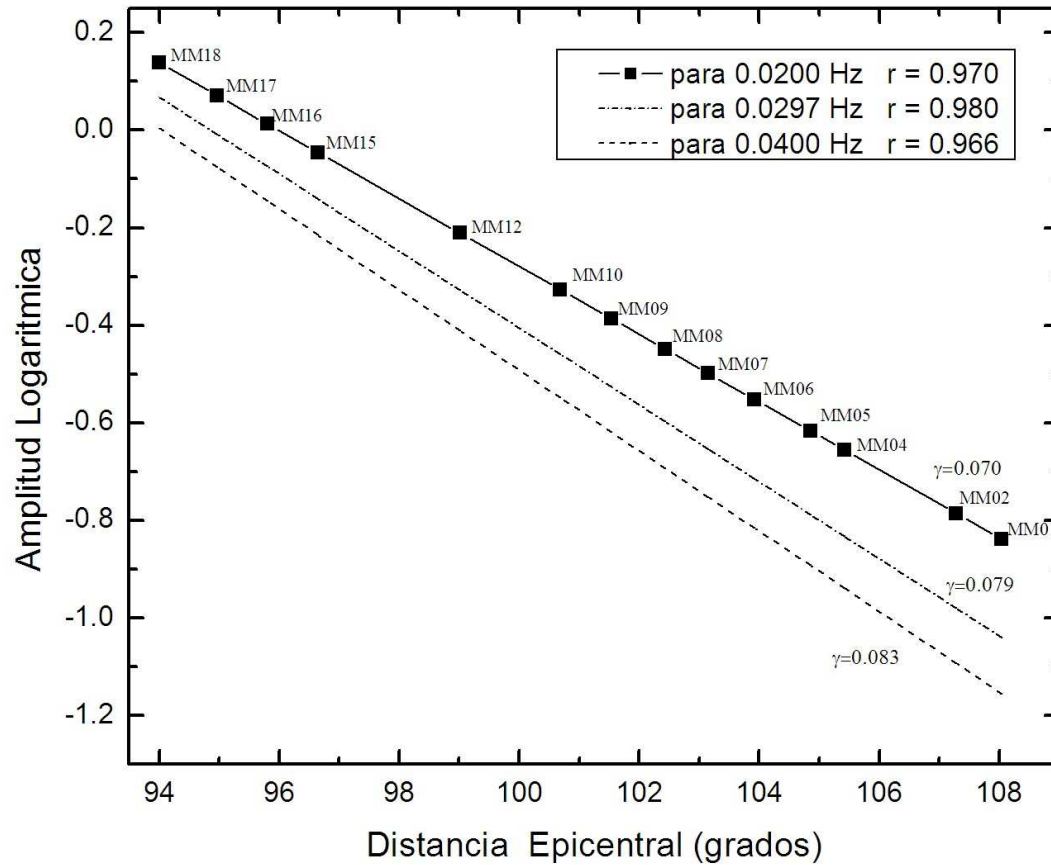


Figura 6. Constantes de disipación en función de la distancia para varias frecuencias específicas. El valor de la constante varía de una frecuencia a otra.

En la Figura 7 aparece la gráfica de la constante de disipación, así como el coeficiente de correlación que le corresponde, en función de la frecuencia. Es necesario explicar la importancia de determinar el coeficiente de correlación al hacer el ajuste a una línea recta. Para establecer el rango de frecuencias en el que la medición de la constante de disipación se considera confiable, se requirió un coeficiente de correlación mayor o igual a 0.9. El cuadrado del coeficiente de correlación mide qué tanto una variable  $Y$  está relacionada linealmente como función de la variable  $X$  [Walpole y Myers, pp. 403-409, 1993]. Es común usar el valor de  $r \geq 0.9$  a fin de definir un buen ajuste. De esta forma,  $X$  explica por lo menos el 81%, es decir  $r^2 \geq 0.81$ , de los

valores en  $Y$  empleando una relación lineal. Este mismo requerimiento fue impuesto sobre las constantes de disipación determinadas por medio del modelado directo y el cual es tema del capítulo 4. En esta tesis se usó el requerimiento de que  $r \geq 0.9$  principalmente para determinar si sería apropiado relacionar las variables por medio de la constante de disipación, en otras palabras, para determinar que fuera válido realizar el ajuste por medio de una línea recta [Walpole y Myers, pp. 403-409, 1993]. Obviamente el valor de  $r$  también se puede emplear para saber qué tan lejos se encuentran los datos de la línea recta que los ajusta. Para valores de  $r < 0.9$  la gráfica claramente difiere de una línea recta (p. e. curvas arqueadas o sigmoidales, o una tendencia decreciente seguida por un incremento repentino a distancias mayores), lo cual indica que no se puede aplicar la ecuación (4) de la constante de disipación para modelar la disminución de la amplitud en función de la distancia. Esta observación fue muy obvia para las constantes de disipación obtenidas de los sintéticos. De acuerdo con este criterio, en la Figura 7 se muestra que las mediciones de la constante de disipación son confiables para frecuencias entre 0.014 y 0.043 Hz. En general, la constante de disipación obtenida muestra un aumento en su valor conforme aumenta la frecuencia (Figura 7). Únicamente sufre una pequeña disminución para frecuencias entre 0.038 y 0.043 Hz.

En este momento también es conveniente explicar los factores que controlan el contenido de frecuencias para las ondas *Sdif* a estas distancias. Esencialmente se han considerado como posibilidades el proceso de scattering, el efecto de la difracción sobre las frecuencias altas y, por último, las diferencias en la estructura radial de velocidades de una región a otra. El proceso de scattering [Stein y Wysession, pp. 189-190, 2003] afecta más a las ondas sísmicas de alta frecuencia y por lo tanto produce la disminución del cociente de señal a ruido. El proceso de scattering se produce por heterogeneidades de volumen a pequeña escala (10 a 100 km) y/o por la topografía del interfaz núcleo-manto [Bataille y Flatté, 1988; Bataille et al., 1990; Bataille y Lund, 1996]. Bataille y coautores trabajaron con ondas *PKP* y *Pdif* de periodo corto. Ellos además plantean que el efecto de scattering es pequeño para ondas de baja frecuencia (~0.01 Hz) y significativo para ondas de alta frecuencia (~1 Hz). El contenido de frecuencias, entre 0.014 y 0.043 Hz (periodos entre 71 y 23 s), observado para la onda *S* (distancias entre 94° y 108°) en el presente estudio concuerda aproximadamente con el reportado en trabajos anteriores. Por ejemplo, Bolt et al. [1970] muestran el espectro de amplitudes de *SH* en el rango de distancias entre 100° y 113°; en este caso se observa una caída pronunciada en la amplitud para periodos

menores a 15 s. *Doornbos y Mondt* [1979b] y *Mula* [1981] calcularon la constante de disipación para periodos entre 64 y 8 s (entre 0.016 y 0.125 Hz). Encontraron que sus datos puntuales en los periodos 9.1 y 8.0 s (0.109 y 0.125 Hz) tenían amplitudes pequeñas y además mostraban gran variabilidad. *Doornbos* [1983] notó que el cociente de señal a ruido era bajo para periodos menores a 10 s. *Doornbos et al.* [1986] consideraron que los datos con periodos entre 32 y 12 s eran los más confiables. *Valenzuela Wong* [1996] y *Valenzuela y Wysession* [1998] trabajaron con la constante de disipación en el rango de frecuencias entre 0.020 y 0.071 Hz (entre 50 y 14 s) para datos a distancias entre 93° y 101° (D" debajo del este de Siberia), y entre 0.016 y 0.045 Hz (entre 63 y 22.4 s) para datos a distancias entre 105° y 120° (D" debajo del Pacífico centro-oriental). Ellos atribuyeron las diferencias en el contenido de frecuencias a las diferencias en la distancia epicentral. De esas observaciones se desprende que los datos registrados a mayores distancias se encuentran enriquecidos en frecuencias bajas (relativos a los de distancias menores) ya que el proceso de difracción es más eficiente para dichas frecuencias [*Aki y Richards*, p. 457, 2002]. Claramente, el presente trabajo muestra que el contenido de frecuencias debe estar controlado por otros factores además de la distancia. La constante de disipación para el sismo de Tonga se obtuvo en el rango más bajo de frecuencias (de 0.014 a 0.043 Hz), sin embargo las distancias epicentrales (de 94° a 108°) no son las mayores, como se esperaría si solamente una mayor distancia recorrida en D" fuera la causa de que se eliminen las altas frecuencias. También en relación con esta tesis, calculé la constante de disipación para el sismo del 23 de agosto de 1995 en las Islas Marianas (L. F. Terán, Universidad Nacional Autónoma de México, datos no publicados, 2006). En este caso las ondas *Sdif* registradas en las estaciones más lejanas (entre 107.7° y 110.0°) tuvieron mayor amplitud a altas frecuencias, entre 0.025 y 0.180 Hz (periodos entre 40 y 5.6 s) que las observadas en las estaciones más cercanas (entre 102.5° y 107.3°), con mayores amplitudes a frecuencias entre 0.016 y 0.050 Hz (periodos entre 63 y 20 s). Esto nos sugiere que el contenido de frecuencias viene controlado no solamente por el proceso de difracción de la onda (en función de la distancia) sino también por variaciones en la estructura radial de velocidades para la base del manto de una región a otra del planeta. Adicionalmente debe señalarse que algunas de las constantes de disipación determinadas por medio del modelado directo en este estudio muestran una caída considerable en el coeficiente de correlación por debajo de 0.9 para frecuencias altas, aunque no se hayan incluido heterogeneidades ni topografía en los modelos. Como parte del presente trabajo no se evaluó la importancia relativa de los tres



factores (scattering, difracción y estructura radial de velocidades) sobre el contenido de frecuencias para la onda *Sdif*.

### Constante de Decaimiento como Función de la Frecuencia

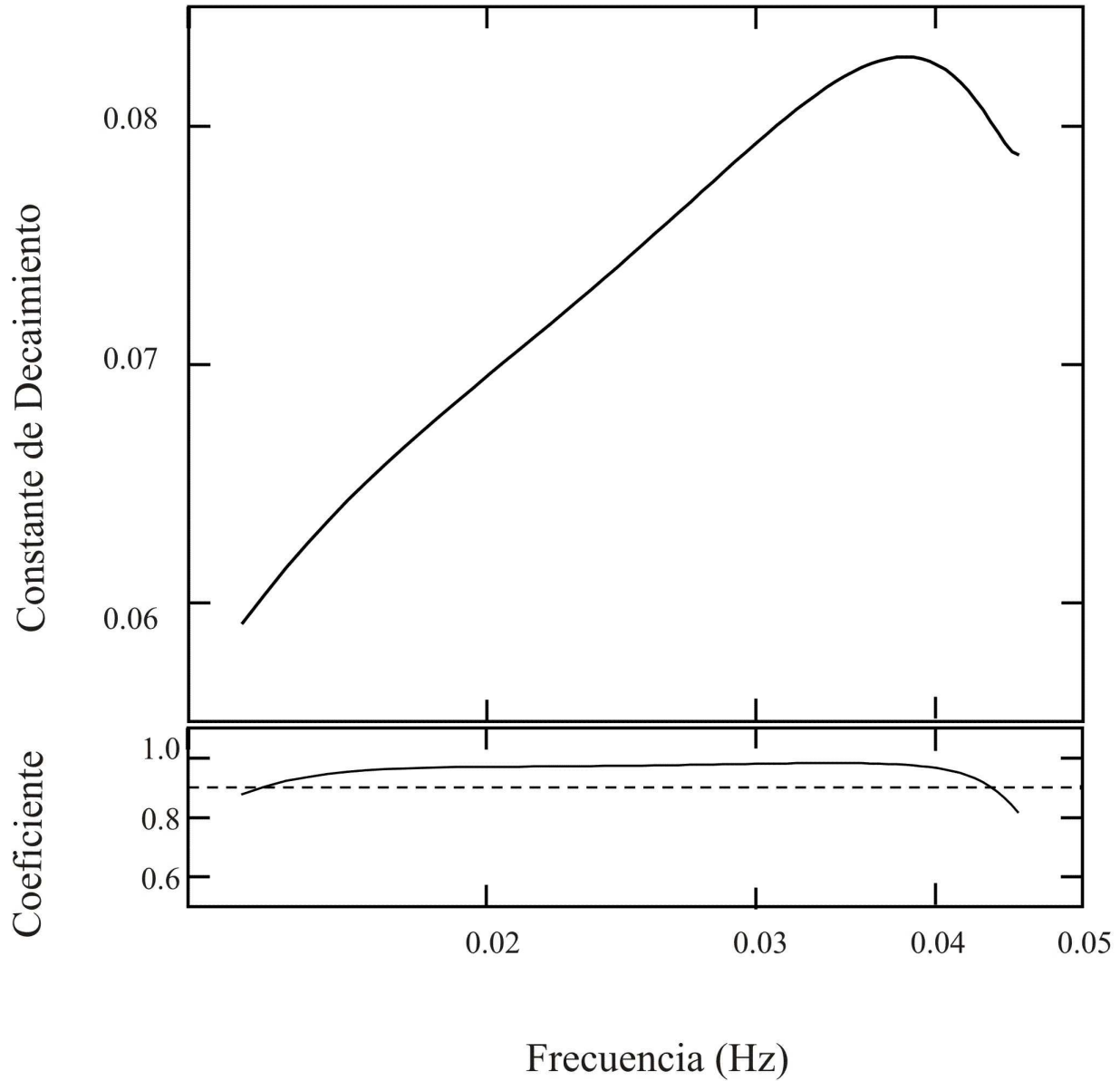


Figura 7. Constante de disipación en función de la frecuencia. También se muestra el coeficiente de correlación correspondiente para un ajuste por mínimos cuadrados. Se considera que la medición de  $\gamma$  es confiable si el coeficiente de correlación es mayor o igual a 0.9, lo cual en este caso ocurre a frecuencias entre 0.014 y 0.043 Hz. La constante de disipación obtenida muestra un aumento en su valor conforme aumenta la frecuencia, excepto a frecuencias entre 0.038 y 0.043 Hz.

#### 4. Modelos de la Región D''

A fin de encontrar una estructura radial de velocidades para el manto inferior que pudiera ajustar la constante de disipación obtenida a partir de los datos (Capítulo 3), se generaron sismogramas sintéticos con el método de la reflectividad utilizando distintos modelos (modelado directo). Se empleó un algoritmo proporcionado por Tim Clarke, el cual es similar al descrito por *Kennett* [1980]. La constante de disipación de los sintéticos se obtuvo de la misma manera que para los datos y se comparó con la constante de disipación observada. Las formas de onda de los sintéticos también se compararon con las formas de onda de los datos.

En este capítulo se exploran los efectos de los siguientes tipos de modelos para la base del manto sobre la constante de disipación. (a) El modelo de referencia PREM, de uso común y cuyo gradiente de velocidad es cercano a cero [*Dziewonski y Anderson, 1981*], modelos con (b) una disminución gradual de la velocidad en D'' conforme la profundidad aumenta, (c) un aumento gradual de la velocidad, y (d) un aumento discontinuo y abrupto en la velocidad seguido por una disminución gradual. Estudios anteriores empleando la técnica de la constante de disipación concluyeron que los modelos con un aumento discontinuo de la velocidad seguido de una disminución gradual son los que mejor explican las observaciones de la constante de disipación para regiones de D'' debajo del este de Siberia y debajo del Océano Pacífico centro-oriental [*Valenzuela Wong, 1996; Valenzuela y Wysession, 1998*]. A fin de lograr el ajuste de los datos, dichos trabajos exploraron cuidadosamente el efecto de variar (i) la cantidad y la forma funcional de la disminución de la velocidad en D'', (ii) el espesor de D'', (iii) el incremento de la velocidad en la discontinuidad, (iv) el gradiente de la velocidad por encima de D'', y (v) la atenuación anelástica. Con base en estos resultados previos [*Valenzuela Wong, 1996; Valenzuela y Wysession, 1998*], así como la cercanía de las regiones estudiadas debajo del Océano Pacífico centro-oriental (Figura 1), se esperaba que en esta tesis también se obtendría un mejor ajuste con modelos que tuvieran una discontinuidad en la parte superior de D''. Sin embargo, al generar los sintéticos empleando PREM se logró un buen ajuste para la constante de disipación observada. Por lo tanto, se generaron sintéticos para mostrar que otros tipos de modelos no ajustan los datos. En vista de que tanto el proceso de difracción como la atenuación anelástica producen la disminución de la amplitud de las ondas sísmicas, en algunos trabajos anteriores [*Valenzuela Wong, 1996; Valenzuela y Wysession, 1998*] se calculó la constante de disipación a partir de

modelos con variaciones en el valor de  $Q$ , el factor de calidad sísmica, a fin de evaluar la contribución relativa de los dos fenómenos. Puesto que en el presente estudio se obtuvo un buen ajuste con PREM, el cual es un modelo de uso frecuente, no se consideró necesario explorar los efectos de cambiar la atenuación anelástica.

#### 4.1 Tipos de Modelos

El primer modelo que se consideró fue el Modelo Preliminar de Referencia para la Tierra (Preliminary Reference Earth Model, PREM) elaborado por *Dziewonski y Anderson* [1981]. Este es un modelo global, homogéneo y unidimensional de las velocidades sísmicas, la densidad y la atenuación anelástica en función de la profundidad. El modelo se construyó empleando observaciones de ondas de cuerpo, ondas superficiales de periodo largo y oscilaciones libres. Adicionalmente, en el presente trabajo se probaron otros tres tipos de modelos para la velocidad de la onda  $S$  en la base del manto: (i) una disminución gradual de la velocidad, empezando en la parte superior de  $D''$ , conforme aumenta la profundidad, (ii) un incremento gradual de la velocidad, y (iii) un aumento discontinuo de la velocidad en la parte superior de  $D''$ . A manera de ejemplo, la Figura 8a muestra cuatro modelos. La línea continua es el modelo PREM. Para este modelo la región  $D''$  tiene un espesor de 150 km. Dentro de  $D''$  la velocidad de la onda  $S$  muestra una disminución tan pequeña conforme la profundidad aumenta que la velocidad parecería casi constante. Los modelos A, B y C son variaciones de PREM en la región  $D''$ . El modelo A tiene una disminución gradual de la velocidad al pasar de la parte superior a la inferior de  $D''$ , en cambio el modelo B muestra un incremento gradual, mientras que el modelo C sufre un incremento repentino en la parte superior de  $D''$  seguido de una velocidad constante en todo  $D''$ .

Para generar sismogramas sintéticos con el método de la reflectividad, además del modelo de velocidades para la onda  $S$ , se especificaron modelos para la velocidad de la onda  $P$ , la densidad y los factores de calidad sísmica  $Q_K$  and  $Q_\mu$ . A fin de calcular el cambio en la velocidad de la onda  $P$  se aplicó el mismo porcentaje de variación en velocidad que se usó para la onda  $S$ . Como los cambios en la velocidad de la onda  $S$  pueden ser causados por

heterogeneidades térmicas o químicas en la base del manto, *Valenzuela Wong* [1996] empleó modelos de densidades consistentes con las dos posibilidades. *Valenzuela Wong* [1996] llegó a la conclusión de que las diferencias producidas por los distintos modelos de densidades sobre la constante de disipación son relativamente pequeñas, lo cual es consistente con el trabajo de *Doornbos y Mondt* [1979a]. Por lo tanto, por simplicidad en esta tesis se emplearon únicamente modelos térmicos para la densidad. Esto quiere decir que si la velocidad aumenta entonces la densidad aumenta, mientras que si la velocidad disminuye entonces la densidad disminuye también. Los factores de calidad sísmica,  $Q$ , que se emplearon en el presente estudio fueron tomados de PREM. Los modelos para las velocidades  $P$  y  $S$ , la densidad y  $Q$  que se usaron en la generación de sismogramas sintéticos de reflectividad son idénticos a PREM en la corteza y en el manto hasta una profundidad de 2300 km, así como en el núcleo.

Las constantes de disipación obtenidas con estos cuatro modelos se muestran en la Figura 8b. La constante de disipación calculada se grafica junto con su desviación estándar, la cual fue evaluada en la inversión de mínimos cuadrados. Curiosamente, el primer modelo utilizado, PREM, ajusta bien los datos pues su constante de disipación se encuentra dentro de las barras de error (Figura 8b). Las formas de onda (series de tiempo) modeladas se comparan con las observadas en la Figura 3. El buen ajuste de PREM fue inesperado. Con base en la cercanía de la región de estudio a otra en la cual previamente se calculó  $\gamma$  (Figura 1) [*Valenzuela Wong*, 1996; *Valenzuela y Wysession*, 1998], se esperaba que un modelo con una discontinuidad para la velocidad sísmica en la parte superior de  $D''$  proporcionaría el mejor ajuste. A partir de este momento se decidió calcular la constante de disipación con otros modelos para mostrar que éstos no ajustan las observaciones. Además sirven para ilustrar los efectos que tiene el variar distintos parámetros sobre la constante de disipación. Al igual que con los datos, la constante de disipación muestra un aumento conforme aumenta la frecuencia (Figura 8b) y se mantiene dentro de las barras de error. A bajas frecuencias (de 0.014 a 0.022 Hz) los modelos PREM, B y C tienen valores parecidos y ajustan bien los datos (Figura 8b). Sin embargo, a altas frecuencias (de 0.028 a 0.043 Hz)  $\gamma$  para los modelos B y C (con un aumento en la velocidad de la onda  $S$  dentro de  $D''$ ) adquiere valores mayores que en los datos. Por su parte, el modelo A (con una disminución de la velocidad) produce una constante de disipación con un valor notablemente más bajo que el observado y que PREM (Figura 8b). Los resultados obtenidos de los modelos A, PREM y B, con un espesor para  $D''$  de 150 km, son consistentes con trabajos anteriores. Para

modelos que tienen el mismo espesor en  $D''$  y un cambio gradual en la velocidad, un incremento en el gradiente de velocidad causa un incremento en la constante de disipación (Figuras 8a y 8b) [Mondt, 1977; Doornbos y Mondt, 1979a; Mula, 1981; Valenzuela Wong, 1996]. El modelo A tiene un gradiente negativo, PREM tiene un gradiente casi nulo y el modelo B tiene un gradiente positivo. El modelo C tiene el mismo espesor en  $D''$  que los modelos A, B y PREM. De manera similar al modelo B (con un aumento gradual de la velocidad), el modelo C, con un aumento repentino de la velocidad, produce un incremento en la constante de disipación. Este resultado coincide con observaciones anteriores [Valenzuela Wong, 1996]. La velocidad del modelo C en  $D''$  (con un gradiente cero) es mayor que la velocidad en PREM (con un gradiente cercano a cero) y hace que la constante de disipación sea mayor que la de PREM (Figuras 8a y 8b).

A continuación se mostrarán los resultados de trabajar con modelos que tienen un incremento abrupto en la velocidad seguido de un decremento gradual. Se exploraron los efectos de cambiar la cantidad de la disminución de la velocidad, la profundidad de la discontinuidad (o el espesor de  $D''$ ), el porcentaje del aumento de la velocidad en la discontinuidad y se hicieron variaciones en el gradiente de velocidad por encima de  $D''$ .

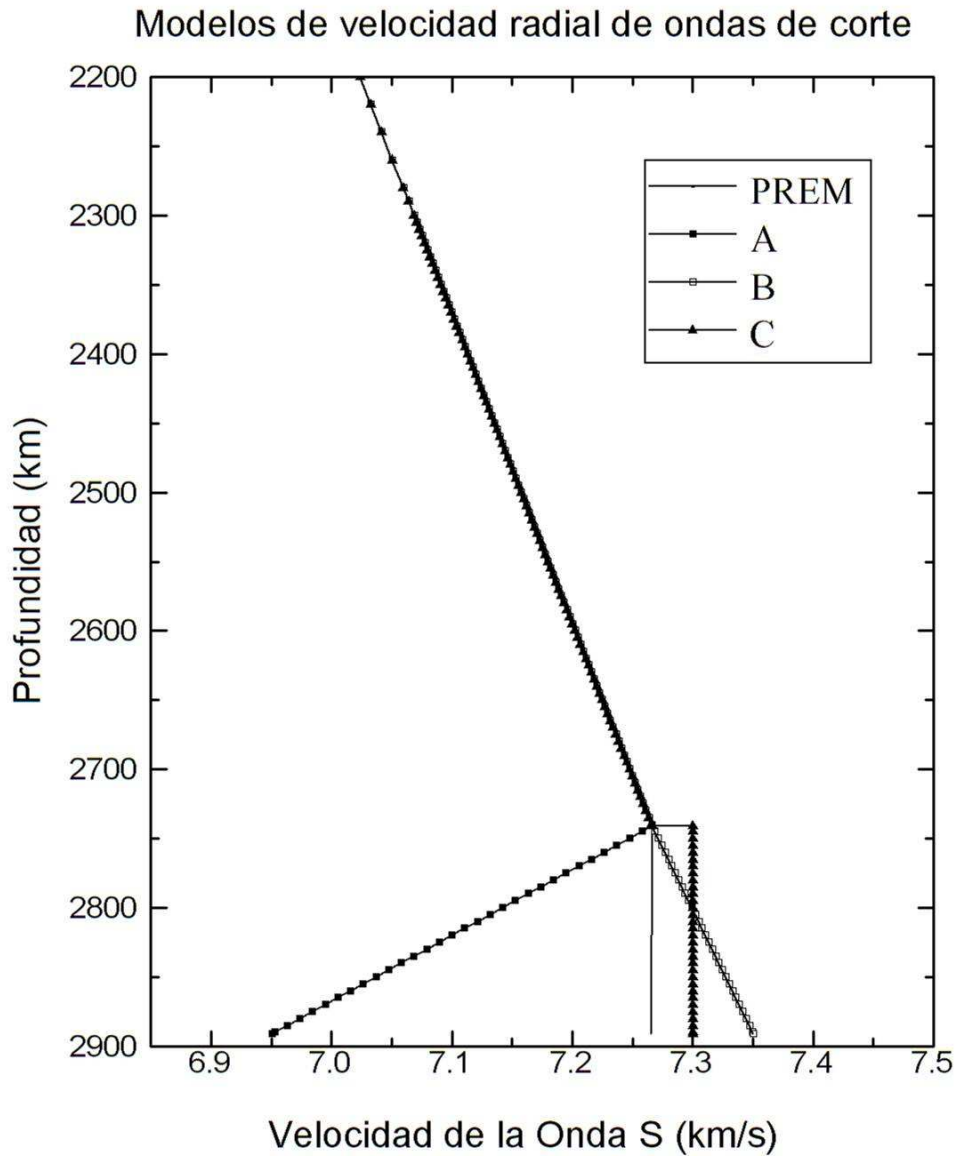


Figura 8a. Modelos iniciales para la velocidad de la onda S. La línea continua es el modelo PREM. Para este modelo la región D'' tiene un espesor de 150 km y la velocidad de la onda S disminuye ligeramente conforme la profundidad aumenta. Los modelos A, B y C son variaciones de PREM dentro de D''. El modelo A tiene una disminución gradual de la velocidad conforme aumenta la profundidad, en cambio el modelo B muestra un incremento gradual, mientras que el modelo C sufre un incremento repentino en la parte superior de D'' seguido de una velocidad constante en todo D''. Con estos modelos se generaron sismogramas sintéticos por el método de la reflectividad y se compararon sus constantes de disipación con la obtenida a partir de los datos.

### Constante de decaimiento en función de la frecuencia

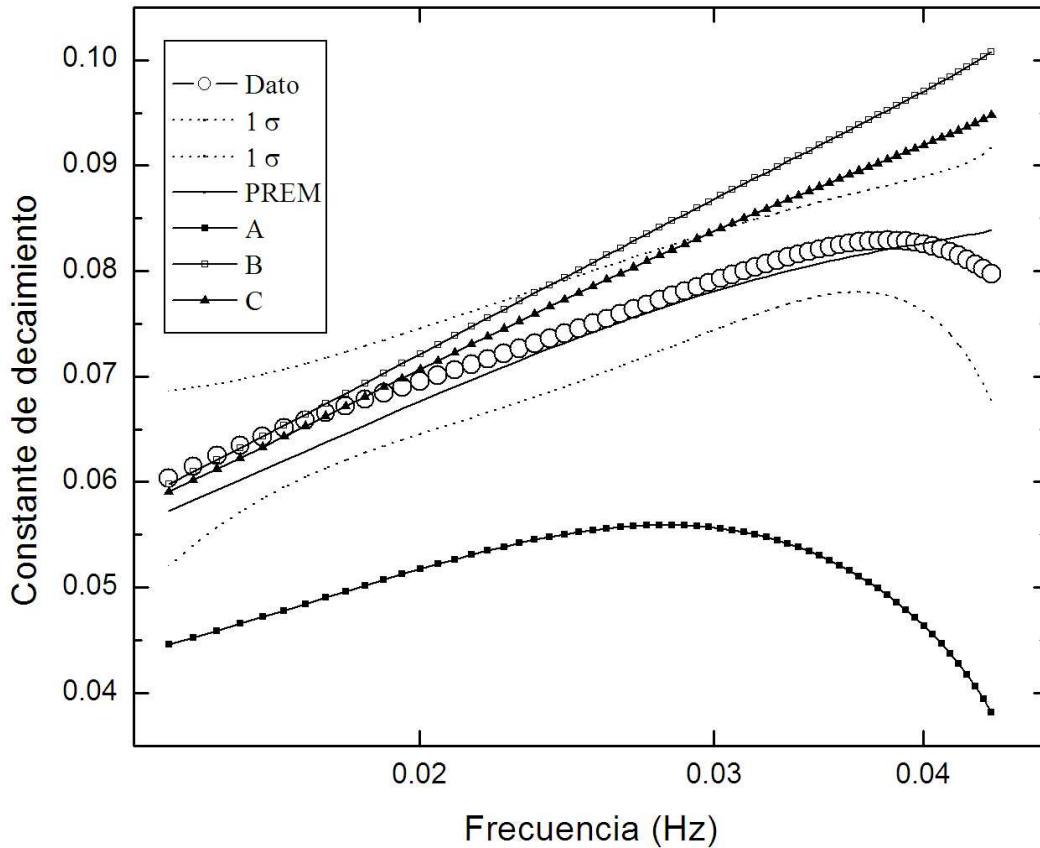


Figura 8b. Constantes de disipación obtenidas a partir de los modelos de la Figura 8a. Los círculos blancos representan los datos. Las líneas punteadas delgadas representan una desviación estándar y fueron obtenidas del ajuste por mínimos cuadrados. El modelo PREM ajusta bien los datos ya que su constante de disipación se encuentra dentro de las barras de error. Los modelos B y C producen un valor muy alto para la constante de disipación, mientras que el modelo A resulta en un valor muy bajo. A continuación se exploran los efectos de variar distintos parámetros para modelos con una discontinuidad. Se busca descartar que otros modelos pudieran también ajustar los datos.

#### 4.2 Efecto de Variar la Disminución de la Velocidad Dentro de D''

Los modelos que se presentan en esta sección y las siguientes tienen un aumento discontinuo de la velocidad en la parte superior de D'' y utilizan una función de error complementaria para describir la disminución gradual de la velocidad dentro de D''. En esta sección también se exploran los efectos de variar la velocidad en el interfaz núcleo-manto. La conveniencia de usar modelos para D'' con una discontinuidad en la velocidad de la onda S fue

planteada por *Lay y Helmberger* [1983]. De hecho la discontinuidad ha sido observada en varias regiones del planeta, aunque no en todas [*Nataf y Houard*, 1993; *Krüger et al.*, 1995; *Loper y Lay*, 1995; *Wysession et al.*, 1998]. Los modelos que se presentan a continuación son similares a los modelos SYL1 [*Young y Lay*, 1987] y SYLO [*Lay y Young*, 1989; *Young y Lay*, 1990] y originalmente fueron empleados por *Valenzuela Wong* [1996].

Se considera que  $D''$  se comporta como una capa térmica limítrofe (CTL) [*Lay y Helmberger*, 1983; *Doornbos et al.*, 1986; *Lay*, 1989; *Loper y Lay*, 1995; *Wysession et al.*, 1998; *Lay et al.*, 1998b; *Garnero*, 2000]. Por lo tanto el uso de una función de error complementaria es adecuado ya que ésta describe la conducción de calor en una capa térmica limítrofe [*Turcotte y Schubert*, pp. 153-157, 2002]. Se parte del supuesto que tanto los perfiles de velocidad como el de la densidad son controlados por la temperatura y consiguientemente obedecen a una función de error complementaria dentro de la capa térmica limítrofe.

Los modelos F02, G02 y H tienen un espesor para  $D''$  de 286 km con un aumento abrupto y discontinuo de la velocidad en la parte superior (de  $D''$ ), el cual es seguido por una disminución gradual hasta llegar al núcleo (Figura 9a). Estos modelos ilustran el efecto de disminuir la velocidad en el INM. Las velocidades empleadas son 7.19, 7.00 y 6.90 km/s, respectivamente. Las constantes de disipación correspondientes se muestran en la Figura 9b. Se observa que entre menor es la velocidad de la onda  $S$  en el INM, menor se vuelve la constante de disipación dentro del rango de frecuencias considerado (de 0.014 a 0.043 Hz). Dicho de otra forma, entre más fuerte es el gradiente negativo de la velocidad, el valor de  $\gamma$  es menor. Se puede ver que en los tres casos la constante de disipación aumenta conforme la frecuencia aumenta. Ninguno de estos modelos ajusta los datos (Figura 9b). El modelo F02 produce valores de  $\gamma$  que ajustan las observaciones a bajas frecuencias, sin embargo la constante de disipación modelada es mayor que la determinada experimentalmente para frecuencias intermedias y altas. El modelo G02 ajusta los datos a frecuencias intermedias y altas pero sus valores de  $\gamma$  son muy bajos para frecuencias bajas. La constante de disipación determinada a partir del modelo H es más baja que la observada para todo el rango de frecuencias.



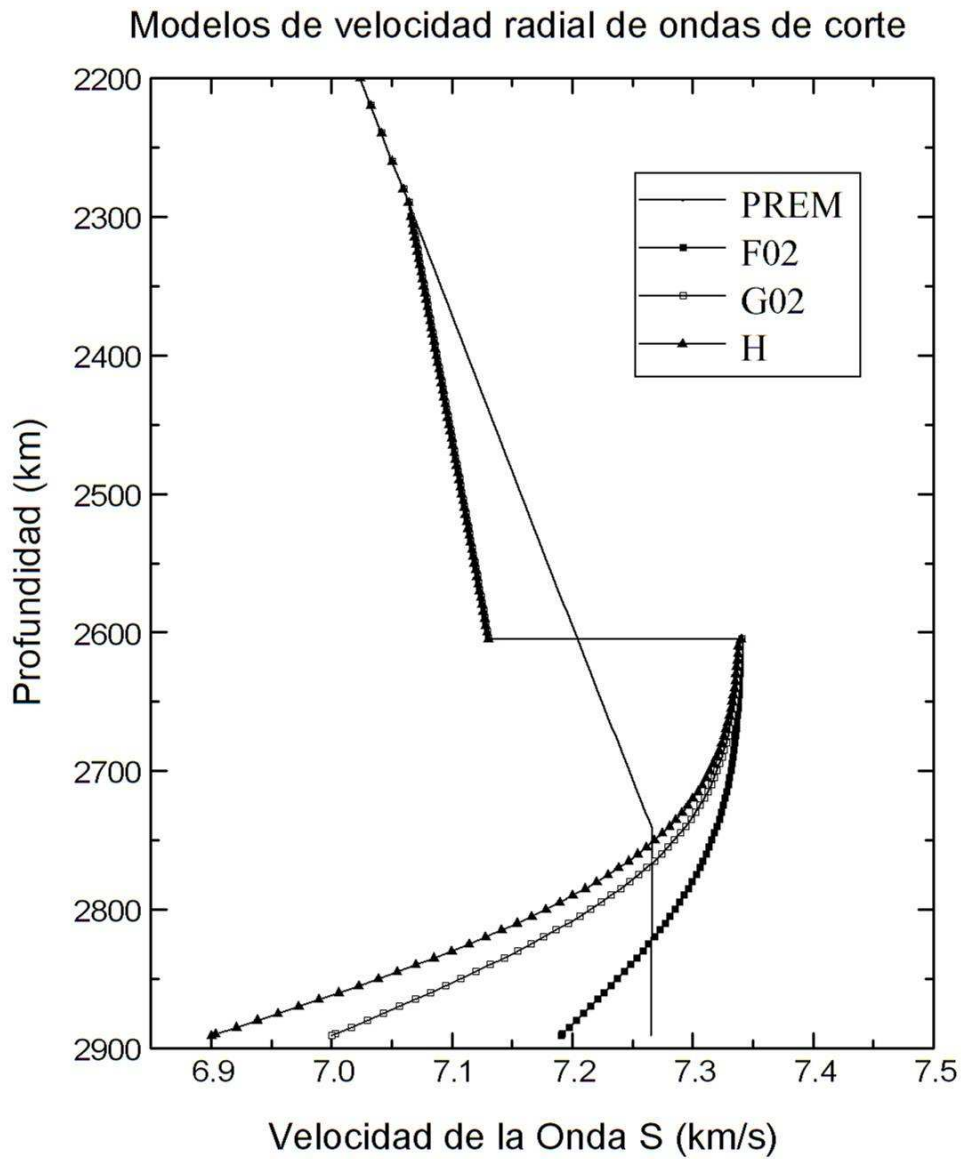


Figura 9a. Los modelos F02, G02 y H tienen un espesor para D'' de 286 km y un aumento abrupto y discontinuo de la velocidad en la parte superior (de D'') seguido de una disminución gradual hasta llegar al núcleo. Todos los modelos siguen una función de error complementaria para describir la disminución de la velocidad. Estos modelos ilustran el efecto de disminuir la velocidad en el INM.

Constante de decaimiento en función de la frecuencia

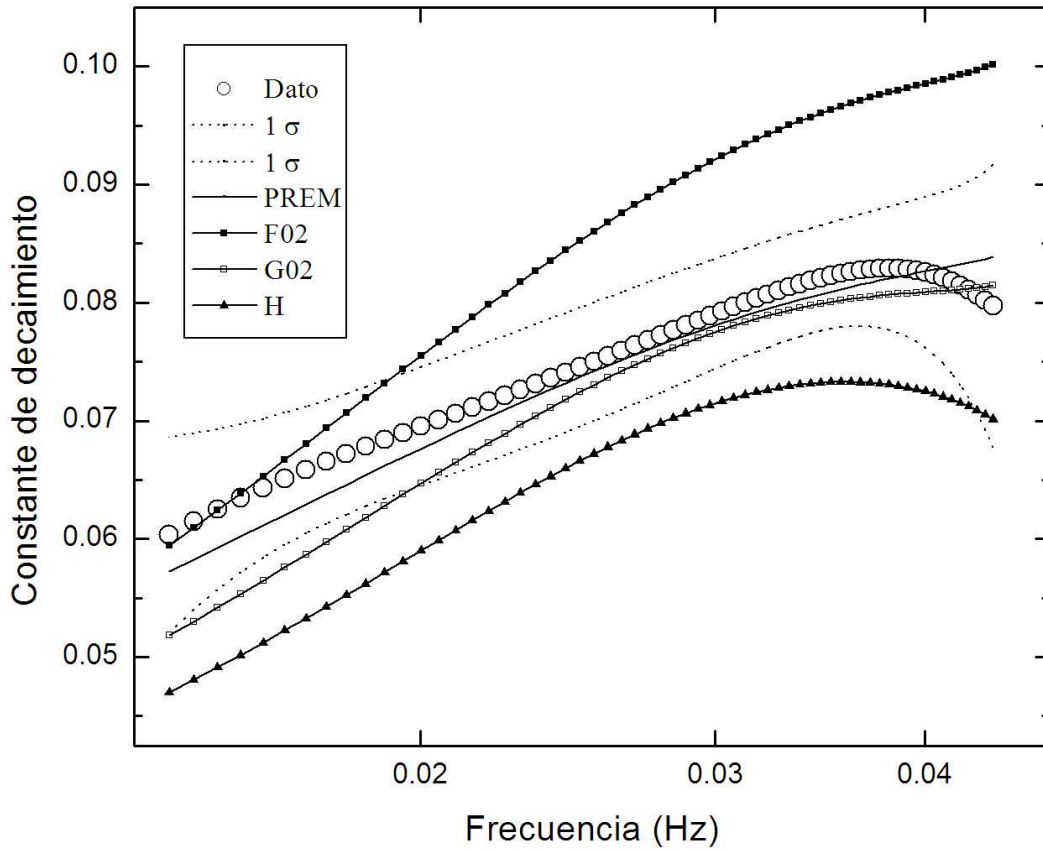


Figura 9b. Constantes de disipación obtenidas a partir de los modelos de la Figura 9a. Se observa que entre menor es la velocidad de la onda  $S$  en el INM, menor se vuelve la constante de disipación. Ninguno de estos modelos ajusta los datos.

A continuación se exploran los efectos sobre la constante de disipación de variar el espesor de  $D''$  y posteriormente los de cambiar el aumento de la velocidad en la discontinuidad.

### 4.3. Efecto de Variar el Espesor de D''

Los modelos que se muestran en la Figura 10a son variantes del modelo G02 y con ellos se evaluó el efecto de cambiar el espesor de D'' sobre la constante de disipación. En la Figura 10a aparecen los modelos del I2505 al I2755. Se redujo el espesor de D'' en 50 km al pasar de un modelo al siguiente. El nombre de los modelos se compone de la letra "I" seguido de la profundidad a la cual ocurre la discontinuidad en la velocidad, expresada en kilómetros. De este modo, el modelo I2505 tiene un espesor para D'' de 386 km ya que el interfaz núcleo-manto se localiza a una profundidad de 2891 km, al igual que en PREM. Ninguno de los modelos ajusta la constante de disipación obtenida con los datos para todo el rango de frecuencias. A altas frecuencias (de 0.020 a 0.043 Hz) el modelo con el mayor espesor, I2505, produce los menores valores para la constante de disipación (Figura 10b). Conforme se reduce el espesor de D'', aumenta el valor de  $\gamma$ , hasta alcanzar su máximo con el con el modelo I2755. Sin embargo, esta tendencia se ve invertida a bajas frecuencias (de 0.014 a 0.016 Hz), pues el modelo con el mayor espesor genera la mayor constante de disipación y el modelo con el menor espesor resulta en el menor valor de  $\gamma$ . Los modelos I2605 e I2655 quedan dentro de las barras de error para los datos a frecuencias altas (de 0.020 a 0.043 Hz), pero producen valores bajos de  $\gamma$  para frecuencias bajas. El modelo I2605 es el mismo que el G02, empleado en la sección anterior. Los modelos I2705 e I2755 ajustan la constante de disipación en un rango de frecuencias más reducido que los dos modelos previos. Por otra parte, los modelos I2505 e I2555 producen valores para  $\gamma$  que quedan por debajo de los observados. Algunos estudios anteriores evaluaron el efecto del espesor de D'' sobre la constante de disipación para modelos con un cambio gradual en la velocidad. *Doornbos y Mondt* [1979b] observaron que la constante de disipación disminuye a medida que aumenta el espesor de D''. Posteriormente *Mula* [1981] demostró que dicha relación no siempre se cumple. Las observaciones del presente estudio concuerdan con el trabajo de *Doornbos y Mondt* [1979b], pero sólo para frecuencias intermedias y altas. Además hay que recordar que los modelos empleados en la presente sección tienen un aumento discontinuo de la velocidad en la parte superior de D''. *Valenzuela Wong* [1996] aplicó los mismos modelos que en este estudio para determinar la estructura de velocidades debajo del este de Siberia a distancias entre entre 93° y 101°. El comportamiento que encontró es complejo. En general, *Valenzuela Wong* [1996] notó que una disminución del espesor produce aumentos en la

constante de disipación, sin embargo conforme se reduce el espesor más allá de cierto valor, la constante de disipación empieza a disminuir. Los resultados del presente estudio, junto con los otros anteriores, permiten afirmar que el comportamiento de  $\gamma$  en respuesta a cambios en el espesor de D'' presenta ciertas complejidades, las cuales dependen de las distancias epicentrales y de la geometría entre la fuente y las estaciones.

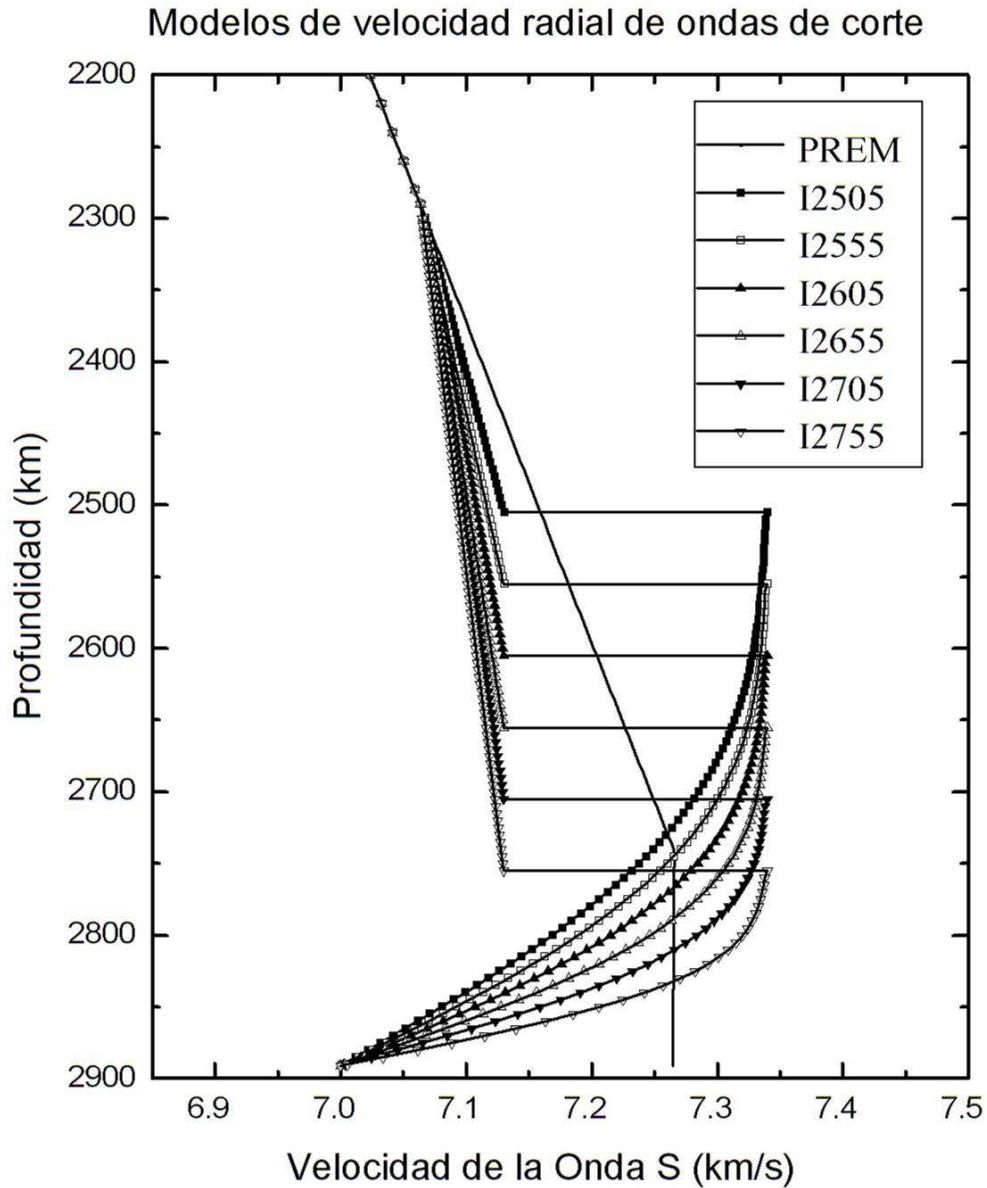


Figura 10a. Efecto de variar el espesor de D''. Modelos del I2505 al I2755 en orden de espesor decreciente.

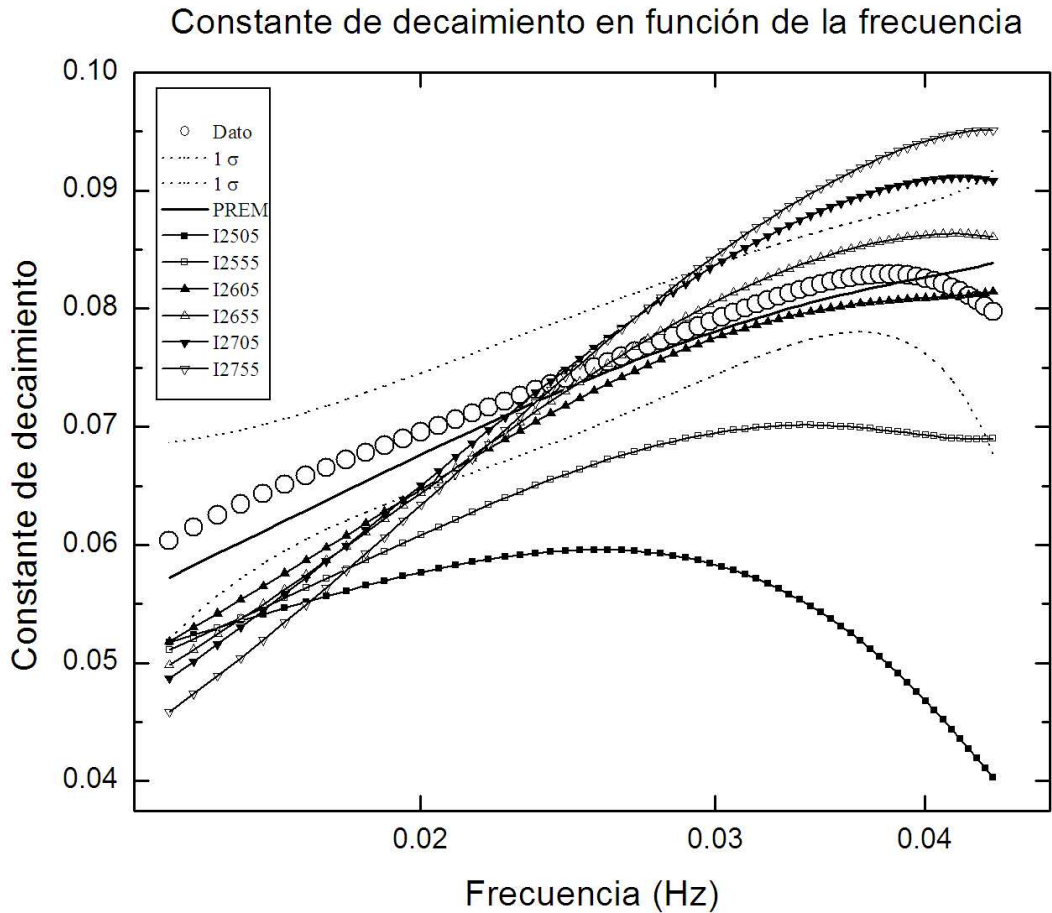


Figura 10b. Constantes de disipación correspondientes a los modelos de la serie "I". A altas frecuencias una reducción en el espesor de D" produce un aumento en el valor de  $\gamma$ , mientras que a bajas frecuencias una reducción del espesor resulta en una disminución de la constante de disipación. Ninguno de los modelos ajusta la constante de disipación observada en todo el rango de frecuencias.

En la siguiente sección se exploran los efectos sobre la constante de disipación de variar el aumento de la velocidad en la discontinuidad.

#### 4.4. Efecto de Variar el Aumento de la Velocidad en la Discontinuidad

Los modelos de tipo J ilustran el efecto de variar el aumento de la velocidad en la discontinuidad, es decir, en la parte superior de D". En la Figura 11a se muestra el modelo J724, el ya conocido G02 ( $\equiv$  J734) y el J744. El número después de la J indica hasta cuánto aumenta la

velocidad en la discontinuidad: 7.24, 7.34 y 7.44 km/s, respectivamente. La velocidad en la parte superior de D", antes de producirse el aumento discontinuo, es de 7.13 km/s. Por lo tanto, la velocidad en la discontinuidad "brinca" un 1.54, un 2.95 y un 4.35 % para los modelos J724, G02 y J744, respectivamente.

Las constantes de disipación correspondientes aparecen en la Figura 11b. La interpretación de los resultados es muy sencilla. Entre mayor es el aumento discontinuo de la velocidad, mayor se vuelve la constante de disipación. Este comportamiento fue observado previamente por *Valenzuela Wong* [1996]. Ninguno de estos modelos ajusta la constante de disipación determinada a partir de las observaciones dentro de todo el rango de frecuencias que se está considerando. Como se mencionó anteriormente, el modelo G02 ajusta los datos a altas frecuencias (de 0.020 a 0.043 Hz), pero produce valores muy bajos de  $\gamma$  a bajas frecuencias. Por su parte, el modelo J744 ajusta los datos a bajas frecuencias (de 0.014 a 0.025 Hz), pero resulta en valores muy grandes de  $\gamma$  a frecuencias altas. La constante de disipación obtenida con el modelo J724 queda muy por debajo de los datos.

Adicionalmente se hicieron otras variaciones a los modelos de tipo I y J. Estos nuevos modelos fueron designados con la nomenclatura K. Se emplearon tres diferentes espesores para D": 136 km (modelos "2755"), 186 km (modelos "2705") y 236 km (modelos "2655"). También se trabajó con dos aumentos distintos para la velocidad en la discontinuidad: 3.79 % (la velocidad aumenta a 7.40 km/s para los modelos KE) y 4.35 % (aumento a 7.44 km/s para los modelos K). En la Figura 12a se muestran los modelos KE y en la Figura 13a los modelos K.

Las constantes de disipación para estos modelos aparecen en las Figuras 12b y 13b. A frecuencias altas (de 0.030 a 0.043 Hz), entre menor es el espesor de D", mayor es la constante de disipación. Sin embargo, a frecuencias bajas (de 0.014 a 0.018 Hz) esta relación se ve invertida, es decir, entre menor es el espesor, menor es el valor de  $\gamma$ . Estos resultados contrastan con los de *Valenzuela Wong* [1996] quien también empleó los modelos KE y K. En su trabajo, entre menor era el espesor usado, menor era la constante de disipación para todo el rango de frecuencias considerado. Esto nuevamente destaca la importancia del rango de distancias epicentrales y de la geometría entre la fuente y las estaciones al momento de modelar la constante de disipación. Nuevamente se ve que estos modelos no ajustan las observaciones dentro del rango completo de frecuencias de interés. Para estos modelos la constante de disipación se incrementa más rápidamente (que para los datos) conforme aumenta la frecuencia.

Por lo tanto, los modelos KE y K ajustan los datos a bajas frecuencias (de 0.014 a 0.022 Hz) pero producen valores muy altos de  $\gamma$  para frecuencias mayores.

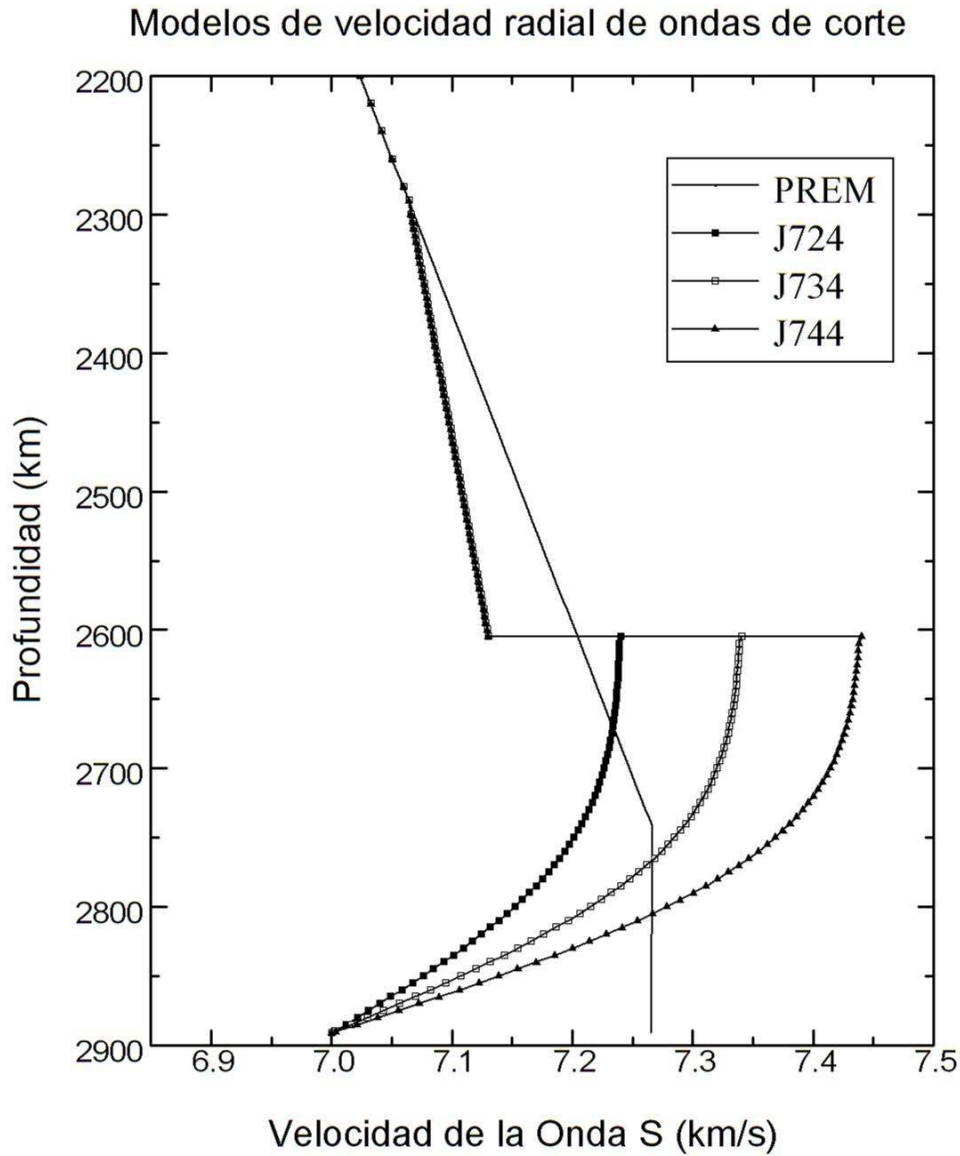


Figura 11a. Efecto de variar el aumento de la velocidad en la discontinuidad (en la parte superior de D"). Modelos del J724 al J744 en orden de un mayor aumento de la velocidad en la discontinuidad.

### Constante de decaimiento en función de la frecuencia

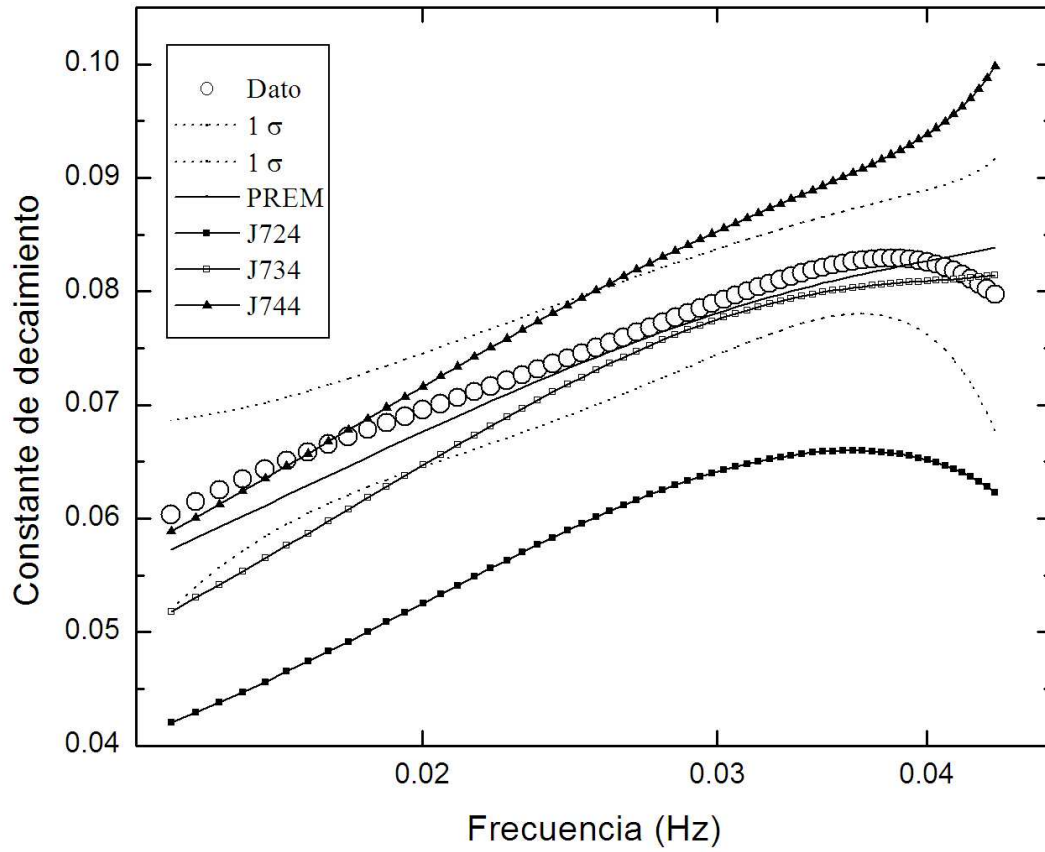


Figura 11b. Constantes de disipación correspondientes a los modelos de la serie "J". Entre mayor es el aumento discontinuo de la velocidad, mayor se vuelve la constante de disipación.



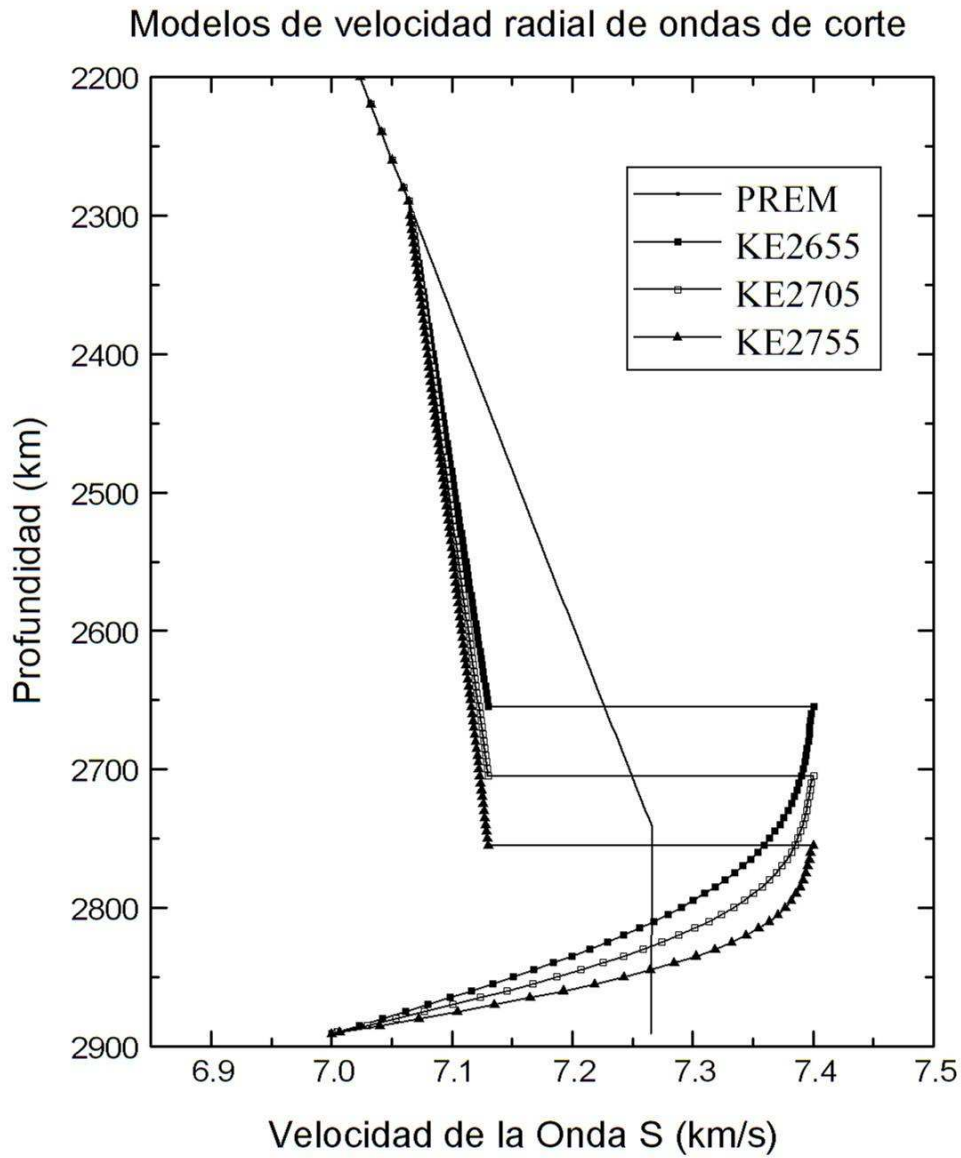


Figura 12a. Los modelos KE exploran el efecto de variar el espesor de D'' conjuntamente con un valor diferente para el aumento de velocidad en la discontinuidad.

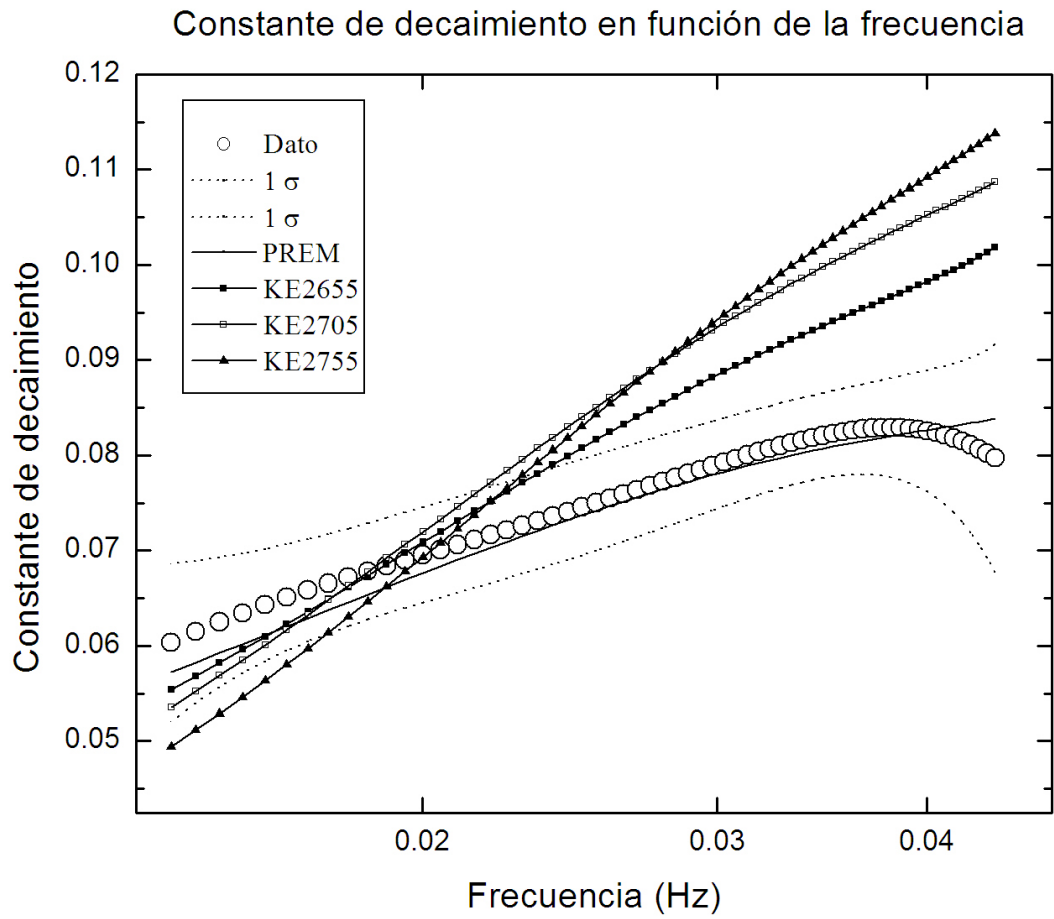


Figura 12b. Constantes de disipación correspondientes a los modelos KE. A frecuencias altas, una disminución en el espesor de  $D''$  produce un aumento en la constante de disipación. En cambio, a frecuencias bajas una disminución del espesor resulta en una disminución del valor de  $\gamma$ .

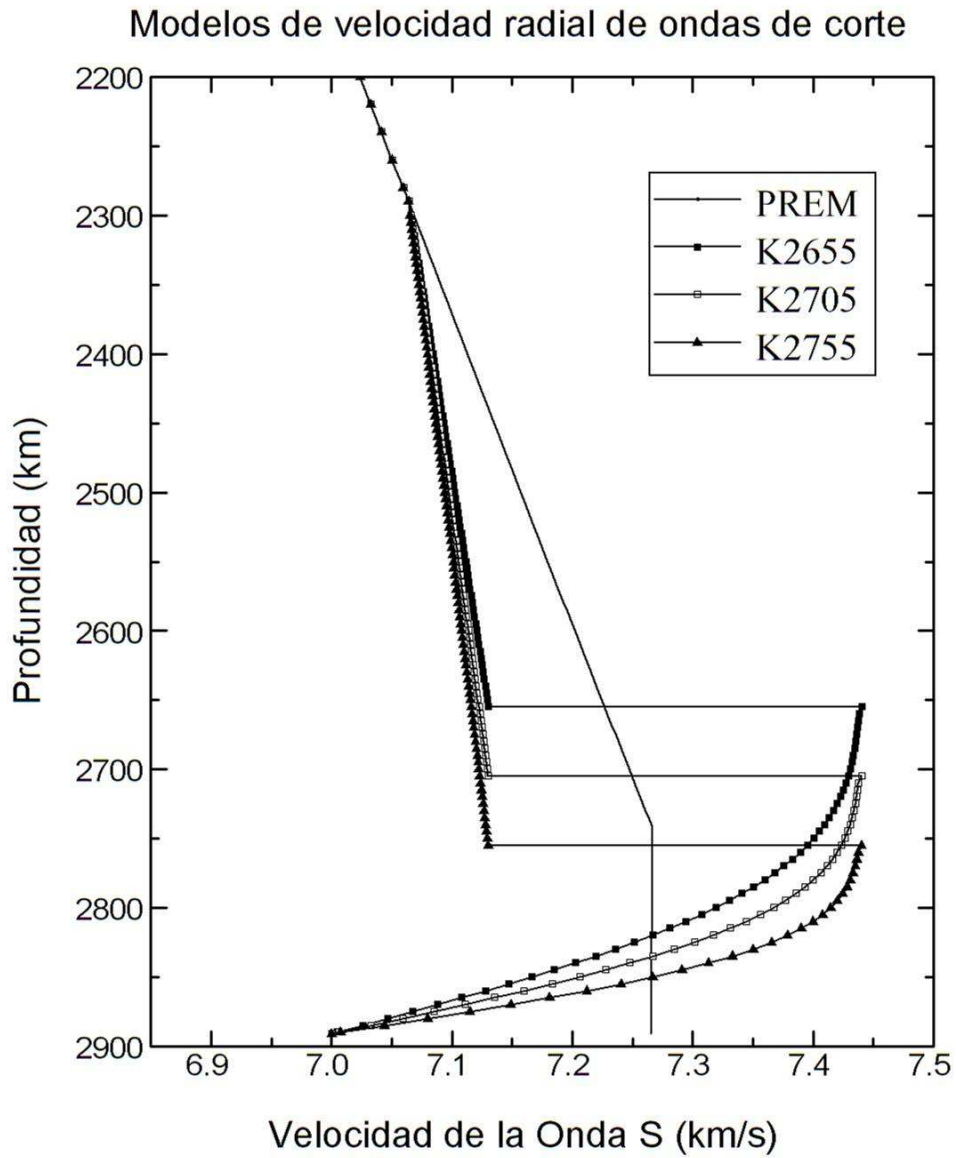


Figura 13a. Modelos de la serie K. Similar a la Figura 12a, pero con un aumento mayor de la velocidad en la discontinuidad.

### Constante de decaimiento en función de la frecuencia

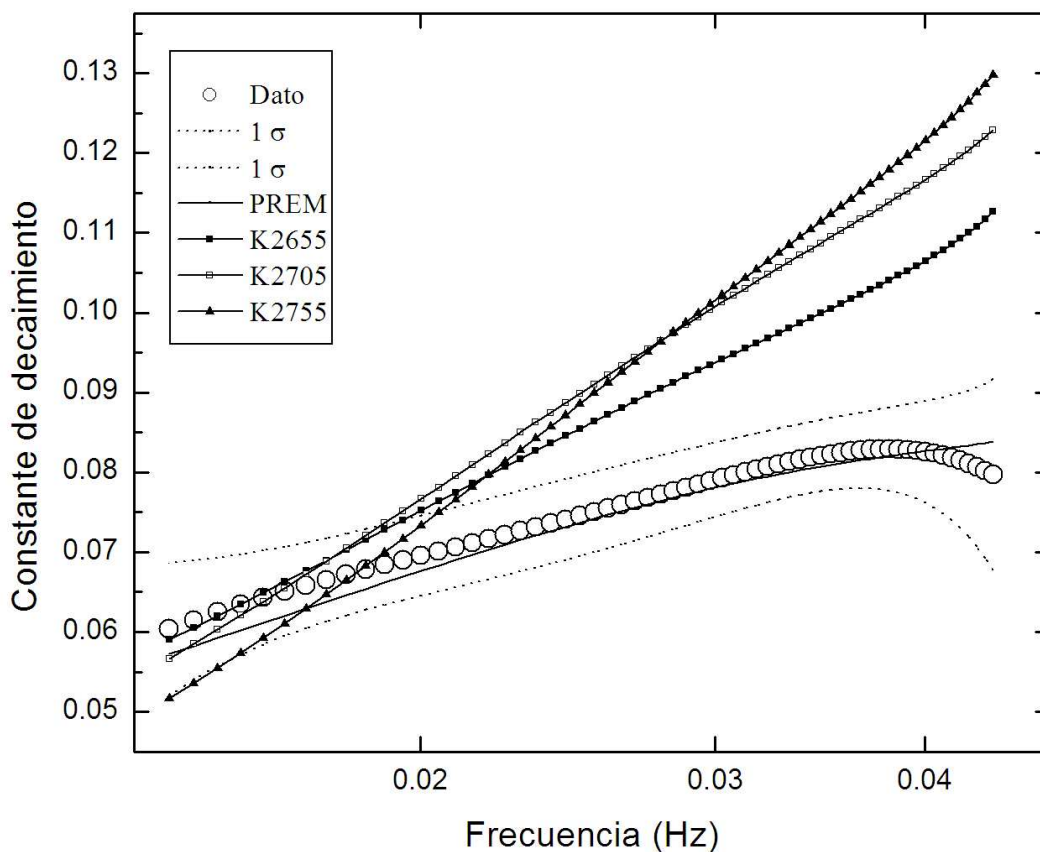


Figura 13b. Constantes de disipación correspondientes a los modelos K. La interpretación es la misma que para la Figura 12b.

A continuación se describen los efectos de variar el gradiente de la velocidad por encima de la discontinuidad.

#### 4.5 Efecto de Variar el Gradiente de Velocidad por Encima de D''

En esta sección se analiza el efecto sobre la constante de disipación de variar el gradiente de la velocidad por encima de D''. En la Figura 14a se ilustran los modelos de tipo N. Estos modelos son variantes del modelo K2705 y tienen diferentes velocidades en la parte superior de D'' antes de que se produzca el "brinco" en la velocidad. Esta velocidad para el modelo K2705, antes de que se produzca la discontinuidad, es de 7.13 km/s, por lo cual es equivalente al modelo

N713. Al pasar del modelo N690 al N710 se aumenta la velocidad (y por consiguiente el gradiente de velocidad) de 6.90 km/s a 7.10 km/s. Las constantes de disipación obtenidas se muestran en las Figuras 13b y 14b. Para la mayoría de las frecuencias (de 0.014 a 0.040 Hz) se observa que la constante de disipación disminuye conforme va aumentando la velocidad. Solamente para un rango de frecuencias muy limitado (de 0.040 a 0.043 Hz) se nota la disminución de la constante de disipación para el modelo N690 por debajo del valor de  $\gamma$  para los modelos N695 y N700. Estos resultados son diferentes de los obtenidos por *Valenzuela Wong* [1996] para los mismos modelos. Para las distancias y la geometría entre la fuente y las estaciones que él empleó, se observa que la constante de disipación aumenta conforme aumenta el gradiente de velocidad para la mayoría de los modelos. Nuevamente se puede ver que estos modelos no explican la constante de disipación observada. Los modelos ajustan únicamente para frecuencias entre 0.014 y 0.018 Hz. A frecuencias mayores los valores de  $\gamma$  obtenidos de los sintéticos son más altos que los valores observados.

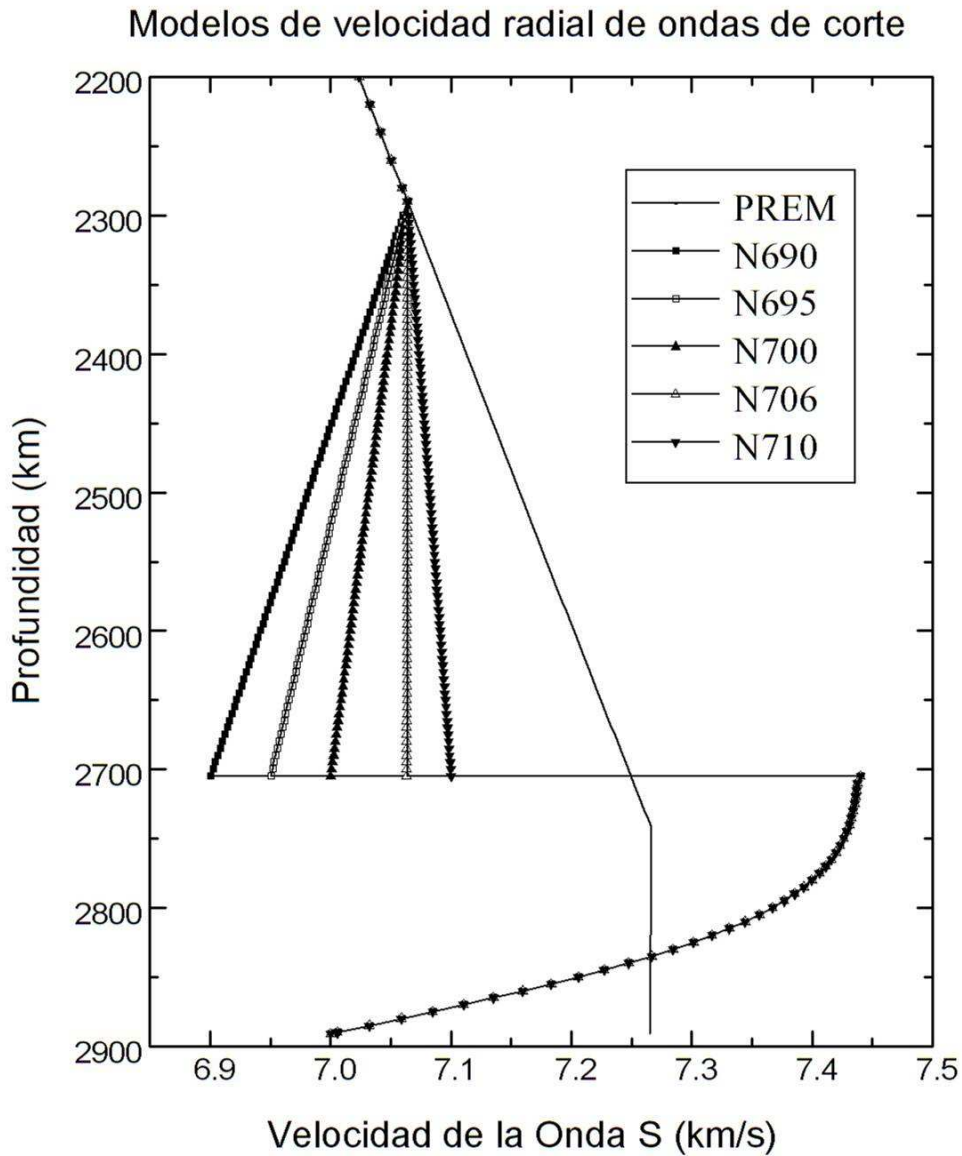


Figura 14a. Efecto de variar el gradiente de velocidad por encima de D''. Modelos del N690 al N710 en orden de un mayor gradiente de velocidad. Estos modelos son variantes del modelo K2705, el cual es el mismo que el N713 siguiendo la nueva nomenclatura. El modelo N713 tiene el mayor gradiente de velocidad (ver Figura 13).

Constante de decaimiento en función de la frecuencia

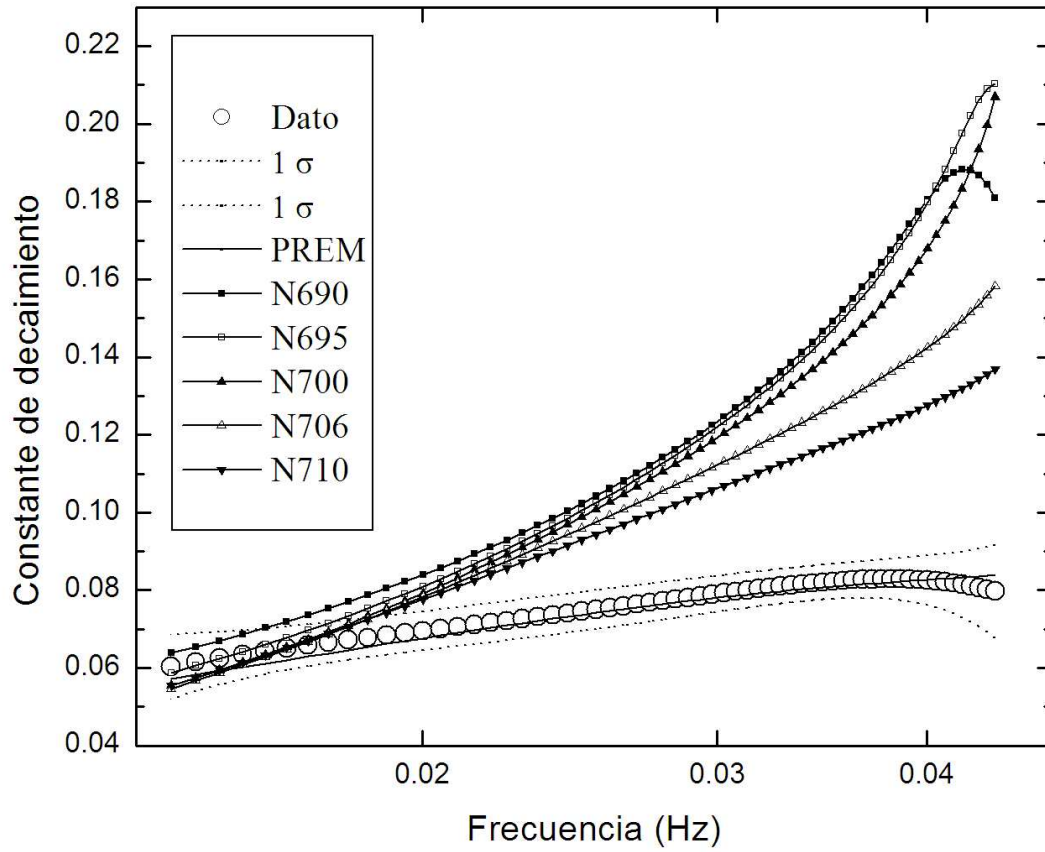


Figura 14b. Constantes de disipación correspondientes a los modelos de la serie "N". En general, un aumento en el gradiente de velocidad produce una reducción en el valor de  $\gamma$ . Este comportamiento no aplica únicamente para el modelo N690 a las frecuencias más altas.

## 5. Discusión

En este capítulo se interpretan los resultados obtenidos y se comparan con el trabajo de otros investigadores.

### 5.1. Modelo Preferido

En total se probaron 25 modelos diferentes para tratar de ajustar la constante de disipación observada. Desde el principio fue claro que el modelo PREM [Dziewonski y Anderson, 1981] produce un buen ajuste. En su trabajo con la constante de disipación, Valenzuela Wong [1996] concluyó que es importante tomar en cuenta tres factores para que el ajuste de un modelo a las observaciones sea confiable. En el presente estudio se impusieron esas mismas condiciones a fin de garantizar la calidad del ajuste obtenido. Primeramente, se busca que la amplitud y la forma de la constante de disipación modelada coincidan con la constante de disipación medida a partir de los datos. En segundo lugar, el coeficiente de correlación para el ajuste de mínimos cuadrados a una línea recta debe ser igual o mayor a 0.9, lo cual asegura que es válido aplicar el concepto de la constante de disipación. Por lo general, si el coeficiente de correlación  $r < 0.9$  entonces la gráfica del logaritmo del cociente de amplitudes en función de la distancia (Figura 5) sufre desviaciones significativas respecto a una línea recta. Por consiguiente, el supuesto inicial de que la constante de disipación es la pendiente de una línea recta [Phinney y Alexander, 1966; Chapman y Phinney, 1972; Van Loenen, 1988; Valenzuela Wong, 1996; Aki y Richards, p. 457, 2002] ya no se cumple. Por último, las formas de onda de los sintéticos fueron comparadas con los sismogramas originales para evitar que un modelo produjera pulsos que no corresponden con las observaciones (esto ocurre principalmente para modelos con variaciones muy extremas de la velocidad). Por lo tanto, el ajuste de los datos con el modelo PREM (Figuras 3 y 8) indica que D" en esta región debajo del Océano Pacífico centro-oriental tiene un espesor de unos 150 km y que el gradiente de velocidad para la onda S es ligeramente negativo. No se observa una discontinuidad de la velocidad en la parte superior de D".

No fue necesario explorar otros modelos con una disminución (aumento) gradual de la velocidad al aumentar la profundidad, como por ejemplo el modelo A (modelo B), puesto que su



comportamiento es muy simple y era claro que una reducción (aumento) en la velocidad produciría una reducción (aumento) de la constante de disipación con lo cual no se podrían ajustar las observaciones (Figura 8). El modelo C tiene un aumento repentino de la velocidad en la parte superior de D" seguido de una velocidad constante hasta llegar al núcleo. Su comportamiento es igualmente sencillo, ya que el aumento de la velocidad produce un aumento en la constante de disipación (Figura 8). Por consiguiente tampoco se estudiaron variaciones al modelo C. Ciertos modelos con un aumento discontinuo de la velocidad, seguido de una disminución gradual conforme aumenta la profundidad (consistentes con la conducción de calor dentro de una capa térmica limítrofe), han producido buenos ajustes a la constante de disipación en otras regiones, especialmente en una que es cercana al área escogida para el presente trabajo [Valenzuela Wong, 1996]. En esta tesis se estudiaron los efectos sobre la constante de disipación de variar la cantidad de la disminución de la velocidad, el espesor de D", el porcentaje del aumento de la velocidad en la discontinuidad y se hicieron variaciones en el gradiente de velocidad por encima de D". En total se emplearon 21 modelos de este tipo, pero con ninguno de ellos se logró ajustar la constante de disipación. La búsqueda dentro del espacio de modelos posibles no fue exhaustiva. Por lo tanto, en principio es concebible que exista un modelo que ajuste las observaciones aunque no se haya encontrado. Valenzuela Wong [1996] planteó la posibilidad de que más de un modelo pueda ajustar los datos de la constante de disipación (no unicidad de los modelos).

## **5.2. Estructura Radial de Velocidades de D" en Otras Regiones del Océano Pacífico**

El modelo que ajusta la estructura radial de velocidades para la región debajo del Océano Pacífico centro-oriental seleccionada en la presente tesis es el PREM de *Dziewonski y Anderson* [1981]. De acuerdo con este modelo D" tiene un espesor de 150 km y allí se produce una disminución muy pequeña de la velocidad de la onda S conforme la profundidad aumenta. Otros estudios de la base del manto debajo del Océano Pacífico muestran una imagen compleja en la cual se observan regiones con discontinuidades de la velocidad en la parte superior de D", en otras no se presenta ninguna discontinuidad, hay otras con zonas lentas, y en otras más existen capas extremadamente lentas y delgadas. A continuación se explica la relación que guardan los resultados aquí obtenidos con trabajos anteriores.

Los estudios que se realizaron para determinar la estructura de velocidades de la Tierra durante la primera mitad del siglo XX concluyeron que la base del manto presenta una disminución en el gradiente de las velocidades sísmicas [Wysession *et al.*, 1998]. Fue en la década de 1970 que se realizaron los primeros trabajos que sugerían la posible existencia de una discontinuidad con un aumento repentino de la velocidad en la parte superior de D" [Mitchell y Helmberger, 1973; Wright, 1973; Wright y Lyons, 1975, 1981]. Sin embargo, la evidencia definitiva en favor de la discontinuidad fue presentada por Lay y Helmberger [1983] quienes encontraron un aumento de 2.75% en la velocidad  $V_S$  aproximadamente entre 250 y 300 km por encima del INM debajo de Alaska, el norte de Siberia y el Caribe y por Wright *et al.* [1985] quienes observaron un aumento de 3% en la velocidad  $V_P$  180 km por encima del INM debajo de Indonesia y el Pacífico occidental. A partir de entonces, se han realizado numerosas búsquedas de la discontinuidad en otras regiones del mundo y empleando diferentes técnicas. La técnica que se ha usado más comunmente se basa en la observación de arribos triplicados y reflejos precríticos a distancias epicentrales entre 70 y 95° ya que éstos son producidos por estructuras en las que la velocidad aumenta rápidamente [Wysession *et al.*, 1998]. La discontinuidad ha sido reportada en distintos lugares del mundo, pero hay ciertas partes donde no ha sido encontrada. De hecho, aquellos lugares en donde se ha observado la discontinuidad, y también aquéllos en donde no se ha encontrado, muestran poca coherencia geográfica. Por otra parte, hay áreas donde la discontinuidad ha sido observada sólo de manera intermitente. Los resultados de estos esfuerzos se resumen en los artículos de Nataf y Houard [1993]; Krüger *et al.* [1995]; Loper y Lay [1995]; y Wysession *et al.* [1998].

Uno de los primeros estudios que se enfocó a buscar la discontinuidad pero no pudo hallarla fue conducido por Schlittenhardt *et al.* [1985]. Emplearon terremotos en varias partes del mundo. Los sismos que ocurrieron en Fiji fueron registrados en América del Norte y permitieron estudiar una zona de D" localizada al suroeste de la región seleccionada en la presente tesis. De hecho las áreas de los dos trabajos coinciden espacialmente de manera parcial (la localidad escogida por Schlittenhardt *et al.* [1985] se indica con la letra S en la Figura 1). Schlittenhardt *et al.* [1985] buscaron, sin encontrar, distorsiones en las formas de onda para los pulsos  $Pd_{if}$  y  $SHd_{if}$  que debieran producirse como resultado de una triplicación a distancias epicentrales entre 95 y 120°. Aunque su estudio no es exhaustivo, Schlittenhardt *et al.* [1985] generaron sismogramas sintéticos por el método de la reflectividad y prefieren el modelo PREM

para ajustar las formas de onda. La adopción de PREM como el modelo preferido para la región analizada en la presente tesis se basa en el ajuste de la constante de disipación (dominio de la frecuencia) y también en el ajuste a las formas de la onda *SHdif* (dominio del tiempo). *Garnero et al.* [1988] propusieron un modelo para la base del manto en el cual existe una discontinuidad en  $V_S$  (modelo B) para una región del Pacífico del lado cercano a América del Norte, pero dicha discontinuidad desaparece (modelo A) gradualmente y ya no se observa en el lado del Pacífico central (G88, Figura 1). Sus conclusiones se basaron en mediciones de tiempos *S-SKS* demasiado grandes. Adicionalmente, estudios de las formas de onda a distancias epicentrales de  $92^\circ$  no mostraron arribos que pudieran asociarse con una discontinuidad. Sin embargo, posteriormente *Garnero et al.* [1993b] observaron el arribo triplicado *Scd* y obtuvieron tiempos de recorrido diferenciales para *ScS-S*, los cuales interpretaron empleando una discontinuidad (SGHP, Figura 1) en la misma región para la cual no habían encontrado la discontinuidad en su estudio previo [*Garnero et al.*, 1988]. El modelo SGHP de *Garnero et al.* [1993b] muestra una discontinuidad de  $\sim 2.4\%$  y un espesor de 180 km para D". El modelo RJK2705 [*Valenzuela Wong*, 1996; *Valenzuela y Wysession*, 1998], para una región (V96, Figura 1) cercana y al sureste de la escogida en esta tesis, tiene un espesor (186 km) que es muy parecido al obtenido en el modelo SGHP pero muestra un salto de velocidad mayor ( $\sim 3.4\%$ ) en la parte superior de D" y una velocidad menor en el INM. En el estudio anterior se empleó la misma técnica de la constante de disipación que en el presente trabajo. *Garnero et al.* [1993b] también descubrieron evidencia de la existencia de una discontinuidad en el Pacífico centro-occidental al este de las Islas Marianas y al norte de Vanuatu y las Islas Salomón (G93, Figura 1). El espesor de D" en esta región no está claramente definido, pero se cree que sea de aproximadamente 280 km.

En la actualidad existen varios modelos tomográficos de la velocidad de la onda *S* para todo el manto. *Romanowicz* [2003] presenta una síntesis de los modelos tomográficos más recientes. Los modelos que se usan en el presente alcanzan detalles correspondientes a armónicos esféricos de grado 24 o incluso mayor, lo cual es equivalente a una resolución espacial de 1000 kilómetros [*Romanowicz*, 2003]. En general estos modelos coinciden en la ubicación y el signo (zonas de baja o de alta velocidad) de sus características más prominentes. En la base del manto se han detectado dos extensas zonas de baja velocidad y normalmente se interpretan como el origen de "supercolumnas" en el manto [*Tanimoto*, 1990; *Dziewonski et al.*, 1991, 1993; *Masters et al.*, 1992, 2000; *Su et al.*, 1994; *Liu y Dziewonski*, 1994; *Ritsema et al.*,

1999; Ritsema y Van Heijst, 2000; Mégnin y Romanowicz, 2000; Gu et al., 2001; Grand, 2002; Antolik et al., 2003; Romanowicz, 2003]. Una de ellas se encuentra debajo del Océano Pacífico centro-occidental y meridional y la otra debajo de Africa. Además la zona de baja velocidad en el Pacífico está rodeada por un "cinturón" de altas velocidades, el cual frecuentemente se asocia con el proceso de subducción. La región de baja velocidad que se localiza en el Pacífico también ha sido observada por estudios que emplean fases *SKS*, *SKKS*, *SP<sub>d</sub>KS*, *PKP* y *Pdif* [Schweitzer y Müller, 1986; Silver y Bina, 1993; Garnero y Helmberger, 1993, 1995; Garnero et al., 1993a; Wysession, 1996c]. En esta región tanto las ondas *P* como las *S* son anormalmente lentas (~3%) y por tanto se supone que allí existen altas temperaturas. Debido al papel que se cree que juega en la generación de columnas en el manto se le conoce como el "Grupo de Columnas del Pacífico Ecuatorial (GCPE)" o bien "Equatorial Pacific Plume Group (EPPG)" [Dziewonski et al., 1991, 1993; Su et al., 1994]. Dicha región se extiende desde Nueva Guinea y al noreste de Australia hacia el este hasta los 140°O, justo al oeste del área de la presente tesis; y se extiende desde un área al norte de Hawai hacia el sur hasta los 60°S, al sureste de Nueva Zelandia. En estudios del GCPE realizados a mediados de la década de 1990, Mori y Helmberger [1995] observaron un precursor de la onda *PcP* (MH, Figura 1) mientras que Garnero y Helmberger [1995, 1996] notaron un retraso en la llegada de las ondas *SP<sub>d</sub>KS* (GH, Figura 1). La forma más fácil de explicar estas observaciones es con la existencia de una capa muy lenta (una disminución del 5 al 10% en la velocidad de la onda *P*) y delgada (con un espesor de 5 a 40 km) justo por encima del contacto con el núcleo [Garnero y Helmberger, 1995, 1996, 1998]. Williams y Garnero [1996] explican la existencia de esta capa por medio de la presencia de fusión parcial. Esta capa actualmente recibe el nombre de "zona de ultrabaja velocidad (ZUBV)" o bien "ultralow velocity zone (ULVZ)". Otros estudios posteriores, incluso empleando otras fases sísmicas, han reportado la existencia de la ZUBV en diversas partes del mundo y su relación con la fusión parcial [Revenaugh y Meyer, 1997; Vidale y Hedlin, 1998; Wen y Helmberger, 1998]. Adicionalmente se considera que heterogeneidades químicas y efectos dinámicos pueden contribuir a la formación de las ZUBV [Garnero et al., 1998]. Los trabajos acerca de la ZUBV se resumen en los artículos de Garnero et al. [1998]; Garnero [2000]; y Lay et al. [1998b].

### 5.3. Explicación Física para la Estructura de Velocidades Observada

A continuación se presenta la explicación física para la estructura radial de velocidades de D" observada en la región seleccionada debajo del Océano Pacífico centro-oriental. El gran interés que existe actualmente por estudiar el interfaz núcleo-manto empezó desde la década de 1980 y se debe al descubrimiento de un aumento repentino en las velocidades de la onda S, también denominado discontinuidad de la velocidad sísmica [Lay y Helmberger, 1983]. Aunque la discontinuidad no se ha encontrado de forma universal [Nataf y Houard, 1993; Wysession et al., 1998], se le ha dado más importancia a explicar su existencia que a explicar el origen de la estructura de velocidades en aquellas regiones donde no se ha detectado dicha discontinuidad. En el presente trabajo la estructura de velocidades para la onda S no muestra una discontinuidad, más bien se observa un gradiente de velocidades ligeramente negativo (con una velocidad casi constante) en todo D". Dos explicaciones que se han planteado para la estructura de velocidades de la base del manto durante el último cuarto de siglo son aplicables a los resultados de esta tesis. La estructura radial de velocidades indica que D" en esta región debajo del Pacífico centro-oriental puede actuar como una capa térmica limítrofe (CTL) y también puede estar asociado con reacciones químicas entre los materiales del manto y los del núcleo. Adicionalmente se consideran dos explicaciones que se han planteado para la existencia de la discontinuidad. Una de ellas requiere de la acumulación de placas subducidas en la base del manto. La no detección de una discontinuidad en el presente estudio es consistente con la hipótesis anterior puesto que no se ha producido subducción en esta zona del Pacífico durante los últimos 180 millones de años.

*Capa Térmica Limítrofe.*- A diferencia de los modelos con una discontinuidad empleados en la sección 4.2, PREM no sigue una función de error complementaria dentro de D" para describir las velocidades. Sin embargo, PREM tiene en común con dichos modelos una reducción en el gradiente de las velocidades sísmicas dentro de D". PREM [Dziewonski y Anderson, 1981] muestra un aumento gradual en la velocidad de las ondas P y S en el manto inferior por debajo de la discontinuidad de los 670 km (Figura 8a). Dentro de D" se produce una reducción en el gradiente de velocidades para las ondas P y S, la cual de hecho llevó a la introducción del término D" [Bullen, 1949; Wysession et al., 1998]. De esta manera se distingue a D" del resto del manto inferior, que entonces pasó a llamarse D' (notación actualmente en

desuso). El manto está compuesto de silicato y por lo tanto tiene una conductividad térmica baja y una viscosidad alta [Loper y Lay, 1995]. Por consiguiente D" actúa como una capa térmica limítrofe entre el resto del manto y el núcleo (que está a mayores temperaturas). La diferencia en temperatura entre la parte inferior y la superior de D", de 1000 K o mayor [Williams y Jeanloz, 1990; Williams, 1998], produce la reducción en el gradiente de velocidades. Con base en la discusión precedente se concluye que la estructura radial de velocidades de la onda S para el área de D" debajo del Pacífico centro-oriental escogida en el presente trabajo es consistente con la existencia de una capa térmica limítrofe.

*Reacciones químicas entre el núcleo y el manto.*- Knittle y Jeanloz [1989, 1991] postularon que la ocurrencia de reacciones químicas entre el hierro del núcleo y los silicatos del manto podrían hacer que los silicatos de la región D" se enriquecieran en hierro. Por ser más densos, los silicatos enriquecidos en hierro se acumularían en la base del manto. Es de esperarse que los silicatos que se han enriquecido en hierro al sustituir el magnesio tengan velocidades sísmicas más bajas que el material normal del manto [Williams y Garnero, 1996; Wysession et al., 1998]. El modelo PREM propuesto para D" debajo del Pacífico centro-oriental es compatible con el escenario aquí planteado puesto que presenta una disminución en el gradiente de velocidades para la onda S.

*Placas Subducidas.*- Las placas subducidas son más densas, más frías y tienen mayores velocidades sísmicas que el manto que las rodea. Por lo tanto se ha planteado la posibilidad de que atraviesen la discontinuidad de los 670 km y se "hundán" en el manto inferior hasta depositarse sobre el interfaz núcleo-manto, con lo cual explicarían la existencia de la discontinuidad en D" [Hofmann y White, 1982; Gurnis, 1986; Olson y Kincaid, 1991; Christensen y Hofmann, 1994; Weber, 1994]. Ciertos modelos numéricos para la convección del manto [Honda et al., 1993; Tackley et al., 1993, 1994] muestran que el material frío que se está subduciendo se acumula en la discontinuidad de los 670 km. Una vez que se ha acumulado el suficiente material, se desencadena una avalancha y el material baja hasta el INM donde produce una región de bajas temperaturas. Bajo condiciones de presión moderada, el basalto de la corteza oceánica subducida se transforma en eclogita y posteriormente en "post-eclogita" [Christensen y Hofmann, 1994], un mineral de alta presión que tiene una densidad de 2 a 4% mayor que el manto que le rodea, excepto a profundidades entre 650 y 750 km. Si se acumula el suficiente material post-eclogítico en la base del manto antes de que sea regresado a la superficie

en la forma de columnas del manto, éste tendría velocidades sísmicas altas y consistentes con una discontinuidad. *Wysession* [1996b] calculó las velocidades sísmicas esperadas para el material post-eclogítico derivado de la corteza oceánica y concluyó que éstas aumentarían de un 2 a un 3%. Claramente, no es necesario invocar la existencia de placas subducidas para explicar la estructura radial de velocidades en la base del manto debajo de la región del Pacífico centro-oriental estudiada en esta tesis. Sin embargo, sí es preciso mencionar que la no detección de una discontinuidad es consistente con la historia de la subducción en esta área. Con base en reconstrucciones de la "Geografía" de las zonas de subducción durante los últimos 180 millones de años [*Richards y Engebretson, 1992*], así como en cálculos de la ubicación de las placas subducidas en D" [*Ricard et al., 1993; Lithgow-Bertelloni y Richards, 1998*], no se esperaría encontrar material subducido.

*Transición de fase.- Nataf y Houard* [1993] señalaron que la discontinuidad sísmica en la parte superior de D" ha sido observada en muchos lugares del mundo; que un modelo con una discontinuidad puede ajustar las primeras llegadas de las ondas *P* tan bien como los modelos promedio globales actuales, p. e. PREM [*Dziewonski y Anderson, 1981*]; y que la detección de otras discontinuidades (la de Mohorovičić, las de los 410 y los 660 km, e incluso hasta el INM) puede ser intermitente, al igual que para la discontinuidad asociada con D". De esta manera usaron los argumentos anteriores para dar mayor solidez a la hipótesis de que la discontinuidad observada en la base del manto es una característica global. Además sugirieron que una transición de fase podría explicar la existencia de esta discontinuidad en todo el mundo. Aunque todavía no se ha confirmado experimentalmente la existencia de una transición de fase en la base del manto, hay cierta evidencia que hace pensar en esta posibilidad. Cálculos teóricos realizados por *Stixrude y Bukowski* [1990] indican que bajo las condiciones de presión y temperatura de D" la componente (Mg, Fe)SiO<sub>3</sub> del manto se separará en magnesiowustita y sílice (ya sea en la forma de estishovita o bien del polimorfo "post-estishovita"). *Wang et al.* [1992] se basaron en trabajo experimental realizado a 26 GPa y 1600±200°C, y a 60 GPa y 2730±300°C, para especular sobre la posibilidad de que una transición estructural de fase para el (Mg, Fe)SiO<sub>3</sub> en forma de perovskita pudiera producir un cambio de la estructura ortorrómbica a la cúbica bajo las condiciones prevalcientes en D" (~136 GPa y ~4300°C). *Wysession* [1996b] realizó cálculos para la magnesiowustita y la estishovita bajo las condiciones existentes en D" y encontró que las velocidades sísmicas son aproximadamente 3% mayores que en el manto

inmediatamente por encima. Por lo tanto concluyó que esta transformación de fase es una explicación viable para la discontinuidad sísmica. Por razones obvias, no hace falta recurrir a una transición de fase para explicar la estructura radial de velocidades para la onda *S* observada debajo del Océano Pacífico centro-oriental.

#### **5.4. Relación entre el Espesor de D" y las Heterogeneidades de Velocidad**

Para los sitios en los que existe la discontinuidad, *Kendall* y *Shearer* [1994, 1995] notaron que hay una correlación entre las regiones donde D" es delgada y las velocidades sísmicas son altas. Las regiones gruesas de D" se correlacionan con zonas de velocidades bajas. Dichas observaciones concuerdan con los resultados de *Revenaugh* y *Jordan* [1991], quienes emplearon las reverberaciones de la onda *ScS*. En vista de que también parece existir una correlación entre el espesor de D" y la ubicación de las zonas de subducción modernas, *Kendall* y *Shearer* [1994, 1995] sugieren que D" es delgada porque el material de alta velocidad que se subduce las está empujando hacia abajo. A medida que el material fluye hacia los lados y se mueve hacia las regiones desde las cuales el material sube a la superficie (formando columnas del manto), D" se calienta y se engrosa. Si el material se calienta lo suficiente, el contraste de velocidad entre la parte inferior y la superior de D" puede reducirse grandemente o incluso desaparecer. Aunque en la presente tesis no se encontró una discontinuidad en D", se decidió probar si la relación propuesta [*Revenaugh* y *Jordan*, 1991; *Kendall* y *Shearer*, 1994, 1995] se cumple.

Como se indicó en la sección 5.2, los modelos tomográficos actuales muestran una extensa zona de baja velocidad en D" por debajo del Océano Pacífico centro-occidental y meridional, la cual está rodeada por un cinturón de altas velocidades. La región de D" estudiada en esta tesis está centrada en 19°N, 132°O y se localiza en la transición entre las mencionadas zonas de baja y alta velocidad. La mayoría de los modelos tomográficos recientes indican que allí las velocidades de la onda *S* son ligeramente altas. A continuación se mencionan los modelos con altas velocidades. El modelo S20RTS [*Ritsema et al.*, 1999; *Ritsema* y *Van Heijst*, 2000] reporta un aumento en la velocidad del 0.75%. En el modelo SAW24B16, *Mégnin* y *Romanowicz* [2000] presentan un incremento de 1.25%. *Masters et al.* [2000] generaron el modelo SB4L18 en el cual se observa un aumento de la velocidad de 0.25%. En el modelo



S362D1 de *Gu et al.* [2001] la velocidad se incrementa entre 0.75 y 1.00%. Por último, *Antolik et al.* [2003] obtuvieron un modelo conjunto para las velocidades de las ondas *P* y *S*. Para el caso de la onda *S* se produce un aumento en la velocidad de aproximadamente 0.75%. El único modelo tomográfico que no muestra un aumento de la velocidad para esta zona es el TXBW [*Grand*, 2002] e indica que el cambio de la velocidad es neutral, es decir, no existe un aumento ni una disminución de la velocidad. *Valenzuela et al.* [2000] obtuvieron la velocidad de la onda *S* para ciertas zonas de *D''* empleando mediciones del parámetro de rayo para ondas *S* difractadas. Su modelo SHdiff98 indica que la velocidad en la zona del presente estudio sufre una disminución del 0.75%. La discrepancia entre los modelos tomográficos y el modelo SHdiff98 puede deberse a que en este último, los perfiles de las ondas *S* difractadas promedian la velocidad sobre distancias relativamente largas en la base del manto (mayores a los 12°).

De acuerdo con los resultados de *Kendall y Shearer* [1994], el espesor de *D''* para distintas regiones del planeta donde se ha encontrado la discontinuidad varía entre 150 y 350 km, y tiene en promedio 260 km. De manera similar, *Wysession et al.* [1998] indican que los espesores de *D''* varían entre 100 y 450 km, con un espesor promedio alrededor de 250-265 km. En comparación con estos valores, se puede considerar que *D''* es delgada en la región seleccionada para el presente estudio, pues tiene un espesor de 150 km. Por lo tanto, si se le aplicara la relación propuesta (para zonas con una discontinuidad) entre el espesor de *D''* y su velocidad lateral [*Revenaugh y Jordan*, 1991; *Kendall y Shearer*, 1994, 1995] sería de esperarse que tuviera una velocidad alta. La mayoría de los modelos tomográficos [*Ritsema et al.*, 1999; *Ritsema y Van Heijst*, 2000; *Mégnin y Romanowicz*, 2000; *Masters et al.*, 2000; *Gu et al.*, 2001; *Antolik et al.*, 2003] efectivamente muestran un pequeño aumento de la velocidad para esta región. Siguiendo con el argumento de *Kendall y Shearer* [1994, 1995], también se esperaría encontrar material subducido. Sin embargo, las reconstrucciones de la ubicación de las zonas de subducción indican que no se ha producido subducción en esta parte del Océano Pacífico durante los últimos 180 millones de años [*Atwater*, 1989; *Richards y Engebretson*, 1992; *Ricard et al.*, 1993; *Lithgow-Bertelloni y Richards*, 1998]. Esto es consistente con la estructura radial de velocidades propuesta para la región ya que PREM tiene un gradiente de velocidades cercano a cero para la onda *S* en *D''* y no sugiere la posibilidad de que haya material subducido. De acuerdo con los argumentos hasta aquí expuestos, se propone que el modelo tomográfico más consistente con la estructura de velocidades encontrada para la onda *S* es el TXBW [*Grand*,

2002] ya que muestra un gradiente de velocidad neutral. Por último, la aplicación de PREM a esta región indica que la capa D" (sin una discontinuidad) es delgada pero no presenta altas velocidades, ni está asociada con material subducido.

## 6. Conclusiones

*Valenzuela Wong* [1996] demostró que el medir la disminución de la amplitud de ondas que rozan el núcleo y de ondas difractadas, trabajando en el dominio de la frecuencia, es una técnica poderosa para determinar de manera local la estructura radial de velocidades de la base del manto. No obstante, han sido pocos los trabajos recientes que han aprovechado este método tan útil. La distribución tan desigual de trayectorias entre la fuente y el receptor a nivel mundial limita severamente aquellas regiones de la base del manto que pueden ser estudiadas. Las ondas difractadas se registran en un rango de distancias diferente al de las ondas que son utilizadas más frecuentemente para los estudios de D", especialmente los de la discontinuidad. Por lo tanto, el empleo de la técnica de la constante de disipación permite ampliar la cobertura de la base del manto. Dada la distribución global de la sismicidad, de todas las fases sísmicas que se usan para muestrear el INM, las ondas que se difractan alrededor del núcleo son las que mejor se registran en los continentes, especialmente en el este de América del Norte y en el sur de África [*Wysession*, 1996a].

Algunos de los primeros estudios que se realizaron empleando la técnica de la constante de disipación obtuvieron promedios globales para la estructura de velocidades en D" [*Doornbos y Mondt*, 1979b; *Mula*, 1981; *Doornbos*, 1983]. Sin embargo, el trabajo de *Valenzuela Wong* [1996] y el que aquí se realizó muestran la gran sensibilidad de la técnica a diferencias en la distancia epicentral, por lo cual es necesario modelar distintas regiones de la base del manto por separado. Esto es particularmente importante puesto que D" muestra una gran heterogeneidad alrededor del mundo [*Loper y Lay*, 1995; *Wysession et al.*, 1998; *Lay et al.*, 1998b; *Garnero*, 2000]. En la presente tesis se determinó la estructura radial de velocidades de la onda S en la base del manto para una región del Océano Pacífico centro-oriental ubicada en 19°N, 132°O. Se empleó un terremoto ocurrido en las Islas Tonga y registrado por el arreglo MOMA en el noreste de los Estados Unidos a fin de obtener la constante de disipación. El modelo PREM [*Dziewonski y Anderson*, 1981] proporciona un buen ajuste de los datos y es el preferido. Por consiguiente, se concluye que D" en esta región tiene un espesor de 150 km y que la velocidad de la onda S sufre una disminución muy pequeña conforme aumenta la profundidad. El rango de frecuencias en el que la constante de disipación se puede determinar confiablemente usando los datos disponibles va de 0.014 a 0.043 Hz. Fuera de esta banda de frecuencias el cociente de señal a ruido es pobre

para las fases *S* y *Sdif*.

La estructura radial de velocidades se determina al comparar la constante de disipación calculada, usando sismogramas sintéticos generados a partir de los modelos de velocidad propuestos, contra la constante obtenida de los datos. Al evaluar la calidad del ajuste (goodness of fit) del modelo a los datos es necesario satisfacer tres criterios. (i) La constante de disipación obtenida en el dominio de la frecuencia y calculada a partir del modelo debe ajustar la constante de disipación observada. (ii) El coeficiente de correlación del ajuste por mínimos cuadrados a la constante de disipación tiene que ser mayor o igual a 0.9. (iii) Las formas de onda de los sismogramas sintéticos deben ajustar las observaciones en el dominio del tiempo.

Se probaron modelos con una disminución o con un aumento gradual del gradiente de velocidad dentro de  $D''$  y también modelos con un aumento discontinuo de la velocidad. Para modelos sin una discontinuidad y que tienen el mismo espesor en  $D''$ , la constante de disipación aumenta conforme aumenta el gradiente de velocidad, lo cual es consistente con trabajos anteriores [Mondt, 1977; Doornbos y Mondt, 1979a; Mula, 1981; Valenzuela Wong, 1996]. Con base en los resultados de Valenzuela Wong [1996] y de Valenzuela y Wysession [1998] se esperaba que en esta región del Pacífico centro-oriental se encontraría una discontinuidad en la parte superior de  $D''$ . Sin embargo, el modelo PREM [Dziewonski y Anderson, 1981] explica adecuadamente las observaciones. Aunque PREM produce buenos resultados, se probaron diversos modelos con una discontinuidad a fin de descartar que existiera uno que también pudiera ajustar las observaciones. Asimismo se aprovechó esta oportunidad para evaluar los efectos sobre la constante de disipación de variar distintos parámetros en los modelos discontinuos. Estos se indican a continuación. Por otra parte, tanto el proceso de difracción como la atenuación anelástica producen la disminución de la amplitud de las ondas sísmicas. En vista de que PREM (un modelo de uso generalizado) sirvió para ajustar las observaciones, no se consideró necesario estudiar los efectos de variar la atenuación elástica. Valenzuela Wong [1996] y Valenzuela y Wysession [1998] concluyeron que en el caso de  $D''$  el proceso de difracción, el cual a su vez es controlado por la estructura radial de velocidades, predomina sobre la atenuación anelástica.

(i) *Variaciones en la disminución de la velocidad dentro de  $D''$* .- Los modelos con un aumento discontinuo de la velocidad en la parte superior de  $D''$  son seguidos por una disminución gradual de la velocidad conforme la profundidad aumenta. Dicha disminución

sigue la forma de una función de error complementaria. Se probaron distintas velocidades en el interfaz núcleo-manto. Entre menor es la velocidad de la onda  $S$  al alcanzar el núcleo, menor es el valor de la constante de disipación. Para un modelo en particular, mediciones a distintas frecuencias indican que la constante de disipación aumenta conforme la frecuencia aumenta.

(ii) *Variaciones en el espesor de  $D''$* .- A frecuencias altas, una disminución en el espesor de la capa  $D''$  produce un aumento en la constante de disipación. Sin embargo, para los mismos modelos a bajas frecuencias, una reducción en el espesor de  $D''$  coincide con una disminución en la constante de disipación. Los resultados indican, junto con otros trabajos anteriores [Mula, 1981; Valenzuela Wong, 1996], que la constante de disipación presenta un comportamiento complejo en respuesta a cambios en el espesor de  $D''$  y que éste depende de las distancias epicentrales y de la geometría entre la fuente y las estaciones.

(iii) *Variaciones en el aumento de la velocidad en la discontinuidad*.- En este caso la interpretación es muy sencilla. Entre mayor es el "brinco" de la velocidad en la discontinuidad, mayor es el valor de la constante de disipación.

(iv) *Variaciones en el gradiente de velocidad por encima de  $D''$* .- En general, un aumento en el gradiente de velocidades produce una disminución de la constante de disipación. Estos resultados difieren de los obtenidos por Valenzuela Wong [1996] ya que en la mayoría de los casos que él consideró un aumento en el gradiente de velocidades conlleva un aumento en la constante de disipación. Aquí nuevamente se observa la influencia de las distancias epicentrales así como de la geometría entre la fuente y las estaciones.

Aunque en numerosos artículos se ha reportado el hallazgo de una discontinuidad sísmica en la parte superior de  $D''$  tanto para ondas  $P$  como  $S$  en distintas partes del mundo [Wright y Lyons, 1981; Lay y Helmberger, 1983; Young y Lay, 1990; Gaherty y Lay, 1992; Vidale y Benz, 1993; Kendall y Shearer, 1994, 1995; Krüger et al., 1995; Valenzuela Wong, 1996; Valenzuela y Wysession, 1998; Wysession et al., 1998], existen también reportes confiables de la no detección de dicha discontinuidad [Nataf y Houard, 1993; Krüger et al., 1995; Loper y Lay, 1995; Wysession et al., 1998]. La región del Océano Pacífico centro-oriental objeto del presente estudio no muestra la presencia de una discontinuidad, pero sí muestra una reducción en el gradiente de velocidad de la onda  $S$  con respecto al gradiente encontrado por encima de  $D''$ . Dicho resultado es consistente con la interpretación de  $D''$  como una capa térmica limítrofe en la que se produce un gradiente muy fuerte de temperatura, el cual a su vez reduce el gradiente de la

velocidad sísmica. Asimismo, es posible que la ocurrencia de reacciones químicas entre los silicatos del manto y el hierro del núcleo dé lugar a un enriquecimiento en hierro de la base del manto. El silicato enriquecido en hierro tiene una mayor densidad y una velocidad sísmica menor (que el silicato no enriquecido) y por lo tanto podría producir la disminución que se observa en el gradiente de la velocidad para la onda *S*. Se ha planteado que las placas subducidas podrían llegar hasta la base del manto. Dado que su temperatura sería menor que la del material del manto a esta profundidad, tendrían velocidades sísmicas mayores y se ha propuesto que podrían explicar la existencia de la discontinuidad sísmica. En ese sentido, la no observación de la discontinuidad es consistente con esta hipótesis porque no se ha producido subducción en esta región del Pacífico durante los últimos 180 millones de años.

## **Apéndice**

En el presente apéndice se muestran los sismogramas sintéticos obtenidos a partir de algunos de los modelos analizados en el capítulo 4. La intención es compararlos con los sintéticos obtenidos usando el modelo preferido, es decir PREM, y así evaluar la calidad del ajuste de los sintéticos a los datos en el dominio del tiempo.

# MODELO C

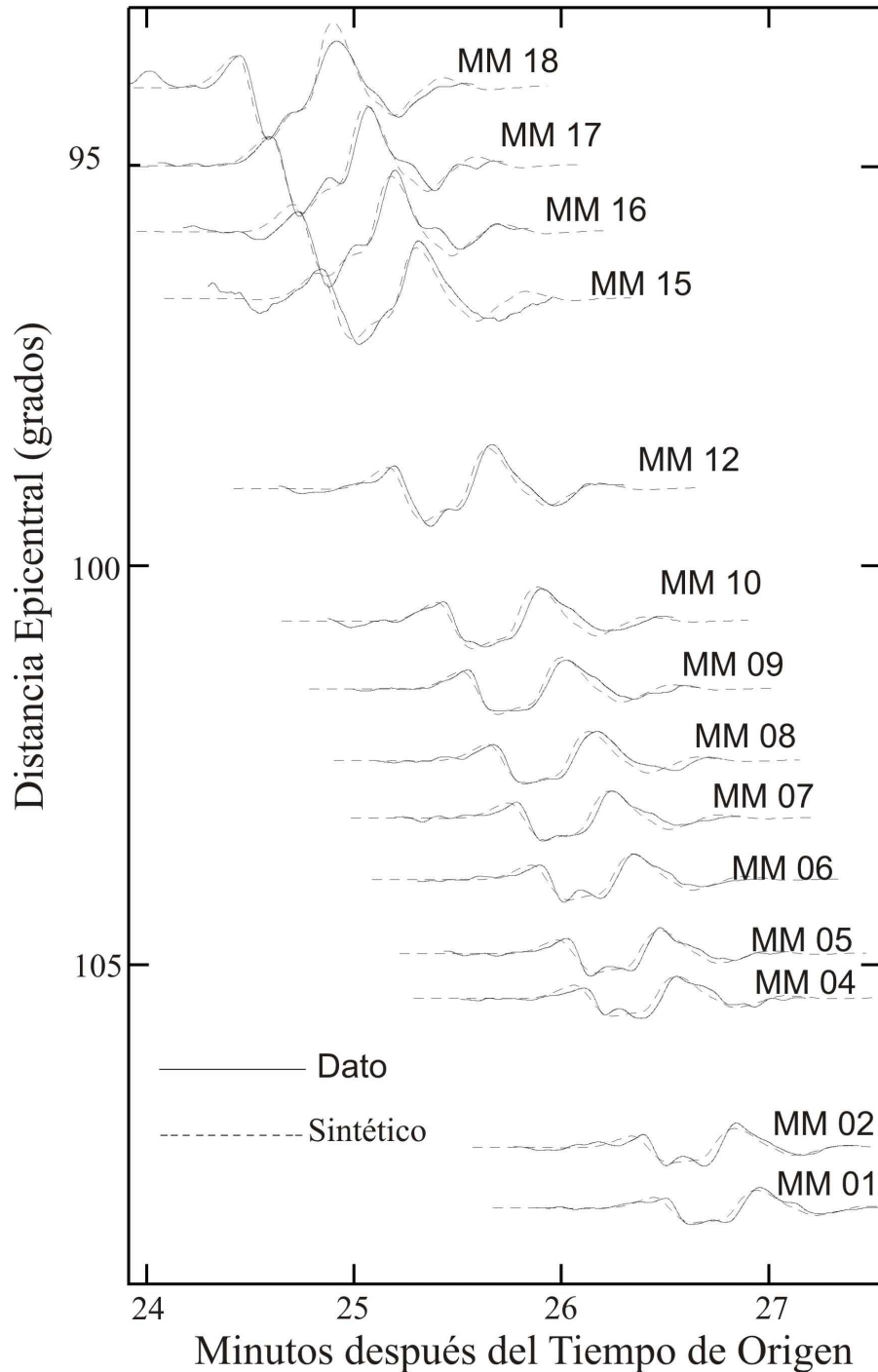


Figura A.1. Componentes transversales de los registros de desplazamiento para el sismo de Tonga del 7 de abril de 1995 registrado en el noreste de los Estados Unidos. Similar a la Figura 3, en la cual se muestran los sintéticos generados con PREM. En este caso los sintéticos fueron generados con el modelo C. Este es el modelo con el segundo mejor ajuste (después de PREM) en la Figura 8. Las amplitudes y los tiempos de llegada para las ondas se grafican empleando la misma escala que en la Figura 3. Ya que el modelo C tiene un pequeño aumento discontinuo de la velocidad, los tiempos de llegada para los sintéticos del modelo C se adelantan a los de la Figura 3 para PREM.



# MODELO G02

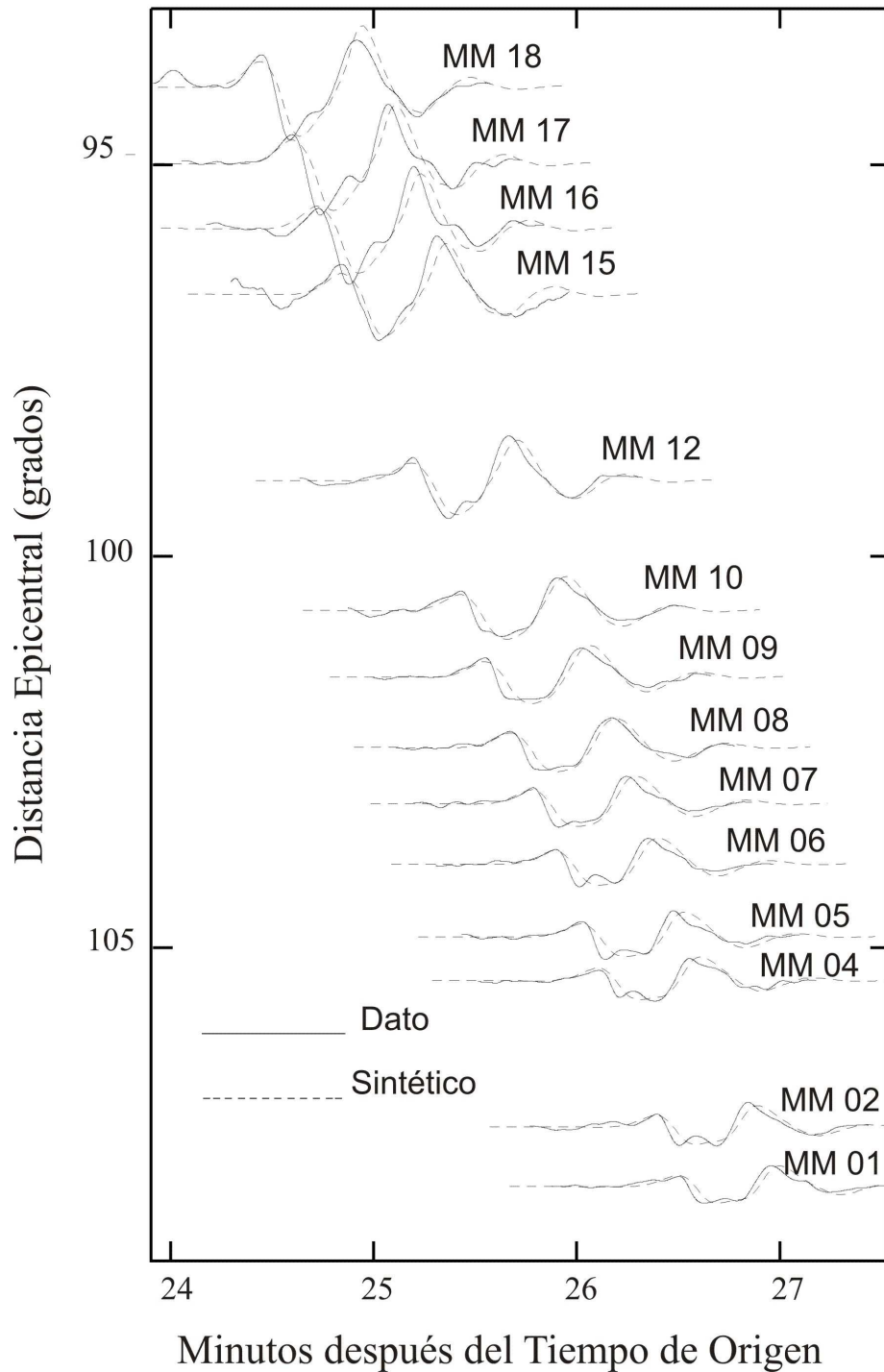


Figura A.2. Similar a la Figura A.1. Los sintéticos fueron generados con el modelo G02, el cual presenta el segundo mejor ajuste en la Figura 9. Ya que la velocidad en el interfaz núcleo-manto es menor para G02 que para PREM se produce un retraso en los tiempos de llegada de G02 relativos a los de PREM.

# MODELO I2655

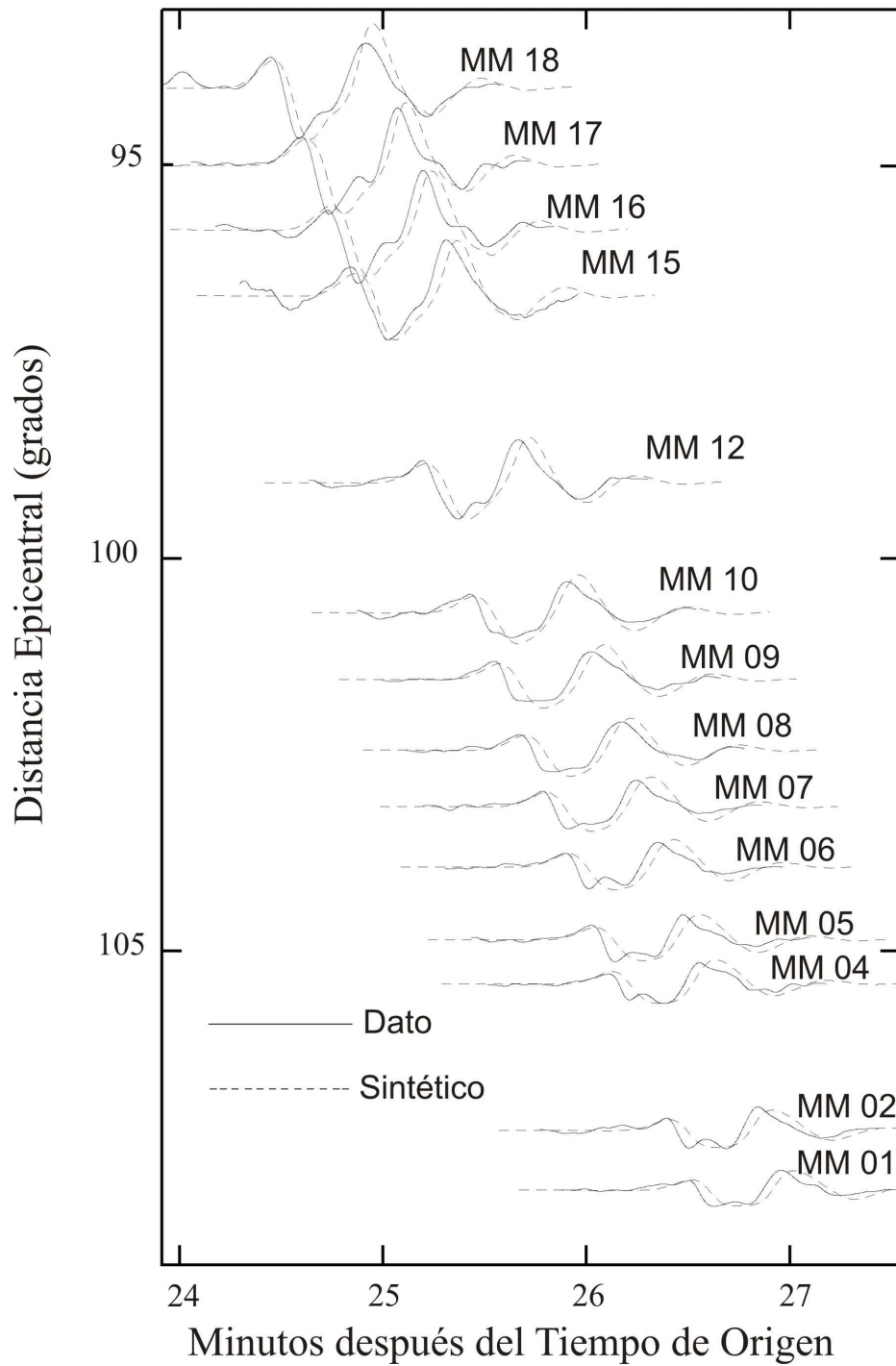


Figura A.3. Similar a la Figura A.1. Los sintéticos fueron generados con el modelo I2655, el cual presenta el segundo mejor ajuste en la Figura 10. Ya que la velocidad en el interfaz núcleo-manto es menor para I2655 que para PREM se produce un retraso en los tiempos de llegada de I2655 relativos a los de PREM.

# MODELO J724

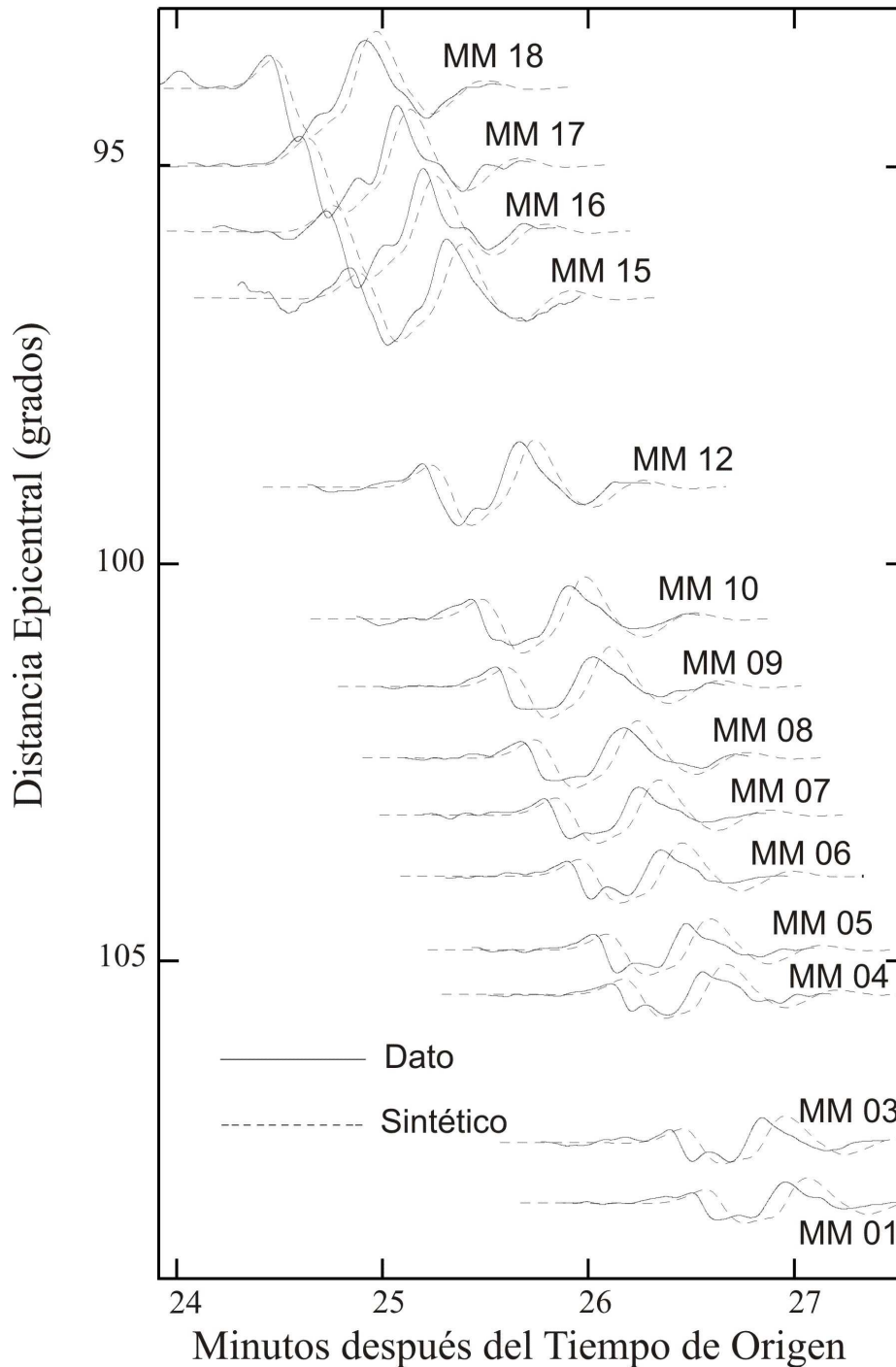


Figura A.4. Similar a la Figura A.1. Los sintéticos fueron generados con el modelo J724, el cual presenta el tercer mejor ajuste en la Figura 11. En este caso el modelo con el segundo mejor ajuste es el J734, pero éste es el mismo que el G02 mostrado en la Figura A.2. Ya que la velocidad en el interfaz núcleo-manto es menor para J724 que para PREM se produce un retraso en los tiempos de llegada de J724 relativos a los de PREM.

# MODELO KE2655

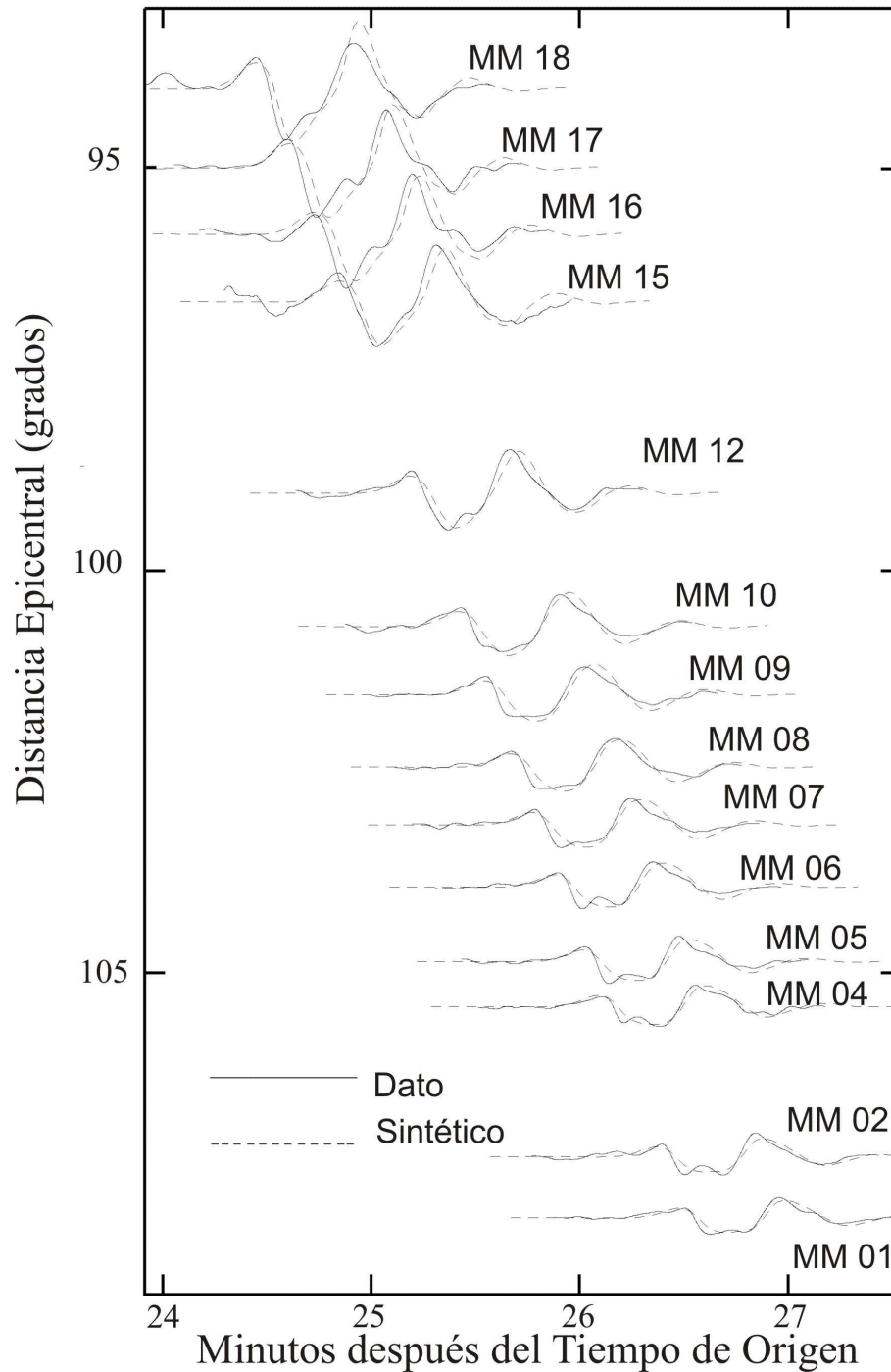


Figura A.5. Similar a la Figura A.1. Los sintéticos fueron generados con el modelo KE2655, el cual presenta el segundo mejor ajuste en la Figura 12. Ya que la velocidad en el interfaz núcleo-manto es menor para KE2655 que para PREM se produce un retraso en los tiempos de llegada de KE2655 relativos a los de PREM.

# MODELO K2655

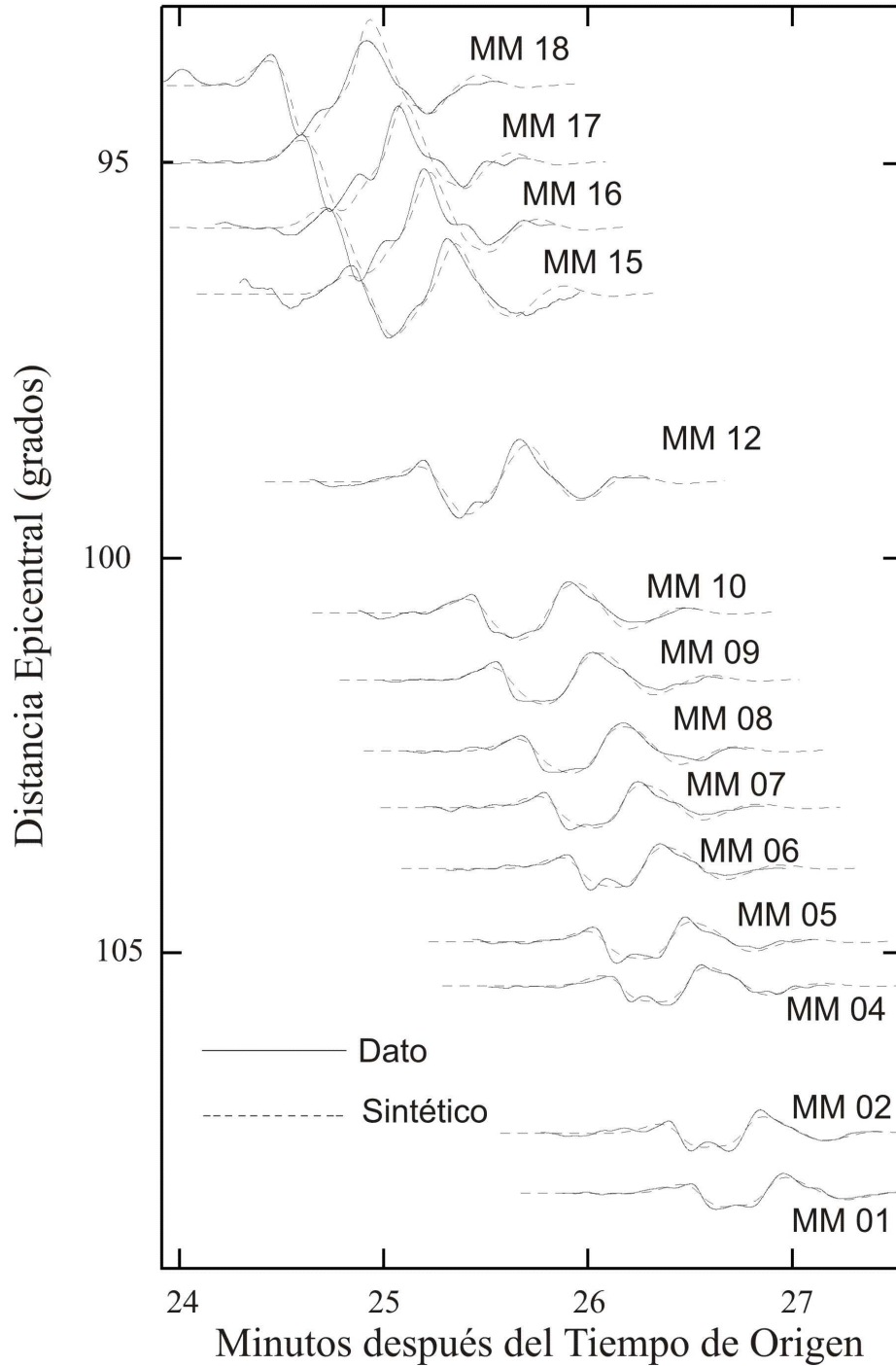


Figura A.6. Similar a la Figura A.1. Los sintéticos fueron generados con el modelo K2655, el cual presenta el segundo mejor ajuste en la Figura 13. Ya que la velocidad en el interfaz núcleo-manto es menor para K2655 que para PREM se produce un retraso en los tiempos de llegada de K2655 relativos a los de PREM.

# MODELO N710

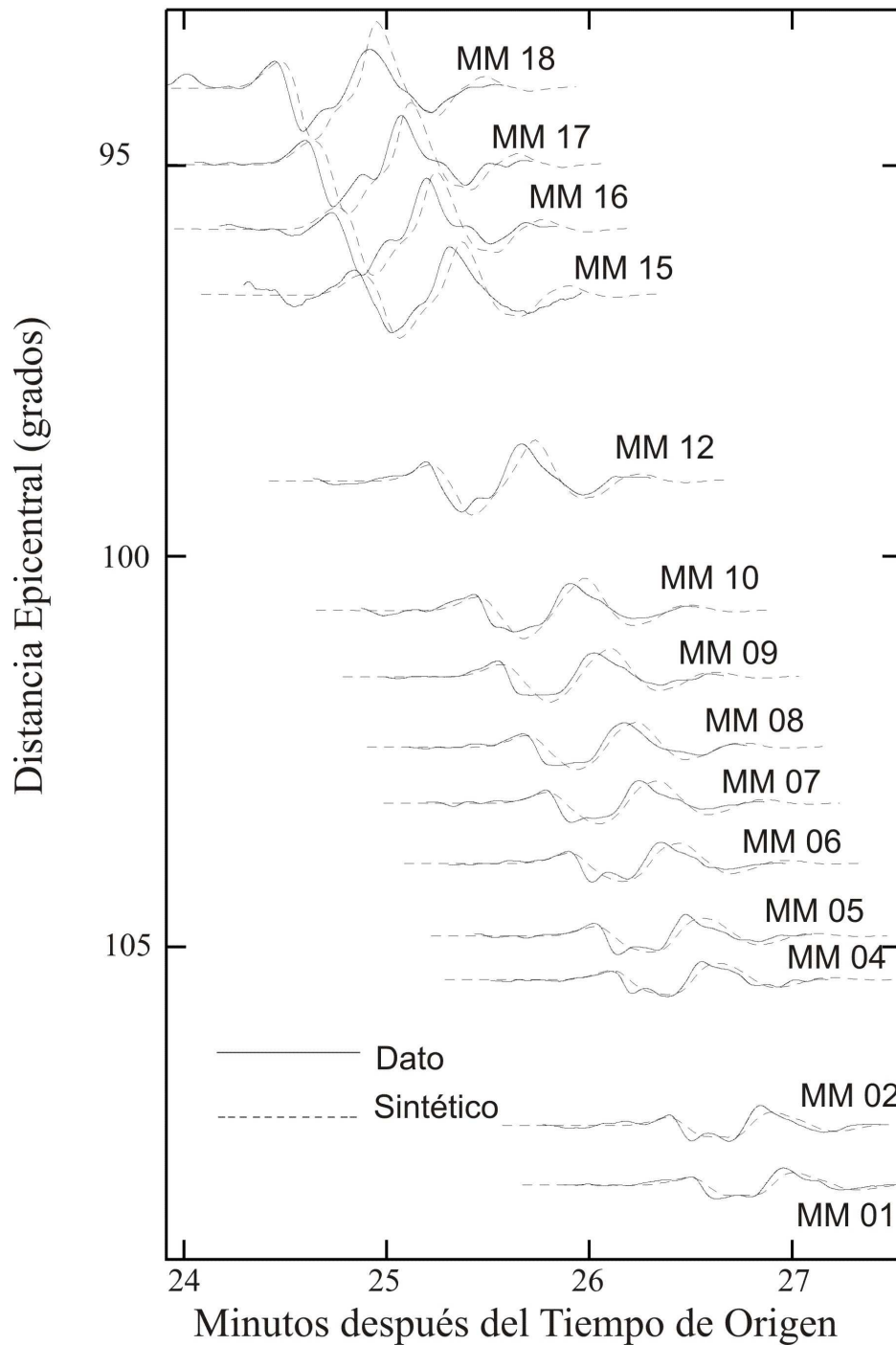


Figura A.7. Similar a la Figura A.1. Los sintéticos fueron generados con el modelo N710, el cual presenta el segundo mejor ajuste en la Figura 14. Ya que la velocidad en el interfaz núcleo-manto es menor para N710 que para PREM se produce un retraso en los tiempos de llegada de N710 relativos a los de PREM.

## Referencias

- Aki, K., and P. G. Richards, *Quantitative Seismology, Second edition*, 700 pp., University Science Books, Sausalito, California, 2002.
- Antolik, M., Y. J. Gu, G. Ekström, and A. M. Dziewonski, J362D28: A new joint model of compressional and shear velocity in the Earth's mantle, *Geophys. J. Int.*, **153**, 443-466, 2003.
- Atwater, T., Plate tectonic history of the northeast Pacific and western North America, in *The eastern Pacific Ocean and Hawaii, The Geology of North America, Volume N*, edited by E. L. Winterer, D. M. Hussong and R. W. Decker, 21-72, Geological Society of America, Boulder, Colorado, 1989.
- Bataille, K., and S. M. Flatté, Inhomogeneities near the core-mantle boundary inferred from short-period scattered PKP waves recorded at the Global Digital Seismograph Network, *J. Geophys. Res.*, **93**, 15,057-15,064, 1988.
- Bataille, K., and F. Lund, Strong scattering of short-period seismic waves by the core-mantle boundary and the P-diffracted wave, *Geophys. Res. Lett.*, **23**, 2413-2416, 1996.
- Bataille, K., R.-S. Wu, and S. M. Flatté, Inhomogeneities near the core-mantle boundary evidenced from scattered waves: A review, *Pure Appl. Geophys.*, **132**, 151-173, 1990.
- Bolt, B. A., and M. Niazi, S velocities in D" from diffracted SH-waves at the core boundary, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **79**, 825-834, 1984.
- Bolt, B. A., M. Niazi, and M. R. Somerville, Diffracted ScS and the shear velocity at the core boundary, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **19**, 299-305, 1970.
- Bullen, K. E., Compressibility-pressure hypothesis and the Earth's interior, *Month. Not. R. Soc., Geophys. Suppl.*, **5**, 355-368, 1949.
- Chapman, C. H., and R. A. Phinney, Diffracted seismic signals and their numerical solution, in *Seismology: Body waves and sources, Methods in computational Physics*, **12**, edited by B. A. Bolt, 165-230, Academic Press, New York City, N. Y., 1972.
- Christensen, U. R., and A. W. Hofmann, Segregation of subducted oceanic crust in the convecting mantle, *J. Geophys. Res.*, **99**, 19,867-19,884, 1994.
- Doornbos, D. J., Present seismic evidence for a boundary layer at the base of the mantle, *J. Geophys. Res.*, **88**, 3498-3505, 1983.
- Doornbos, D. J., and J. C. Mondt, Attenuation of P and S waves diffracted around the core, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **57**, 353-379, 1979a.
- Doornbos, D. J., and J. C. Mondt, P and S waves diffracted around the core and the velocity structure at the base of the mantle, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **57**, 381-395, 1979b.
- Doornbos, D. J., S. Spiliopoulos, and F. D. Stacey, Seismological properties of D" and the structure of a thermal boundary layer, *Phys. Earth Planet. Int.*, **41**, 225-239, 1986.
- Duncan, R. A., and M. A. Richards, Hotspots, mantle plumes, flood basalts, and true polar wander, *Rev. Geophys.*, **29**, 31-50, 1991.
- Dziewonski, A. M., and D. L. Anderson, Preliminary reference Earth model, *Phys. Earth Planet. Int.*, **25**, 297-356, 1981.
- Dziewonski, A. M., G. Ekström, and M. P. Salganik, Centroid-moment tensor solutions for April-June 1995, *Phys. Earth Planet. Int.*, **96**, 1-13, 1996.
- Dziewonski, A. M., A. M. Forte, W.-j. Su, and R. L. Woodward, Seismic tomography and geodynamics, in *Relating geophysical structures and processes: The Jeffreys Volume, Geophys. Monogr. 76, IUGG Vol. 16*, edited by K. Aki and R. Dmowska, 67-105, American Geophysical Union, Washington, D. C., 1993.

- Dziewonski, A. M., W.-J. Su, and R. L. Woodward, Grand structures of the Earth's interior (abstract), *Eos Trans. AGU*, **72** (44), Fall Meeting Suppl., 451, 1991.
- Fischer, K. M., M. E. Wyssession, T. J. Clarke, M. J. Fouch, G. I. Al-Eqabi, P. J. Shore, R. W. Valenzuela, A. Li, and J. M. Zaslów, The 1995-1996 Missouri to Massachusetts broadband seismometer deployment, *IRIS Newsletter*, **XV** (2), 6-9, 1996a.
- Gaherty, J. B., and T. Lay, Investigation of laterally heterogeneous shear velocity structure in D" beneath Eurasia, *J. Geophys. Res.*, **97**, 417-435, 1992.
- Garnero, E. J., Heterogeneity of the lowermost mantle, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, **28**, 509-537, 2000.
- Garnero, E. J., S. P. Grand, and D. V. Helmberger, Low *P*-wave velocity at the base of the mantle, *Geophys. Res. Lett.*, **20**, 1843-1846, 1993a.
- Garnero, E. J., and D. V. Helmberger, Travel times of *S* and *SKS*: Implications for three-dimensional lower mantle structure beneath the central Pacific, *J. Geophys. Res.*, **98**, 8225-8241, 1993.
- Garnero, E. J., and D. V. Helmberger, A very slow basal layer underlying large-scale low-velocity anomalies in the lower mantle beneath the Pacific: evidence from core phases, *Phys. Earth Planet. Int.*, **91**, 161-176, 1995.
- Garnero, E. J., and D. V. Helmberger, Seismic detection of a thin laterally varying boundary layer at the base of the mantle beneath the central-Pacific, *Geophys. Res. Lett.*, **23**, 977-980, 1996.
- Garnero, E. J., and D. V. Helmberger, Further structural constraints and uncertainties of a thin laterally varying ultralow-velocity layer at the base of the mantle, *J. Geophys. Res.*, **103**, 12,495-12,509, 1998.
- Garnero, E., D. Helmberger, and G. Engen, Lateral variations near the core-mantle boundary, *Geophys. Res. Lett.*, **15**, 609-612, 1988.
- Garnero, E. J., D. V. Helmberger, and S. Grand, Preliminary evidence for a lower mantle shear wave velocity discontinuity beneath the central Pacific, *Phys. Earth Planet. Int.*, **79**, 335-347, 1993b.
- Garnero, E. J., and T. Lay, Lateral variations in lowermost mantle shear wave anisotropy beneath the north Pacific and Alaska, *J. Geophys. Res.*, **102**, 8121-8135, 1997.
- Garnero, E. J., J. Revenaugh, Q. Williams, T. Lay, and L. H. Kellogg, Ultralow velocity zone at the core-mantle boundary, in *The core-mantle boundary region, Geodynamics Ser.*, **28**, edited by M. Gurnis, M. E. Wyssession, E. Knittle, and B. Buffett, 319-334, American Geophysical Union, Washington, D. C., 1998.
- Grand, S. P., Mantle shear-wave tomography and the fate of subducted slabs, *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, **360**, 2475-2491, 2002.
- Gu, Y. J., A. M. Dziewonski, W. Su, and G. Ekström, Models of the mantle shear velocity and discontinuities in the pattern of lateral heterogeneities, *J. Geophys. Res.*, **106**, 11,169-11,199, 2001.
- Gurnis, M., The effects of chemical density differences on convective mixing in the Earth's mantle, *J. Geophys. Res.*, **91**, 11,407-11,419, 1986.
- Hofmann, A. W., and W. M. White, Mantle plumes from ancient oceanic crust, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **57**, 421-436, 1982.
- Honda, S., D. A. Yuen, S. Balachandar, and D. Reuteler, Three-dimensional instabilities of mantle convection with multiple phase transitions, *Science*, **259**, 1308-1311, 1993.
- Jeanloz, R., Chemical reactions at the Earth's core-mantle boundary: Summary of evidence and



- geomagnetic implications, in *Relating geophysical structures and processes: The Jeffreys Volume, Geophys. Monogr.* **76**, IUGG Vol. 16, edited by K. Aki and R. Dmowska, 121-127, American Geophysical Union, Washington, D. C., 1993.
- Kendall, J.-M., and P. M. Shearer, Lateral variations in D" thickness from long-period shear wave data, *J. Geophys. Res.*, **99**, 11,575-11,590, 1994.
- Kendall, J.-M., and P. M. Shearer, On the structure of the lowermost mantle beneath the southwest Pacific, southeast Asia and Australasia, *Phys. Earth Planet. Int.*, **92**, 85-98, 1995.
- Kendall, J.-M., and P. G. Silver, Constraints from seismic anisotropy on the nature of the lowermost mantle, *Nature*, **381**, 409-412, 1996.
- Kendall, J.-M., and P. G. Silver, Investigating causes of D" anisotropy, in *The core-mantle boundary region, Geodynamics Ser.*, **28**, edited by M. Gurnis, M. E. Wysession, E. Knittle, and B. Buffett, 97-118, American Geophysical Union, Washington, D. C., 1998.
- Kennett, B. L. N., Seismic waves in a stratified half space - II. Theoretical seismograms, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **61**, 1-10, 1980.
- Kind, R., and G. Müller, The structure of the outer core from SKS amplitudes and travel times, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **67**, 1541-1554, 1977.
- Knittle, E., and R. Jeanloz, Simulating the core-mantle boundary: An experimental study of high-pressure reactions between silicates and liquid iron, *Geophys. Res. Lett.*, **16**, 609-612, 1989.
- Knittle, E., and R. Jeanloz, Earth's core-mantle boundary: Results of experiments at high pressures and temperatures, *Science*, **251**, 1438-1443, 1991.
- Krüger, F., M. Weber, F. Scherbaum, and J. Schlittenhardt, Evidence for normal and inhomogeneous lowermost mantle and core-mantle boundary structure under the Arctic and northern Canada, *Geophys. J. Int.*, **122**, 637-657, 1995.
- Lay, T., Structure of the core-mantle transition zone: A chemical and thermal boundary layer, *Eos Trans. AGU*, **70**, 49, 54-55, 58-59, 1989.
- Lay, T., and D. V. Helmberger, A lower mantle S-wave triplication and the shear velocity structure of D", *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **75**, 799-837, 1983.
- Lay, T., Q. Williams, and E. J. Garnero, The core-mantle boundary layer and deep Earth dynamics, *Nature*, **392**, 461-468, 1998b.
- Lay, T., Q. Williams, E. J. Garnero, L. Kellogg, and M. E. Wysession, Seismic wave anisotropy in the D" region and its implications, in *The core-mantle boundary region, Geodynamics Ser.*, **28**, edited by M. Gurnis, M. E. Wysession, E. Knittle, and B. Buffett, 299-318, American Geophysical Union, Washington, D. C., 1998a.
- Lay, T., and C. J. Young, Waveform complexity in teleseismic broadband SH displacements: slab diffractions or deep mantle reflections?, *Geophys. Res. Lett.*, **16**, 605-608, 1989.
- Lay, T., and C. J. Young, The stably-stratified outermost core revisited, *Geophys. Res. Lett.*, **17**, 2001-2004, 1990.
- Lithgow-Bertelloni, C., and M. A. Richards, The dynamics of Cenozoic and Mesozoic plate motions, *Rev. Geophys.*, **36**, 27-78, 1998.
- Liu, X.-f., and A. M. Dziewonski, Lowermost mantle shear wave velocity structure (abstract), *Eos Trans. AGU*, **75** (44), Fall Meeting Suppl., 663, 1994.
- Loenen, P. M. van, S velocity at the base of the mantle from diffracted SH waves recorded by the NARS array, M. Sc. thesis, 25 pp., Department of Theoretical Geophysics, Utrecht, The Netherlands, 1988.
- Loper, D. E., Mantle plumes, *Tectonophysics*, **187**, 373-384, 1991.
- Loper, D. E., and T. Lay, The core-mantle boundary region, *J. Geophys. Res.*, **100**, 6397-6420,

1995.

- Loper, D. E., and F. D. Stacey, The dynamical and thermal structure of deep mantle plumes, *Phys. Earth Planet. Int.*, **33**, 304-317, 1983.
- Masters, G., H. Bolton, and P. Shearer, Large-scale 3-dimensional structure of the mantle (abstract), *Eos Trans. AGU*, **73** (14), Spring Meeting Suppl., 201, 1992.
- Masters, G., G. Laske, H. Bolton, and A. M. Dziewonski, The relative behavior of shear velocity, bulk sound speed, and compressional velocity in the mantle: Implications for chemical and thermal structure, in *Earth's deep interior: Mineral Physics and tomography from the atomic to the global scale*, *Geophys. Monogr.* **117**, edited by S. Karato, A. M. Forte, R. C. Liebermann, G. Masters, and L. Stixrude, 63-87, American Geophysical Union, Washington, D. C. 2000.
- Matzel, E., M. K. Sen, and S. P. Grand, Evidence for anisotropy in the deep mantle beneath Alaska, *Geophys. Res. Lett.*, **23**, 2417-2420, 1996.
- Maupin, V., On the possibility of anisotropy in the D" layer as inferred from the polarization of diffracted *S* waves, *Phys. Earth Planet. Int.*, **87**, 1-32, 1994.
- Mégnin, C., and B. Romanowicz, The 3D shear velocity structure of the mantle from the inversion of body, surface and higher mode waveforms, *Geophys. J. Int.*, **143**, 709-728, 2000.
- Mitchell, B. J., and D. V. Helmberger, Shear velocities at the base of the mantle from observations of *S* and *ScS*, *J. Geophys. Res.*, **78**, 6009-6020, 1973.
- Mondt, J. C., *SH* waves: Theory and observations for epicentral distances greater than 90 degrees, *Phys. Earth Planet. Int.*, **15**, 46-59, 1977.
- Morelli, A., Teleseismic tomography: Core-mantle boundary, in *Seismic tomography*, edited by H. M. Iyer and K. Hirahara, 163-189, Chapman and Hall, New York, 1993.
- Morelli, A., and A. M. Dziewonski, Topography of the core-mantle boundary and lateral homogeneity of the liquid core, *Nature*, **325**, 678-683, 1987.
- Mori, J., and D. V. Helmberger, Localized boundary layer below the mid-Pacific velocity anomaly identified from a *PcP* precursor, *J. Geophys. Res.*, **100**, 20,359-20,365, 1995.
- Mula, A. H. G., Amplitudes of diffracted long-period *P* and *S* waves and the velocities and *Q* structure at the base of the mantle, *J. Geophys. Res.*, **86**, 4999-5011, 1981.
- Mula, A. H., and G. Müller, Ray parameters of diffracted long period *P* and *S* waves and the velocities at the base of the mantle, *Pure Appl. Geophys.*, **118**, 1272-1292, 1980.
- Nataf, H.-C., and S. Houard, Seismic discontinuity at the top of D": A world-wide feature?, *Geophys. Res. Lett.*, **20**, 2371-2374, 1993.
- Olson, P., and C. Kincaid, Experiments on the interaction of thermal convection and compositional layering at the base of the mantle, *J. Geophys. Res.*, **96**, 4347-4354, 1991.
- Owens, T. J., G. E. Randall, F. T. Wu, and R. Zeng, PASSCAL instrument performance during the Tibetan Plateau Passive Seismic Experiment, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **83**, 1959-1970, 1993.
- Phinney, R. A., and S. S. Alexander, *P* wave diffraction theory and the structure of the core-mantle boundary, *J. Geophys. Res.*, **71**, 5959-5975, 1966.
- Revenaugh, J., and T. H. Jordan, Mantle layering from *ScS* reverberations, 4, The lower mantle and core-mantle boundary, *J. Geophys. Res.*, **96**, 19,811-19,824, 1991.
- Revenaugh, J., and R. Meyer, Seismic evidence of partial melt within a possibly ubiquitous low-velocity layer at the base of the mantle, *Science*, **277**, 670-673, 1997.
- Ricard, Y., M. Richards, C. Lithgow-Bertelloni, and Y. Le Stunff, A geodynamic model of mantle density heterogeneity, *J. Geophys. Res.*, **98**, 21,895-21,909, 1993.
- Richards, M. A., and D. C. Engebretson, Large-scale mantle convection and the history of

- subduction, *Nature*, **355**, 437-440, 1992.
- Ritsema, J., and H.-J. van Heijst, Seismic imaging of structural heterogeneity in Earth's mantle: Evidence for large-scale mantle flow, *Science Progress*, **83**, 243-259, 2000.
- Ritsema, J., H. J. van Heijst, and J. H. Woodhouse, Complex shear wave velocity structure imaged beneath Africa and Iceland, *Science*, **286**, 1925-1928, 1999.
- Romanowicz, B., Global mantle tomography: Progress status in the past 10 years, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, **31**, 303-328, 2003
- Rondenay, S., and K. M. Fischer, Constraints on localized core-mantle boundary structure from multichannel, broadband SKS coda analysis, *J. Geophys. Res.*, **108** (B11), 2537, doi:10.1029/2003JB002518, 2003.
- Schlittenhardt, J., J. Schweitzer, and G. Müller, Evidence against a discontinuity at the top of D", *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **81**, 295-306, 1985.
- Schweitzer, J., and G. Müller, Anomalous difference traveltimes and amplitude ratios of SKS and SKKS from Tonga-Fiji events, *Geophys. Res. Lett.*, **13**, 1529-1532, 1986.
- Shearer, P. M., M. A. H. Hedlin, and P. S. Earle, PKP and PKKP precursor observations: Implications for the small-scale structure of the deep mantle and core, in *The core-mantle boundary region, Geodynamics Ser.*, **28**, edited by M. Gurnis, M. E. Wysession, E. Knittle, and B. Buffett, 37-55, American Geophysical Union, Washington, D. C., 1998.
- Silver, P. G., and C. Bina, An anomaly in the amplitude ratio of SKKS/SKS in the range 100-108° from portable teleseismic data, *Geophys. Res. Lett.*, **20**, 1135-1138, 1993.
- Souriau, A., and G. Poupinet, A latitudinal pattern in the structure of the outermost liquid core, revealed by the travel times of SKKS-SKS seismic phases, *Geophys. Res. Lett.*, **17**, 2005-2007, 1990.
- Souriau, A., and G. Poupinet, A study of the outermost liquid core using differential travel times of the SKS, SKKS and S3KS phases, *Phys. Earth Planet. Int.*, **68**, 183-199, 1991.
- Stacey, F. D., and D. E. Loper, The thermal boundary-layer interpretation of D" and its role as a plume source, *Phys. Earth Planet. Int.*, **33**, 45-55, 1983.
- Stein, S., and M. Wysession, *An introduction to Seismology, earthquakes, and Earth structure*, 498 pp., Blackwell Publishing, Malden, Massachusetts, 2003.
- Stixrude, L., and M. S. T. Bukowinski, Fundamental thermodynamic relations and silicate melting with implications for the constitution of D", *J. Geophys. Res.*, **95**, 19,311-19,325, 1990.
- Su, W.-j., R. L. Woodward, and A. M. Dziewonski, Degree 12 model of shear velocity heterogeneity in the mantle, *J. Geophys. Res.*, **99**, 6945-6980, 1994.
- Sylvander, M., and A. Souriau, Mapping S-velocity heterogeneities in the D" region, from SmKS differential travel times, *Phys. Earth Planet. Int.*, **94**, 1-21, 1996.
- Tackley, P. J., D. J. Stevenson, G. A. Glatzmaier, and G. Schubert, Effects of an endothermic phase transition at 670 km depth in a spherical model of convection in the Earth's mantle, *Nature*, **361**, 699-704, 1993.
- Tackley, P. J., D. J. Stevenson, G. A. Glatzmaier, and G. Schubert, Effects of multiple phase transitions in a three-dimensional spherical model of convection in Earth's mantle, *J. Geophys. Res.*, **99**, 15,877-15,901, 1994.
- Tanimoto, T., Long-wavelength S-wave velocity structure throughout the mantle, *Geophys. J. Int.*, **100**, 327-336, 1990
- Turcotte, D. L., and G. Schubert, *Geodynamics, Second edition*, 456 pp., Cambridge University Press, Cambridge, England, 2002.

- Valenzuela Wong, R., Lateral and radial velocity structure at the base of the mantle from diffracted shear waves, Ph. D. thesis, 255 pp., Washington University, St. Louis, Missouri, U. S. A., 1996.
- Valenzuela, R. W., and M. E. Wyssession, Illuminating the base of the mantle with diffracted waves, in *The core-mantle boundary region, Geodynamics Ser.*, 28, edited by M. Gurnis, M. E. Wyssession, E. Knittle, and B. Buffett, 57-71, American Geophysical Union, Washington, D. C., 1998.
- Valenzuela, R. W., M. E. Wyssession, M. O. Neustadt, and J. L. Butler, Lateral variations at the base of the mantle from profiles of digital  $S_{\text{diff}}$  data, *J. Geophys. Res.*, **105**, 6201-6220, 2000.
- Vasco, D. W., L. R. Johnson, R. J. Pulliam, and P. S. Earle, Robust inversion of IASP91 travel time residuals for mantle  $P$  and  $S$  velocity structure, earthquake mislocations, and station corrections, *J. Geophys. Res.*, **99**, 13,727-13,755, 1994.
- Vidale, J. E., and H. M. Benz, A sharp and flat section of the core-mantle boundary, *Nature*, **359**, 627-629, 1992.
- Vidale, J. E., and H. M. Benz, Seismological mapping of fine structure near the base of the Earth's mantle, *Nature*, **361**, 529-532, 1993.
- Vidale, J. E., and M. A. H. Hedlin, Evidence for partial melt at the core-mantle boundary north of Tonga from the strong scattering of seismic waves, *Nature*, **391**, 682-685, 1998.
- Vinnik, L. P., V. Farra, and B. Romanowicz, Observational evidence for diffracted  $SV$  in the shadow of the Earth's core, *Geophys. Res. Lett.*, **16**, 519-522, 1989.
- Vinnik, L., B. Romanowicz, Y. Le Stunff, and L. Makeyeva, Seismic anisotropy in the  $D''$  layer, *Geophys. Res. Lett.*, **22**, 1657-1660, 1995.
- Walpole, R. E., and R. H. Myers, *Probability and Statistics for engineers and scientists, Fifth edition*, 766 pp., Macmillan Publishing Company, New York, 1993.
- Wang, Y., F. Guyot, and R. C. Liebermann, Electron microscopy of  $(\text{Mg, Fe})\text{SiO}_3$  perovskite: Evidence for structural phase transitions and implications for the lower mantle, *J. Geophys. Res.*, **97**, 12,327-12,347, 1992.
- Weber, M., Lamellae in  $D''$ ? An alternative model for lower mantle anomalies, *Geophys. Res. Lett.*, **21**, 2531-2534, 1994.
- Wen, L., and D. V. Helmberger, Ultra-low velocity zones near the core-mantle boundary from broadband  $PKP$  precursors, *Science*, **279**, 1701-1703, 1998.
- Whitehead, Jr., J. A., and D. S. Luther, Dynamics of laboratory diapir and plume models, *J. Geophys. Res.*, **80**, 705-717, 1975.
- Williams, Q., The temperature contrast across  $D''$ , in *The core-mantle boundary region, Geodynamics Ser.*, 28, edited by M. Gurnis, M. E. Wyssession, E. Knittle, and B. Buffett, 73-81, American Geophysical Union, Washington, D. C. 1998.
- Williams, Q., and E. J. Garnero, Seismic evidence for partial melt at the base of Earth's mantle, *Science*, **273**, 1528-1530, 1996.
- Williams, Q., and R. Jeanloz, Melting relations in the iron-sulfur system at ultra-high pressures: Implications for the thermal state of the Earth, *J. Geophys. Res.*, **95**, 19,299-19,310, 1990.
- Williams, Q., J. Revenaugh, and E. Garnero, A correlation between ultra-low basal velocities in the mantle and hot spots, *Science*, **281**, 546-549, 1998.
- Wright, C., Array studies of  $P$  phases and the structure of the  $D''$  region of the mantle, *J. Geophys. Res.*, **78**, 4965-4982, 1973.
- Wright, C., and J. A. Lyons, Seismology,  $dT/d\Delta$  and deep mantle convection, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **40**, 115-138, 1975.

- Wright, C., and J. A. Lyons, Further evidence for radial velocity anomalies in the lower mantle, *Pure Appl. Geophys.*, **119**, 137-162, 1981.
- Wright, C., K. J. Muirhead, and A. E. Dixon, The *P* wave velocity structure near the base of the mantle, *J. Geophys. Res.*, **90**, 623-634, 1985.
- Wysession, M. E., How well do we utilize global seismicity?, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **86**, 1207-1219, 1996a.
- Wysession, M. E., Imaging cold rock at the base of the mantle: The sometimes fate of slabs?, in *Subduction: Top to bottom, Geophys. Monogr. 96*, edited by G. E. Bebout, D. W. Scholl, S. H. Kirby and John P. Platt, 369-384, American Geophysical Union, Washington, D. C., 1996b.
- Wysession, M. E., Large-scale structure at the core-mantle boundary from diffracted waves, *Nature*, **382**, 244-248, 1996c.
- Wysession, M. E., L. Bartkó, and J. B. Wilson, Mapping the lowermost mantle using core-reflected shear waves, *J. Geophys. Res.*, **99**, 13,667-13,684, 1994.
- Wysession, M. E., L. Bartkó, and J. B. Wilson, Correction to "Mapping the lowermost mantle using core-reflected shear waves", *J. Geophys. Res.*, **100**, 8351, 1995a.
- Wysession, M. E., K. M. Fischer, T. J. Clarke, G. I. Al-eqabi, M. J. Fouch, P. J. Shore, R. W. Valenzuela, A. Li, and J. M. Zaslów, Slicing into the Earth, *Eos Trans. AGU*, **77**, 477, 480-482, 1996.
- Wysession, M. E., T. Lay, J. Revenaugh, Q. Williams, E. J. Garnero, R. Jeanloz, and L. H. Kellogg, The D" discontinuity and its implications, in *The core-mantle boundary region, Geodynamics Ser.*, **28**, edited by M. Gurnis, M. E. Wysession, E. Knittle, and B. Buffett, 273-297, American Geophysical Union, Washington, D. C., 1998.
- Wysession, M. E., and E. A. Okal, Evidence for lateral heterogeneity at the core-mantle boundary from the slowness of diffracted *S* profiles, in *Structure and Dynamics of Earth's Deep Interior, Geophys. Monogr. 46*, edited by D. E. Smylie and R. Hide, 55-63, American Geophysical Union, Washington, D. C., 1988.
- Wysession, M. E., and E. A. Okal, Regional analysis of D" velocities from the ray parameters of diffracted *P* profiles, *Geophys. Res. Lett.*, **16**, 1417-1420, 1989.
- Wysession, M. E., E. A. Okal, and C. R. Bina, The structure of the core-mantle boundary from diffracted waves, *J. Geophys. Res.*, **97**, 8749-8764, 1992.
- Wysession, M. E., R. W. Valenzuela, A.-N. Zhu, and L. Bartkó, Investigating the base of the mantle using differential travel times, *Phys. Earth Planet. Int.*, **92**, 67-84, 1995b.
- Young, C. J., and T. Lay, Evidence for a shear velocity discontinuity in the lower mantle beneath India and the Indian Ocean, *Phys. Earth Planet. Int.*, **49**, 37-53, 1987.
- Young, C. J., and T. Lay, Multiple phase analysis of the shear velocity structure in the D" region beneath Alaska, *J. Geophys. Res.*, **95**, 17,385-17,402, 1990.
- Yuen, D. A., and W. R. Peltier, Mantle plumes and the thermal stability of the D" layer, *Geophys. Res. Lett.*, **7**, 625-628, 1980.