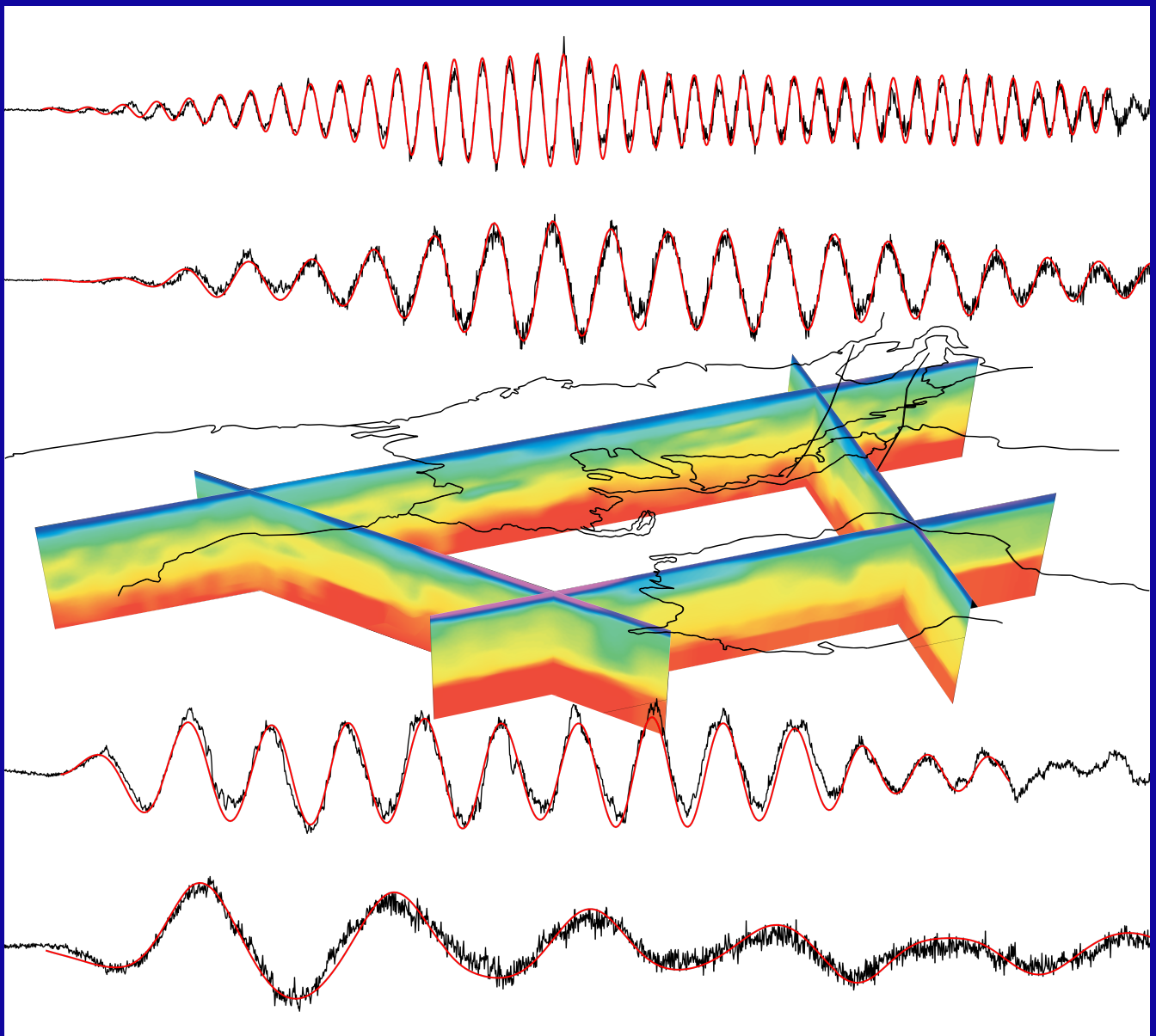


# Estructura 3D de la Cuenca Vasco-Cantábrica:

Aplicación de la tomografía de ruido ambiente  
sobre una red sísmica de alta resolución

# 3D structure of the Basque-Cantabrian Basin:

An application of the ambient noise tomography method  
to data from a high-resolution seismic network



**Andrés Olivar Castaño**



Universidá  
d'Uviéu

Tesis doctoral  
Programa de doctorado en Biogeociencias





Universidad de Oviedo  
*Universidá d'Uviéu*  
*University of Oviedo*

## Estructura 3D de la Cuenca Vasco-Cantábrica

Aplicación de la tomografía de ruido ambiente sobre una red sísmica de alta resolución

---

## 3D structure of the Basque-Cantabrian Basin

An application of the ambient noise tomography method to data from a high-resolution seismic network

**Andrés Olivar Castaño**

Tesis Doctoral

Programa de Doctorado en Biogeociencias

2022

Directores: Francisco Javier Álvarez Pulgar y David Pedreira Rodríguez



## RESUMEN DEL CONTENIDO DE TESIS DOCTORAL

1.- Título de la Tesis	
Español/Otro Idioma: Estructura 3D de la Cuenca Vasco-Cantábrica: Aplicación de la tomografía de ruido ambiente sobre una red sísmica de alta resolución.	Inglés: 3D structure of the Basque-Cantabrian Basin: An application of the ambient noise tomography method to data from a high-resolution seismic network
2.- Autor	
Nombre: Andrés Olivar Castaño	DNI/Pasaporte/NIE:
Programa de Doctorado: Doctorado en Biogeociencias	
Órgano responsable: Escuela de Doctorado del Centro Internacional de Postgrado	

### RESUMEN (en español)

El objetivo principal de esta tesis doctoral es la elaboración de un modelo 3D de velocidad de ondas S que refleje de la forma más precisa posible la compleja estructura cortical de la Zona Vasco-Cantábrica, en la transición entre los Pirineos y la Cordillera Cantábrica. Para ello, se ha utilizado la gran cantidad de registros sísmicos continuos recogidos por dos densas redes de sismógrafos de banda ancha, desplegadas en la zona de estudio entre los años 2014 y 2020 en el marco de los proyectos de investigación SISCAN (Sismicidad natural en la región Cantábrica, ref.: FUU-EM-253-13) y MISTERIOS (Monitorización Integrada del Sistema Tierra en España: Redes de Observación y Monitorización Sísmica, ref.: CGL2013-48601-C2-2-R). Los límites exactos de la zona de estudio están definidos por la geometría de las redes sísmicas SISCAN y MISTERIOS, e incluyen la parte más septentrional de las cuencas cenozoicas del Ebro y Duero y del Sistema Ibérico (sierras de La Demanda y Cameros) al sur, el sector central de la Cordillera Cantábrica al oeste, y los Macizos Vascos al noreste de la Zona Vasco-Cantábrica.

Para alcanzar el objetivo propuesto, se han recopilado, analizado de forma individual e invertido de forma conjunta tres tipos de datos: velocidad de fase de las ondas superficiales, elipticidad de las ondas Rayleigh y funciones receptoras telesísmicas.

La velocidad de fase de las ondas superficiales (Love y Rayleigh) se ha estudiado mediante la técnica de tomografía de ruido ambiente. Este método permite realizar estimaciones de las velocidades a partir de las correlaciones cruzadas de observaciones del ruido sísmico realizadas en distintos puntos. A diferencia de la mayoría de las aplicaciones de esta técnica existentes en la literatura, en este trabajo se ha recurrido a la formulación espectral del método, que no depende de la aproximación de campo lejano y por lo tanto es especialmente útil cuando las distancias entre las estaciones sísmicas son pequeñas. Se proponen, además, varias innovaciones metodológicas que permiten estimar de forma más precisa la velocidad de fase de las ondas Rayleigh y Love utilizando un software de desarrollo propio. Las velocidades obtenidas de esta manera son coherentes con la geología superficial a periodos cortos, y permiten realizar algunas observaciones sobre la estructura cortical profunda a periodos largos.

La elipticidad de las ondas Rayleigh es la relación entre las amplitudes de los desplazamientos horizontal y vertical producidos en la superficie de la Tierra por este tipo de ondas. Los valores elevados de la elipticidad generalmente se relacionan con la presencia de contrastes de velocidad de las ondas S en la parte más superficial de la corteza. En este trabajo, se han implementado dos técnicas para estimar la elipticidad de las ondas Rayleigh en el rango de frecuencias más amplio posible, dentro de las limitaciones impuestas por los datos. Para las frecuencias más bajas, la elipticidad se ha determinado a partir de ondas Rayleigh telesísmicas, mientras que a frecuencias relativamente altas se han utilizado las correlaciones cruzadas del ruido sísmico. Los resultados son estadísticamente significativos y pueden ser interpretados en términos de la geología superficial, a la vez que permiten formular alguna hipótesis sobre la estructura cortical profunda bajo la parte más septentrional de la zona



estudiada.

Las funciones receptoras son series temporales que contienen las ondas S generadas por la incidencia de ondas P tele sísmicas sobre las discontinuidades sísmicas situadas bajo las estaciones de registro. Las funciones receptoras obtenidas son complejas, especialmente las correspondientes a las estaciones situadas en la mitad norte de la zona estudiada, cuyas amplitudes muestran una clara dependencia acimutal. El análisis de las funciones receptoras obtenidas se ha realizado por medio de dos técnicas. En primer lugar, se ha utilizado la técnica de *H- $\kappa$  stacking*, para obtener un mapa del espesor cortical bajo la zona estudiada y el valor medio inferido para la relación  $V_p/V_s$  en la corteza. En segundo lugar, se ha realizado una pseudomigración a profundidad de las funciones receptoras para investigar la posible presencia de estructuras inclinadas a escala cortical en la zona de estudio.

Los tres conjuntos de datos descritos aportan información complementaria sobre la estructura de velocidades de la corteza, por lo que han sido invertidos de forma conjunta mediante un algoritmo no lineal (enfriamiento simulado o *simulated annealing*) para obtener el modelo 3D de la estructura de velocidades de ondas S que constituye el objetivo principal de la tesis. Además de este modelo, las aportaciones de esta tesis doctoral incluyen toda una serie de propuestas metodológicas y programas informáticos, que han sido desarrollados específicamente para realizar las tareas descritas.

#### RESUMEN (en Inglés)

The main objective of this doctoral thesis is the elaboration of a 3D S-wave velocity model that represents as accurately as possible the complex crustal structure of the Basque-Cantabrian Zone, in the transition between the Pyrenees and the Cantabrian Mountains (North Iberia). For this purpose, a large amount of continuous seismic records have been used. These were collected by two dense networks of broadband seismographs, deployed in the study area between 2014 and 2020 in the framework of the research projects SISCAN (Natural Seismicity in the Cantabrian Region, ref.: FUIO-EM-253-13) and MISTERIOS (Integrated Monitoring of the Earth System in Spain: Seismic Observation and Monitoring Networks, ref.: CGL2013-48601-C2-2-R). The exact limits of the study area are defined by the geometry of the SISCAN and MISTERIOS seismic networks and include the northernmost parts of the Ebro and Duero Cenozoic basins and the northern border of the Iberian Chain (La Demanda and Cameros mountain ranges) to the south, the central sector of the Cantabrian Mountains to the west, and the Basque Massifs to the northeast of the Basque-Cantabrian Zone.

To achieve the proposed objective, three types of data have been collected, individually analyzed and jointly inverted: phase velocity of surface waves (Love and Rayleigh), Rayleigh wave ellipticity and teleseismic receiver functions.

The phase velocity of surface waves has been studied using the ambient noise tomography technique. This technique is used to extract velocity estimates from the cross-correlations of seismic noise recordings obtained at different locations. Unlike most existing applications of this technique, this work utilizes the spectral formulation of the method, which does not depend on the far-field approximation and is therefore particularly useful when the distances between seismic stations are small. This work also proposes several methodological innovations that allow a more accurate estimation of the phase velocity of Rayleigh and Love waves. Phase velocities obtained in this way are shown to be consistent with the surface geology at short periods, and allow to perform some observations about the deeper crustal structure at long periods.

Rayleigh wave ellipticity is the ratio between the amplitudes of the horizontal and vertical displacements that these waves produce at the Earth's surface. High values of ellipticity are generally related to the presence of S-wave velocity contrasts in the shallowest part of the crust. In this work, two techniques have been implemented to estimate the ellipticity of Rayleigh waves over the widest possible frequency range, within the constraints imposed by the data. For the lowest frequencies, the ellipticity has been determined from teleseismic observations of Rayleigh waves, while at relatively high frequencies, cross-correlations of seismic noise have been used. The results are statistically significant and can be interpreted in terms of the surface



Universidad de Oviedo  
*Universidá d'Uviéu*  
*University of Oviedo*

geology, allowing at the same time the formulation of some hypothesis about the deep crustal structure beneath the northernmost part of the studied area.

Receiver functions are time series containing the S-waves generated when teleseismic P-waves cross the seismic discontinuities that exist beneath the stations. The receiver functions obtained in this work are complex, especially those corresponding to the stations located in the northern half of the studied area, whose amplitudes show a clear azimuthal dependence. The analysis of the receiver functions obtained has been carried out by means of two techniques. First, the H- $\kappa$  stacking technique was used to obtain a map of the crustal thickness beneath the studied area and the inferred average  $V_p/V_s$  ratio in the crust. Secondly, a deep pseudomigration of the receiver functions has been performed to investigate the possible presence of crustal-scale tilted structures in the study area.

The three data sets described above provide complementary information on the crustal velocity structure, so they have been jointly inverted using a nonlinear algorithm (simulated annealing) to obtain the 3D model of the S-wave velocity, fulfilling the main objective of the thesis. In addition to this model, the contributions of this Ph.D. thesis include some methodological proposals and many computer programs and algorithms that have been developed specifically to carry out the described tasks.

**SR. PRESIDENTE DE LA COMISIÓN ACADÉMICA DEL PROGRAMA DE DOCTORADO  
EN BIOGEOCIENCIAS**

## Agradecimientos

En estas líneas me gustaría mostrar mi agradecimiento a todas aquellas personas que de un modo u otro me han ayudado a terminar esta tesis doctoral.

En primer lugar, me gustaría dar las gracias a mis directores, Javier Pulgar y David Pedreira, quienes me dieron la oportunidad de embarcarme en este proyecto. Ambos han mostrado una gran confianza en mí y siempre me han apoyado en mi afán de comprender y programar las técnicas descritas en esta memoria. Ha sido un placer trabajar con ellos.

Muchas gracias a Marco Pilz, por haberme recibido con los brazos abiertos en Potsdam y por haberme ayudado a encontrar soluciones a las dudas teóricas y problemas que se presentaron durante el procesado de los datos y el desarrollo de los programas de modelización directa. Sin su colaboración y su apoyo, esta memoria sería sin duda muy diferente.

Gracias a mis amigos y compañeros de GFZ Potsdam: Toño, Camilo, Ugur, Sarah y Elif, por los buenos momentos durante mis dos estancias en Potsdam, por los viajes y las divertidas partidas de UNO y DOS. Muchas gracias a Toño, que ha empleado una parte importante de su escaso tiempo en leer esta memoria, por sus valiosos consejos.

Gracias también a mis amigos y compañeros del proyecto SISCAN. A Alba, Amanda, Laura, Jorge e Igor, por los buenos momentos que vivimos durante la etapa en la que compartimos el laboratorio de Geofísica. Gracias a Juan Manuel, que siempre ha tratado de solucionar las dudas tan variopintas que le he planteado a lo largo de estos años. Desde aquí me gustaría felicitar a Jorge, que ha terminado recientemente su doctorado.

Gracias a mis amigos, Iván, Toya, Elías y Alberto, por ayudarme a desconectar y a poner los problemas en perspectiva. Muchas gracias a Iván, que ha sacrificado su tiempo buscando erratas y ayudándome a comprender la geología de la zona de estudio.

Muchas gracias, de nuevo, a Alba, seguramente la persona que más veces se ha leído las páginas de esta memoria. Muchas gracias por toda tu ayuda, por estar siempre ahí, y por aguantar conmigo estas últimas semanas de locura.

Finalmente, me gustaría dar las gracias a toda mi familia. A mis abuelos, Tino y Carolina. Gracias a Consuelo y Luis, a quienes considero familia, siempre pendientes de mí. Gracias especialmente a mis padres, Ana Isabel y José Ramón, y a mi hermano, Álvaro. No tengo palabras para describir todo el apoyo que los tres me han brindado durante estos años, sin el cual nunca habría sido capaz de terminar esta tesis.



# Índice general

<b>1. Introducción</b>	<b>8</b>
1.1. Presentación y objetivo de la tesis . . . . .	8
1.2. Contexto geológico . . . . .	13
1.2.1. La orogenia Varisca . . . . .	15
1.2.2. Deformación tardivarisca y extensión mesozoica . . . . .	21
1.2.3. La compresión Alpina . . . . .	26
1.3. Estudios geofísicos previos . . . . .	32
1.3.1. Perfiles profundos de sísmica de reflexión y refracción/reflexión de gran ángulo . . . . .	33
1.3.2. Estudios gravimétricos y magnéticos . . . . .	38
1.3.3. Funciones receptoras . . . . .	39

## ÍNDICE GENERAL

---

1.3.4. Tomografía de ruido sísmico . . . . .	45
1.3.5. Elipticidad de las ondas Rayleigh . . . . .	52
<b>2. Datos y preprocesado</b>	<b>54</b>
2.1. Instrumentación . . . . .	54
2.2. Disponibilidad de datos . . . . .	61
2.3. Corrección de la respuesta instrumental . . . . .	64
2.4. Orientación de los sensores . . . . .	66
<b>3. Tomografía de ondas superficiales</b>	<b>72</b>
3.1. Introducción . . . . .	72
3.2. Metodología . . . . .	76
3.2.1. Cálculo de las funciones de correlación . . . . .	76
3.2.2. Estimación de la velocidad de fase de las ondas Rayleigh . . . . .	79
3.2.3. Estimación de la velocidad de fase de las ondas Love . . . . .	86
3.2.4. Cálculo de mapas de velocidad de fase . . . . .	92
3.3. Resultados y discusión . . . . .	101

<b>4. Elipticidad de las ondas Rayleigh</b>	<b>119</b>
4.1. Introducción . . . . .	119
4.2. Metodología . . . . .	123
4.2.1. Estimación de la elipticidad de las ondas Rayleigh a partir de registros telesísmicos . . . . .	123
4.2.2. Estimación de la elipticidad de las ondas Rayleigh a partir del ruido sísmico . . . . .	129
4.3. Resultados y discusión . . . . .	132
<b>5. Funciones receptoras de ondas P telesísmicas</b>	<b>145</b>
5.1. Introducción . . . . .	145
5.2. Metodología . . . . .	149
5.2.1. Cálculo de las funciones receptoras . . . . .	149
5.2.2. Estimación del <i>back azimuth</i> y del ángulo de incidencia de las ondas P telesísmicas . . . . .	153
5.2.3. H-k stacking . . . . .	156
5.2.4. <i>Common Conversion Point (CCP) stacking</i> . . . . .	159
5.2.5. Estimación de funciones receptoras isótropas . . . . .	160

5.3. Resultados y discusión . . . . .	165
<b>6. Inversión conjunta</b>	<b>182</b>
6.1. Introducción . . . . .	182
6.2. Algoritmo de inversión: enfriamiento simulado ( <i>simulated annealing</i> ) . . . . .	184
6.2.1. Esquema de enfriamiento . . . . .	187
6.2.2. Selección de la función objetivo . . . . .	189
6.3. Modelización directa . . . . .	192
6.3.1. Ecuación de dispersión de ondas Rayleigh . . . . .	193
6.3.2. Ecuación de dispersión de ondas Love . . . . .	196
6.3.3. Búsqueda de raíces de la ecuación de dispersión . . . . .	198
6.3.4. Construcción de las curvas de velocidad de fase aparente . . . . .	199
6.3.5. Modelización directa de la elipticidad de las ondas Rayleigh . . . . .	204
6.4. Modelos iniciales y restricciones . . . . .	205
6.5. Resultados . . . . .	208
6.6. Discusión . . . . .	214
6.6.1. Aspectos metodológicos . . . . .	214

6.6.2. Estructura cortical de la zona de estudio . . . . .	216
<b>7. Conclusiones</b>	<b>222</b>
7.1. Introducción . . . . .	222
7.2. Dispersión de ondas superficiales . . . . .	223
7.3. Elipticidad de las ondas Rayleigh . . . . .	225
7.4. Funciones receptoras . . . . .	225
7.5. Inversión conjunta . . . . .	227
<b>8. Conclusions</b>	<b>229</b>
8.1. Introduction . . . . .	229
8.2. Ambient noise tomography . . . . .	230
8.3. Rayleigh wave ellipticity . . . . .	231
8.4. Teleseismic P-wave Receiver Functions . . . . .	232
8.5. Joint Inversion . . . . .	234
<b>Apéndices</b>	<b>236</b>
<b>A. Programa Rfun: a toolbox for the analysis of teleseismic receiver functions</b>	<b>237</b>



<b>B. Modelos 1D obtenidos para las estaciones de las redes SC, MS, NA, ES</b>	<b>243</b>
--	------------

# Capítulo 1

## Introducción

### 1.1. Presentación y objetivo de la tesis

La Cordillera Pirenaico-Cantábrica es un cinturón orogénico que recorre el norte de la Península Ibérica en dirección este-oeste, resultado de la colisión entre la sub-placa Ibérica y la placa Europea bajo el régimen compresional generado por la convergencia de las placas Africana y Europea entre finales del Cretácico y el Mioceno. La configuración tectónica del orógeno cambia de forma significativa de este a oeste: su sector oriental está constituido por los Pirineos, un orógeno de colisión, mientras que su sector occidental, la Cordillera Cantábrica, es el resultado de la compresión de un margen continental pasivo. Esta importante variación lateral en la configuración orogénica de la Cordillera Pirenaico-Cantábrica, así como su extensión relativamente reducida y la buena calidad de sus afloramientos, la han convertido en objeto de numerosos trabajos de investigación durante más de un siglo. Recientemente, el interés sobre esta cordillera se ha visto renovado por la posibilidad que ofrece de estudiar los procesos de hiperextensión cortical que tuvieron lugar durante la etapa extensional previa a su formación. La caracterización geológica y geofísica de todos estos procesos es importante tanto desde el punto de vista puramente científico, para comprender la formación y evolución tectónica de

este tipo de cuencas y orógenos, como desde el punto de vista económico/aplicado, por los recursos minerales y/o energéticos que comúnmente albergan las cuencas sedimentarias.

La Zona Vasco-Cantábrica es de gran interés tanto para el estudio de los procesos tectónicos extensionales como de los compresivos. Situada en la región de transición entre los Pirineos y la Cordillera Cantábrica, donde se produce el cambio entre los dos estilos tectónicos compresivos mencionados, se trata de una gran cuenca mesozoica invertida (la Cuenca Vasco-Cantábrica) que se desarrolló en una de las zonas más subsidentes existentes entre la placa Europea y la sub-placa Ibérica durante la etapa de hiperextensión cortical ligada al rifting del Atlántico Central-Norte y la apertura del golfo de Vizcaya ([García-Mondejar et al., 1996](#); [Rat, 1988](#); [Roca et al., 2011](#); [Tugend et al., 2014](#)). En la Cuenca Vasco-Cantábrica, la elevada subsidencia llevó a la acumulación de más de 15 km de sedimentos según algunas estimaciones ([Quintana et al., 2015](#)), y en su sector más oriental, la importante extensión cortical provocó incluso la exhumación del manto ([DeFelipe et al., 2017](#); [Roca et al., 2011](#)). Debido a su larga y complicada evolución tectónica, la estructura cortical de la Zona Vasco-Cantábrica es muy compleja. Distintos estudios geofísicos han aportado indicios de la existencia de cuerpos de alta velocidad ([Pedreira et al., 2003](#)), estructuras inclinadas a escala cortical ([Díaz et al., 2012](#)), profundas estructuras de transferencia y fuertes variaciones laterales del espesor de la corteza ([Gallastegui, 2000](#); [Pedreira et al., 2007](#)). A pesar de la información proporcionada por estos estudios, el conocimiento de la estructura cortical de la Zona Vasco-Cantábrica es sensiblemente menor que el de las regiones adyacentes.

Entre los años 2014 y 2020, los proyectos de investigación SISCAN y MISTERIO, desplegaron un importante número de estaciones sísmicas de banda ancha en la Zona Vasco-Cantábrica y en las regiones adyacentes. El proyecto SISCAN (Sismicidad natural en la región Vasco-Cantábrica – Natural Seismicity Baseline Project, ref.: FUIO-EM-253-13), financiado por iniciativa privada<sup>1</sup> y llevado a cabo por el Grupo de Geofísica del Departamento de Geo-

---

<sup>1</sup>Sociedad de Hidrocarburos de Euskadi (SHESA), REPSOL Investigaciones Petrolíferas, GAS NATURAL FENOSA (Petroleum Oil & Gas España), BNK España, SAN LEON ENERGY y ENAGAS

logía de la Universidad de Oviedo (con Javier A. Pulgar como investigador principal), instaló una red sísmica (código de red SC) de 31 estaciones de banda ancha con un espaciado medio de 30 km con la finalidad de monitorizar el nivel de base de la sismicidad en la región. La fase de despliegue de estas estaciones concluyó en julio de 2014, y la red operó de forma ininterrumpida con la misma geometría hasta el verano de 2017, momento en el que comenzó su desinstalación progresiva. La red SC continuaría con su actividad durante dos años más, aunque con un número de estaciones cada vez más reducido. La mayoría de las estaciones sísmicas desinstaladas fueron reasignadas y desplegadas nuevamente en el marco del proyecto MISTERIOS (Monitorización Integrada del Sistema Tierra en España: Redes de Investigación y Observación Sísmica, Plan Estatal I+D+i, Programa Estatal de Investigación, Desarrollo e Innovación Orientada a los Retos de la Sociedad, ref.: CGL2013-48601-C2, llevado a cabo de forma conjunta por la Universidad de Oviedo y el Instituto de Ciencias de la Tierra Jaime Almera - CSIC, Barcelona<sup>2</sup>), bajo el código de red MS. El proyecto MISTERIOS tenía, como uno de sus objetivos principales, el diseño y despliegue de redes sísmicas temporales para monitorizar la sismicidad en distintas regiones del norte peninsular. De estos despliegues, el de mayor relevancia para el presente trabajo fue de 14 estaciones sísmicas de banda ancha en la zona de Navarra (código de red NA) que permanecieron operativas de forma continua durante aproximadamente un año (2016-2017).

La gran cantidad de registros sísmicos continuos obtenidos por las redes SC, MS y NA proporcionan una excelente oportunidad para profundizar en el conocimiento de la estructura cortical de la Zona Vasco-Cantábrica mediante técnicas sísmicas pasivas. Una de las técnicas pasivas más importantes de las últimas décadas es la tomografía de ruido ambiente (*ambient noise tomography*, p. ej., [Bensen et al., 2007](#)). Esta técnica consiste en obtener estimaciones de la velocidad de fase o grupo de las ondas superficiales a partir de las correlaciones cruzadas de los registros pasivos del ruido sísmico ambiente procedentes de distintos pares de estaciones sísmicas. Mediante la aplicación de un algoritmo tomográfico (p. ej., [Barmin et al., 2001](#)), las medidas de la velocidad de las ondas superficiales permiten obtener mapas continuos de este

---

<sup>2</sup>en la actualidad GEO3BCN - CSIC

parámetro, que posteriormente pueden ser utilizados en una inversión para obtener la estructura vertical de velocidades de ondas S del subsuelo. Este último paso es de gran importancia, ya que que los mapas de velocidad de fase o grupo son difíciles de interpretar en términos geológicos (especialmente a largos períodos) y en general, por sí mismos, no proporcionan información inequívoca acerca de la presencia y la posición de las distintas discontinuidades sísmicas. La tomografía de ruido ambiente no requiere de fuentes activas ni de terremotos, por lo que es especialmente útil para estudiar regiones como la Zona Vasco-Cantábrica, donde la sismicidad es en general dispersa y de baja magnitud. Por lo tanto, el objetivo principal del presente trabajo es:

- Obtener un modelo en 3D de la estructura de velocidad de ondas S de la corteza bajo la Zona Vasco-Cantábrica y las regiones adyacentes cubiertas por las redes sísmicas SC, MS y NA utilizando la técnica de tomografía de ruido ambiente.

A pesar de su gran versatilidad, la tomografía de ruido sísmico no está exenta de limitaciones. En primer lugar, la relación entre la estructura de velocidades de ondas S y la velocidad de fase o grupo de las ondas superficiales no es lineal. Esto implica que las soluciones al problema inverso no son únicas (es decir, puede existir un gran número de modelos de velocidad de ondas S que satisfagan las observaciones de velocidad de fase/grupo). En segundo lugar, la geometría de las redes sísmicas determina los límites superior e inferior del rango de frecuencias para el que es posible estimar la velocidad de las ondas superficiales. Por una parte, el enfoque metodológico más habitual de la tomografía de ruido ambiente no permite considerar medidas procedentes de pares de estaciones separados por menos de tres longitudes de onda (p. ej., [Bensen et al., 2007](#)). Por otra parte, las frecuencias más altas se atenúan con mayor rapidez, por lo que los pares de estaciones más alejadas entre sí no permitirán realizar medidas de la velocidad de fase/grupo a frecuencias tan altas como las más próximas. Por último, el tamaño de las estructuras que pueden ser resueltas depende de la longitud de onda de las ondas superficiales, de modo que a períodos más largos/frecuencias más bajas, la capacidad de resolución espacial empeora (es decir, el tamaño mínimo de las anomalías de velocidad que es posible



resolver se incrementa). La no unicidad de las soluciones, las limitaciones relacionadas con los equipos de registro y la sensibilidad variable de los datos a los distintos parámetros físicos de la estructura de la Tierra son problemas comunes en los estudios geofísicos. Para atajarlos, a menudo se opta por considerar varios conjuntos de datos de distinta naturaleza. En el presente trabajo, se plantea complementar la información proporcionada por la tomografía de ruido ambiente con dos tipos de datos adicionales: funciones receptoras y elipticidad de las ondas Rayleigh. Las funciones receptoras son series temporales que aportan información acerca de la existencia y de la profundidad de las distintas discontinuidades sísmicas bajo las estaciones de registro, y permitirán estudiar de forma más precisa la parte inferior de la corteza, débilmente constreñida por la información proporcionada por las ondas superficiales. La elipticidad de las ondas Rayleigh es la relación entre las amplitudes de los desplazamientos horizontal y vertical de este tipo de onda superficial. Este parámetro es sensible a la presencia de discontinuidades sísmicas en la parte más superficial de la corteza, cuyo estudio mediante la velocidad de las ondas superficiales se ve limitado por la dificultad de obtener medidas a altas frecuencias. El estudio de estos dos nuevos conjuntos de datos permite plantear tres objetivos adicionales, más específicos:

- Analizar las variaciones laterales del espesor cortical en la zona de estudio. Para ello, se empleará la técnica denominada *H-k stacking* (Zhu y Kanamori, 2000), consisten en procesar un gran número de funciones receptoras para estimar la combinación de espesor cortical (H) y relación entre la velocidad de las ondas P y S (k) más probables.
- Estudiar la posible presencia de estructuras inclinadas de escala cortical en la mitad norte de la zona de estudio mediante una pseudomigración de las funciones receptoras del dominio de tiempo a profundidad (*CCP – Common Conversion Point stacking*).
- Analizar los contrastes de impedancia existentes en la parte superficial de la corteza a partir de los valores de la elipticidad de las ondas Rayleigh.

Finalmente, se explotará la complementariedad de los conjuntos de datos estudiados para

la consecución del objetivo principal de la tesis (la obtención de un modelo 3D de velocidad de ondas S) mediante una inversión conjunta por medio de un algoritmo no lineal.

La consecución de los objetivos planteados implica la necesidad de toda una serie de programas informáticos para el procesado y análisis de los datos sísmicos. Con el fin de proporcionar un marco de trabajo común y tener un mayor control sobre los parámetros de configuración que afectan a los resultados, así como la posibilidad de introducir ciertas innovaciones metodológicas que serán descritas en los siguientes capítulos, las técnicas utilizadas en este estudio se han implementado en el lenguaje de programación Python 3. Aquellos casos en los que por motivos prácticos se haya utilizado algún código existente en la literatura se mencionarán claramente en el texto.

Esta memoria se divide en un total de siete capítulos. En lo que resta de este primer capítulo introductorio se describirá la geología de la zona de estudio y los estudios geofísicos previos de mayor relevancia realizados en la región. En el capítulo dos se describen las características de los registros sísmicos continuos que constituyen la materia prima para las técnicas empleadas en este trabajo. Los capítulos tres, cuatro y cinco presentan una descripción detallada de la implementación de las técnicas de tomografía de ruido ambiente, funciones receptoras y elipticidad de las ondas Rayleigh, así como la descripción y discusión de los resultados obtenidos con cada una de ellas. La inversión conjunta de los resultados de las tres técnicas se detalla en el capítulo seis, incluyendo una descripción de la modelización directa y del algoritmo de inversión elegido, denominado enfriamiento simulado (*simulated annealing*). Por último, el capítulo siete contiene las conclusiones más importantes que se han extraído de este trabajo.

## 1.2. Contexto geológico

La zona de estudio (fig. 1.1) está centrada en la Zona Vasco-Cantábrica y áreas limítrofes, en la transición entre la Cordillera Cantábrica y los Pirineos. La extensión y los límites del área

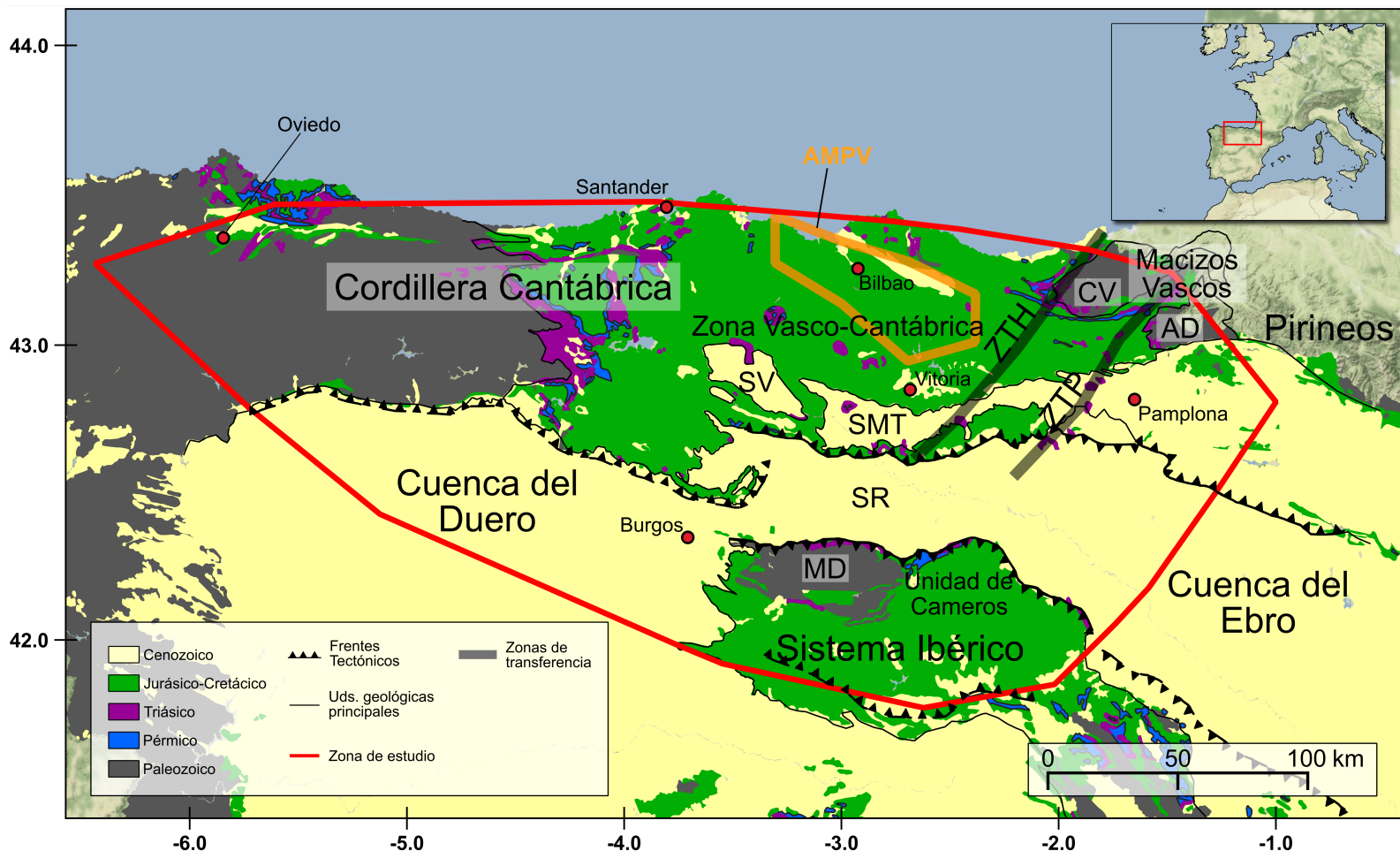


Figura 1.1: Mapa geológico de la zona estudiada. El polígono naranja indica la posición del cuerpo responsable de la anomalía magnética del País Vasco según *Pedreira et al. (2007)*. AD: Alduides, CV: Cinco Villas, MD: macizo de La Demanda, SMT: sinclinal de Miranda-Treviño, SV: sinclinal de Villarcayo, SR: surco de la Rioja, ZTP: zona de transferencia de Pamplona, ZTH: zona de transferencia de Hendaya.

de estudio están determinadas por la geometría de las redes sísmicas SC, MS y NA. Hacia el oeste incluye parte de la Zona Cantábrica del Macizo Ibérico Varisco, y hacia el sur las partes más septentrionales del Sistema Ibérico (la sierras de La Demanda y Cameros) y de las cuencas Cenozoicas del Ebro y del Duero. Finalmente, hacia el este, incluye los Macizos Vascos, que constituyen la parte más occidental de los Pirineos. La estructura cortical de toda esta zona es el resultado de una compleja historia geológica que incluye dos ciclos orogénicos, el Varisco y el Alpino (fig. 1.2). La orogenia Varisca tuvo lugar entre el Devónico tardío y el Carbonífero (370 - 290 Ma), y fue causada por la convergencia y posterior colisión entre las masas continentales de Laurussia, al norte, y Gondwana, al sur. El resultado fue la formación del supercontinente Pangea y del orógeno Varisco (fig. 1.2a), una gran cordillera que se extendió a lo largo de unos 8,000 km y cuyos vestigios en Europa afloran desde la Península Ibérica hasta el norte de Bohemia (p. ej., [Matte, 1991](#)). A finales del Carbonífero, tan sólo unos 50-60 Ma después de su formación ([Coward, 1975](#)), comenzaría el colapso del orógeno Varisco y la fragmentación Pangea, con una etapa caracterizada por una tectónica de desgarre, durante la que se crearon una serie de fracturas en la corteza varisca que tuvieron una gran repercusión en la evolución tectónica posterior. Durante el Triásico (fig. 1.2b), el régimen tectónico evolucionó hacia un claro estadio de rifting continental que, a lo largo de distintos pulsos extensionales que abarcaron hasta el Cretácico Tardío (fig. 1.2c-e), dio lugar al nacimiento del Océano Atlántico, marcando el inicio del ciclo alpino. Este ciclo culminaría con la convergencia entre las placas Africana y Europea entre finales del Cretácico (fig. 1.2e) y el Mioceno (fig. 1.2f), produciendo el levantamiento de las cordilleras alpinas.

### 1.2.1. La orogenia Varisca

Los restos de la rama europea del orógeno Varisco se conservan en grandes macizos en distintos lugares de Europa (Ibérico, Armoricano, Central Francés, Bohémico y Ardenas-Renohercínico). De todos ellos, el Macizo Ibérico constituye la sección geológica mejor preservada, pudiendo observarse en él la doble vergencia característica de los orógenos de colisión

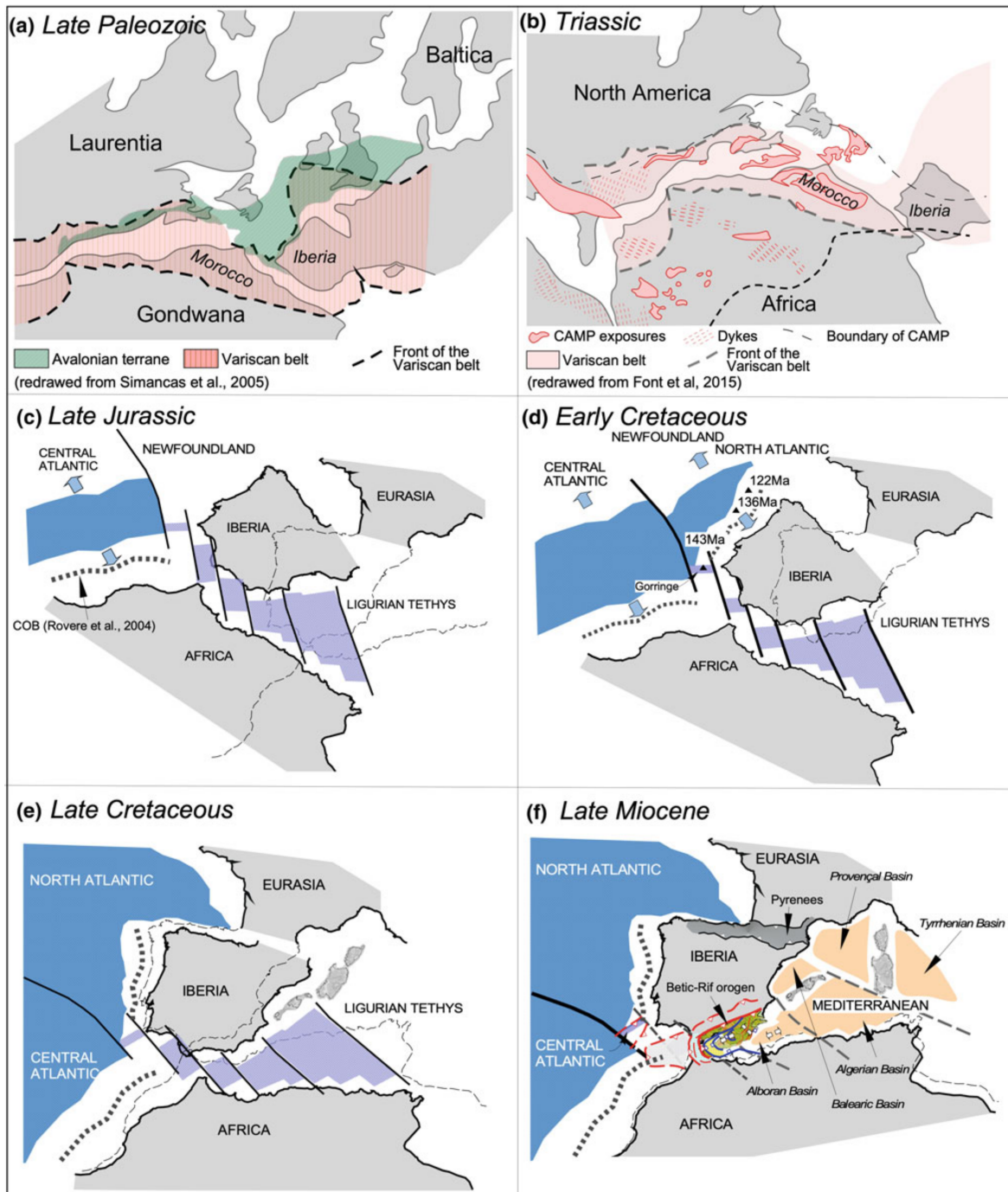


Figura 1.2: Reconstrucción paleogeográfica de la evolución de la Península Ibérica entre el Paleozoico tardío y el Mioceno. Figura tomada de Vergés et al. (2019).



## 1.2. CONTEXTO GEOLÓGICO

(Matte, 1991). Lotze (1945) estableció la primera división del macizo en seis zonas, atendiendo a sus características estructurales, estratigráficas y metamórficas. La zonación del macizo ha ido evolucionando a lo largo de los años, incorporándose modificaciones a los límites originales (p. ej., Julivert et al., 1972) y definiéndose nuevas zonas (Farias et al., 1987). La zonación más frecuentemente representada en la literatura lo divide, de noreste a suroeste, en: Zona Cantábrica, Zona Asturoccidental-Leonesa, Zona Centro-Ibérica, Zona de Galicia-Trás-os-Montes, Zona de Ossa-Morena y Zona Sur Portuguesa (fig. 1.3). La zona de estudio incluye tres afloramientos del Macizo Ibérico: la Zona Cantábrica, la Sierra de la Demanda (considerada la continuación de la Zona Asturoccidental-Leonesa; Colchen, 1974) y los Macizos Vascos (correlacionados con la Zona Cantábrica; García-Sansegundo et al., 2011).

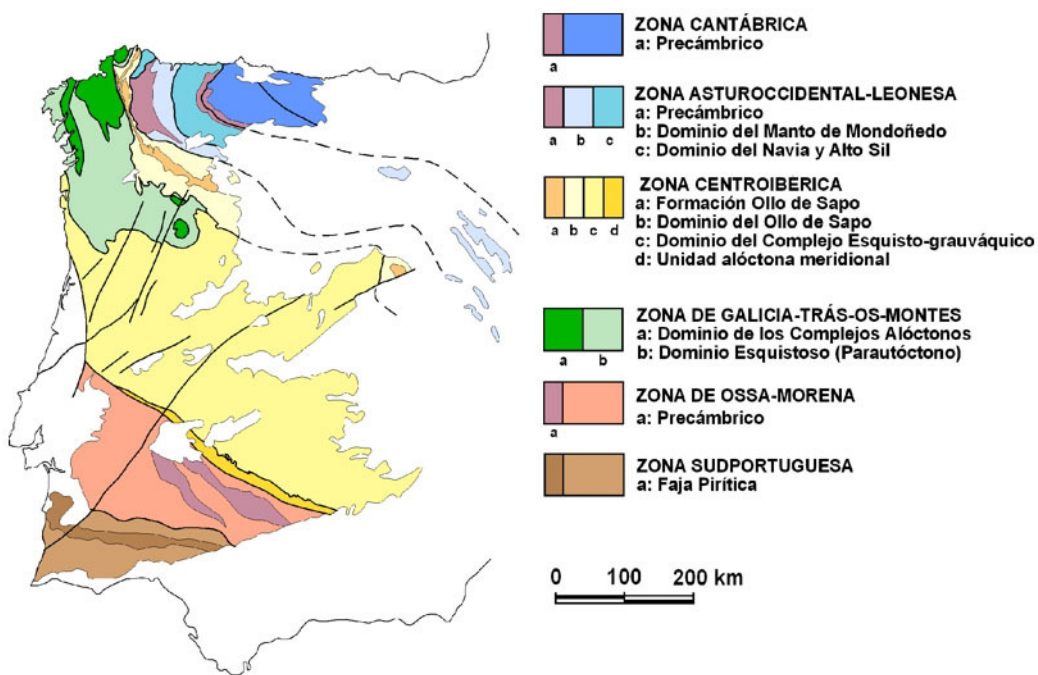


Figura 1.3: Zonación del Macizo Ibérico basada en Lotze (1945), Julivert et al. (1972) y Farias et al. (1987). Figura tomada de Pérez-Estaún et al. (2004).

### La zona Cantábrica

La Zona Cantábrica representa la cuenca de antepaís del orógeno Varisco en el Mazico Ibérico, presentando la tectónica epidérmica característica de las zonas externas de una cordillera (Pérez-Estaún et al., 1988). Durante los estadios tempranos del evento orogénico, la Zona Cantábrica formaba parte de una extensa cuenca marina que se desarrolló en latitudes intertropicales (10-20 °S) sobre el margen norte de Gondwana (p. ej., Nance et al., 2010, 2012). La sedimentación preorogénica se produjo en un ambiente de plataforma estable, con aporte de materiales procedente de zonas emergidas situadas al este (Marcos y Pulgar, 1982). Durante los estadios tempranos de la orogenia (Fameniense Tardío-Mississippiense) se depositaron una serie de potentes sucesiones siliciclásticas en las áreas proximales de la cuenca (Martínez et al., 2015), al tiempo que en la parte distal se acumulaban sedimentos marinos principalmente carbonáticos caracterizados por una gran uniformidad lateral (Merino-Tomé et al., 2019; Sanz-López et al., 2007; Wagner et al., 1971). A medida que tenía lugar el choque entre las masas continentales de Laurussia y Gondwana y la deformación se extendía hacia el este, la sedimentación en la cuenca adquirió un carácter predominantemente terrígeno, aunque localmente se desarrollaron importantes plataformas carbonáticas microbianas (p. ej., Bahamonde et al., 1997, 2015; Chesnel et al., 2016; Della Porta et al., 2002; Eichmüller, 1986). Finalmente, la Zona Cantábrica fue incorporada al cinturón de pliegues y cabalgamientos del orógeno, generándose un sistema imbricado de cabalgamientos y pliegues asociados que llevó al desarrollo de una serie de cuencas de tipo *piggy-back*. El relleno discordante de estas cuencas fue principalmente de origen continental en las zonas proximales al orógeno, y marino en las más distales (Colmenero y Prado, 1993; Merino-Tomé et al., 2019; Pastor-Galán et al., 2013a, 2013b).

La forma arqueada de las estructuras variscas de la Zona Cantábrica recibe el nombre de Arco Astúrico, el cual se sitúa en el núcleo del Arco Ibero-Armoricano. Esta estructura oroclinal se formó hace 304-295 Ma mediante *buckling* del orógeno (Weil, 2006; Weil et al., 2010), originalmente lineal. Las causas de este *buckling* son controvertidas, existiendo distin-

## 1.2. CONTEXTO GEOLÓGICO

tas explicaciones en la literatura, como por ejemplo la existencia de un régimen compresivo en dirección N-S (p. ej., [Gutiérrez-Alonso et al., 2012](#); [Weil, 2006](#)) o de una zona de megacizalla intracontinental causada por el movimiento relativo de las masas continentales de Laurussia y Gondwana (p. ej., [Martínez Catalán, 2011](#); [Martínez-Catalán et al., 2021](#)).

En base a sus características estratigráficas y tectónicas, se han propuesto distintas divisiones de la Zona Cantábrica en provincias tectonoestratigráficas. El trabajo de [J. L. Alonso et al. \(2009\)](#) la dividen en cinco unidades a raíz de la reinterpretación de la falla de León: Somiedo, Bodón-Ponga, Pisuegra-Carrión, Esla y Valsurvio (fig. 1.4).

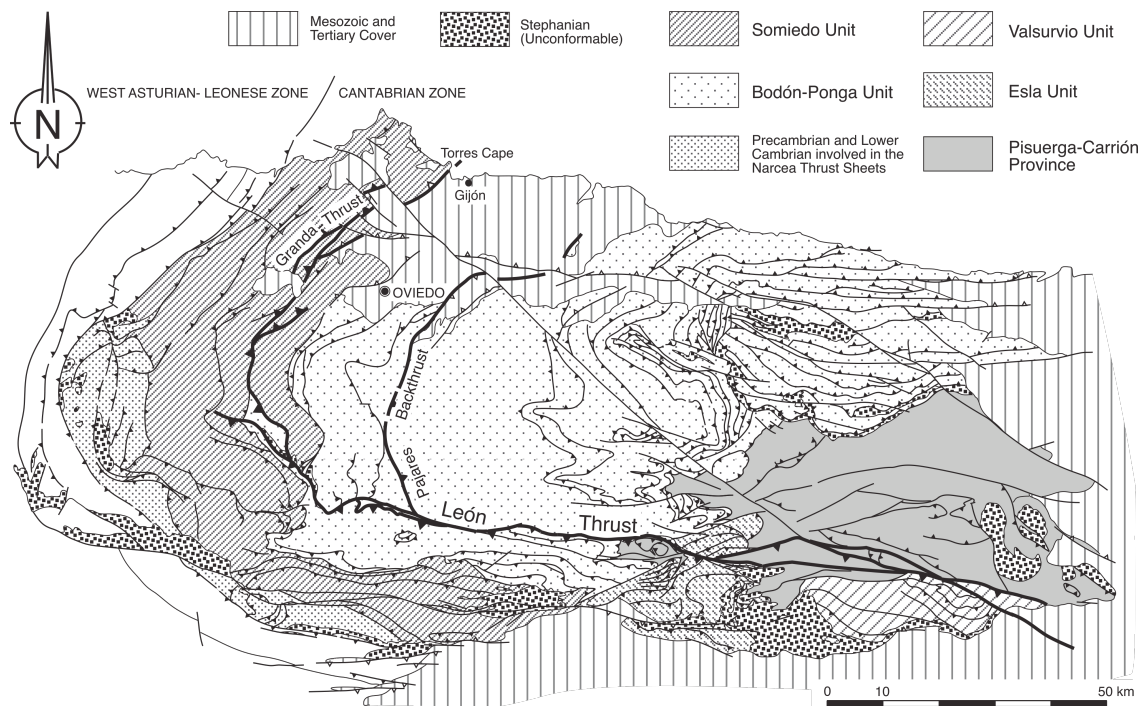


Figura 1.4: Unidades tectonoestratigráficas de la Zona Cantábrica según [J. L. Alonso et al. \(2009\)](#).

La Sierra de La Demanda

La Sierra o Macizo de la Demanda (fig. 1.5) se sitúa en la parte noroccidental del Sistema Ibérico, y esta constituida esencialmente por potentes series siliciclásticas cambro-ordovícicas, que se depositaron sobre un sustrato precámbrico (Ábalos, 2001; Colchen, 1974). Este macizo es a menudo considerado como una continuación de la Zona Asturoccidental Leonesa debido a las grandes similitudes estratigráficas y estructurales existentes entre ambos macizos (Colchen, 1974). La principal diferencia es la presencia de una potente sucesión devónica de materiales siliciclásticos y carbonatados en La Demanda (Carls y Valenzuela-Ríos, 2002), que estaría erosionada en la Zona Asturoccidental-Leonesa. Las principales estructuras variscas en esta zona consisten en pliegues inclinados o incluso invertidos, con una orientación E-O y vergentes hacia el norte (Colchen, 1974; Martínez-Catalán et al., 2021). El acortamiento es de menor entidad que en el resto de la Zona Asturoccidental-Leonesa, y el metamorfismo en esta zona es de bajo grado, característico de facies de esquistos verdes (p. ej., Ábalos, 2001).

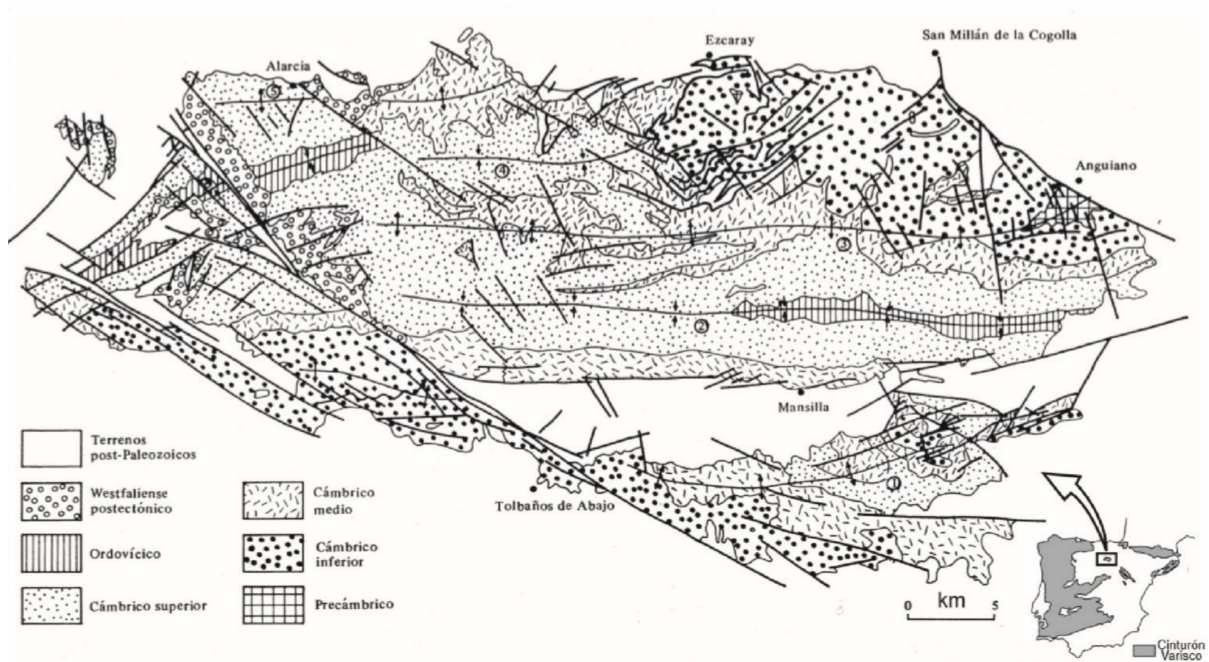


Figura 1.5: Mapa geológico de la Sierra de La Demanda, tomado de Colchen (1974).

## 1.2.2. Deformación tardivarisca y extensión mesozoica

El colapso del orógeno Varisco comenzó a finales del Carbonífero, bajo un contexto tectónico de cizalla dextral causado por la rotación horaria y el desplazamiento hacia el sureste de Laurussia respecto de Gondwana, que seguía desplazándose hacia el norte (Martínez-Catalán et al., 2021, fig. 1.6). El movimiento relativo de ambas placas causó una intensa fracturación, dando lugar al desarrollo de grandes desgarres que tendrían importantes efectos sobre la evolución tectónica posterior (Arthaud y Matte, 1977). Los desgarres de esta etapa presentes en la Península Ibérica fueron clasificados por Arthaud y Matte (1975) (fig. 1.7) en tres familias diferentes, atendiendo a su dirección general, tamaño y tipo de desplazamiento:

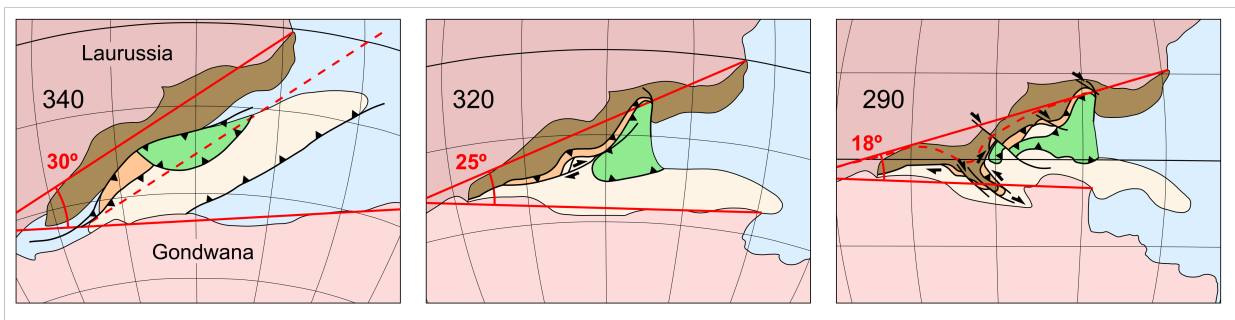


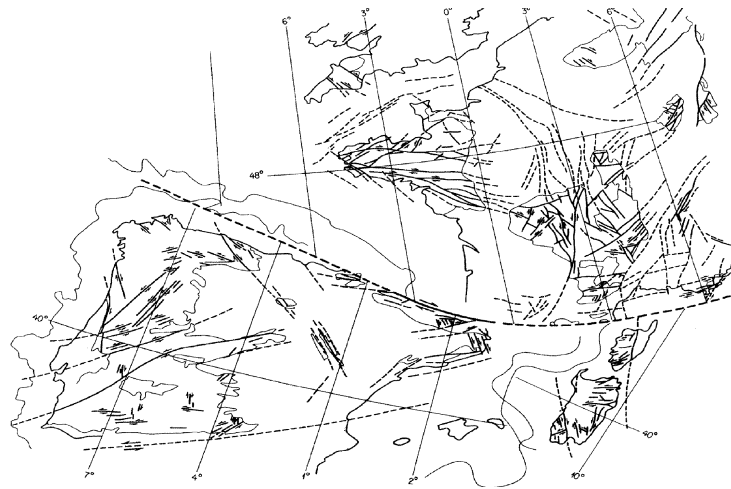
Figura 1.6: Reconstrucción paleogeográfica de la evolución tardía del orógeno Varisco según Matthews et al. (2016), mostrando la deformación causada por el movimiento de las masas continentales de Laurussia y Gondwana. Imagen tomada de Martínez-Catalán et al. (2021).

- desgarres con dirección NE-SO a NNE-SSO: se trata de desgarres de sentido senestro bien desarrollados, con un trazado oblicuo o perpendicular a las estructuras variscas, y con una longitud muy variable, que puede ir desde unos pocos kilómetros hasta varios cientos. La falla de Pamplona, que jugó un papel importante en el control de la sedimentación mesozoica, ha sido incluida en esta familia por algunos autores (p. ej., Rat, 1988).
- desgarres con dirección NO-SE a NNO-SSE: a escala de todo el Macizo Ibérico son menos frecuentes que las anteriores, aunque en la zona de estudio son más abundantes.



En muchos casos su trazado es sub-paralelo a las estructuras variscas, lo que originalmente dificultó la determinación del sentido dextro de su desplazamiento. La falla de Ventaniella, que produce un desplazamiento de 4-5 km, es considerada como uno de los ejemplos más importantes de este conjunto de fallas.

- desgarres con dirección E-O a ENE-OSO: fallas de una longitud comprendida entre 20-100 km, con un desplazamiento kilométrico. Su dirección de movimiento es senestra, a excepción de aquellas más próximas a la costa cantábrica.



*Figura 1.7: Mapa de los principales desgarres tardivariscos según Arthaud y Matte (1975).*

La actividad extensional ligada al colapso del orógeno Varisco continuaría hasta el Pérmico temprano (López-Gómez et al., 2019). Tras un periodo de estabilidad que duraría unos 30 Ma (López-Gómez et al., 2019), el régimen tectónico transicionó a un estadio de rifting continental, que se mantendría, con distintos pulsos, hasta el Cretácico Tardío (figs. 1.2b-e). Durante esta etapa, la apertura del Atlántico y la apertura y propagación del Tethys hacia el oeste generarían un sistema de rifts mesozoicos que afectaría a Iberia de forma significativa (Sánchez-Moya y Sopena, 2004).

La evolución de la microplaca Ibérica durante este periodo no es bien conocida en detalle. La mayoría de las reconstrucciones sitúan el comienzo de la individualización de la placa Ibérica entre el Triásico Tardío y el Jurásico Temprano, en relación con la apertura del Atlántico

Central, que desplazó la placa Africana hacia el sureste respecto del bloque de Marruecos y dio lugar a la creación del sistema de rift del Atlas ([Schettino y Turco, 2009, 2011](#); [Sibuet et al., 2012](#)). Esta individualización se habría completado en algún momento entre el Jurásico Tardío y el Cretácico Tardío (Santoniense tardío) debido a la apertura del segmento norte del Atlántico Central, que movió la placa Africana respecto de Iberia creando así el límite sur de esta última ([Vergés et al., 2019](#)). Tampoco existe un consenso acerca del carácter del límite norte de la placa Ibérica y de su evolución. Algunos autores explican la apertura del Golfo de Vizcaya como una rotación de la placa Ibérica en torno a un polo situado en su límite sureste (p. ej., [Sibuet et al., 2004](#)), basándose en la interpretación de anomalías magnéticas del fondo oceánico en el Golfo de Vizcaya como isocronas M0. Otros estudios (p. ej. [Hosseinpour et al., 2016](#)) apoyan la existencia de un régimen transtensional a lo largo de la falla Norpirenaica que se extendió en el tiempo desde hace 200 hasta 120 Ma, lo que sería incompatible con la interpretación de las lineaciones magnéticas del Golfo de Vizcaya como verdaderas isocronas M0. Más recientemente, se ha sugerido la posibilidad de que Iberia no estuviese formada por una única placa durante esta etapa, existiendo un límite adicional que uniría el Atlántico Norte con el Tethys (separando la placa Ibérica del micro-continente del Ebro) en lugar de un único límite de placa a lo largo de los Pirineos ([Angrand et al., 2020](#); [Frasca et al., 2021](#); [Manatschal et al., 2021](#)). En cualquier caso, lo que sí está claro es que la apertura del Golfo de Vizcaya estuvo relacionada con importantes procesos de extensión cortical que llevaron al desarrollo de cuencas sedimentarias con elevadas tasas de subsidencia, entre las que se encuentra la Cuenca Vasco-Cantábrica, donde llegó incluso a producirse la exhumación local del manto (p. ej., [DeFelipe et al., 2017](#); [Roca et al., 2011](#)).

### La cuenca Vasco-Cantábrica

La Cuenca Vasco-Cantábrica es una de las cuencas más importantes desarrolladas en el dominio extensional situado entre la subplaca Ibérica y la placa Euroasiática. La tasa de subsidencia en esta cuenca fue muy importante, y de hecho, algunas estimaciones sitúan el espesor

total de su cobertera sedimentaria en torno a 15 km (Quintana et al., 2015). Su límite oriental estaba definido por la zona de transferencia de Pamplona (a menudo referida como falla de Pamplona), una importante estructura profunda con orientación NNE-SSO de origen tardi-varisco que ejerció un importante control sobre la sedimentación mesozoica de la cuenca. La traza de esta estructura no es visible en superficie, pero se ha relacionado con el alineamiento de diapiros de sales Triásicas y de núcleos de sismicidad (Larrasoña et al., 2003; Ruiz et al., 2006). En el borde occidental de la cuenca, los sedimentos mesozoicos se apoyaban de forma discordante sobre el basamento varisco de la Zona Cantábrica.

La complejidad de los procesos tectonosedimentarios que afectaron a la Cuenca Vasco-Cantábrica se ve reflejada en las importantes diferencias estratigráficas y estructurales existentes a lo largo y ancho de la misma (p. ej., Cámara, 1997; Rat, 1988). El registro sedimentario de la Cuenca Vasco-Cantábrica comienza a finales del Carbonífero, de forma simultánea al colapso del orógeno Varisco. Sobre el basamento varisco erosionado se desarrollaron una serie de pequeñas cuencas controladas por la reactivación de las estructuras variscas y tardi-variscas, en las que se depositaron sedimentos de origen continental y marino somero (López-Gómez et al., 2019). Tras otro pulso extensional en el Triásico Medio-Tardío, a principios del Jurásico la actividad extensional de las fallas se redujo, lo que condujo al desarrollo de una extensa rampa carbonatada abierta hacia el norte, que fue sufriendo una progresiva profundización (Aurell et al., 2003). Estas condiciones continuarían a lo largo del Jurásico Medio hasta el Oxfordiense, momento a partir del cual la cuenca comenzó a recibir aportes silicilásticos procedentes de tierras emergidas situadas al este (fig. 1.8, Aurell et al., 2003). Durante el Cretácico Tardío, la subsidencia relacionada con los procesos de extensión cortical llevó al desarrollo de un marcado talud continental, al norte del cual tuvo lugar la acumulación de depósitos turbidíticos (Rat, 1988). La etapa de máxima extensión cortical tuvo lugar entre el Aptiense y el Albiense, con la corteza inferior y el manto llegando a ser exhumados en la base de la cobertera sedimentaria en la parte oriental de la cuenca (DeFelipe et al., 2017; Roca et al., 2011). Durante el Cretácico Tardío, los depósitos de plataforma marina somera se vieron restringidos a los bordes de la cuenca, al tiempo que continuaba el depósito de materiales turbidíticos en las zonas distales,



## 1.2. CONTEXTO GEOLÓGICO

con episodios de vulcanismo alcalino (Azambre y Rossy, 1976; Castañares et al., 2001).

El cierre de la cuenca se produciría durante el Cenozoico, a raíz de la convergencia entre la microplaca Ibérica y la placa Europea. Bajo el nuevo régimen compresional, la cuenca Vasco-Cantábrica sería finalmente invertida e incorporada al orógeno Pirenaico-Cantábrico, pasando a constituir el sector oriental de la Cordillera Cantábrica.

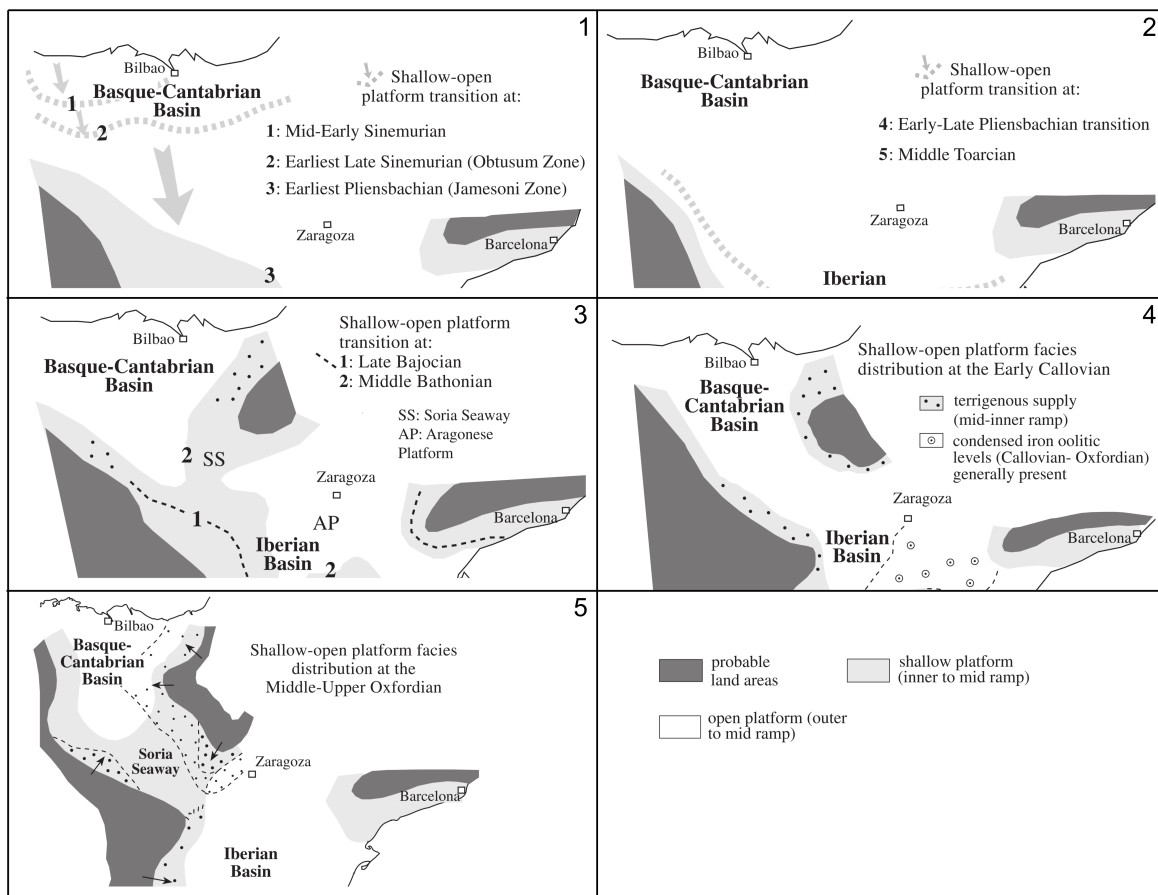


Figura 1.8: Reconstrucción paleogeográfica del noreste de Iberia entre el Sinemuriense medio y el Oxfordiense tardío (modificado de Aurell et al., 2003).

### 1.2.3. La compresión Alpina

A partir de finales del Santoniense ( $\sim 83,5$  Ma, fig. 1.2e), la migración de la placa Africana hacia el norte como consecuencia de la apertura del océano Índico provocó la convergencia de la microplaca Ibérica y la placa Europea, poniendo fin al régimen extensional imperante y dando inicio a la compresión Alpina, que se prolongó hasta el Mioceno (Savostin et al., 1986). El nuevo régimen compresional provocaría el cierre y la inversión de las cuencas Mesozoicas, el cese de la apertura del Golfo de Vizcaya y el levantamiento de los sistemas montañosos Alpinos. La zona de estudio incluye parcialmente dos de ellos, el orógeno Pirenaico-Cantábrico y el Sistema Ibérico, así como las cuencas Cenozoicas del Duero y del Ebro, cuya formación estuvo ligada al desarrollo de estos sistemas montañosos.

#### El orógeno Pirenaico-Cantábrico

El orógeno Pirenaico-Cantábrico se ha dividido tradicionalmente en dos zonas: la Cordillera Cantábrica y los Pirineos. La Cordillera Cantábrica constituye la prolongación occidental de los Pirineos. Se trata de una cadena montañosa que se extiende a lo largo de más de 400 km junto a la costa cantábrica, y que está flanqueada al sur por las cuencas de antepaís del Duero y del Ebro (fig. 1.9). Las mayores elevaciones se encuentran en su parte central, donde llega a superar los 2,500 m. Este sector está formado por el basamento varisco de la Zona Cantábrica, elevado por medio de un gran cabalgamiento profundo despegado en la corteza media y dirigido hacia el sur (J. Alonso et al., 1996; J. L. Alonso et al., 2007). En el frente sur de la cordillera, este importante cabalgamiento no se observa en superficie debido a la acomodación de su desplazamiento por medio de un gran pliegue de propagación de falla en la parte superior de la rampa (J. Alonso et al., 1996; J. L. Alonso et al., 2007). A diferencia de lo que sucede en gran parte de la Zona Vasco-Cantábrica y en los Pirineos, la cobertera mesozoica (mucho menos potente en este sector) no está despegada del basamento (J. Alonso et al., 1996) debido a la ausencia de depósitos evaporíticos mesozoicos generalizados.

## 1.2. CONTEXTO GEOLÓGICO

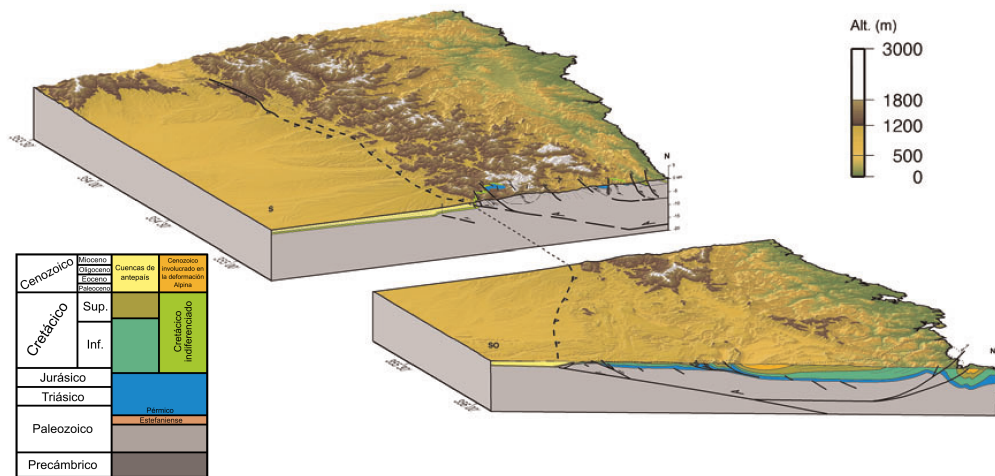


Figura 1.9: Reconstrucción tridimensional del relieve y la estructura de la Cordillera Cantábrica en sus sectores central y oriental. Figura tomada de [J. L. Alonso et al. \(2007\)](#)

El sector oriental de la Cordillera Cantábrica está constituido por los materiales deformados de la cuenca Vasco-Cantábrica tras su inversión tectónica e incorporación al orógeno (fig. 1.10). En este dominio, los relieves son más moderados que en el sector central y raramente superan los 1,500 m. La parte más intensamente deformada de la cuenca se sitúa al oeste de la zona de transferencia de Pamplona, donde se puede observar un conjunto arqueado de láminas de cabalgamientos vergentes al norte, fallas de desplazamiento en dirección y pliegues que recibe el nombre de Arco Vasco ([Feuilleé y Rat, 1971](#)), y es considerado como la prolongación occidental de la zona Norpirenaica ([J. L. Alonso et al., 2007](#)). Las estructuras más importantes de esta zona son, de norte a sur: el anticlinal Norvizcaíno, el sinclinal de Vizcaya y el anticlinal de Bilbao ([Ábalos, 2016](#); [Ábalos et al., 2008](#); [Quintana et al., 2015](#)). Los dos últimos están separados por la falla de Bilbao, otro importante accidente, de edad posiblemente tardi-varisca, que durante la compresión alpina rejugó como una falla inversa. Al sur del anticlinal de Bilbao se encuentra el surco de Navarra-Álava, donde la cobertera mesozoica alcanza su mayor espesor ([Cámara, 2017](#)). El límite meridional del surco de Navarra-Álava está constituido por los sinclinales de Villarcayo y Miranda-Treviño, dos depresiones donde se depositaron los materiales procedentes de la erosión de los relieves alpinos circundantes. Finalmente, el bloque de Santander y la plataforma de Burgos representan los principales elementos estructurales

de la parte occidental de la Zona Vasco-Cantábrica. El levantamiento de estas regiones sería el resultado de un cabalgamiento de basamento similar al del sector central de la cordillera (fig. 1.9), pero con menor desplazamiento y cierta componente de desgarre (J. L. Alonso et al., 2007; Espina et al., 1996).

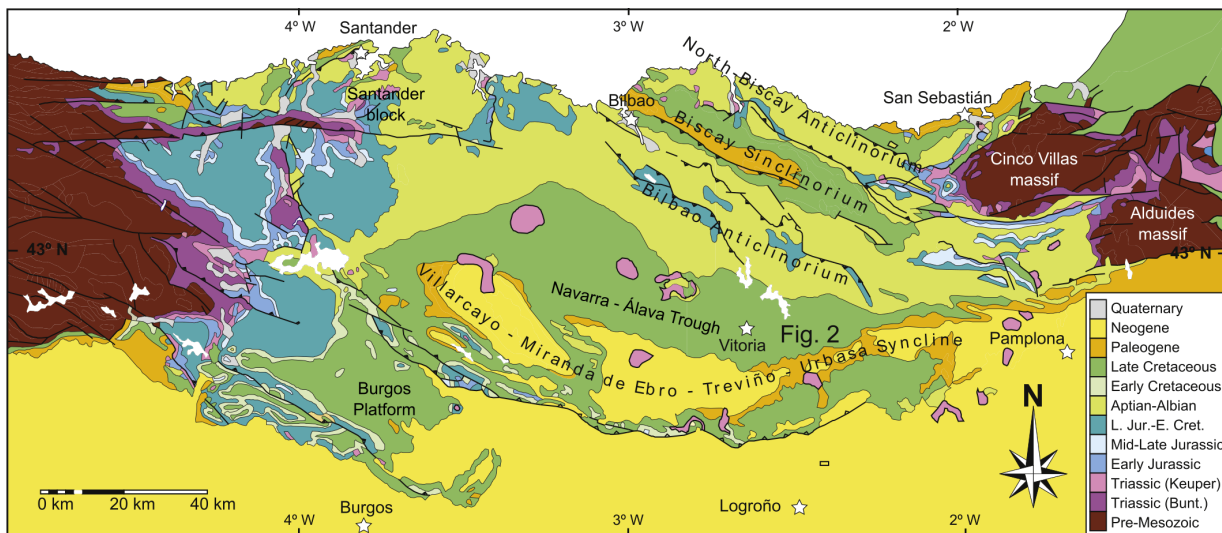


Figura 1.10: Mapa geológico de la Zona Vasco-Cantábrica. Modificado de *Ábalos et al. (2008)*

Los Pirineos (fig. 1.11) son el sector del orógeno comprendido geográficamente entre el Golfo del Vizcaya, en el mar Cantábrico, y el Golfo de León, en el Mediterráneo. La parte central de esta cordillera, denominada Zona Axial, separa dos cinturones de pliegues y cabalgamientos de vergencia opuesta que afectan principalmente a la sucesión Mesozoica, las zonas Norpirenaica y Surpirenaica (Barnolas y Pujalte, 2004). El nivel de despegue más común en estas zonas está constituido por los depósitos evaporíticos triásicos (facies *keuper*). La Zona Axial de los Pirineos está separada de la zona Norpirenaica por una falla profunda que desaparece hacia el oeste de la cordillera (la falla Norpirenaica). Hacia el norte, la zona Norpirenaica cabalga sobre los materiales cenozoicos de la cuenca de antepaís de Aquitania. La zona Surpirenaica, mucho más extensa, cabalga de forma similar sobre los depósitos cenozoicos de la cuenca de antepaís del Ebro situada al sur.

La Zona Axial está principalmente constituida por rocas paleozoicas, elevadas debido al apilamiento antiformal de una serie de láminas de cabalgamientos alpinos de vergencia fun-

## 1.2. CONTEXTO GEOLÓGICO

damentalmente sur, que afectan de forma conjunta al basamento paleozoico y a la cobertera mesozoica-cenozoica (Muñoz, 1992). A pesar de la reestructuración alpina, las características estratigráficas, estructurales y metamórficas de las rocas paleozoicas de la Zona Axial han llevado a algunos autores a correlacionarlas con las zonas Cantábrica y Asturoccidental-Leonesa del Macizo Varisco Ibérico (García-Sansegundo et al., 2011; Julivert, 1996). En el extremo nororiental de la zona estudiada se encuentran los afloramientos más occidentales de la Zona Axial, los Macizos Vascos de Cinco Villas y Aldudes (o Aldudes). Estos macizos, formados por rocas de edades comprendidas entre el Ordovícico y el Pérmico (Campos, 1979; Velasco et al., 1987), muestran una afinidad significativa con el antepaís Varisco de la Zona Cantábrica (García-Sansegundo et al., 2011).

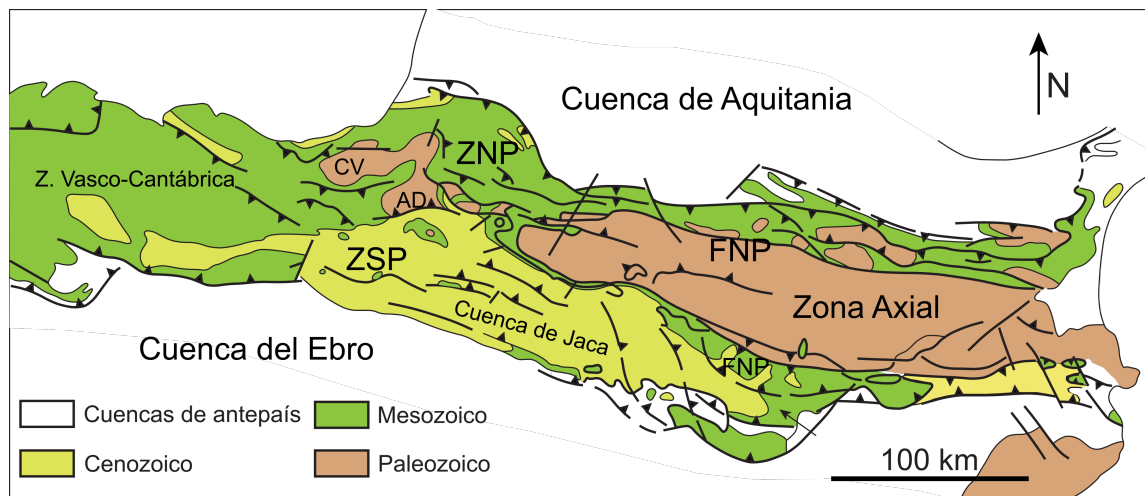


Figura 1.11: Mapa de las principales unidades tectonoestratigráficas de los Pirineos. Modificado de Izquierdo-Llavall et al. (2015). AD: Aldudes, CV: Cinco Villas, ZSP: Zona Surpirenaica, ZNP: Zona Norpirenaica, FNP: Falla Norpirenaica.

### La Cordillera Ibérica

La Cordillera Ibérica es un cinturón de pliegues y cabalgamientos intraplaca resultado de la contracción alpina (Salas et al., 2001). El sector noroccidental de esta cordillera, incluido en la zona estudiada, está formado por la Unidad de Cameros y el Macizo de La Demanda.

La Unidad de Cameros fue originalmente una cuenca extensional que se desarrolló durante el Tithoniense-Albiense, y que fue invertida en algún momento entre el Eoceno medio y tardío (Salas et al., 2001), siendo levantada y transportada hacia el norte sobre los depósitos cenozoicos de la cuenca del Ebro sin sufrir importantes deformaciones internas (Casas-Sainz y Gil Imaz, 1998). El relleno sedimentario de la cuenca de Cameros es complejo, como muestra la identificación de distintos depocentros y tasas de subsidencia variables (Clemente, 2010; Omodeo-Salé et al., 2015), y está constituido principalmente por sistemas deposicionales fluviales, lacustrinos y mareales, que llegaron a alcanzar una potencia de unos 9,000 m en la zona este de la cuenca (Casas-Sainz y Gil Imaz, 1998). En algunas zonas, como en la sierra de La Demanda, el levantamiento alpino provocó la erosión completa de las series mesozoicas y el afloramiento del basamento paleozoico (fig. 1.5).

### Las cuencas Cenozoicas

El levantamiento de las cordilleras alpinas en el norte de la Península Ibérica trajo consigo el desarrollo de dos importantes cuencas de antepaís: la cuenca del Duero y la cuenca del Ebro. La cuenca del Ebro (fig. 1.12) es una depresión relativa colmatada con los productos de la erosión de la rama sur de los Pirineos, de la rama nororiental de la Cordillera Ibérica y de las Cadenas Costero-Catalanas. La última fase de su evolución, en la que se establecieron sus límites y estructura actual, comenzó en el Oligoceno tardío y finalizó durante el Mioceno temprano, cuando cesó la actividad de los últimos cabalgamientos surpirenaicos (Pardo et al., 2004). La geometría del relleno cenozoico de la cuenca estuvo condicionada por la evolución del margen ibérico, como ya se ha mencionado, y en general, la tendencia de la sedimentación fue de solapamiento (*onlap*) hacia el sur, con los materiales más antiguos situados hacia el margen pirenaico y los más modernos hacia el margen ibérico (Pardo et al., 2004). De este modo, el mayor espesor de la cobertera cenozoica se encuentra en el margen pirenaico, donde el basamento precenozoico se sitúa a más de 3,000 m bajo el nivel del mar (García Lobón et al., 2010; Riba et al., 1983). La zona de estudio comprende únicamente la parte más occidental



## 1.2. CONTEXTO GEOLÓGICO

de la cuenca, incluyendo el corredor de La Bureba (o surco de la Rioja), por el cual enlaza con la cuenca del Duero al oeste. En este sector, descrito por [Muñoz-Jimenez y Casas-Sainz \(1997\)](#), la cuenca es simétrica, estando afectada por cabalgamientos con desplazamientos de 20 km tanto en el margen norte (constituido por el sector oriental de la cuenca Vasco Cantábrica) como en el margen ibérico (sierras de La Demanda y Cameros). Este sector tuvo una elevada tasa de subsidencia durante el Paleógeno y el Neógeno, llegando a acumular más de 5000 m de material sedimentario ([IGME, 1987](#); [Muñoz-Jimenez y Casas-Sainz, 1997](#))

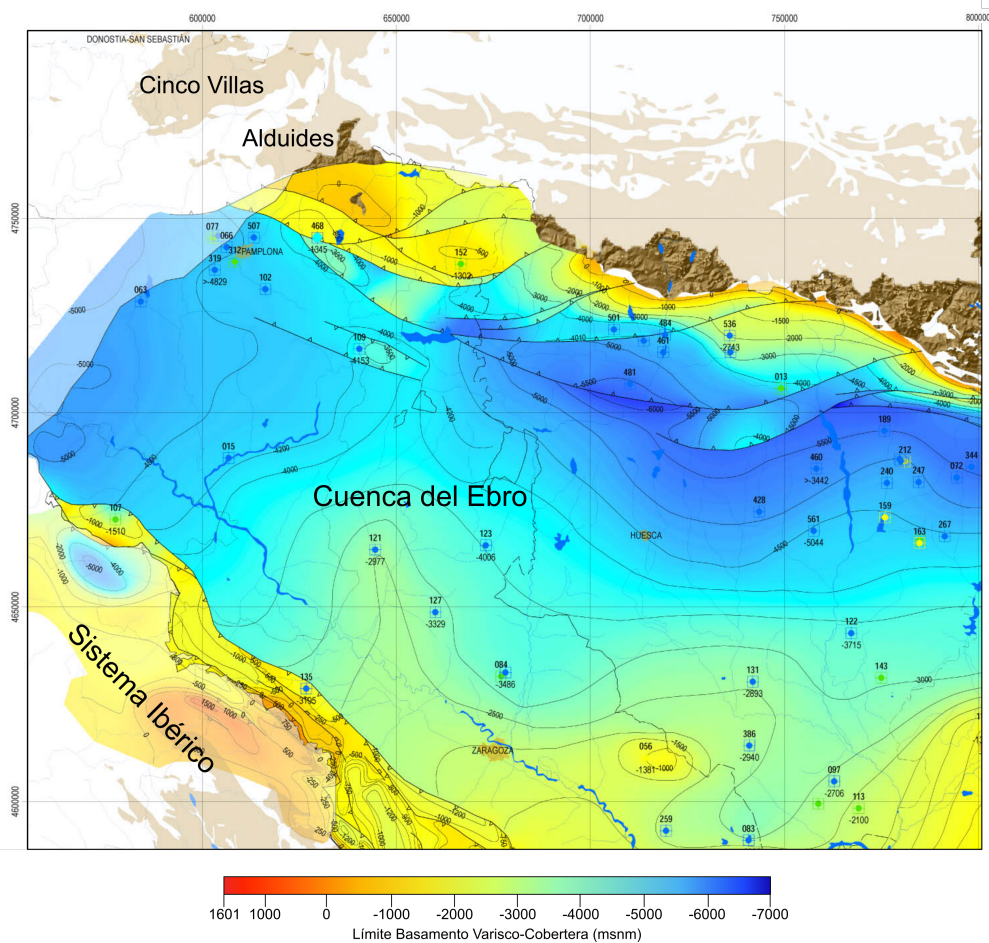


Figura 1.12: Mapa de isobatas del sector noroccidental de la cuenca del Ebro (modificado de [García Lobón et al., 2010](#)).

La cuenca del Duero, con una superficie de aproximadamente  $\sim 50.000 \text{ km}^2$ , es la cuenca cenozoica más extensa de la Península Ibérica, y en ella se pueden reconocer varios sectores

con características tectonosedimentarias propias (Alonso-Gavilán et al., 2004). Los sectores norte, sur y este se comportaron como cuencas de antepaís de los relieves alpinos (Cordillera Cantábrica, Sistema Central y Cordillera Ibérica, respectivamente). Hacia el oeste, a medida que aumenta la distancia a las cadenas alpinas, el espesor de la cobertera cenozoica disminuye de forma progresiva hasta dejar aflorar el basamento paleozoico del Macizo Ibérico. Los principales depocentros de la cuenca (fig. 1.13) se sitúan en los frentes de las cordilleras Cantábrica e Ibérica, donde el espesor de la cobertera sedimentaria llega a superar los 2,000 m (Alonso-Gavilán et al., 2004).

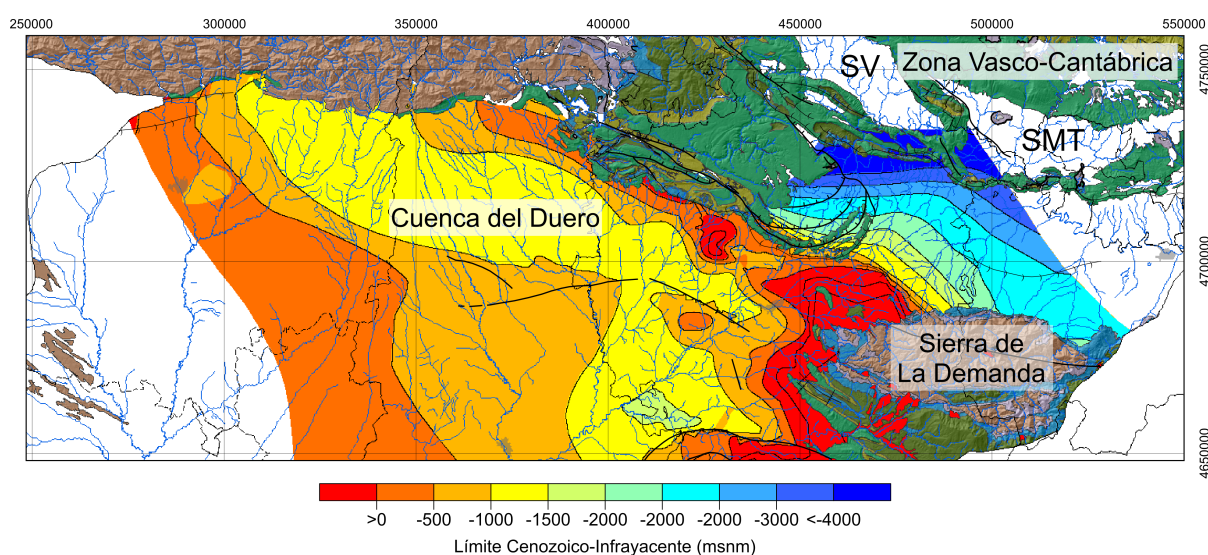


Figura 1.13: Mapa de isobatas del sector nororiental de la cuenca del Duero y del corredor de La Bureba (modificado de Heredia et al., 2010). SMT: Sinclinal de Miranda-Treviño, SV: Sinclinal de Villarcayo.

### 1.3. Estudios geofísicos previos

El conocimiento geofísico de la zona noroeste de la Península Ibérica se desarrolló fundamentalmente a partir de la década de los 90, con la adquisición de un buen número de perfiles de sísmica en el marco del proyecto ESCI (Estudio Sísmico de la Corteza Ibérica, figura 1.14). Con anterioridad, los únicos datos sísmicos disponibles en tierra estaban constituidos por una



serie de perfiles de refracción realizados en Galicia en los años 80 (Córdoba et al., 1987, 1988; Téllez et al., 1993), los cuales mostraban una corteza varisca típica con un espesor medio de unos 30 km. Desde entonces, la información disponible no ha parado de crecer gracias a las aportaciones de muchos autores, que han empleado diversas técnicas geofísicas para tratar de desentrañar la compleja estructura cortical de esta región. Los detallados análisis de estas observaciones existentes en la literatura constituyen un excelente punto de partida para la interpretación y discusión de las observaciones realizadas y los resultados obtenidos en esta tesis. Con este fin, se describen en este apartado los estudios previos con mayor relevancia sobre la zona de estudio.

#### 1.3.1. Perfiles profundos de sismica de reflexión y refracción/reflexión de gran ángulo

Las técnicas de sismica activa consisten, de forma general, en generar ondas internas de manera artificial y registrarlas en la superficie tras propagarse por las estructuras que se desea estudiar. La reflexión y refracción de las ondas internas se producen a medida que estas atraviesan medios con distintas impedancias, y los distintos tiempos de llegada observados en los geófonos o las estaciones de registro permiten extraer información sobre la estructura del subsuelo. Los primeros datos de sismica en la zona de estudio fueron registrados en el marco del proyecto ESCI, que adquirió 4 perfiles de reflexión profunda y varios perfiles de refracción/reflexión de gran ángulo complementarios (fig. 1.14). Los perfiles de reflexión ESCI-N1 y ESCI-N2 son particularmente interesantes para este trabajo, puesto que fueron realizados en el extremo occidental de la zona de estudio. El perfil ESCI-N1 atraviesa la Zona Cantábrica en dirección este-oeste con la intención de visualizar la estructura varisca profunda de la región. Este perfil permitió obtener una buena imagen del estilo epidérmico o (*thin skinned*) de la deformación en la Zona Cantábrica (Pérez-Estaún et al., 1994). En su parte más oriental, Pérez-Estaún et al. (1997) reconocieron un engrosamiento cortical que atribuyeron a un retrabajamiento alpino de la corteza media/inferior. Este engrosamiento cortical también fue reconocido en la parte

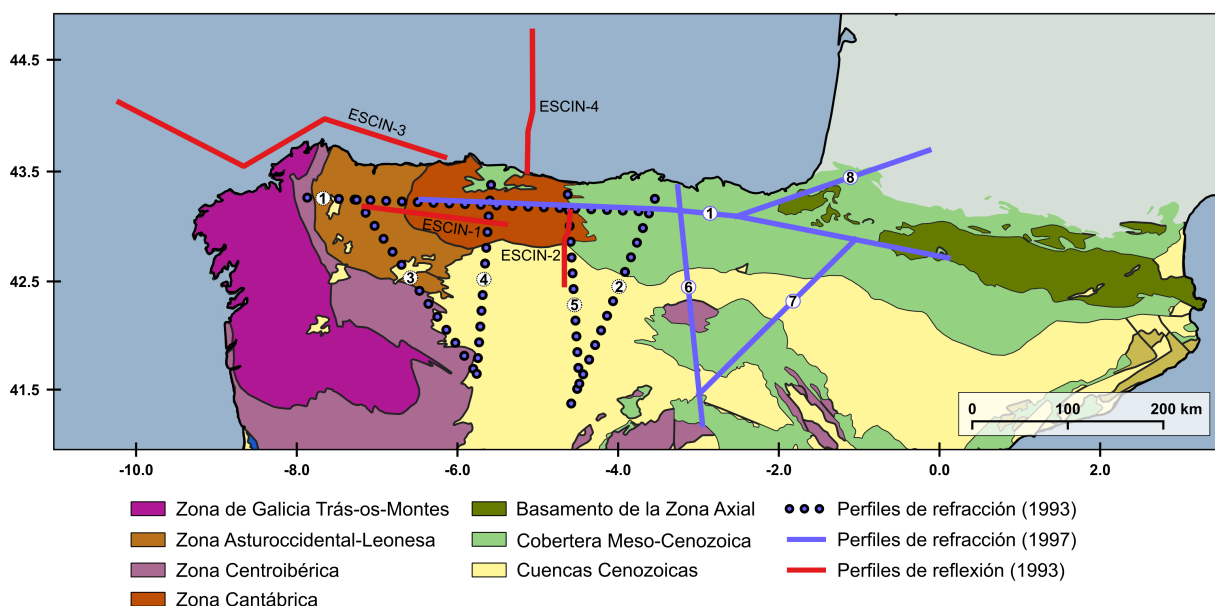


Figura 1.14: Situación de los perfiles de sísmica de reflexión y refracción realizados en la década de los 90 en la zona de estudio.

norte del perfil ESCI-N2 (Pulgar et al., 1996), que discurre en dirección norte-sur mostrando la estructura cortical alpina de la transición entre la Cordillera Cantábrica y la cuenca del Duero. La topografía de la Moho interpretada en el perfil ESCI-N2 muestra la flexión de la corteza Ibérica inducida por la indentación desde el norte de la corteza inferior del margen Cantábrico (Pulgar et al., 1996). Gallastegui (2000) validó esta interpretación mediante un trazado de rayos de incidencia normal utilizando el modelo cortical propuesto. Los sismogramas sintéticos obtenidos de esta forma coincidían de forma notable con las llegadas observadas en el perfil ESCI-N2 (figura 1.15).

Junto con los datos de reflexión profunda, también se registraron en el marco del proyecto ESCI una serie de perfiles de refracción/reflexión de gran ángulo con el fin de extraer información sobre el espesor cortical y las velocidades sísmicas en la región (líneas punteadas 1 a 5 en la figura 1.14). La interpretación y modelización de estos perfiles permitió confirmar las observaciones de la deformación alpina y el importante engrosamiento cortical bajo la Cordillera Cantábrica que habían sido realizadas a partir del perfil ESCI-N2. En el perfil 1, que

### 1.3. ESTUDIOS GEOFÍSICOS PREVIOS

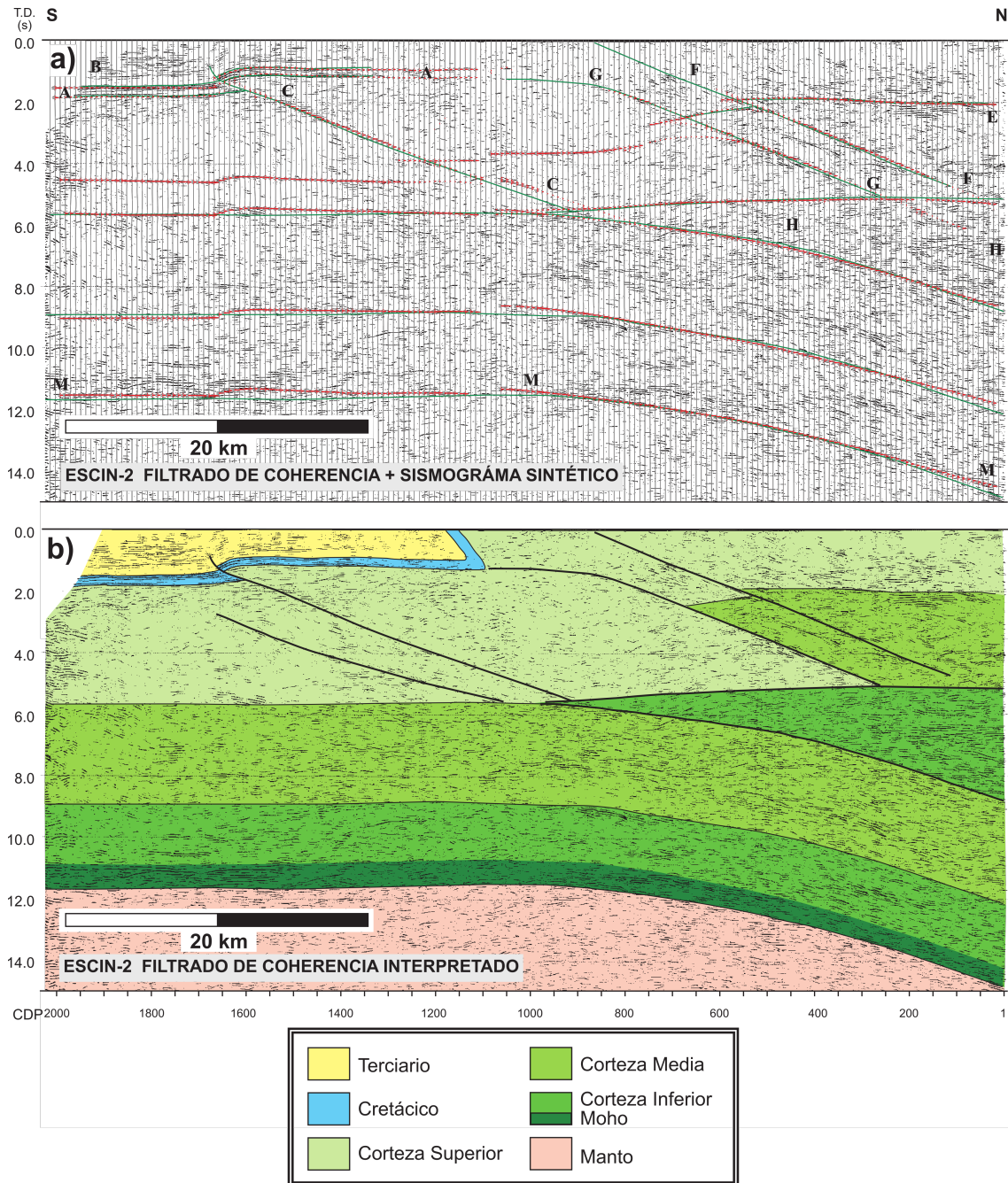


Figura 1.15: Modelización e interpretación del perfil ESCI-N2 realizada por Gallastegui (2000). a) Resultados del trazado de rayos realizado (líneas rojas) frente a los reflectores observados (líneas verdes). b) interpretación del perfil ESCI-N2.

atraviesa la zona de estudio en dirección E-O, se observan notables diferencias entre los tiempos de llegada de las reflexiones procedentes del límite corteza-manto entre las mitades este y oeste del perfil (Fernández-Viejo et al., 2000), lo que evidencia el importante engrosamiento cortical bajo la zona Cantábrica, retrabajada durante la orogenia Alpina, frente a la típica corteza varisca existente más al oeste. La modelización directa de este perfil, llevada a cabo por Fernández-Viejo et al. (2000) confirma esta observación. El trazado del perfil 5 coincide forma aproximada con el trazado del perfil de reflexión ESCI-N2, si bien es mucho más extenso que este último, discurriendo a lo largo de unos 200 km desde la costa hasta bien entrada la cuenca del Duero.

Los datos del perfil 5, junto con registros realizados en tierra de los disparos del perfil de reflexión ESCI-N4, apuntan a la existencia de dos niveles distintos para la base de la corteza (Pulgar et al., 1996): la «Moho» cantábrica, situada a unos 30 km bajo la línea de costa, y la «Moho» ibérica, situada a unos 60 km de profundidad y presentando un fuerte buzamiento hacia el norte bajo la línea de costa. (Pulgar et al., 1996) combinaron estos resultados para elaborar una sección esquemática de la estructura cortical, y concluyeron que el engrosamiento cortical observado bajo la Cordillera Cantábrica era el resultado de la indentación de dos cortezas de espesores muy diferentes (fig. 1.16).

Los datos proporcionados por los perfiles ESCI-N fueron fundamentales a la hora de identificar la existencia de una raíz cortical bajo la cordillera Cantábrica, pero sin embargo no fueron suficientes para confirmar o descartar la continuidad y la extensión de esta raíz hacia el este. Para ello, y para estudiar también la estructura profunda del extremo norte de la Cordillera Ibérica, se realizaría en 1997 una nueva adquisición de datos de sísmica de refracción/reflexión de gran ángulo (fig. 1.14) que serían estudiados por Pedreira et al. (2003) y Pedreira (2005). La modelización de estos perfiles mostró la continuidad de la raíz cortical a lo largo de todo el orógeno Pirenaico-Cantábrico, con una corteza engrosada hasta alcanzar los 46-48 km en casi toda la región, excepto bajo la parte occidental de la zona Vasco-Cantábrica donde la Moho se encuentra a unos 40 km de profundidad. El perfil 1 de Pedreira et al. (2003) muestra las

### 1.3. ESTUDIOS GEOFÍSICOS PREVIOS

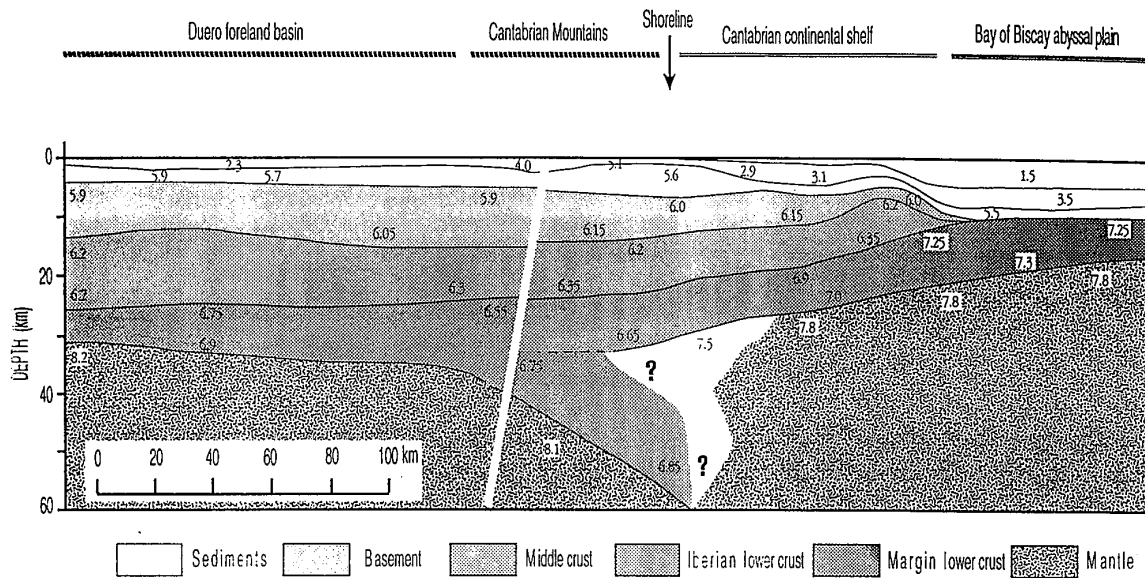


Figura 1.16: Sección cortical esquemática realizada por Pulgar et al. (1996) en el sector occidental de la zona de estudio, integrando registros en tierra del perfil ESCI-N4 y el perfil de refracción 5.

importantes variaciones laterales del espesor cortical en la zona de estudio, debido a la presencia de dos cuerpos de alta velocidad que representarían porciones de la corteza del margen Cantábrico indentadas en la corteza Ibérica (fig. 1.17). La presencia discontinua de la corteza del margen Cantábrico, y la disminución local del espesor cortical asociada a su ausencia bajo la parte occidental de la zona Vasco-Cantábrica se explicaría por movimientos levógiros a favor de varias estructuras orientadas en dirección SSO– NNE, incluyendo las zonas de transferencia de Santander-Torrelavega y Hendaya-Pamplona. Otra característica importante de este perfil es la presencia de un cuerpo de alta velocidad, más pequeño que los anteriores, a unos 9 km de profundidad bajo la parte occidental de la zona Vasco- Cantábrica (el polígono naranja etiquetado como «AMPV» en la fig. 1.1 muestra su extensión según Pedreira et al. (2007)). Este cuerpo fue interpretado como un fragmento de corteza inferior del margen Cantábrico desplazado hacia esa posición por un cabalgamiento dirigido hacia el norte, y sería el posible causante de la gran anomalía magnética del País Vasco, la más importante de la España peninsular (Ardizzone et al., 1989).



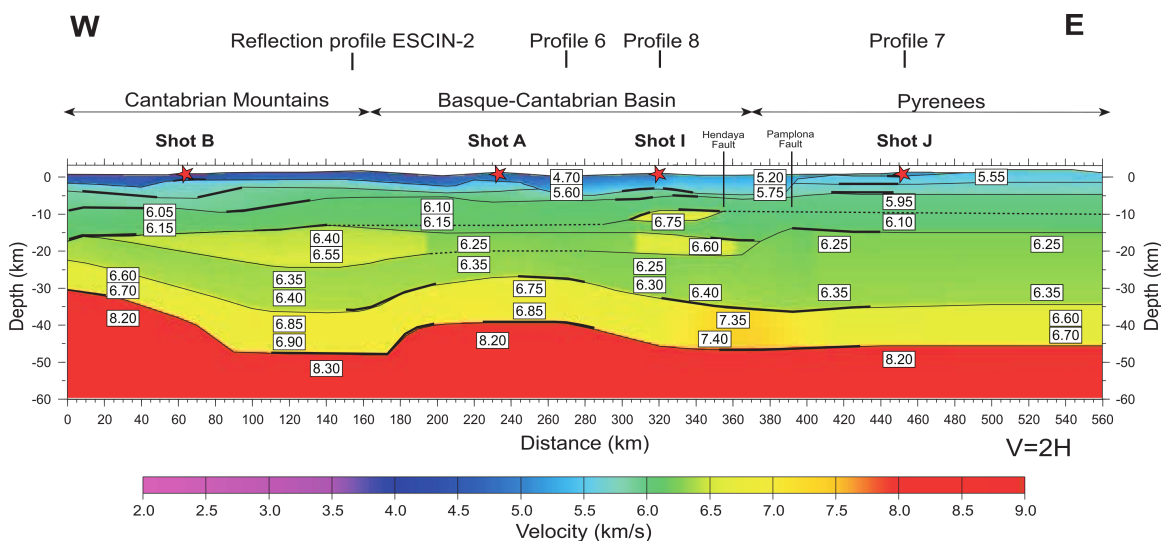


Figura 1.17: Resultados de la modelización del perfil 1 por [Pedreira et al. \(2003\)](#).

### 1.3.2. Estudios gravimétricos y magnéticos

Los estudios gravimétricos tienen como objetivo inferir la distribución, forma y densidad de los cuerpos y estructuras geológicas presentes en el subsuelo a partir del estudio de las pequeñas variaciones laterales de gravedad observadas en la superficie. De forma similar, los estudios magnéticos explotan las perturbaciones en el campo magnético de la Tierra provocados por la presencia en el subsuelo de cuerpos o estructuras con cierta magnetización. En la zona de estudio, las modelizaciones de este tipo de datos realizadas por [Gallastegui \(2000\)](#) y [Pedreira et al. \(2007\)](#) son de gran relevancia, puesto que constituyen confirmaciones independientes de la existencia de una corteza engrosada bajo la Cordillera Cantábrica, apoyando las interpretaciones realizadas a partir de los datos sísmicos. [Gallastegui \(2000\)](#) obtuvo una serie de modelos corticales a partir de perfiles gravimétricos, y construyó su geometría utilizando los perfiles de sísmica disponibles en la zona. Una de las conclusiones más importantes de [Gallastegui \(2000\)](#) es que la presencia de una raíz cortical bajo la Cordillera Cantábrica era necesaria para poder explicar los datos gravimétricos observados. [Pedreira et al. \(2007\)](#) modelizaron de forma conjunta información gravimétrica y magnética en 3D, a la vez que construyeron los modelos con información sísmica procedente de los perfiles de refracción y reflexión profunda, lo

### 1.3. ESTUDIOS GEOFÍSICOS PREVIOS

que les permitió proporcionar mapas de profundidad para la Moho ibérica y europea, delineando la extensión máxima hacia el sur de la corteza europea indentada (fig. 1.18). (Pedreira et al., 2015) realizaron una modelización 2D a escala litosférica que ajusta las observaciones de anomalía de Bouguer, ondulaciones del geoide, flujo de calor, elevación y velocidades sísmicas en el manto. Este modelo probó que la presencia de la raíz cortical cantábrica era compatible con el equilibrio isostático (asumiendo un espesor elástico de la litosfera de 30 km) debido a la presencia de rocas densas (corteza inferior y manto del margen cantábrico) en la parte engrosada de la corteza.

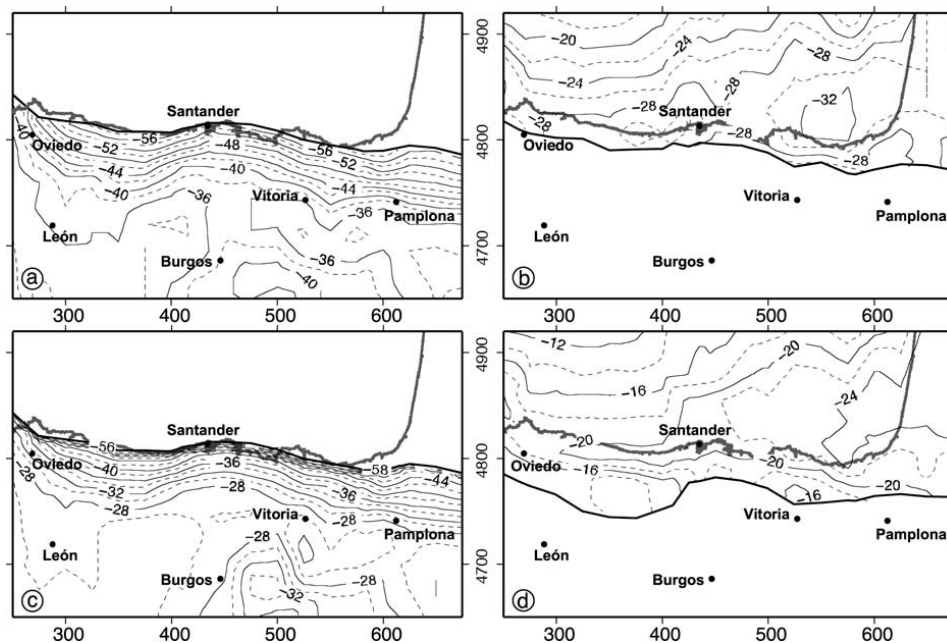


Figura 1.18: Mapas de contornos de (a) la Moho Ibérica, (b) la Moho Europea, (c) profundidad del techo de la corteza inferior Ibérica, y (d) profundidad del techo de la corteza inferior Europea elaborados por Pedreira et al. (2007) a partir de datos gravimétricos y magnéticos.

#### 1.3.3. Funciones receptoras

Las funciones receptoras son series temporales que muestran la respuesta de la estructura de la Tierra frente a la incidencia de ondas sísmicas internas. Cuando las ondas P procedentes de un terremoto lejano inciden sobre una discontinuidad sísmica en el interior de la Tierra, parte de su

energía es empleada en generar nuevas ondas S, las cuales se desplazan a una velocidad menor. La diferencia de tiempo entre la llegada de las ondas P directas y de las ondas S generadas en las distintas discontinuidades sísmicas existentes bajo las estaciones de registro, así como de otras fases reflejadas en la superficie y de nuevo en esas discontinuidades, permiten extraer información sobre la profundidad a la que se encuentran dichas discontinuidades y la relación entre la velocidad de las ondas P y S ( $V_P/V_S$ ) media de las rocas atravesadas. Frecuentemente, las conversiones de ondas más claras se producen en el límite entre la corteza y el manto, de modo que éste método es usualmente empleado para obtener valores de espesor cortical y relaciones  $V_p/V_s$  en la corteza. Otra aplicación habitual es realizar una pseudomigración para obtener imágenes de la posición de los horizontes conversores en profundidad. En general, el método más utilizado para extraer funciones receptoras a partir de registros telesísmicos consiste en realizar la deconvolución de la componente vertical de la coda de las ondas P respecto de la componente radial (p. ej., [Langston, 1979](#)), método que se describirá en detalle en el capítulo 5.

Existen diversos trabajos que utilizan funciones receptoras para determinar el espesor cortical bajo la zona de estudio, cubriéndola total o parcialmente y con distintos niveles de detalle. [Díaz et al. \(2003\)](#); [Díaz, Gallart et al. \(2009\)](#) realizaron varios estudios de este tipo en el NO de la península Ibérica a partir de datos registrados entre los años 1999 y 2003. [Díaz et al. \(2003\)](#) presentaron dos transectas en dirección N-S, una de las cuales está situada en la parte central de la zona Cantábrica y la otra en el límite oriental de la cuenca Vasco- Cantábrica. Estas imágenes, construidas a partir de la pseudomigración de las funciones receptoras, es consistente con los modelos existentes de sísmica de gran ángulo ([Pedreira et al., 2003](#)), aportando pruebas adicionales de la existencia de un importante engrosamiento cortical y de la indentación de la corteza del margen Cantábrico en la corteza Ibérica. Otra de las transectas, presentada por [Díaz, Gallart et al. \(2009\)](#), discurre en dirección E-O desde la zona Asturoccidental-leonesa hasta el límite oriental de la zona Cantábrica, atravesando distintos dominios tectónicos variscos y coincidiendo de forma aproximada con el perfil de reflexión ESCI-N1 ([Pérez-Estaún et al., 1994](#)). La complejidad de las funciones receptoras pseudomigradas aumenta de forma



### 1.3. ESTUDIOS GEOFÍSICOS PREVIOS

importante en la mitad oriental de la transecta, reflejando claramente las diferencias existentes entre las partes de la corteza Varisca retrabajadas por la orogenia alpina y las que no están afectadas por la misma (fig. 1.19). En esta transecta se observa una Moho inclinada hacia el este, pasando de estar a unos 27 km de profundidad a una longitud de 6.9° O hasta los 38 km a la longitud de 5.8° O (es decir, una profundización de 11 km en apenas unos 100 km de distancia), de acuerdo con los resultados de sismica de gran ángulo presentados por [Pedreira et al. \(2003\)](#).

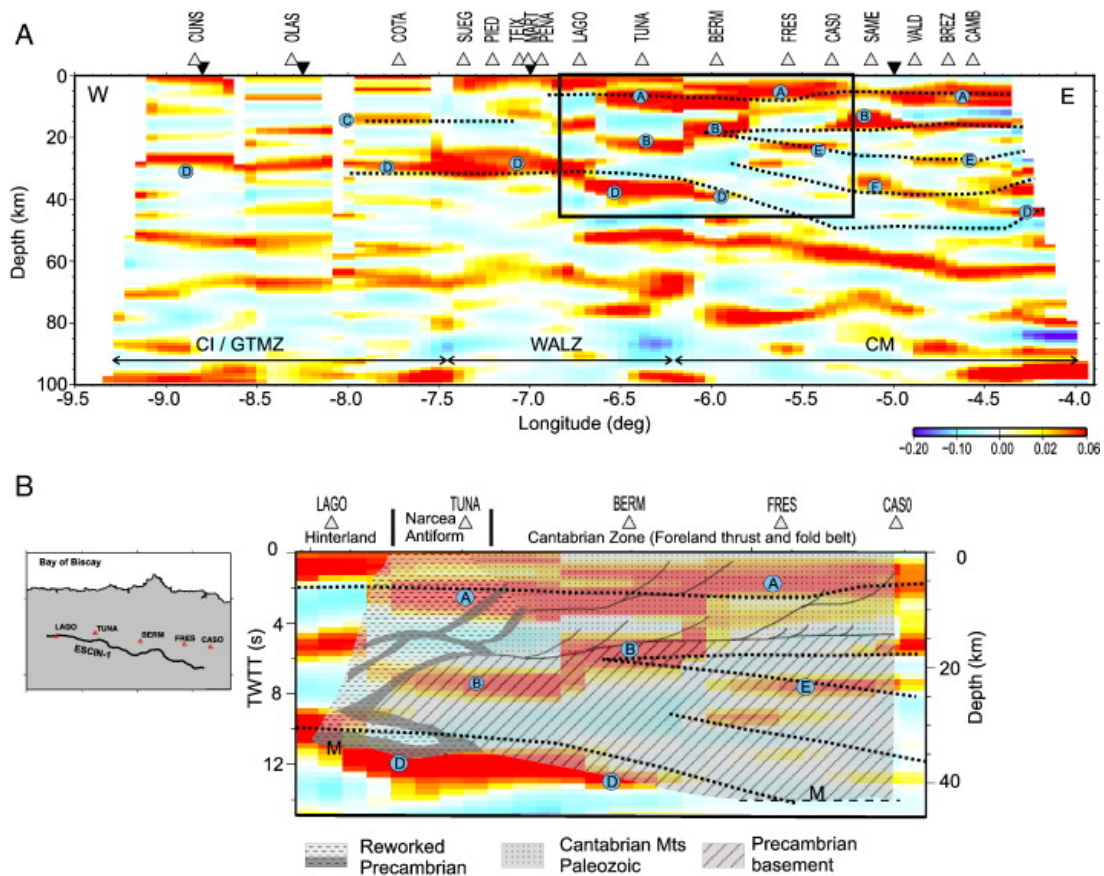


Figura 1.19: (A) Transecta E-O a lo largo de la zona Cantábrica elaborada por [Díaz, Gallart et al. \(2009\)](#) por medio de la pseudomigración de funciones receptoras. Las líneas discontinuas indican la posición de reflectores identificados a partir de perfiles de sismica de gran ángulo ([Pedreira et al., 2003](#)). (B) Interpretación del perfil ESCI-N por [Pérez-Estaún et al. \(1994\)](#) superpuesta sobre parte de la transecta (su posición está indicada con un rectángulo negro en (A)). Tomado de [Díaz, Gallart et al. \(2009\)](#).

En la parte más oriental de la cuenca Vasco-Cantábrica, [Díaz et al. \(2012\)](#) realizaron otro estudio de funciones receptoras, con el fin de estudiar la indentación entre la sub-placa Ibérica y la placa Europea. Este estudio se sirvió de datos procedentes de 8 estaciones permanentes pertenecientes al Instituto Geográfico Nacional (IGN) y a la red francesa RENASS-PYRF, así como de un total de 6 estaciones temporales ([Díaz et al., 2003](#)). Nuevamente, las imágenes producidas mediante la pseudomigración de las funciones receptoras eran consistentes con los resultados obtenidos a partir de datos de sísmica de gran ángulo ([Pedreira et al., 2003](#)), a la par que proporcionaban una confirmación independiente de la existencia de una indentación de las cortezas Ibérica y Europea. [Chevrot et al. \(2014\)](#), con el fin de aplicar la corrección cortical a un modelo tomográfico del manto, construyeron un mapa del espesor cortical del norte de Iberia mediante funciones receptoras y resultados anteriores de perfiles de sísmica de refracción y reflexión (1.20. [Mancilla y Díaz, 2015](#)) utilizaron los registros de las estaciones de la red TopoIberia-IberArray ([Díaz, Villaseñor et al., 2009](#)), desplegadas con un espaciado medio de unos 60 km, para obtener funciones receptoras y mediante su análisis generar un mapa del espesor cortical de la Península Ibérica y el norte de Marruecos. En lo que se refiere a la zona de estudio de esta tesis, los resultados de estos autores muestran la gran complejidad estructural de la región, con espesores corticales que varían fuertemente y a lo largo y ancho de la misma, llegando a alcanzar prácticamente los 50 km bajo la línea de costa en la parte central de la cuenca Vasco-Cantábrica.

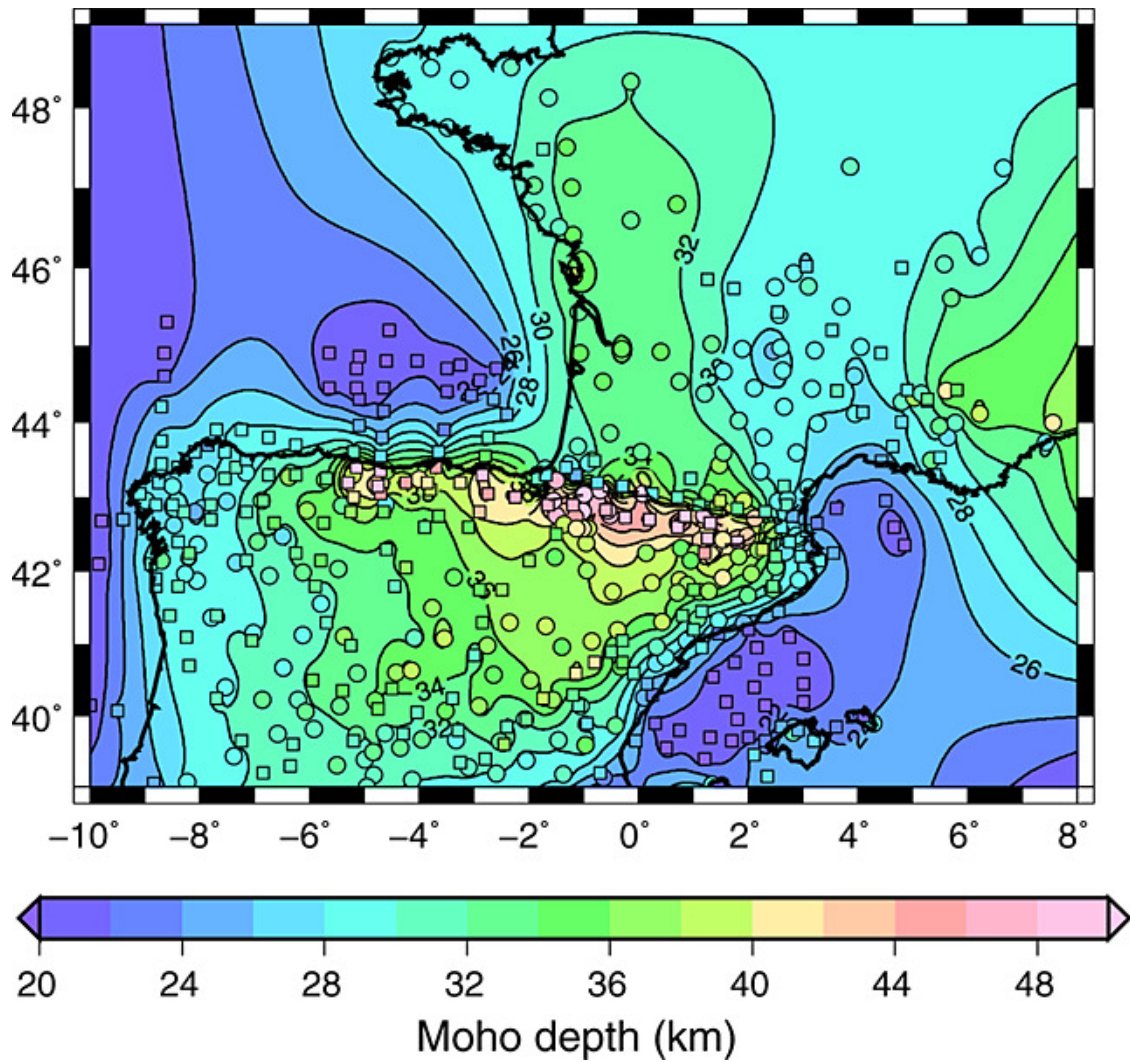
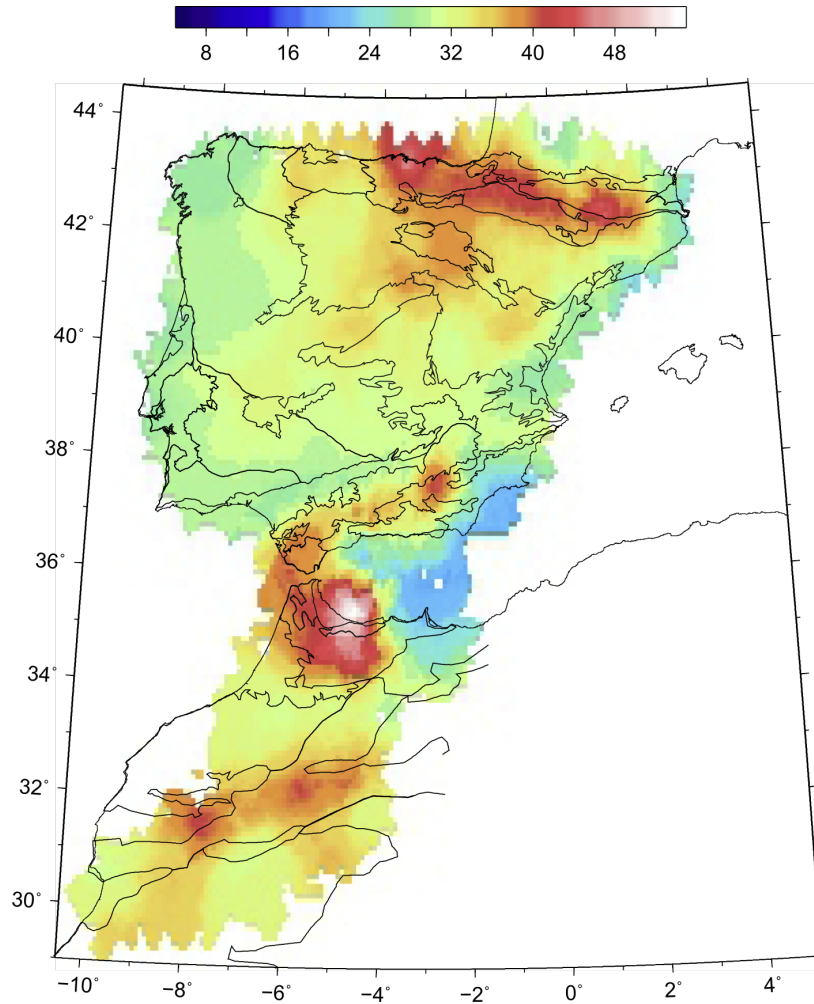


Figura 1.20: Mapa de espesor cortical elaborado por *Chevrot et al. (2014)* mediante interpolación de valores obtenidos de funciones receptoras (círculos) y perfiles de sísmica de refracción y reflexión (cuadrados).



*Figura 1.21: Mapa de espesor cortical elaborado por [Mancilla y Díaz \(2015\)](#) a partir del análisis de funciones receptoras, con las principales unidades geológicas dibujadas. Los valores están expresados en km.*

#### 1.3.4. Tomografía de ruido sísmico

La tomografía de ruido sísmico, a menudo también denominada tomografía de ruido ambiente (Bensen et al., 2007), se basa en la extracción de información sobre la velocidad de fase o de grupo de las ondas superficiales a partir de correlaciones cruzadas de registros pasivos del ruido sísmico ambiente. Esta metodología se fundamenta en estudios teóricos que han demostrado que la correlación cruzada de campos de ondas difusos se puede utilizar para realizar una estimación de la función de Green (función que describe la respuesta de la Tierra frente a un impulso) entre dos estaciones sísmicas (p. ej., Wapenaar, 2004). El resultado del cálculo y análisis de las funciones de correlación entre todos los pares de estaciones disponibles permite estimar el tiempo que las ondas superficiales tardan en viajar entre ellas y obtener mapas de velocidad de fase o grupo a través de un algoritmo tomográfico (p. ej., Barmin et al., 2001).

Al igual que en el caso de las funciones receptoras, los estudios existentes de tomografía de ruido sísmico existentes cubren total o parcialmente la zona de estudio, pero ninguno se centra específicamente en ella. Además, la escala de estos trabajos suele ser mucho mayor, por lo que los resultados relativos a la Zona Vasco-Cantábrica y las áreas limítrofes no son especialmente detallados. Villaseñor et al. (2007) realizaron el primer estudio de este tipo en la Península Ibérica. Utilizando correlaciones cruzadas de 4 meses de ruido ambiente registrados por un total de 40 estaciones, estos autores presentaron mapas de velocidad de grupo que permitían reconocer las principales estructuras geológicas de la península Ibérica. Sin embargo, debido a la distribución de las estaciones sísmicas y la relativamente corta duración de los registros del ruido sísmico ambiente, el estudio de Villaseñor et al. (2007) no consiguió resolver estructuras de un tamaño inferior a 100 km en las zonas periféricas de la Península, incluida la zona de estudio de esta tesis. En un trabajo posterior, Silveira et al. (2013) incluyeron estaciones en Portugal, el norte de Marruecos y las islas Canarias a los datos utilizados por Villaseñor et al. (2007), consiguiendo mejorar la resolución de la tomografía y expandiendo la zona de estudio hacia el oeste y el sur (fig. 1.22).



## CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN

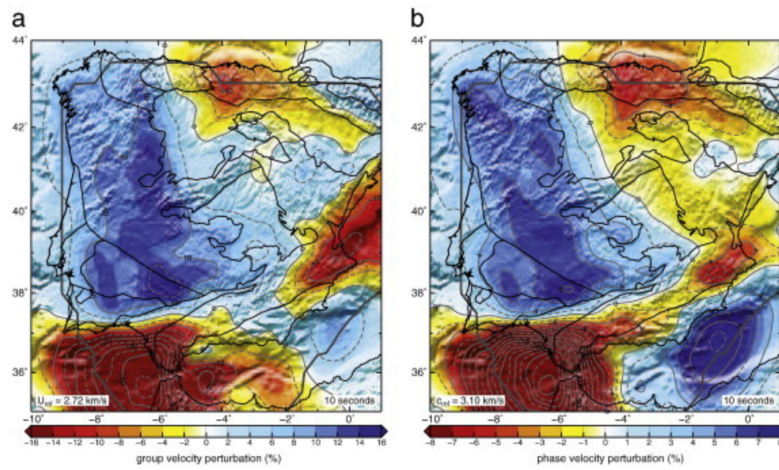


Figura 1.22: Mapas de velocidad de fase y grupo a 10 s de periodo elaborados por *Silveira et al. (2013)*.

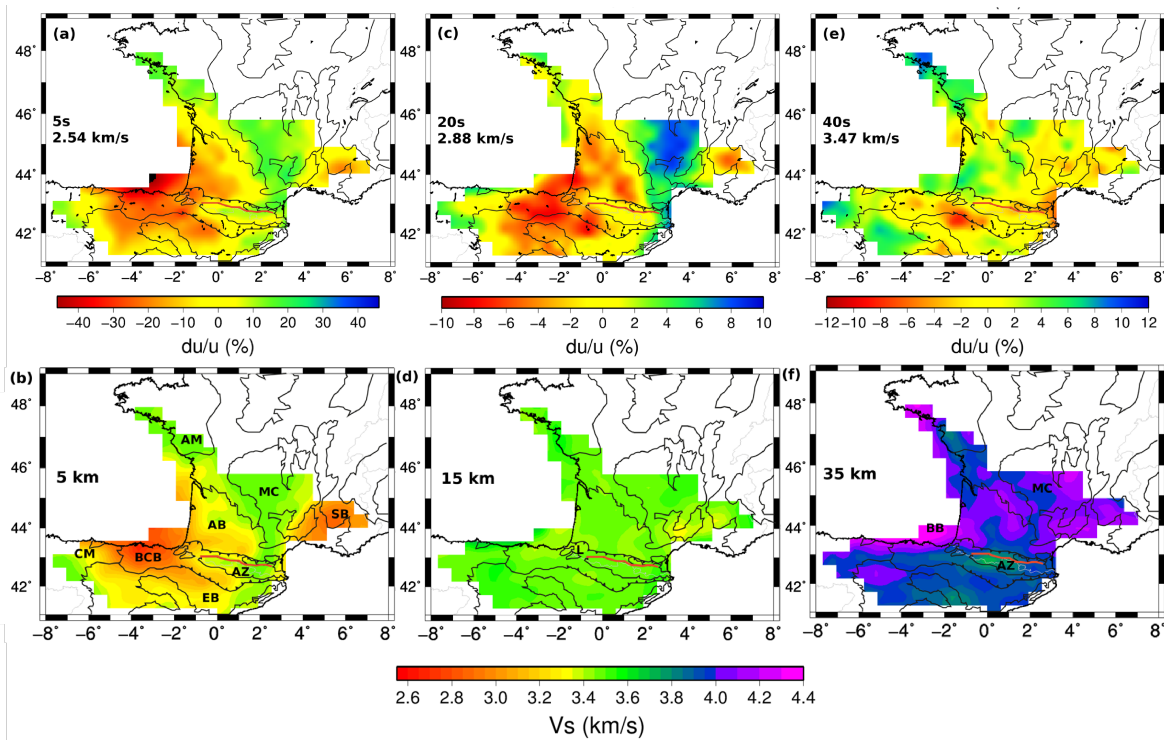


Figura 1.23: Resumen de los resultados obtenidos por *Macquet et al. (2014)*. (Fila superior) Mapas de velocidad de grupo; (fila inferior) mapas de velocidad de ondas S. Modificado de *Macquet et al. (2014)*.

[Macquet et al. \(2014\)](#) presentaron un modelo 3D de velocidad de ondas S para los Pirineos, el sur de Francia y el noreste de España (fig. 1.23) obtenido a partir de las curvas de dispersión de ondas superficiales estimadas con registros de ruido ambiente. Para ello utilizaron datos del despliegue norte de la red TopoIberia-IberArray, el array temporal PYROPE en el sureste de Francia y diversas estaciones permanentes. Sus descripciones del modelo se centran en la parte occidental de los Pirineos (regiones de Labourd- Mauléon-Arzacq) y en el Macizo Central francés, y no proporcionan información significativa acerca de la estructura de velocidades de la zona Vasco-Cantábrica salvo que a bajas profundidades (3-5 km) su modelo se corresponde en términos generales con la geología superficial.

[Palomeras et al. \(2017\)](#) combinaron el análisis de las correlaciones cruzadas del ruido ambiente con información procedente de telesismos utilizando un total de 368 estaciones, tanto permanentes como temporales, desplegadas en España, Portugal y el norte de Marruecos. Utilizando este elevado volumen de datos, generaron mapas de velocidad de fase para un rango de periodos comprendido entre 4 y 167 s (fig. 1.24), que después invirtieron para obtener un modelo 3D de velocidad de ondas S de toda la península Ibérica y el norte de Marruecos. A bajas profundidades (p. ej. 5 km) los mapas de velocidad de ondas S guardan cierto parecido con la geología superficial, con bajas velocidades en los materiales Cenozoicos de los sinclinales de Villarcayo y Miranda-Treviño y las cuencas del Duero y del Ebro, y velocidades más elevadas para el Paleozoico de la zona Cantábrica y los materiales Mesozoicos del Sistema Ibérico. A profundidades de 35-45 km, la elevada velocidad de las ondas S en la parte occidental de la Zona Vasco-Cantábrica contrasta con las menores velocidades observadas bajo la zona Cantábrica y la parte oriental de la Zona Vasco-Cantábrica (fig. 1.25).

Al oeste de la zona de estudio considerada en este trabajo, y a una escala de trabajo similar, [Acevedo et al. \(2019\)](#) produjeron una serie de mapas de velocidad de grupo de ondas Rayleigh utilizando registros de ruido procedentes de 10 estaciones sísmicas de corto periodo y 13 de banda ancha (fig. 1.26). Sus modelos de velocidad de ondas S muestran con detalle la distinción entre los distintos bloques de la corteza superior a ambos lados del cabalgamiento frontal de

la Cordillera Cantábrica sobre la cuenca del Duero, así como una zona de baja velocidad en profundidad en torno a las fallas de Ventaniella y Tarna, que coincide espacialmente con uno de los focos sísmicos de la región. Sin embargo, la máxima profundidad alcanzada por este trabajo es de 12 km, por lo que no aporta nueva información acerca de la estructura profunda de la corteza. [Fernández-Viejo et al. \(2021\)](#) utilizaron funciones de autocorrelación del ruido sísmico junto con datos previos de sísmica de refracción/reflexión de gran ángulo para estudiar la topografía de la Moho en el norte de Iberia, y sus resultados apoyan la existencia de una raíz cortical profunda bajo el sector central de la Cordillera Cantábrica.



### 1.3. ESTUDIOS GEOFÍSICOS PREVIOS

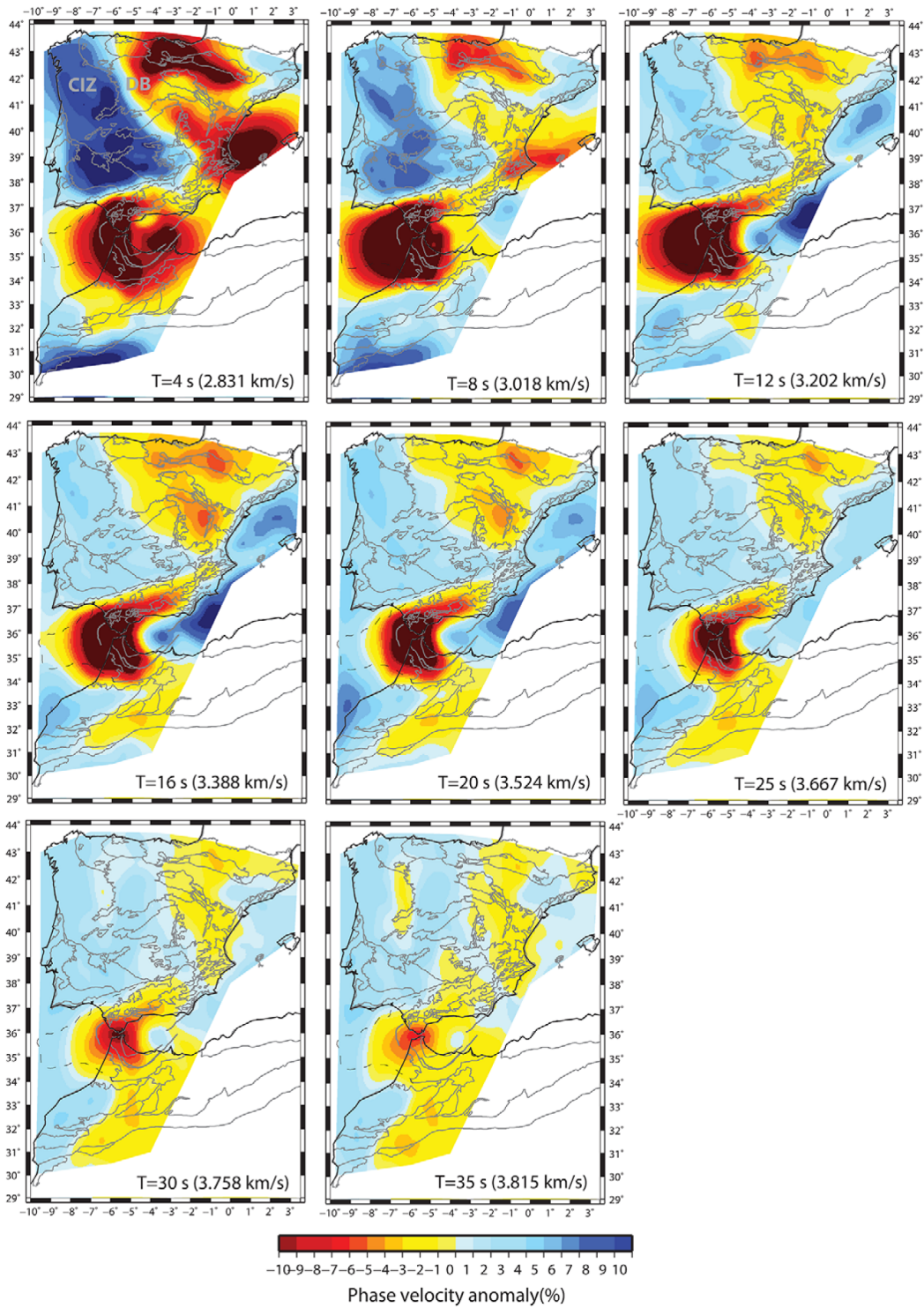


Figura 1.24: Mapas de velocidad de fase realizados mediante tomografía de ruido ambiente por Palomeras et al. (2017).

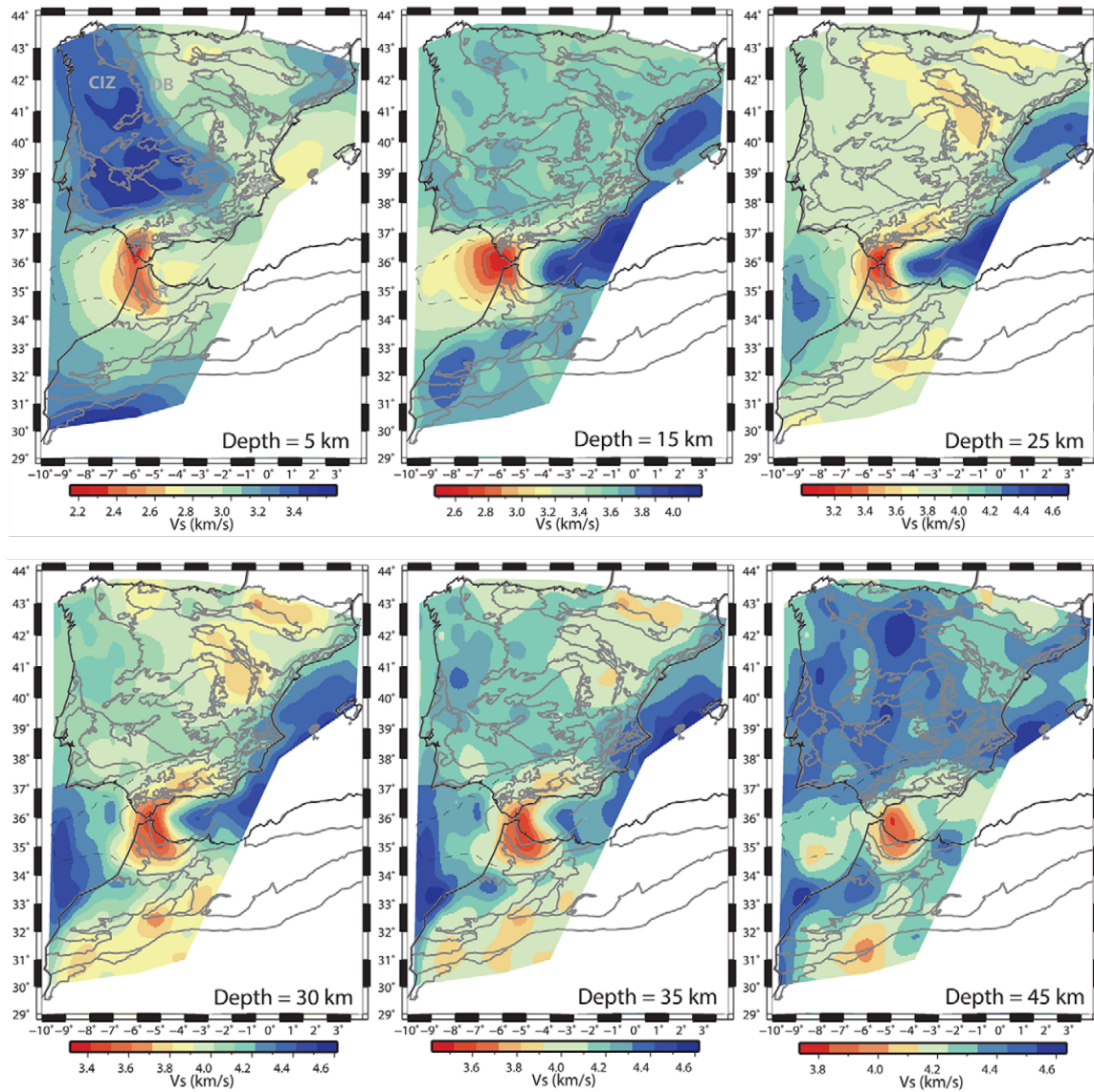


Figura 1.25: Mapas de velocidad de ondas S para profundidades de 5-45 km elaborados por *Palomeras et al. (2017)* mediante la inversión de la velocidad de fase de las ondas Rayleigh.

### 1.3. ESTUDIOS GEOFÍSICOS PREVIOS

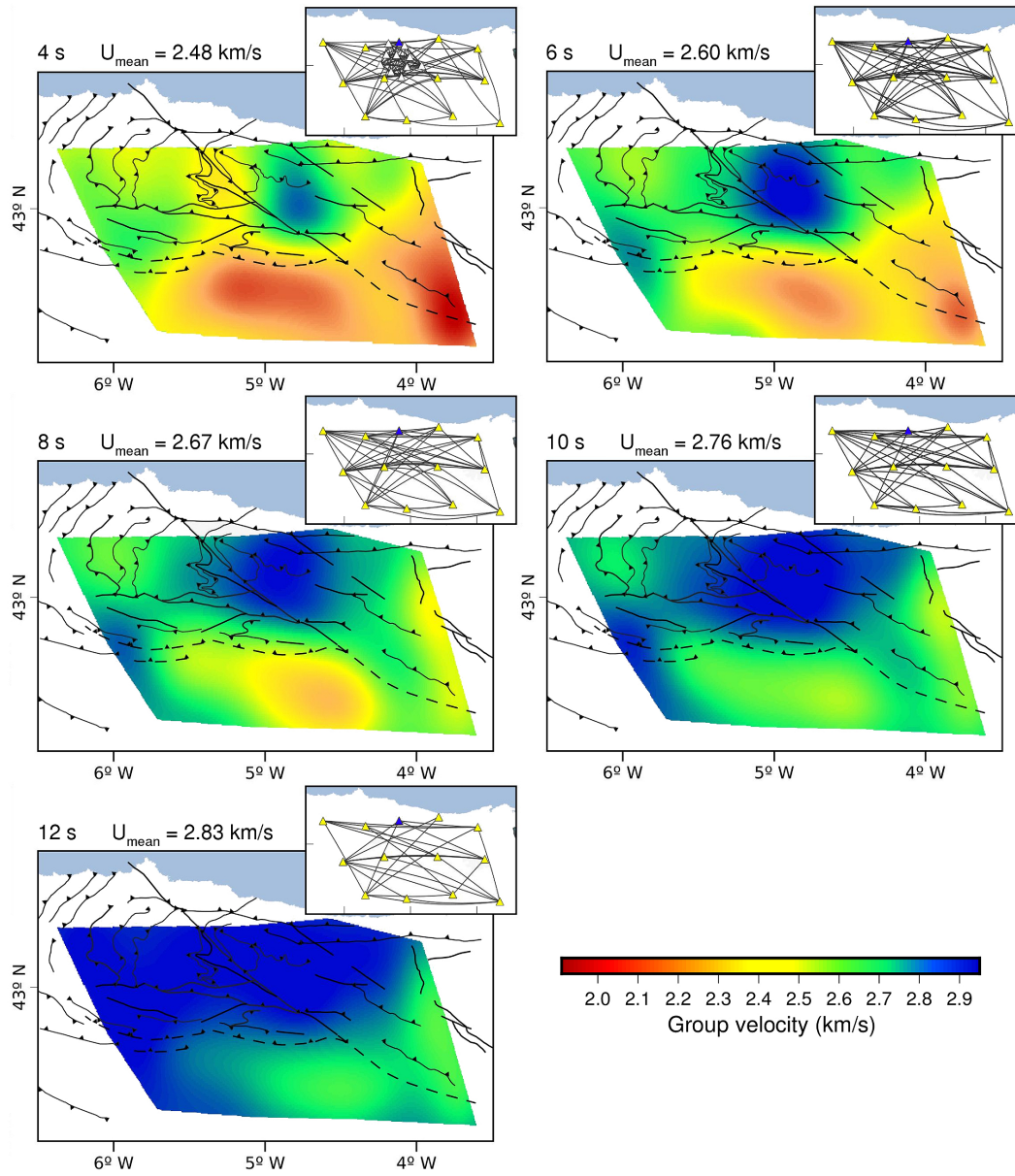


Figura 1.26: Mapas de velocidad de grupo del sector central de la Cordillera Cantábrica elaborados por Acevedo et al. (2019).

### 1.3.5. Elipticidad de las ondas Rayleigh

La elipticidad de las ondas Rayleigh hace referencia a la relación entre las amplitud de los desplazamientos horizontal y vertical que provocan estas ondas en las partículas del medio por el que se propagan. Este parámetro, a menudo denominado relación H/V, está controlado únicamente por la estructura del subsuelo bajo las estaciones de registro. Los datos de la elipticidad de las ondas Rayleigh son escasos en la Península Ibérica y prácticamente inexistentes en la zona de estudio. [Gómez-García y Villaseñor \(2015\)](#) generaron un mapa de elipticidad de la Península Ibérica y el norte de Marruecos (fig.1.27). La distribución de los valores de la elipticidad en este mapa es algo heterogénea, aunque la tendencia general es de valores de elipticidad más bajos en las cuencas cenozoicas y más altos en las zonas montañosas. La heterogeneidad de los resultados seguramente esté relacionada con la dificultad de obtener medidas estables de la elipticidad ([Ferreira y Woodhouse, 2007](#); [Tanimoto y Rivera, 2008](#)). En un estudio realizado en Portugal, [Attanayake et al. \(2017\)](#) observaron una cierta correlación entre la elipticidad de las ondas Rayleigh y las distintas unidades geológicas, con valores consistentemente elevados asociados a las cuencas Lusitana y del Bajo Tajo, y valores más bajos en las zonas pertenecientes al Macizo Varisco Ibérico.



### 1.3. ESTUDIOS GEOFÍSICOS PREVIOS

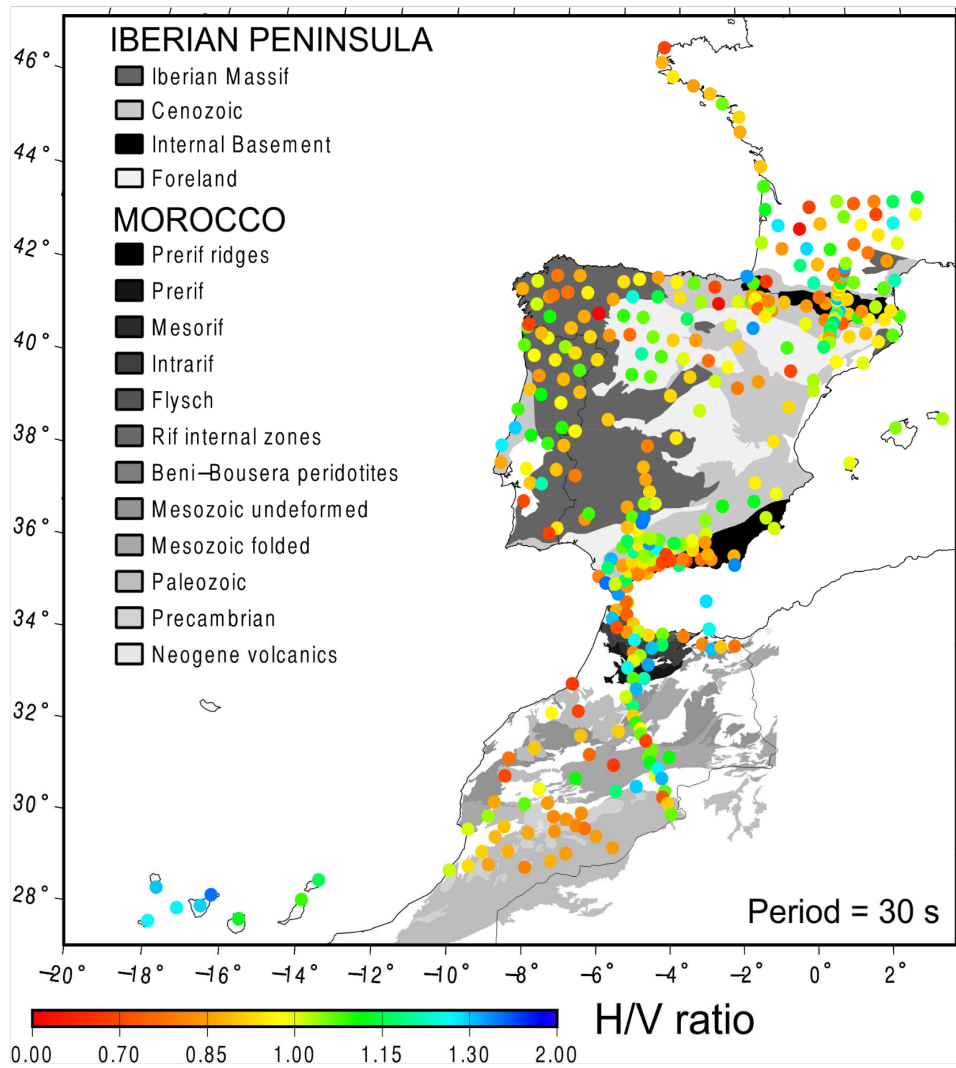


Figura 1.27: Valores de elipticidad de las ondas Rayleigh en la Península Ibérica y el norte de Marruecos obtenidos por [Gómez-García y Villaseñor \(2015\)](#).

# Capítulo 2

## Datos y preprocesado

### 2.1. Instrumentación

Los datos utilizados en este estudio están constituidos por los registros pasivos realizados por un total de 66 estaciones de banda ancha pertenecientes a 3 redes sísmicas entre los años 2016 y 2020. 31 de estas estaciones pertenecen a la red temporal del proyecto SISCAN (códigos de red SC e IB), otras 30 a la red también temporal desplegada en el marco del proyecto MISTERIOS (códigos de red MS y NA), y 6 pertenecen a la red sísmica permanente mantenida y operada por el Instituto Geográfico Nacional (código de red ES). Adicionalmente, La geometría y el número de estaciones desplegadas formando esta densa red compuesta cambió de forma notable a lo largo del tiempo. La evolución temporal de las redes sísmicas se puede resumir de la siguiente manera:

1. 2014: Despliegue inicial de la red SC en el marco del proyecto SISCAN. Instalación de 30 estaciones con un espaciado regular de aproximadamente 30 km en la región Vasco-Cantábrica. La estación E153, perteneciente originalmente a la red TopoIberia-IberArray

## 2.1. INSTRUMENTACIÓN

---

(código de red IB) fue reinstalada en el marco del proyecto SISCAN, manteniendo su denominación original.

2. 2016: Las estaciones instaladas durante el despliegue inicial continúan en funcionamiento. Despliegue de 14 estaciones adicionales en el marco del proyecto MISTERIOS en el extremo oriental de la región Vasco-Cantábrica (código de red NA). Instalación de la estación SC31.
3. 2017: Desinstalación de las estaciones NA. Despliegue de las estaciones MS en la periferia del área de estudio. Desinstalación de varias de las estaciones pertenecientes al despliegue inicial de la red SC. El IGN facilita a la Universidad de Oviedo los registros continuos de las estaciones EARI, EARA, EORO, ELAN y EALK, entre otras más lejanas que no han sido utilizadas en esta tesis.

Una parte importante de este trabajo ha sido la participación, desde el verano de 2016, en los trabajos de instalación, mantenimiento y desinstalación de las estaciones sísmicas. La figura 2.1 muestra en detalle la posición y la duración del despliegue de cada una de las estaciones utilizadas en este estudio. En el caso de las estaciones de la red permanente ES, la fecha de inicio indica el momento a partir del cual se dispone de los registros continuos procedentes de las mismas. La calidad de los registros y la disponibilidad temporal de datos de cada una de las estaciones serán descritas en los siguientes apartados. En cuanto a la instrumentación utilizada, las estaciones temporales utilizaron dos combinaciones distintas de unidad de registro/sensor sísmico, ambas producidas por la compañía canadiense *Nanometrics*. La primera de estas combinaciones consistía en una unidad de registro modelo *Taurus* conectada a un sensor *Trillium 120P* (*Trillium 120Q* en el caso de la estación SC31), y la segunda en una unidad de registro *Centaur* con sensor *Trillium Compact 120 Posthole*. Las estaciones sísmicas estaban alimentadas por baterías conectadas a un panel solar. La figura 2.2 contiene esquemas de ambos tipos de configuración, y la figura 2.3 contiene fotografías de campo de algunas estaciones. El muestreo de las estaciones se fijó en 100 muestras/s, por lo que la frecuencia de Nyquist de los registros es de 50 Hz. El cuadro 2.1 detalla todo el instrumental desplegado.

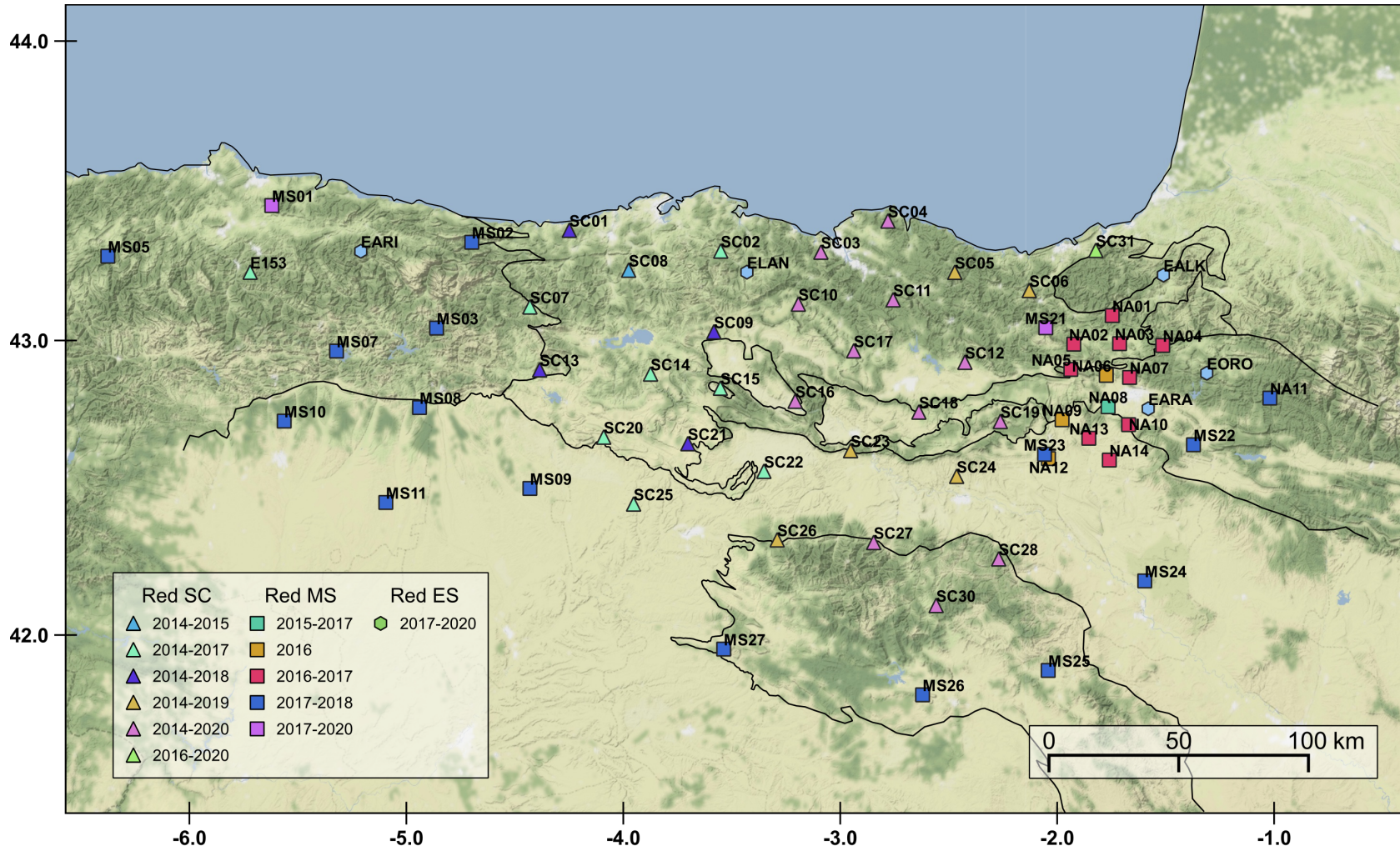


Figura 2.1: Mapa de las estaciones sísmicas cuyos datos han sido utilizados en esta tesis. Las líneas negras separan las principales unidades geológicas de la región estudiada (figura 1.1).



## 2.1. INSTRUMENTACIÓN

<b>Código red</b>	<b>Estación</b>	<b>Longitud</b>	<b>Latitud</b>	<b>Datalogger</b>	<b>Sensor</b>
MS	MS01	-5.61994	43.45298	Centaur	Trillium Compact 120 Posthole
MS	MS02	-4.6984	43.3303	Taurus	Trillium 120P
MS	MS03	-4.8606	43.0421	Taurus	Trillium 120P
MS	MS05	-6.37597	43.28351	Centaur	Trillium Compact 120 Posthole
MS	MS07	-5.32179	42.96472	Centaur	Trillium Compact 120 Posthole
MS	MS08	-4.9393	42.774	Taurus	Trillium Compact 120 Posthole
MS	MS09	-4.4304	42.5	Taurus	Trillium 120P
MS	MS10	-5.56302	42.72828	Centaur	Trillium Compact 120 Posthole
MS	MS11	-5.09465	42.45228	Centaur	Trillium Compact 120 Posthole
MS	MS21	-2.0522	43.0431	Taurus	Trillium 120P
MS	MS22	-1.3713	42.6481	Taurus	Trillium 120P
MS	MS23	-2.0579	42.6156	Taurus	Trillium 120P
MS	MS24	-1.5961	42.1852	Taurus	Trillium 120P
MS	MS25	-2.0411	41.879	Taurus	Trillium 120P
MS	MS26	-2.6202	41.7953	Taurus	Trillium 120P
MS	MS27	-3.537	41.9521	Taurus	Trillium 120P
NA	NA01	-1.7459	43.0841	Taurus	Trillium Compact 120 Posthole
NA	NA02	-1.9231	42.9879	Taurus	Trillium Compact 120 Posthole
NA	NA03	-1.712	42.9896	Taurus	Trillium Compact 120 Posthole
NA	NA04	-1.5131	42.9836	Taurus	Trillium 120P
NA	NA05	-1.9368	42.9028	Taurus	Trillium Compact 120 Posthole
NA	NA06	-1.7734	42.8827	Taurus	Trillium 120P
NA	NA07	-1.6659	42.8757	Taurus	Trillium 120P
NA	NA08	-1.7649	42.7767	Taurus	Trillium Compact 120 Posthole
NA	NA09	-1.9771	42.7327	Taurus	Trillium 120P
NA	NA10	-1.6705	42.7161	Taurus	Trillium 120P
NA	NA11	-1.0193	42.8059	Taurus	Trillium Compact 120 Posthole
NA	NA12	-2.0397	42.6013	Taurus	Trillium 120P

CAPÍTULO 2. DATOS Y PREPROCESADO

NA	NA13	-1.8538	42.6701	Taurus	Trillium 120P
NA	NA14	-1.7592	42.5962	Taurus	Trillium Compact 120 Posthole
SC	SC01	-4.24874	43.37047	Centaur	Trillium Compact 120 Posthole
SC	SC02	-3.55064	43.30087	Centaur	Trillium Compact 120 Posthole
SC	SC03	-3.08898	43.29704	Taurus	Trillium 120P
SC	SC04	-2.77987	43.40148	Centaur	Trillium Compact 120 Posthole
SC	SC05	-2.47188	43.22952	Centaur	Trillium Compact 120 Posthole
SC	SC06	-2.12832	43.16844	Taurus	Trillium 120P
SC	SC07	-4.43027	43.11335	Centaur	Trillium Compact 120 Posthole
SC	SC08	-3.97523	43.23671	Taurus	Trillium 120P
SC	SC09	-3.58227	43.02947	Centaur	Trillium Compact 120 Posthole
SC	SC10	-3.19279	43.12264	Centaur	Trillium Compact 120 Posthole
SC	SC11	-2.75586	43.13718	Taurus	Trillium 120P
SC	SC12	-2.42507	42.92688	Centaur	Trillium Compact 120 Posthole
SC	SC13	-4.38543	42.90145	Taurus	Trillium 120P
SC	SC14	-3.87411	42.88731	Taurus	Trillium 120P
SC	SC15	-3.55232	42.83966	Centaur	Trillium Compact 120 Posthole
SC	SC16	-3.20755	42.79553	Taurus	Trillium 120P
SC	SC17	-2.93763	42.96554	Centaur	Trillium Compact 120 Posthole
SC	SC18	-2.63715	42.75879	Taurus	Trillium 120P
SC	SC19	-2.26178	42.72699	Taurus	Trillium 120P
SC	SC20	-4.09009	42.67411	Centaur	Trillium Compact 120 Posthole
SC	SC21	-3.70223	42.65192	Centaur	Trillium Compact 120 Posthole
SC	SC22	-3.35161	42.55826	Taurus	Trillium 120P
SC	SC23	-2.95212	42.62817	Centaur	Trillium Compact 120 Posthole
SC	SC24	-2.46324	42.54115	Taurus	Trillium 120P
SC	SC25	-3.95231	42.4471	Taurus	Trillium 120P
SC	SC26	-3.29042	42.32521	Centaur	Trillium Compact 120 Posthole
SC	SC27	-2.84568	42.31624	Taurus	Trillium 120P

## 2.1. INSTRUMENTACIÓN

SC	SC29	-2.97949	42.12547	Centaur	Trillium Compact 120 Posthole
SC	SC30	-2.55766	42.10147	Taurus	Trillium 120P
SC	SC31	-1.82173	43.30298	Taurus	Trillium 120Q
IB	E153	-5.7227	43.2292	Taurus	Trillium 120P

Cuadro 2.1: Denominación, posición e instrumentación desplegada en cada una de las estaciones sísmicas pertenecientes a las redes temporales de los proyectos SISCAN y MISTERIOS.

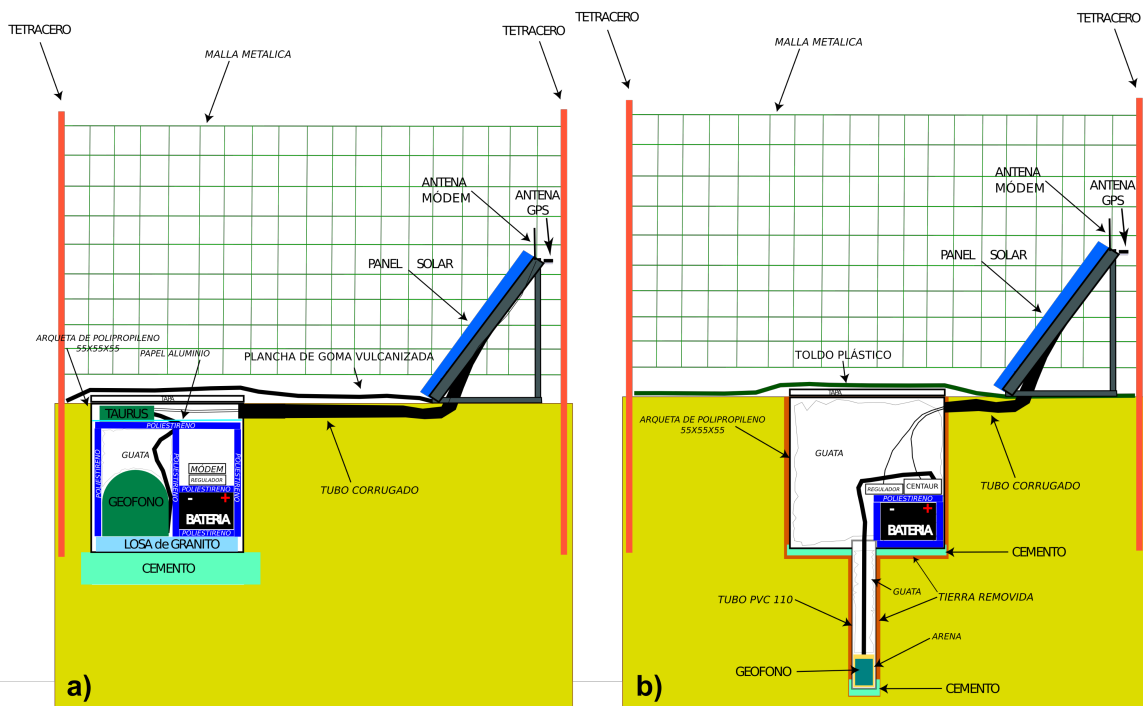


Figura 2.2: Esquemas detallando los dos tipos de instalaciones más comunes realizados en las redes SISCAN y MISTERIOS. a) Estación instrumentada con unidad de registro Taurus y sensor Trillium 120P/Q; b) Estación instrumentada con unidad de registro Centaur y sensor Trillium Compact 120 Posthole. Tomado del informe final del proyecto SISCAN (Pulgar et al., 2017).



*Figura 2.3: Imágenes de algunas de las estaciones temporales utilizadas en este trabajo, incluyendo las dos combinaciones de sensor y estación sísmica. La fotografía A muestra una estación de registro Taurus con un sensor Trillium 120 rodeado de aislante térmico dentro de la arqueta de PVC. La fotografía B muestra la instalación del sensor Trillium Compact Posthole, en el interior de un tubo de PVC enterrado. La fotografía C muestra una de las estaciones Centaur.*

### 2.2. Disponibilidad de datos

En términos generales, la disponibilidad temporal de datos de las estaciones en relación a su tiempo de despliegue es excelente (figuras 2.4 a 2.6). Las ausencias de registros suelen coincidir con el invierno, cuando el clima y la duración de los días son menos favorables para la carga de las baterías a través de los paneles solares. Durante el periodo de operación de la red SC se produjeron dos incidencias críticas: en primer lugar, la estación SC29 fue robada aproximadamente un mes después de su instalación, por lo que no ha podido ser utilizada en este trabajo; en segundo lugar, la estación SC08 se quemó durante los importantes incendios forestales que tuvieron lugar en la cornisa cantábrica en diciembre de 2015, por lo que no se disponen datos de esta estación con posterioridad a esa fecha.

En principio, la alta disponibilidad de datos es muy favorable para todas las técnicas pasivas que se han aplicado en este trabajo, aunque cabe realizar ciertos matices. Las estaciones desplegadas en Navarra (código NA) no coincidieron prácticamente en el tiempo con las estaciones MS, por lo que se dispone de un número significativamente menor de pares de estaciones para la tomografía de ruido ambiente de las que cabría esperar cuando se menciona el número total de estaciones sísmicas (66). Por otra parte, debido a las restricciones que es necesario aplicar a la hora de seleccionar terremotos para realizar los estudios de funciones receptoras (ver sección 5.2.1), algunas de las estaciones de la red MISTERIOS, con un año o menos de registro, corren el riesgo de tener muy pocos eventos aceptables como para permitir realizar estimaciones precisas del espesor cortical. Este problema, aunque en menor medida, también afecta al estudio de la elipticidad de ondas Rayleigh, pues los requisitos que los terremotos deben cumplir en cuanto a la distancia epicentral (descritos en la sección 4.2.1) son ligeramente menos estrictos que en los estudios de funciones receptoras.

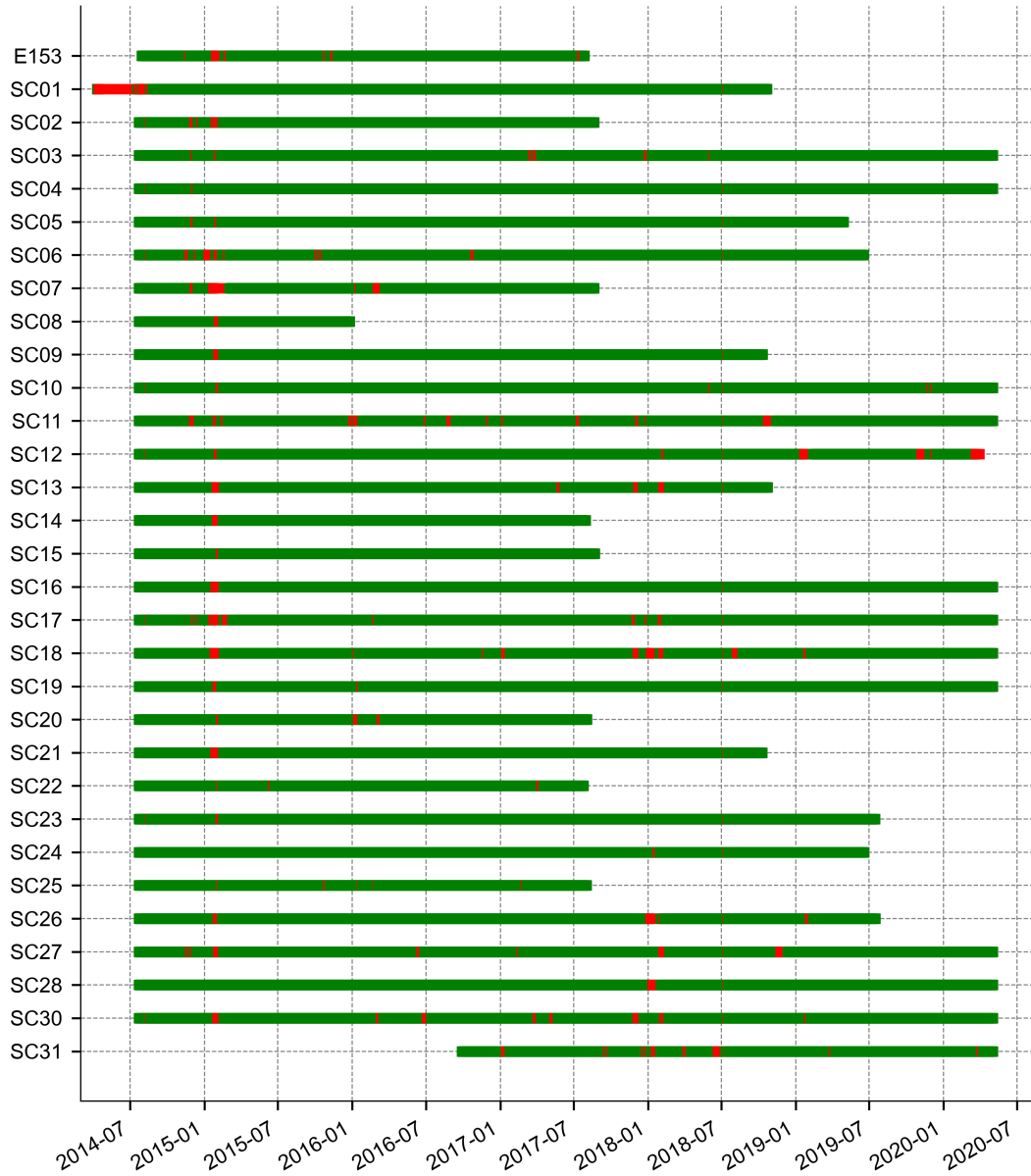


Figura 2.4: Disponibilidad de datos de las estaciones de la red SC (SISCAN) en función del tiempo (la fecha se indica en formato año-mes). El color verde indica datos disponibles; el rojo indica ausencia de datos. Las líneas se extienden desde la fecha de instalación hasta la de desinstalación de cada estación.

## 2.2. DISPONIBILIDAD DE DATOS

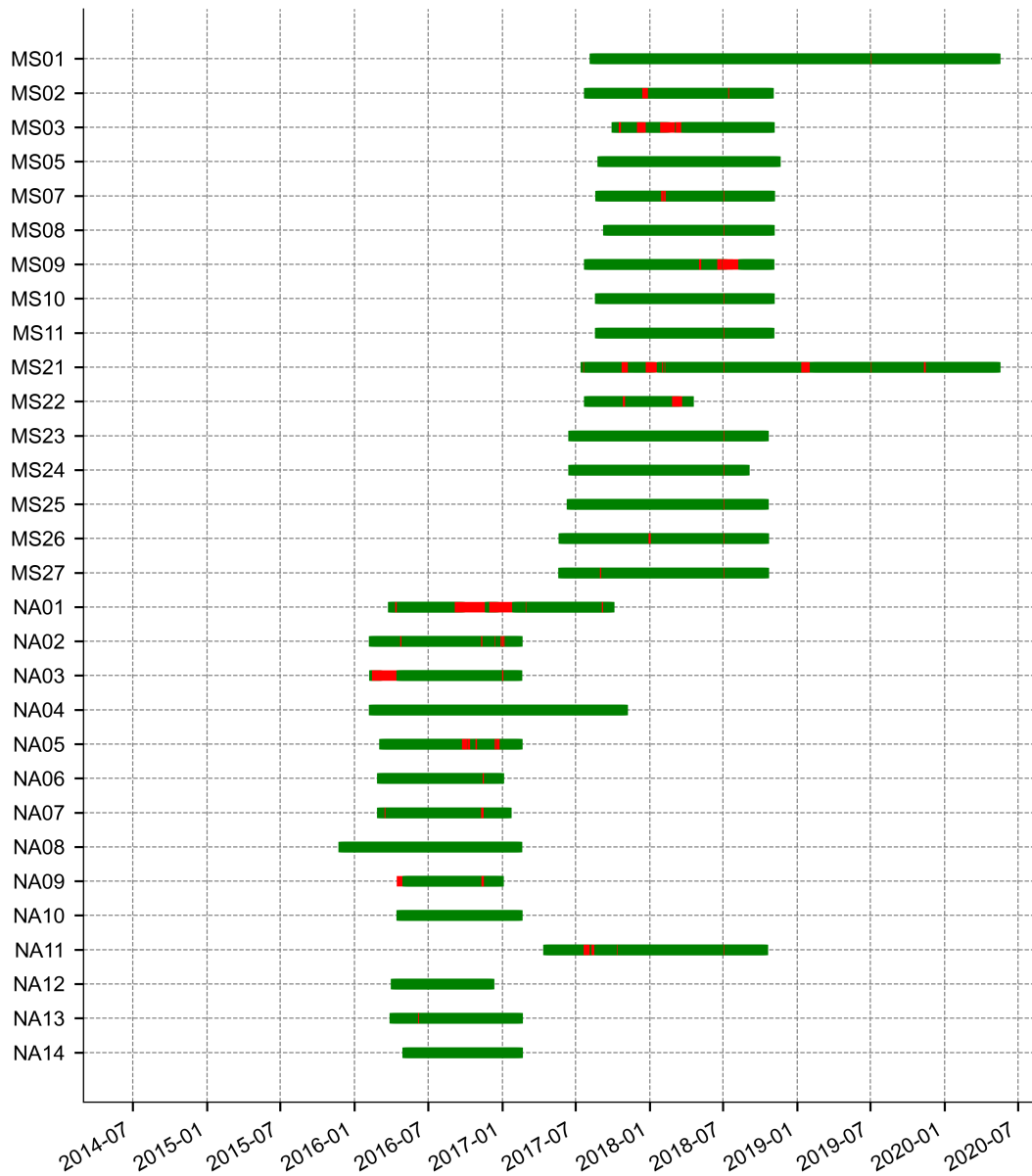


Figura 2.5: Disponibilidad de datos de las estaciones de la red MS (MISTERIOS) en función del tiempo (la fecha se indica en formato año-mes). El color verde indica datos disponibles; el rojo indica ausencia de datos. Las líneas se extienden desde la fecha de instalación hasta la de desinstalación de cada estación.



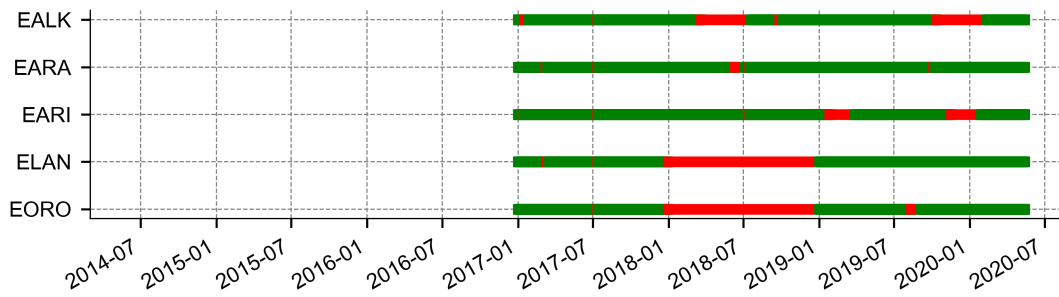


Figura 2.6: Disponibilidad de datos de las estaciones cuyos datos han sido cedidos desde 2017 por el Instituto Geográfico Nacional (IGN) en función del tiempo (la fecha se indica en formato año-mes). El color verde indica datos disponibles; el rojo indica ausencia de datos.

### 2.3. Corrección de la respuesta instrumental

La salida de datos de una estación sísmica digital no se corresponde directamente con el movimiento real del suelo. En el caso de los sensores de banda ancha, por encima de su frecuencia propia la amplitud de las señales registradas están relacionadas linealmente con el desplazamiento del suelo (Havskov y Alguacil, 2006) a través de la ganancia de la estación, compuesta por la ganancia del sensor y la ganancia de la unidad de registro. Por debajo de la frecuencia propia la relación es bastante más complicada, siendo necesario aplicar una corrección dependiente de la frecuencia (Havskov y Alguacil, 2006) que de forma simplificada se puede expresar como:

$$U(\omega) = Z(\omega)/A_d(\omega) \quad (2.1)$$

donde,  $U(\omega)$  es el desplazamiento real del suelo,  $Z(\omega)$  es la amplitud de la señal digital en cuentas, y  $A_d(\omega)$  es la respuesta en desplazamiento del instrumento en el dominio de la frecuencia. La función de respuesta es habitualmente proporcionada por el fabricante de los instrumentos o por la entidad que registra y distribuye los datos sísmicos. A modo de ejemplo, la figura 2.7 contiene la respuesta en frecuencia para los dos tipos de estación sísmica desplegados en las redes temporales SC y MS: unidad de registro Taurus con sensor Trillium 120P (2.7a) y unidad

## 2.3. CORRECCIÓN DE LA RESPUESTA INSTRUMENTAL

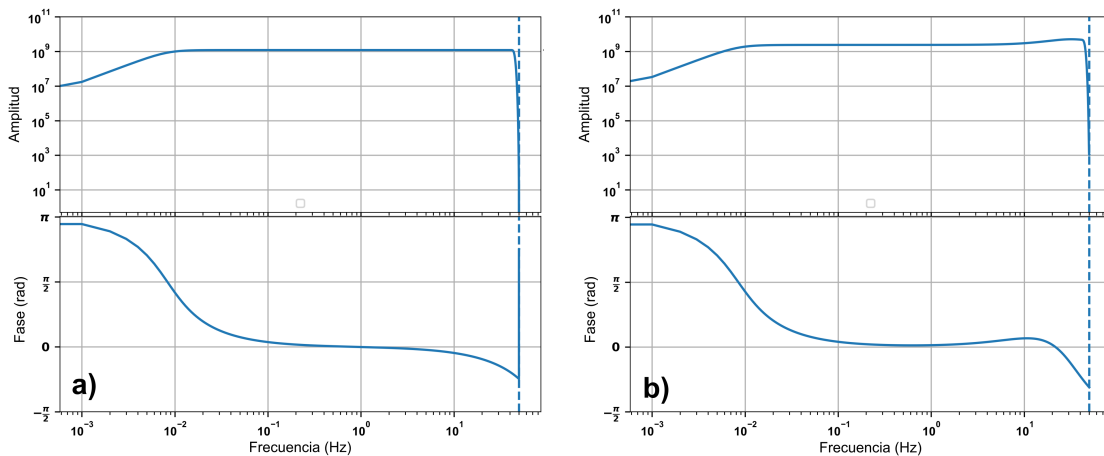


Figura 2.7: Diagramas de Bode mostrando la magnitud en velocidad y la fase de las respuestas en frecuencia de las estaciones instrumentadas con a) Taurus-Trillium 120P/Q y b) Centaur- Trillium Compact 120 Posthole. La línea vertical discontinua situada a una frecuencia de 50 Hz representa la frecuencia de Nyquist correspondiente a la tasa de muestreo de 100 Hz utilizado en las estaciones.

Centaur con sensor Trillium Compact 120 Posthole (2.7b). Cabe hacer notar que la amplitud no es la única diferencia entre los sismogramas digitales y el desplazamiento real del suelo, si no que los equipos electrónicos también desplazan la señal en fase, en una cantidad que depende de la frecuencia de la misma. La corrección de la respuesta instrumental es un paso crítico para todas las técnicas utilizadas en esta tesis doctoral, especialmente para las técnicas que utilizan correlaciones cruzadas del ruido ambiente, las cuales implican operaciones entre registros generados por distintas estaciones que pueden tener distintas respuestas instrumentales. Además, disponer de la información del desplazamiento o velocidad de periodos lo más largos posibles (o dicho de otra manera, frecuencias lo más bajas posibles) de las ondas superficiales es de vital importancia para la penetración en profundidad de los estudios de tomografía de ruido ambiente y elipticidad, por lo que es de gran interés extender el análisis por debajo de la frecuencia propia de los sensores todo lo que sea posible siempre que los datos lo permitan.

En este trabajo, las respuestas para las estaciones de las redes SISCAN y MISTERIOS se han construido a partir de los ficheros en formato dataless SEED distribuidos a través de la

librería NRL (Nominal Response Library, en <http://ds.iris.edu/NRL/>) mantenida por los servicios de datos del consorcio IRIS (Incorporated Research Institutions for Seismology). Las respuestas de las estaciones EALK, EORO, EARI, EARA y ELAN, de la red permanente ES, fueron obtenidas a través de la página web del Instituto Geográfico Nacional ([www.ign.es/web/resources/sismologia/estaciones/estaciones.html](http://www.ign.es/web/resources/sismologia/estaciones/estaciones.html)). Las respuestas instrumentales fueron combinadas para generar un fichero de metadatos de todas las estaciones utilizadas (cuadro 2.1) en el formato stationXML (descrito en <http://docs.fdsn.org/projects/stationxml>). Este formato ha sido desarrollado por la FDSN (Federation of Digital Seismograph Networks) con el fin proporcionar un formato estándar, más simple que el dataless SEED y con información más completa sobre los datos geofísicos a los que acompaña.

### 2.4. Orientación de los sensores

La correcta orientación de los sensores es crítica para todas las técnicas empleadas en este trabajo, puesto que todas ellas involucran una rotación de las componentes de los sismogramas de un modo u otro, tal y como se verá más adelante. La forma más común de instalar los sensores sísmicos en el campo es la de orientar una de las componentes horizontales hacia el norte geográfico. Esta tarea se suele realizar utilizando una brújula magnética, puesto que otros métodos más precisos requieren el empleo de equipos mucho más costosos y complejos (p. ej., [Ringler et al., 2013](#)). El empleo de la brújula magnética puede introducir una serie de errores importantes en la orientación de los sensores (p. ej., [X. Wang et al., 2016](#)), puesto que la presencia de materiales magnéticos o incluso la proximidad de la brújula al propio sensor o a herramientas utilizadas durante la instalación de las estaciones puede causar una lectura incorrecta de la posición del norte magnético. Otros problemas que pueden introducir error en las orientaciones son la necesidad de tener en cuenta la declinación magnética, así como la dificultad de trasladar de forma perfecta la línea N-S determinada mediante la brújula a la orientación sensor sísmico. Además, es necesario considerar que durante los trabajos de man-

## 2.4. ORIENTACIÓN DE LOS SENSORES

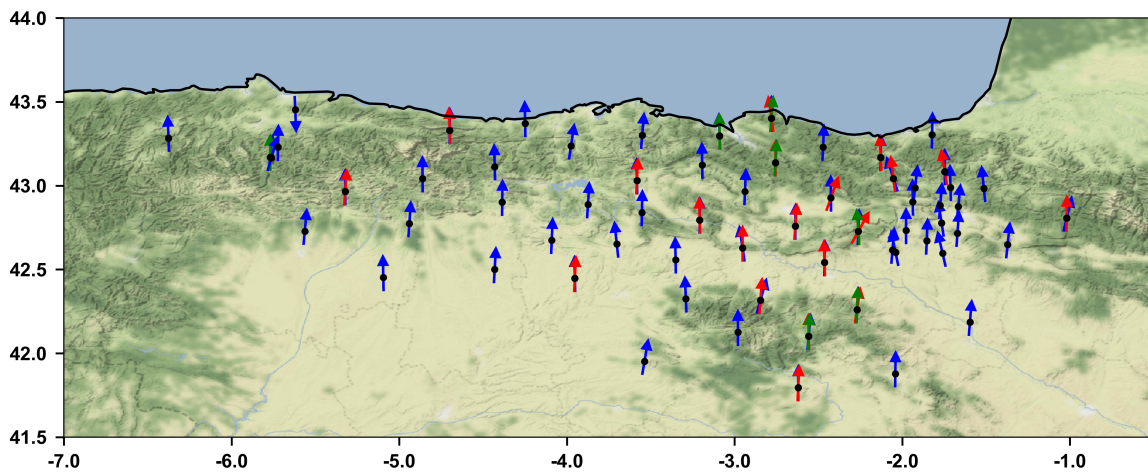
---

tenimiento de las estaciones puede ser necesario manipular directamente los sensores sísmicos, lo que puede resultar en cambios significativos de la orientación.

Por todo ello, se consideró necesario realizar un estudio de la orientación de los sensores respecto del norte geográfico, con el fin de detectar y corregir cualquier error importante que pudiera existir como paso previo al procesado de los datos descrito en los siguientes capítulos. Este estudio se ha realizado empleando el programa DLOPy, desarrollado por [Doran y Laske \(2017\)](#), el cual estima los ángulos de llegada de ondas Rayleigh procedentes de eventos telesísmicos localizados en un catálogo global y los compara con el ángulo de llegada calculado a partir de las coordenadas del epicentro y de la estación para obtener la desviación de la componente N-S del sensor sísmico respecto del norte geográfico. Para estimar los ángulos de llegada, las componentes horizontales se van rotando de 0,25 grados en 0,25 grados en sentido horario, y en cada paso se realiza la correlación cruzada entre las componentes radial y vertical (desfasada 90°) de las ondas Rayleigh. Cuando la orientación de la componente horizontal rotada coincide exactamente con la dirección de llegada de las ondas Rayleigh, las señales horizontal y vertical estarían en fase y el coeficiente de correlación será elevado (próximo a 1). En la práctica, cuando el coeficiente de correlación es superior a 0.8, se considera que la orientación de las componentes horizontales es óptima. Todas aquellas orientaciones que resulten en un coeficiente de correlación superior a 0.8 son retenidas para elaborar una estadística. Los cálculos se repiten para siete frecuencias concretas, distribuidas entre 10 y 40 mHz, y el programa da como salida el valor medio de la desviación respecto del norte geográfico y su incertidumbre, entendida como 4 veces la desviación estándar.

Los resultados del análisis de las orientaciones de las estaciones sísmicas temporales utilizadas en este trabajo están representados en la figura 2.8 y detallados en el cuadro 2.2. Las flechas de colores indican la orientación del canal nominal norte respecto del norte geográfico. Las tareas de mantenimiento realizadas en las estaciones que implicaron la manipulación directa del sensor sísmico se reflejan en la existencia de más de una estimación de la orientación del sensor, correspondiente al periodo transcurrido tras cada una de estas manipulaciones

(épocas en el cuadro 2.2). Cada una de estos resultados está representado con una flecha de distinto color (de más antigua a más moderna: azul, roja y verde). Con un error medio de  $5^\circ$ , las estaciones están razonablemente bien orientadas, aunque los valores de la desviación varían de forma notable entre ellas. El caso más extremo es el de la estación MS01, que por error fue instalada con la componente horizontal denominada norte orientada al sur, lo que pone de manifiesto la gran importancia de realizar un análisis detallado de las orientaciones de los sensores como paso previo a cualquier otro procesado de los datos.



*Figura 2.8: Orientación de los sensores de las estaciones sísmicas temporales (puntos negros) de los proyectos SISCAN y MISTERIOS. Las flechas indican el azimuth de la componente nominal norte. Los distintos colores de las flechas se refieren a las distintas épocas de cada estación, entendidas como el tiempo transcurrido entre dos trabajos de mantenimiento que requirieron manipulación directa del sensor sísmico (por orden, de más antigua a más moderna: azul, rojo y verde).*

## 2.4. ORIENTACIÓN DE LOS SENSORES

Estación	Azimuth/Época (°)		
	1	2	3
MS01	177.63±0.78	-	-
MS02	0.0±90.0	357.42±1.38	-
MS03	359.69±1.28	-	-
MS05	358.04±1.28	-	-
MS07	0.0±90.0	3.91±1.32	-
MS08	3.91±1.38	-	-
MS09	3.2±1.36	-	-
MS10	5.23±1.13	-	-
MS11	358.81±1.28	-	-
MS21	342.16±1.05	352.97±2.08	-
MS22	6.01±4.78	-	-
MS23	4.81±2.46	-	-
MS24	4.71±3.97	-	-
MS25	0.8±1.34	-	-
MS26	0.0±90.0	2.65±1.16	-
MS27	9.67±1.35	-	-
NA01	359.73±1.8	350.86±2.91	-
NA02	6.47±2.28	-	-
NA03	358.66±1.97	-	-
NA04	354.17±1.55	-	-
NA05	359.27±1.91	-	-
NA06	4.7±2.05	-	-
NA07	5.95±2.14	-	-
NA08	351.25±1.88	-	-
NA09	359.9±2.59	-	-
NA10	4.13±3.11	-	-
NA11	13.17±4.18	0.76±1.44	-

CAPÍTULO 2. DATOS Y PREPROCESADO

NA12	348.29±2.7	-	-
NA13	2.41±2.3	-	-
NA14	347.01±1.96	-	-
SC01	358.87±0.74	-	-
SC02	4.75±0.92	-	-
SC03	357.92±0.79	359.2±1.78	359.3±2.86
SC04	359.75±0.68	351.77±3.05	4.77±1.07
SC05	2.63±0.67	-	-
SC06	0.6±1.13	357.73±1.2	-
SC07	358.6±0.76	-	-
SC08	8.52±1.2	-	-
SC09	358.82±0.73	2.59±1.46	-
SC10	359.07±0.58	-	-
SC11	1.73±0.7	0.28±1.22	3.2±2.01
SC12	359.62±0.68	19.76±0.94	-
SC13	0.69±0.57	-	-
SC14	3.7±0.94	-	-
SC15	1.22±0.73	-	-
SC16	0.47±0.83	358.38±1.03	-
SC17	2.34±0.52	-	-
SC18	0.63±0.75	4.07±1.93	-
SC19	2.06±0.95	29.06±5.11	356.08±1.09
SC20	2.49±0.78	-	-
SC21	353.87±0.54	-	-
SC22	358.94±0.92	-	-
SC23	351.56±0.7	0.02±2.19	-
SC24	1.09±1.36	358.39±1.16	-
SC25	359.01±1.24	2.76±0.84	-
SC26	357.59±0.57	-	-



## 2.4. ORIENTACIÓN DE LOS SENSORES

SC27	15.76±0.61	4.47±1.11	-
SC28	4.02±0.83	8.29±2.1	1.97±1.04
SC29	0.0±90.0	-	-
SC30	5.17±0.83	359.3±1.74	2.56±1.02
SC31	1.09±0.82	-	-
E153	1.05±0.88	-	-
BO01	6.33±4.1	0.0±90.0	0.0±90.0
BO03	16.5±1.64	-	-

*Cuadro 2.2: Resultados del estudio de la orientación de las estaciones utilizando el método de correlación de ondas Rayleigh telesísmicas propuesto por [Doran y Laske \(2017\)](#). Los valores indican la desviación de la componente nominal norte de las estaciones respecto del norte geográfico en sentido horario, en unidades de grados decimales ( $^{\circ}$ ). Los errores indicados en este cuadro equivalen a 2 desviaciones estándar (intervalo de confianza del 95 %). Las épocas, numeradas de 1 a 3, se refieren a los distintos valores de orientación calculados para las estaciones tras la realización de trabajos de mantenimiento que requirieron la manipulación directa del sensor sísmico.*

# Capítulo 3

## Tomografía de ondas superficiales

### 3.1. Introducción

Las ondas superficiales son dispersivas, lo que significa que su velocidad de propagación depende de su periodo. Las observaciones de este fenómeno son muy valiosas para el estudio de la estructura de la Tierra, por dos razones. En primer lugar, la profundidad a la que las ondas superficiales producen un desplazamiento significativo del medio por el que se propagan depende de su longitud de onda (p. ej., [Stein y Wysession, 2003](#)). En segundo lugar, la velocidad a la que las ondas superficiales se propagan depende de distintos parámetros (principalmente, la velocidad de las ondas S) intrínsecos al medio de propagación (la estructura de la Tierra), los cuales varían en función de la profundidad. Este comportamiento se ve reflejado en la figura [3.1](#), que muestra la sensibilidad de la velocidad de fase de las ondas Rayleigh y Love a distintos periodos frente a la variación de distintos parámetros en profundidad (velocidad de ondas P, S y densidad). La realización de observaciones de la velocidad de propagación de las ondas superficiales entre múltiples puntos de un área permite, a través de la resolución de un problema inverso, elaborar mapas que describen la variación horizontal de la velocidad de fase o grupo a distintos periodos. Esta técnica recibe el nombre de tomografía de ondas superficiales.

### 3.1. INTRODUCCIÓN

---

La densa cobertura de estaciones sísmicas de la zona de estudio, especialmente sobre la Zona Vasco-Cantábrica, ofrece una excelente oportunidad para realizar una tomografía de ondas superficiales que pueda ser utilizada posteriormente para determinar la estructura de velocidades de ondas S de la corteza. Tradicionalmente, la realización de este tipo de estudios tomográficos se ha basado en la observación de la dispersión de las ondas superficiales procedentes de terremotos. Sin embargo, esta técnica presenta ciertas limitaciones importantes independientemente del número de estaciones sísmicas del que disponga (Yang et al., 2007). En concreto, la sismicidad en la región Cantábrica es dispersa y de baja magnitud (p. ej., López-Fernández, 2006; Mezcua y Rueda, 2006; Pulgar et al., 2017), por lo que los terremotos que permitirían medir la dispersión de las ondas superficiales son lejanos y proporcionarían una cobertura azimutal desigual. Además, debido a la atenuación y dispersión que sufren las ondas superficiales, la lejanía de los eventos dificulta la realización de observaciones a periodos cortos ( $T < 20$  s), críticas para el estudio de la parte más superficial de la corteza. Estas limitaciones pueden ser evitadas utilizando observaciones procedentes de campos de ondas difusos, como por ejemplo el ruido sísmico ambiente, en lugar de terremotos (Yang et al., 2007).

El estudio de la dispersión de las ondas superficiales a partir del ruido sísmico comenzó a ganar popularidad en estudios superficiales a partir del trabajo pionero de Aki (1957). La teoría desarrollada por Aki postulaba que las funciones de correlación del ruido sísmico en el dominio de frecuencias se comportaban como una función de Bessel de primera especie  $J_0$ , que dependía de la velocidad de fase de las ondas superficiales. Para que se cumpliera este supuesto teórico era necesario que las funciones de correlación fueran promediadas acimutalmente, lo que imponía una severa restricción a la geometría con la que se debían desplegar los sismógrafos (en forma de círculo o semicírculo). Sin embargo, el propio Aki propuso la posibilidad de sustituir el promedio azimutal por un promedio temporal utilizando únicamente dos estaciones. En 1973, Cox demostró que esta propuesta era correcta siempre y cuando el ruido sísmico se pudiera considerar isótropo.

En la primera década del siglo XXI, diversos estudios teóricos mostraron que la correlación

cruzada de los registros del ruido sísmico de dos estaciones permitía realizar una estimación de la función de Green entre ellas (p. ej., [Snieder, 2004](#); [Wapenaar, 2004](#)). El análisis de esta función permite obtener estimaciones de la velocidad de grupo de las ondas superficiales ([Bensen et al., 2007](#)). Uno de los primeros estudios en utilizar esta técnica para medir las velocidades de grupo de las ondas superficiales a partir del ruido sísmico ambiente fue el de [Shapiro y Campillo \(2004\)](#), quienes elaboraron mapas de velocidad de grupo de corto periodo (7.5 y 15 s) para California. El impacto de estos trabajos fue tan grande que, en los últimos quince años, la mayoría de los estudios tomográficos de ruido ambiente han utilizado esta metodología. Sin embargo, esta técnica de medida no está exenta de limitaciones. En primer lugar, la estimación de la función de Green a partir de las correlaciones cruzadas del ruido ambiente requiere realizar la asunción teórica de que los frentes de onda son planos (asunción de campo lejano). Habitualmente se asume que esta condición se cumple siempre que las estaciones estén separadas por tres o más longitudes de onda (p.ej., [Bensen et al., 2007](#)), lo que puede ser problemático cuando las estaciones sísmicas están tan cerca como las utilizadas en este trabajo. En segundo lugar, la determinación de la velocidad de fase a partir de la velocidad de grupo es ambigua, puesto que es necesario resolver una ecuación diferencial ([Bensen et al., 2007](#)).

Para evitar las limitaciones asociadas a la estimación de las funciones de Green, en este trabajo se ha optado por utilizar la formulación original de [Aki \(1957\)](#) para obtener estimaciones de la velocidad de fase de las ondas Rayleigh y Love en un rango de frecuencias comprendido aproximadamente entre 0.02 y 0.25 Hz (o entre 50 y 4 s de periodo). A partir de las curvas de dispersión obtenidas, se han elaborado una serie de mapas de velocidad de fase y grupo utilizando un algoritmo tomográfico propuesto por [Barmin et al. \(2001\)](#). La sección 3.2 describe en detalle el cálculo de las funciones de correlación, la estimación de las velocidades de fase de las ondas superficiales y el algoritmo tomográfico. Todos los cálculos descritos en esta sección han sido implementados en un programa informático escrito en el lenguaje de programación Python 3. Finalmente, en la sección 3.3 se realiza la descripción y discusión de los resultados obtenidos en relación con las características de los registros de ruido ambiente utilizados y el conocimiento geológico/geofísico previo de la zona de estudio.

### 3.1. INTRODUCCIÓN

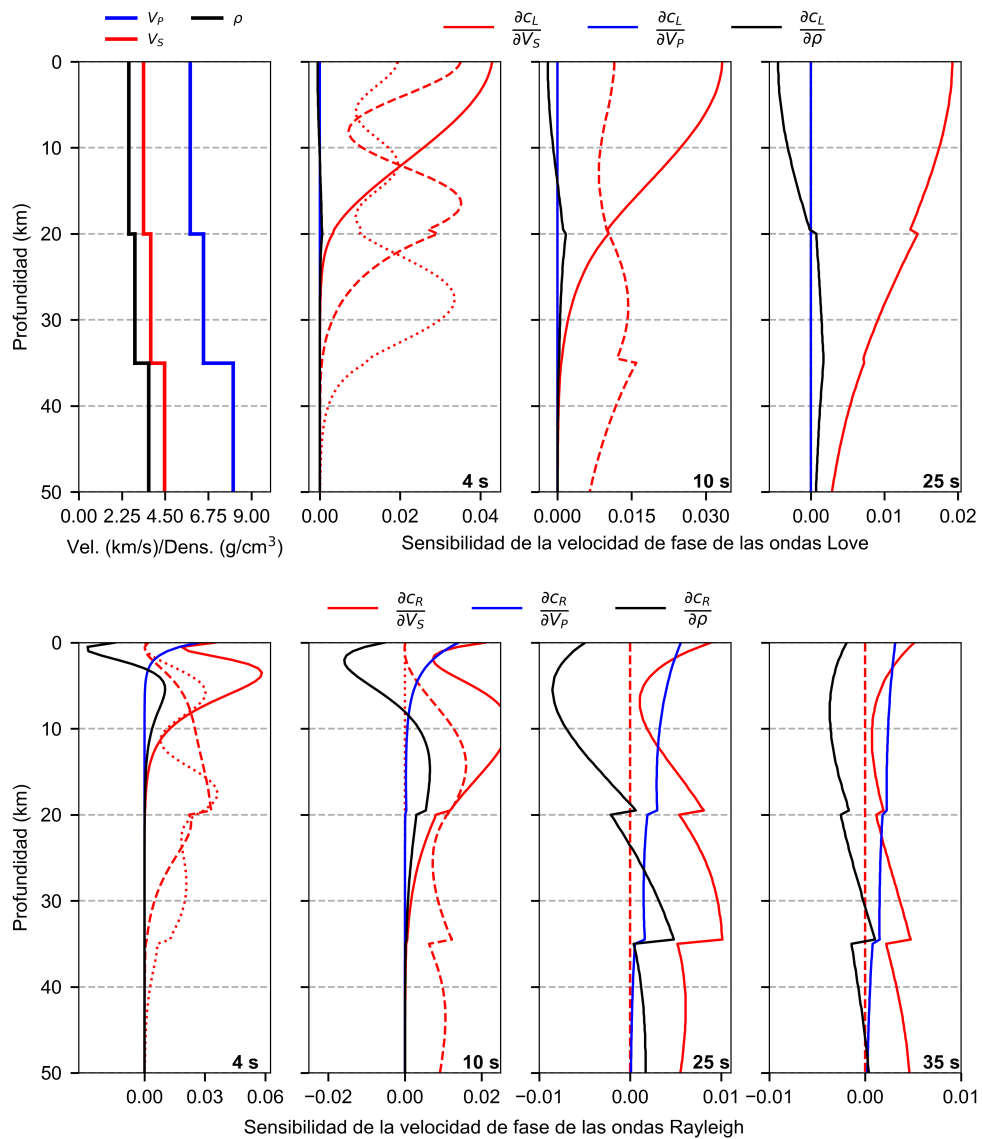


Figura 3.1: Sensibilidad de las ondas superficiales frente a la variación de distintos parámetros (velocidad de ondas P, velocidad de ondas S y densidad) en función de la profundidad, calculados para el modelo IASP91 (Kennett y Engdahl, 1991, , panel superior izquierdo). Las líneas rojas discontinuas y punteadas en las figuras muestran la sensibilidad respecto de la velocidad de ondas S del primer y segundo sobretonos, respectivamente (si existen).

## 3.2. Metodología

### 3.2.1. Cálculo de las funciones de correlación

El método de autocorrelación espacial, propuesto por [Aki](#) en 1957, permite determinar la velocidad de fase de las ondas superficiales utilizando un array de estaciones dispuesto en un círculo de radio  $r$  en torno a una estación de referencia. Este método propone que el promedio azimutal de la función de correlación entre las estaciones del array está relacionado con la función de Bessel de primera especie,

$$\bar{\phi}(r) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\text{inf}} \Phi(\omega) J_0 \left( \frac{\omega r}{c(\omega)} \right) d\omega \quad , \quad (3.1)$$

donde  $\omega$  es la frecuencia angular,  $\Phi(\omega)$  es la potencia espectral,  $J_0$  es la función de Bessel de orden cero, y  $c(\omega)$  es la velocidad de fase de las ondas superficiales. En el caso de las ondas Rayleigh registradas por las componentes verticales, y para una frecuencia concreta  $\omega$ , el coeficiente de correlación se puede expresar como ([Aki, 1957](#)):

$$\bar{\rho}_z(r, \omega) = J_0 \left( \frac{\omega r}{c_R(\omega)} \right) \quad , \quad (3.2)$$

donde  $c_R(\omega)$  es la velocidad de fase de las ondas Rayleigh correspondiente a la frecuencia  $\omega$ . [Aki](#) derivó también expresiones para las componentes radial y transversal, entendidas como las direcciones paralela y perpendicular, respectivamente, al radio del círculo formado por el array. Considerando únicamente la contribución de las ondas Rayleigh, estas expresiones toman la forma ([Aki, 1957](#)):

$$\begin{aligned} \bar{\rho}_r(r, \omega) &= J_0 \left( \frac{\omega r}{c_R(\omega)} \right) - J_2 \left( \frac{\omega r}{c_R(\omega)} \right) \quad , \\ \bar{\rho}_t(r, \omega) &= J_0 \left( \frac{\omega r}{c_R(\omega)} \right) + J_2 \left( \frac{\omega r}{c_R(\omega)} \right) \quad , \end{aligned} \quad (3.3)$$

y considerando únicamente la contribución de las ondas Love,

$$\begin{aligned}\bar{\rho}_r(r, \omega) &= J_0\left(\frac{\omega r}{c_L(\omega)}\right) + J_2\left(\frac{\omega r}{c_L(\omega)}\right) , \\ \bar{\rho}_t(r, \omega) &= J_0\left(\frac{\omega r}{c_L(\omega)}\right) - J_2\left(\frac{\omega r}{c_L(\omega)}\right) ,\end{aligned}\tag{3.4}$$

donde  $J_2$  es la función de Bessel de segundo orden y  $c_L(\omega)$  es la velocidad de fase de las ondas Love. En general, el campo de ondas del ruido sísmico estará constituido por una superposición de ondas Rayleigh y Love. Si se asume que la contribución al campo de cada tipo de onda es estadísticamente independiente, los coeficientes de correlación radial y transversal se pueden expresar como (Métaxian et al., 1997):

$$\begin{aligned}\bar{\rho}_r(r, \omega) &= \alpha [J_0(x) - J_2(x)] + (1 - \alpha) [J_0(x') + J_2(x')] , \\ \bar{\rho}_t(r, \omega) &= \alpha [J_0(x) + J_2(x)] + (1 - \alpha) [J_0(x') - J_2(x')] .\end{aligned}\tag{3.5}$$

Aquí,  $x = \frac{\omega r}{c_R(\omega)}$ ,  $x' = \frac{\omega r}{c_L(\omega)}$  y  $\alpha$  representa la proporción de ondas Rayleigh en el campo de ruido ambiente ( $0 \leq \alpha \leq 1$ ). Las ecuaciones (3.2) y (3.5) indican que a partir de los coeficientes  $\bar{\rho}_z(\omega)$ ,  $\bar{\rho}_r(\omega)$  y  $\bar{\rho}_t(\omega)$  es posible determinar las velocidades de fase  $c_R(\omega)$  y  $c_L(\omega)$ , así como la proporción de cada tipo de onda en el campo de ruido ambiente. El gran obstáculo para la aplicación de este método es el requisito que impone sobre la geometría con la que deben estar situadas las estaciones. Sin embargo, Aki (1957) observó que existían similitudes entre las funciones de correlación obtenidas para pares de estaciones con diferente orientación, por lo que propuso la posibilidad de sustituir el promedio azimutal por la función de correlación de un único par de estaciones para la determinación de las velocidades de fase. Cox (1973) mostró que las expresiones propuestas por Aki son correctas para un único par de estaciones, siempre y cuando el campo de ruido sísmico ambiente sea suficientemente isotrópico. Ésta asunción constituye hoy en día la base sobre la que se construyen la mayoría de las aplicaciones tomográficas que utilizan ruido ambiente, y aunque no es del todo correcta en la mayoría de los casos (p. ej. Bensen et al., 2007; Ermert et al., 2016), se ha mostrado empíricamente que es posible atenuar los efectos de la direccionalidad del ruido sísmico empleando promedios



temporales de las funciones de correlación (p. ej. [Bensen et al., 2007](#)). Por tanto, la función de correlación vertical se puede calcular para un par de estaciones  $i, j$  y una ventana de tiempo  $k$  como ([Ekström, 2014](#)):

$$\rho_{z,ijk}(\omega) = \frac{u_{z,ik}(\omega)u_{z,jk}^*(\omega)}{\sqrt{u_{z,ik}(\omega)u_{z,ik}^*(\omega)}\sqrt{u_{z,jk}(\omega)u_{z,jk}^*(\omega)}} \quad , \quad (3.6)$$

donde el asterisco \* indica el complejo conjugado, y  $u_{z,ik}(\omega)$  es la transformada de Fourier del desplazamiento vertical registrado por las estación  $i$  durante la ventana de tiempo  $k$ . El siguiente paso consiste en sumar todas las funciones de correlación disponibles para cada par de estaciones,

$$\rho_{z,ij}^S(\omega) = \sum_{k=1}^{k=N} \rho_{z,ijk}(\omega) \quad , \quad (3.7)$$

donde  $N$  es el número total de ventanas de tiempo disponibles para el par de estaciones  $i, j$ . Las funciones de correlación transversal y radial para el mismo par de estaciones,  $\rho_{t,ij}^S(\omega)$  y  $\rho_{r,ij}^S(\omega)$  respectivamente, se pueden calcular de forma análoga, previa rotación de las formas de onda al sistema de referencia adecuado (figura 3.2). El ángulo de rotación dependerá de la posición relativa del par de estaciones considerado.

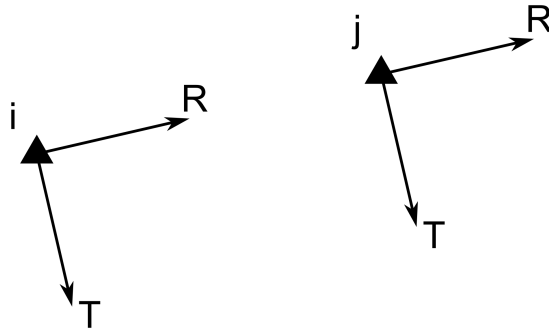


Figura 3.2: Definición de las componentes radial (R) y transversal (T) para un par de estaciones  $i, j$ .

La división por  $\sqrt{u_{z,ik}(\omega)u_{z,ik}^*(\omega)}\sqrt{u_{z,jk}(\omega)u_{z,jk}^*(\omega)}$  en la ecuación (3.6) pretende balancear el contenido espectral de la señal ([Prieto et al., 2009](#)), lo que evita la degradación de la función de correlación por la posible presencia de señales monocromáticas persistentes en el tiempo (a este proceso se le suele llamar *spectral whitening* o *spectral normalization* en la

literatura; p.ej. [Bensen et al., 2007](#)). Como se verá más adelante, es interesante preservar las amplitudes relativas de las funciones de correlación, ya que es posible extraer información de las mismas (p.ej. [F. Lin et al., 2014](#); [Muir y Tsai, 2017](#); [Savage et al., 2013](#)). Para ello, en lugar de normalizar independientemente cada una de las componentes por sí misma, se debe utilizar una señal común (p. ej., [F. Lin et al., 2014](#)). En este trabajo se ha optado por utilizar el promedio de las tres componentes. Así, la ecuación (3.6) pasaría a ser:

$$\rho_{z,ijk}(\omega) = \frac{u_{z,ik}(\omega)u_{z,jk}^*(\omega)}{\frac{1}{6} \sum_{l=z,r,t} \sqrt{u_{l,ik}(\omega)u_{l,ik}^*(\omega)} \sum_{l=z,r,t} \sqrt{u_{l,jk}(\omega)u_{l,jk}^*(\omega)}} , \quad (3.8)$$

donde el subíndice  $l$  indica suma de las componentes vertical ( $z$ ), radial ( $r$ ) y transversal ( $t$ ).

### 3.2.2. Estimación de la velocidad de fase de las ondas Rayleigh

Una vez que se ha obtenido el coeficiente de correlación vertical  $\rho_{z,ij}^S(\omega)$  para un par de estaciones utilizando las ecuaciones (3.7) y (3.8), se puede proceder a estimar la curva de dispersión de las ondas Rayleigh. Puesto que se dispone de la expresión analítica del coeficiente de correlación (ecuación 3.2), una forma muy conveniente de obtener esta estimación es la realización de un ajuste de forma de onda (*waveform fitting*). [Menke y Jin \(2015\)](#) propusieron un método para realizar este ajuste que consta de dos pasos, e introduce un factor constante  $A$  en la ecuación (3.2):

$$\rho_z^S(\omega) = AJ_0 \left( \frac{\omega r}{c_R(\omega)} \right) , \quad (3.9)$$

con el fin de corregir los posibles efectos que la atenuación y el procesado previo puedan tener sobre la amplitud del coeficiente de correlación. El primer paso consiste en realizar una estimación inicial de  $c_R(\omega)$  y del factor de amplitud  $A$ , denotada por  $c_R^0(\omega)$  y  $A^0$ , mediante una búsqueda en malla (*grid search*, p. ej., [Prieto et al., 2009](#)). La búsqueda en malla es un método de optimización que explora todas las soluciones posibles dentro de un rango definido por el usuario. A cada una de las soluciones se les asigna un error  $E$ , definido como la norma L2 de

la diferencia entre el coeficiente de correlación calculado ( $\rho_z^{S,pre}$ ) y el observado ( $\rho_z^S$ ):

$$E = \sqrt{\sum_{k=1}^n \left( \rho_z^S(\omega_k) - \rho_z^{S,pre}(\omega_k) \right)^2} . \quad (3.10)$$

La solución que se tomará como la estimación inicial será aquella que minimice el error  $E$ . La figura 3.3 muestra un ejemplo de aplicación de este método a la determinación de la curva de dispersión entre las estaciones SC28 y SC31. El panel superior izquierdo muestra los nodos (puntos azules) de la malla definida en el espacio velocidad de fase - frecuencia, mientras que el panel superior derecho muestra todas las curvas de dispersión que es posible formar combinando los distintos nodos. La curva de dispersión que minimiza el error  $E$  se muestra en rojo en el panel superior derecho, y el coeficiente de correlación teórico correspondiente se muestra en el panel inferior, también en color rojo. El factor constante  $A$  que se aplica sobre la amplitud del coeficiente de correlación teórico se determina para cada una de las curvas de dispersión de la siguiente manera:

$$A = \frac{\rho_z^{S,pre} \rho_z^S}{\rho_z^{S,pre} \rho_z^{S,pre}} . \quad (3.11)$$

Dada una malla suficientemente densa, este método de minimización siempre encontrará la solución de menor error, pero la desventaja es que el número de posibles soluciones a probar crece rápidamente y el tiempo de computación se vuelve prohibitivo con facilidad. Para evitar este problema se utilizará una malla gruesa, que aunque probablemente no permite encontrar la solución óptima, si permitirá encontrar una solución suficientemente buena que pueda servir de modelo inicial a un algoritmo iterativo de mínimos cuadrados. Este ajuste iterativo constituye el segundo paso del método planteado por [Menke y Jin \(2015\)](#), y se basa en la linealización de la ecuación (3.9) en torno a la estimación inicial obtenida mediante la búsqueda en malla (denotada por  $\mathbf{m}^{(p)} = [\mathbf{c}(\omega)^p, A^p]$ ), lo que permite plantear la ecuación:

$$\mathbf{G}\Delta\mathbf{m} = \Delta\rho \quad , \quad (3.12)$$

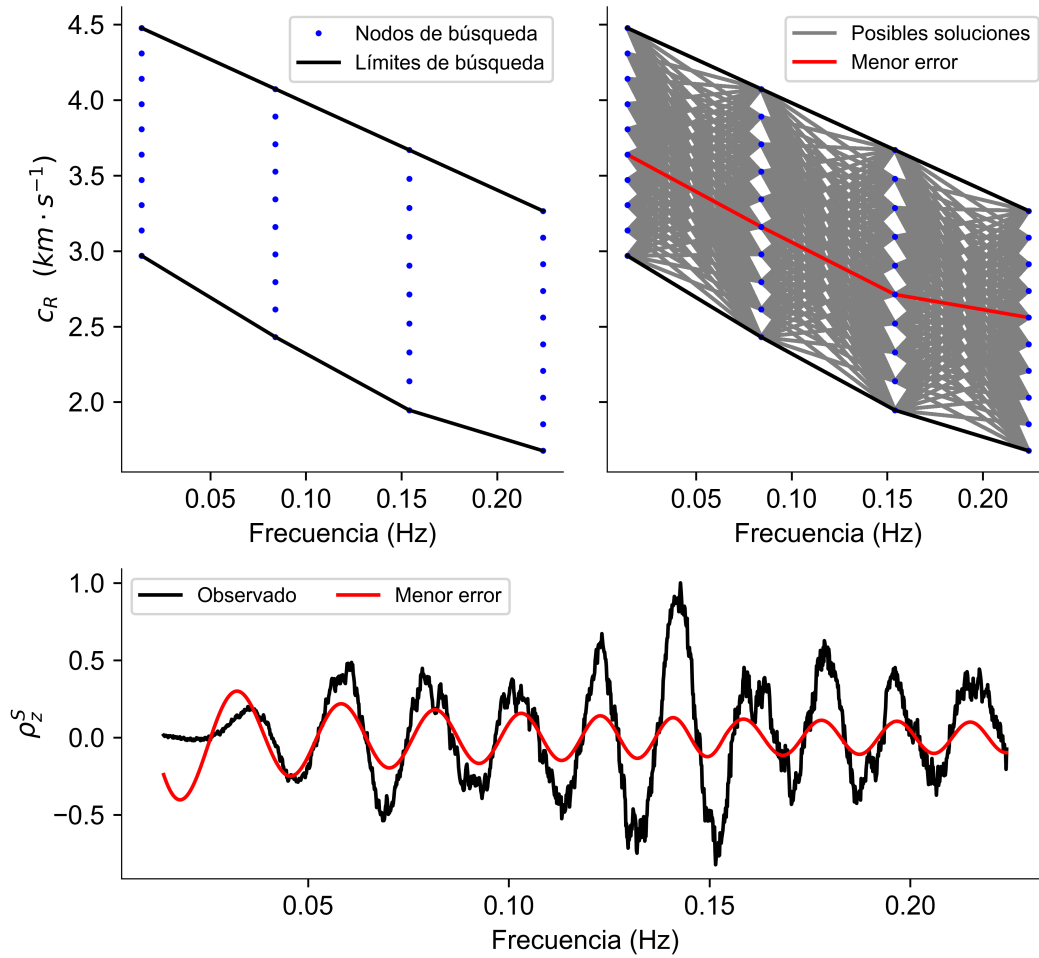


Figura 3.3: Resultado de la búsqueda en malla aplicada al coeficiente de correlación de las estaciones SC28-SC31. Arriba: (izquierda) malla de búsqueda definida en el espacio velocidad de fase - frecuencia; (derecha) todas posibles soluciones junto con la solución de menor error. Abajo: Coeficiente de correlación observado (línea negra) junto con el coeficiente de correlación calculado a partir de la curva de dispersión de menor error (rojo).

donde  $\mathbf{G}$  es la matriz de diseño (*data kernel*) que relaciona  $\Delta \mathbf{m} = \mathbf{m} - \mathbf{m}^{(p)}$ , la diferencia entre la solución refinada y la estimación inicial, con  $\Delta \rho = \rho^{obs} - \rho^{pre}(\mathbf{m}^{(p)})$ , la diferencia entre el coeficiente de correlación observado y el calculado sustituyendo la solución estimada  $\mathbf{m}^{(p)}$  en la ecuación (3.9). Con el fin de obtener un resultado realista, y no solamente modificar la curva de dispersión hasta alcanzar el mínimo error posible, el problema se regulariza mediante

la adición de otras dos ecuaciones. La primera,  $\mathbf{m}^A \approx \mathbf{m}^{(p)}$ , evita que el resultado final se aleje mucho de un cierto modelo  $\mathbf{m}^A$  (por ejemplo, un ajuste lineal a la curva de dispersión obtenida a partir de la búsqueda en malla), buscando con ello suprimir saltos o características poco realistas en la solución. La segunda,  $\mathbf{D}\mathbf{m} \approx 0$ , impone la condición de que la curva de dispersión final debe variar suavemente. La ecuación completa toma la siguiente forma:

$$\begin{bmatrix} \sigma_d^{-1} \mathbf{G} \\ \sigma_A^{-1} \mathbf{I} \\ \sigma_D^{-1} \mathbf{D} \end{bmatrix} \Delta \mathbf{m} = \begin{bmatrix} \sigma_d^{-1} \Delta \boldsymbol{\rho} \\ \sigma_A^{-1} (\mathbf{m}^A - \mathbf{m}^{(p)}) \\ \sigma_D^{-1} \mathbf{D} \mathbf{m}^{(p)} \end{bmatrix}, \quad (3.13)$$

donde los parámetros  $\sigma_d^{-1}, \sigma_A^{-1}, \sigma_D^{-1}$  representan el peso o la importancia que se le asigna a cada ecuación,  $\mathbf{I}$  es la matriz identidad, y  $\mathbf{D}$  es un operador diferencial de segundo orden. La forma discreta de las matrices  $\mathbf{G}$  y  $\mathbf{D}$  es (Menke y Jin, 2015):

$$G_{ij} = \begin{cases} \left. \begin{aligned} \frac{d\rho_i}{dc_j} \Big|_{\mathbf{c}^{(p)}, A^{(p)}} &= A^{(p)} \delta_{ij} \left( \frac{\omega_j r}{(c_j^{(p)})^2} \right) J_1 \left( \frac{\omega_j r}{c_j^{(p)}} \right) & \text{si } (1 \leq i \leq N) \text{ y } (1 \leq j \leq N) \\ \frac{d\rho_i}{dA} \Big|_{\mathbf{c}^{(p)}, A^{(p)}} &= J_0 \left( \frac{\omega_j r}{c_j^{(p)}} \right) & \text{si } (1 \leq i \leq N) \text{ y } j = N + 1 \end{aligned} \right\},$$

$$D_{ij} = \begin{cases} (\Delta\omega)^{-2} & \text{si } i \leq N \text{ y } j = i - 1 \\ -2(\Delta\omega)^{-2} & \text{si } i \leq N \text{ y } j = i \\ (\Delta\omega)^{-2} & \text{si } i \leq N \text{ y } j = i + 1 \\ 0 & \text{resto} \end{cases}, \quad (3.14)$$

donde  $\Delta\omega$  es el espaciado entre los valores discretos de frecuencia correspondientes a las velocidades de fase  $\mathbf{c}(\omega)$ , y  $N$  el número total de valores. La ecuación (3.13) se resuelve de forma iterativa, con  $p = 0, 1, 2, \dots, M$ . Al inicio de cada iteración, se determina el valor de la matriz  $\mathbf{G}$  utilizando la solución  $\mathbf{m}^{(p+1)}$  actualizada con el resultado de la iteración anterior,

$$\mathbf{m}^{(p+1)} = \mathbf{m}^{(p)} + \Delta \mathbf{m} \quad . \quad (3.15)$$

El proceso iterativo continúa hasta que la diferencia  $\Delta\rho$  es suficientemente pequeña (p. ej. menor que el 1 % de  $\rho^{obs}$ ) o hasta que se alcanza un número máximo de iteraciones  $M$  seleccionado por el usuario. La covarianza de la solución final puede ser aproximada por:

$$\mathbf{C}_m = \left( \begin{bmatrix} \sigma_d^{-1}\mathbf{G} \\ \sigma_A^{-1}\mathbf{I} \\ \sigma_D^{-1}\mathbf{D} \end{bmatrix}^T \begin{bmatrix} \sigma_d^{-1}\mathbf{G} \\ \sigma_A^{-1}\mathbf{I} \\ \sigma_D^{-1}\mathbf{D} \end{bmatrix} \right)^{-1}. \quad (3.16)$$

El método propuesto por [Menke y Jin \(2015\)](#) permite determinar de forma automática y bastante robusta la velocidad de fase de las ondas Rayleigh, pero presenta dos problemas que pueden llegar a ser críticos dependiendo de las características de las funciones de correlación y del rango de frecuencias considerado. En primer lugar, considera que la amplitud de las funciones de correlación se comporta del mismo modo que la función de Bessel de primera especie  $J_0$  (es decir, que disminuye progresivamente conforme aumenta la frecuencia), y por lo tanto es suficiente con introducir un parámetro constante en la ecuación (3.2). Esta suposición no se cumple en la mayoría de los casos (p. ej., ver figuras 3.3 y 3.4). Los motivos pueden ser muy variados: efectos no lineales introducidos en el preprocesado, atenuación, distribución de las fuentes de ruido insuficientemente isótropa, etc., aunque esta discusión está fuera del ámbito de este trabajo. El segundo problema es la utilización, como  $\mathbf{m}^A$  en la condición  $\mathbf{m}^A \approx \mathbf{m}^{(p)}$ , de un ajuste lineal a la estimación inicial de la velocidad de fase obtenida a partir de la búsqueda en malla. Esto fuerza a la solución final a no alejarse mucho de una línea recta, lo que puede ser válido para intervalos de frecuencia pequeños como los considerados por [Menke y Jin \(2015\)](#), pero está muy alejado del comportamiento real de las curvas de dispersión de las ondas superficiales, que tienen un aspecto más similar a una función exponencial, con la tasa de cambio de la velocidad de fase aumentado a medida que la frecuencia disminuye. Para solucionar estos problemas, en este trabajo se han realizado dos modificaciones al método de [Menke y Jin \(2015\)](#). La primera consiste en introducir un factor  $A(\omega)$  dependiente de la

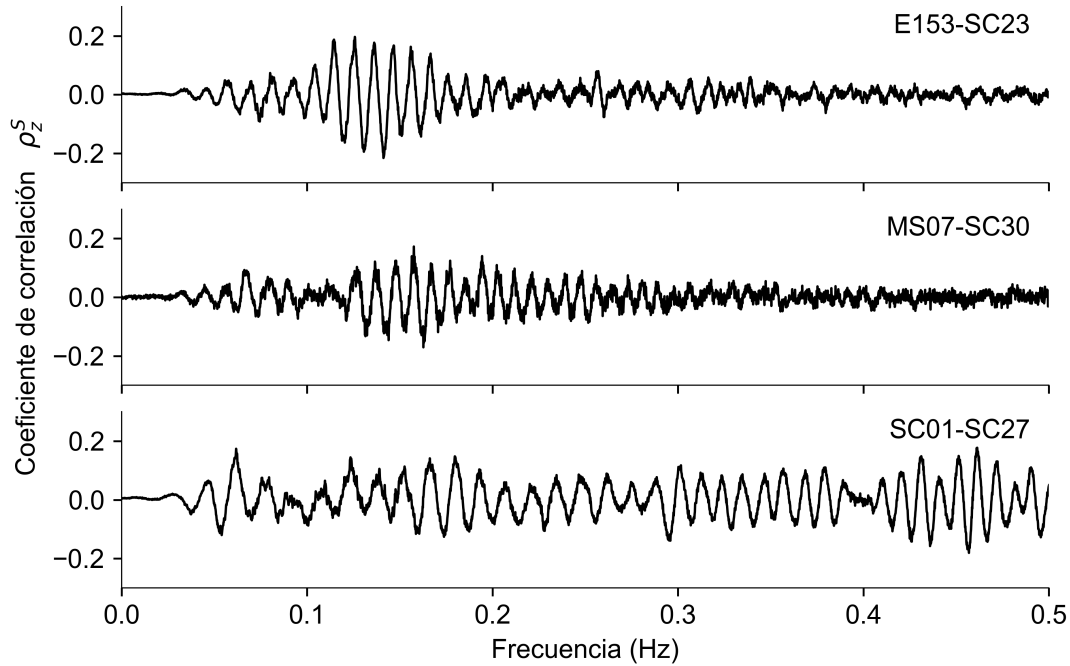


Figura 3.4: Componente vertical de las correlaciones obtenidas para los pares de estaciones E153-SC23, MS07-SC30, y SC01- SC27. En la mayoría de los casos, la amplitud de las correlaciones no decae monótonicamente como ocurre con las funciones de Bessel.

frecuencia en la ecuación (3.9), en lugar de la constante  $A$ :

$$\rho_z^S(\omega) = A(\omega) J_0 \left( \frac{\omega r}{c_R(\omega)} \right) , \quad (3.17)$$

con la intención de modular la amplitud del coeficiente de correlación teórico para que se parezca más a los datos reales. De esta manera, el error en el proceso de ajuste de forma de onda corresponderá principalmente a desajustes en la velocidad de fase y no tanto a diferencias entre la amplitud de los coeficientes de correlación teórico y observado. La estimación inicial de la función  $A(\omega)$  se obtiene como la relación entre las envolventes de los coeficientes de correlación teórico y observado durante la búsqueda en malla (figura 3.5),

$$A(\omega) = \frac{F(\rho_z^S)}{F(\rho_z^{S,pre})} . \quad (3.18)$$



Las envolventes  $F(\rho_z^S)$  y  $F(\rho_z^{S,pre})$  se pueden obtener mediante una transformada de Hilbert o cualquier otro método numérico. La función de corrección de amplitud  $A(\omega)$  se podría refinar en el proceso iterativo de ajuste al igual que el factor constante  $A$  utilizado por [Menke y Jin \(2015\)](#), pero esto implicaría que el vector que contiene los parámetros del modelo,  $\mathbf{m}^{(p)}$ , tendría el doble de elementos. Además de alargar el tiempo de computación, introducir demasiados parámetros en el ajuste incrementa el riesgo de sobreajuste de los datos (*overfitting*), restando fiabilidad a los resultados y complicando la regularización del problema. Para evitar estas dificultades, el vector modelo pasa a contener únicamente la curva de dispersión ( $\mathbf{m}^{(p)} = [\mathbf{c}^{(p)}]$ ), y la forma discreta de la matriz  $\mathbf{G}$  pasa a ser:

$$G_{ij} = A(\omega_j)^{(p)} \delta_{ij} \left( \frac{\omega_j r}{(c_j^{(p)})^2} \right) J_1 \left( \frac{\omega_j r}{c_j^{(p)}} \right) \quad (3.19)$$

con  $A(\omega)^{(p)}$  siendo recalculado en cada iteración por medio de la ecuación (3.18).

La segunda modificación realizada consiste en sustituir el ajuste lineal  $\mathbf{c}(\omega)^A$  por una curva exponencial que simule mejor las características de las curvas de dispersión reales ([Pilz et al., 2017](#); [Tang et al., 2010](#)):

$$\mathbf{c}(\omega)^A = \frac{1}{S_0 + S \tanh(a\omega - b)} \quad (3.20)$$

Los valores  $S_0$  y  $S$  desplazan y ajustan la función exponencial en el eje de velocidad, y se toman como las lentitudes de los extremos final e inicial de la curva de dispersión  $\mathbf{c}(\omega)^0$ . Los parámetros  $a$  y  $b$  controlan la forma de la función exponencial en el eje de frecuencia, y su selección se puede llevar a cabo mediante cualquier algoritmo de optimización global. En este trabajo se ha utilizado un simple algoritmo de búsqueda aleatoria (tipo Monte-Carlo).

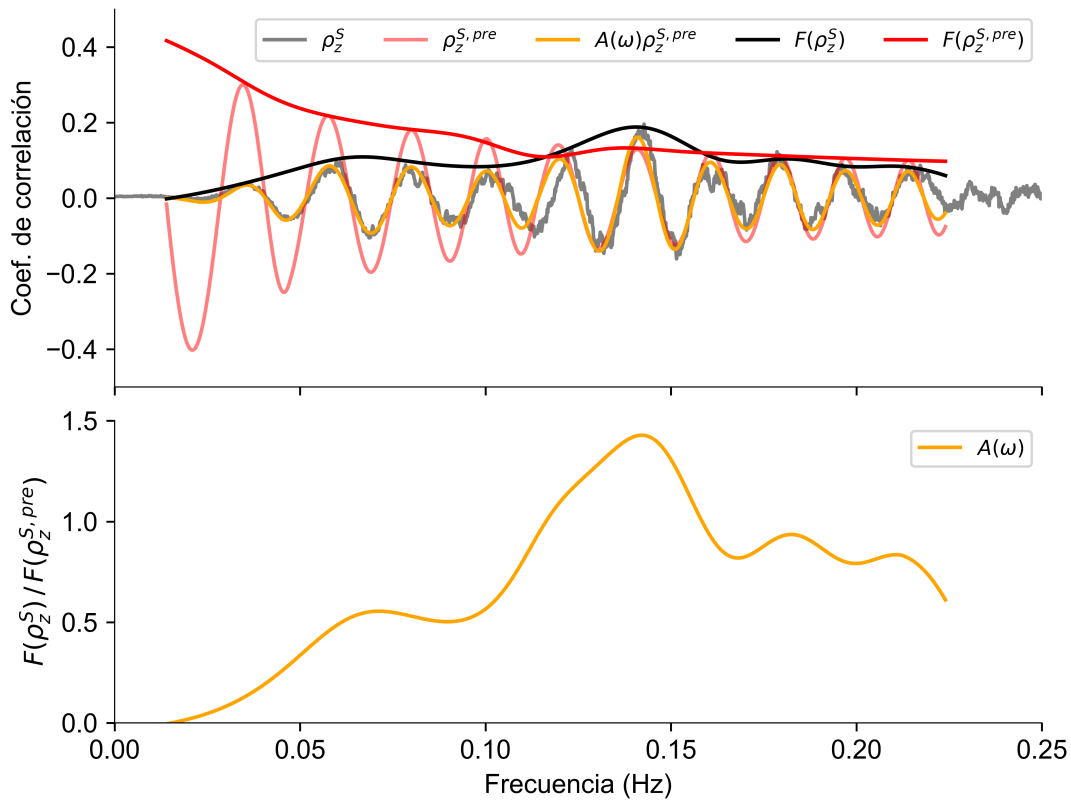


Figura 3.5: Estimación de la función  $A(\omega)$ . El panel superior muestra los coeficientes de correlación observado  $\rho_z^S$  y teórico  $\rho_z^{S,pre}$  junto con sus envolventes, así como el resultado de aplicar la corrección  $A(\omega)$  al coeficiente teórico (línea naranja). El panel inferior muestra el valor de  $A(\omega)$ , obtenido de la relación  $\frac{F(\rho_z^S)}{F(\rho_z^{S,pre})}$ .

### 3.2.3. Estimación de la velocidad de fase de las ondas Love

En este trabajo se ha desarrollado una extensión del método propuesto por [Menke y Jin \(2015\)](#), con el fin de determinar la velocidad de las ondas Love a partir de las componentes horizontales. En principio, las componentes radial y transversal se podrían analizar para obtener las curvas de dispersión de las ondas Love y Rayleigh utilizando la ecuación (3.5), independientemente del resultado obtenido a partir de la componente vertical, disponiendo así de dos estimaciones distintas para las ondas Rayleigh. Sin embargo, puesto que la relación señal-ruido

del coeficiente de correlación de la componente vertical suele ser mucho mejor que la de las componentes horizontales, se ha optado por obtener una única medida de  $c_R(\omega)$  a partir de la componente vertical. De este modo, las únicas incógnitas en la ecuación (3.5) serán la velocidad de las ondas Love y el parámetro  $\alpha$ . Las curvas de dispersión Love que se obtengan estarán constreñidas por las de las ondas Rayleigh, más fiables al haber sido determinadas a partir de la componente vertical con mejor relación señal-ruido.

La primera diferencia frente a la determinación de la curva de dispersión de las ondas Rayleigh es que la introducción del parámetro  $\alpha$  añade una dimensión adicional a la búsqueda en malla. Las expresiones para los coeficientes de correlación radial y transversal son:

$$\begin{aligned}\bar{\rho}_r(r, \omega) &= A_R(\omega) [\alpha [J_0(x) - J_2(x)] + (1 - \alpha) [J_0(x') + J_2(x')]] \quad , \\ \bar{\rho}_t(r, \omega) &= A_T(\omega) [\alpha [J_0(x) + J_2(x)] + (1 - \alpha) [J_0(x') - J_2(x')]] \quad ,\end{aligned}\quad (3.21)$$

donde las funciones  $A_R(\omega)$  y  $A_T(\omega)$  se introducen para corregir la amplitud de los coeficientes radial y transversal, respectivamente. El argumento  $x = \frac{\omega r}{c_R(\omega)}$  permanecerá constante durante todo el proceso de ajuste de forma de onda a las componentes horizontales, con  $c_R(\omega)$  igual a la curva de dispersión de las ondas Rayleigh determinada a partir de la componente vertical. El primer paso consiste en obtener una estimación inicial de la velocidad de fase de las ondas Love (denotada por  $c_L^0$ ) y del parámetro (denotada por  $\alpha^0$ ) que minimice la función:

$$E = \sqrt{\sum_{k=1}^n \left( \rho_r^S(\omega_k) - \rho_r^{S,pre}(\omega_k) \right)^2} + \sqrt{\sum_{k=1}^n \left( \rho_t^S(\omega_k) - \rho_t^{S,pre}(\omega_k) \right)^2} \quad . \quad (3.22)$$

mediante una búsqueda en malla. El segundo paso consiste nuevamente en linearizar la ecuación (3.21) en torno a una cierta solución  $\mathbf{m}^{(p)}$ . En esta ocasión, la ecuación general toma la

forma:

$$\begin{bmatrix} \sigma_{d_R}^{-1} \mathbf{G}_R \\ \sigma_{d_T}^{-1} \mathbf{G}_T \\ \sigma_A^{-1} \mathbf{I} \\ \sigma_D^{-1} \mathbf{D} \end{bmatrix} \Delta \mathbf{m}^{(p)} = \begin{bmatrix} \sigma_{d_R}^{-1} \Delta \rho_R \\ \sigma_{d_T}^{-1} \Delta \rho_T \\ \sigma_A^{-1} (\mathbf{m}^A - \mathbf{m}^{(p)}) \\ \sigma_D^{-1} \mathbf{D} \mathbf{m}^{(p)} \end{bmatrix}, \quad (3.23)$$

donde las matrices  $\mathbf{G}_R$  y  $\mathbf{G}_T$  relacionan  $\Delta \mathbf{m}^{(p)}$ , la diferencia entre la solución refinada y la estimación inicial, con  $\Delta \rho_R$  y  $\Delta \rho_T$ , la diferencia entre los coeficientes de correlación observados y teóricos (radial y transversal, respectivamente). El vector de parámetros del modelo contiene únicamente la velocidad de las ondas Love,  $\mathbf{m}^{(p)} = [\mathbf{c}_L(\omega)]^{(p)}$ , y por lo tanto la forma discreta de las matrices  $\mathbf{G}_R$  y  $\mathbf{G}_T$  es:

$$G_{R,ij} = \left. \frac{d\rho_{R,i}}{d\mathbf{c}_{L,j}} \right|_{\mathbf{c}_L^{(p)}} = A_R(\omega_j) (1 - \alpha) \frac{\omega_j r}{c_{L,j}^2} \delta_{ij} \left[ J_1 \left( \frac{\omega_j r}{c_{L,j}} \right) - \frac{1}{2} \left[ J_1 \left( \frac{\omega_j r}{c_{L,j}} \right) - J_3 \left( \frac{\omega_j r}{c_{L,j}} \right) \right] \right],$$

$$G_{T,ij} = \left. \frac{d\rho_{T,i}}{d\mathbf{c}_{L,j}} \right|_{\mathbf{c}_L^{(p)}} = A_T(\omega_j) (1 - \alpha) \frac{\omega_j r}{c_{L,j}^2} \delta_{ij} \left[ J_1 \left( \frac{\omega_j r}{c_{L,j}} \right) + \frac{1}{2} \left[ J_1 \left( \frac{\omega_j r}{c_{L,j}} \right) - J_3 \left( \frac{\omega_j r}{c_{L,j}} \right) \right] \right], \quad (3.24)$$

Al igual que en el caso de las ondas Rayleigh, las funciones  $A_R(\omega)$  y  $A_T(\omega)$  se determinan mediante la ecuación (3.18) en cada iteración utilizando las envolventes de las funciones de correlación correspondientes, y se utiliza el ajuste de una curva exponencial a la curva de dispersión de las ondas Love obtenida a partir de la búsqueda en malla como  $\mathbf{m}^A$ . El parámetro  $\alpha$  no se incluye como una variable a determinar en el ajuste iterativo porque sus valores están comprendidos entre cero y uno, y en general, la estimación proporcionada por la búsqueda en malla permite obtener un buen ajuste a las funciones de correlación observadas. La covarianza de la solución final puede ser estimada de forma análoga a la de las ondas Rayleigh (ecuación 3.16).

Las figuras 3.6 y 3.7 muestran dos ejemplos de los resultados del método de ajuste de onda con las modificaciones descritas. La parte superior de las figuras contiene el ajuste (línea rojas) obtenido para las tres componentes de la función de correlación (vertical, radial y transversal; líneas negras). La parte inferior muestra las curvas de velocidad de fase de las ondas Love y Rayleigh correspondientes (en rojo), junto con el intervalo del 95 % de confianza ( $2\sigma$ ; líneas negras discontinuas). El número de ciclos de las funciones de correlación observadas varía en función de la distancia entre estaciones, siendo menor a distancias cortas. En general, es preciso inspeccionar visualmente las funciones de correlación y determinar el rango de frecuencias para el que se realizará el ajuste, ya que existen partes que pueden tener una mala relación señal-ruido y conducir a resultados erróneos o simplemente poco realistas (zonas sombreadas en gris en las figuras 3.6 y 3.7). Este problema probablemente sea el resultado de una combinación de distintos factores como pueden ser la heterogeneidad de las fuentes de ruido sísmico o la características de amplificación y atenuación de la corteza, cuyo análisis se encuentra fuera del ámbito de este estudio. Finalmente, cabe hacer notar que siguiendo el método propuesto, sólo es posible determinar la curva de dispersión de las ondas Love para aquellas frecuencias para las cuales se haya determinado la curva de dispersión de las ondas Rayleigh utilizando la función de correlación vertical.

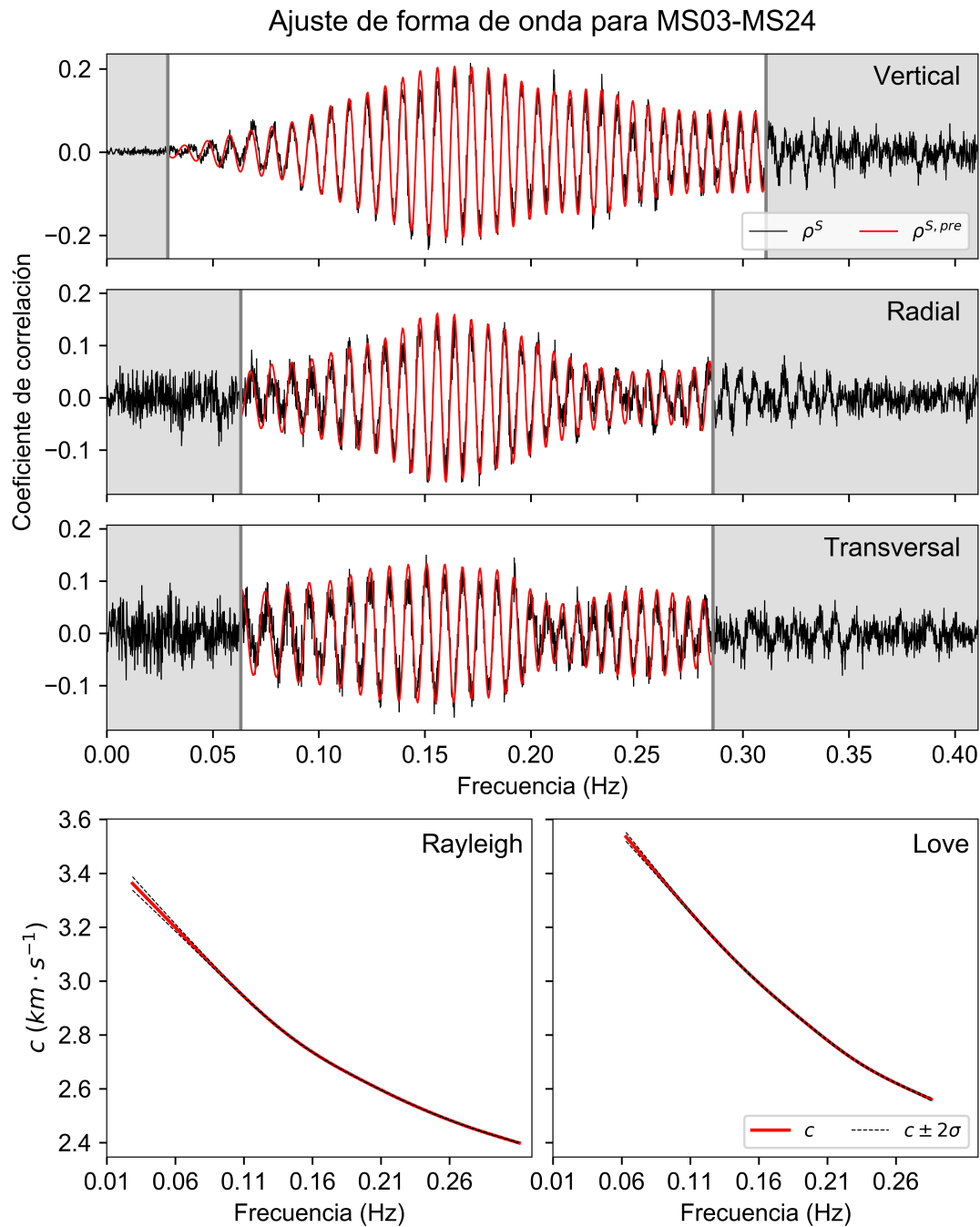


Figura 3.6: Resultado del ajuste de forma de onda de las funciones de correlación para el par de estaciones MS03-MS24, separadas por una distancia  $r = 284,24 \text{ km}$ . Las zonas sombreadas en gris representan partes de la función de correlación con una pobre relación señal-ruido en alguna de las componentes que no permite obtener una estimación realista de la velocidad de fase.



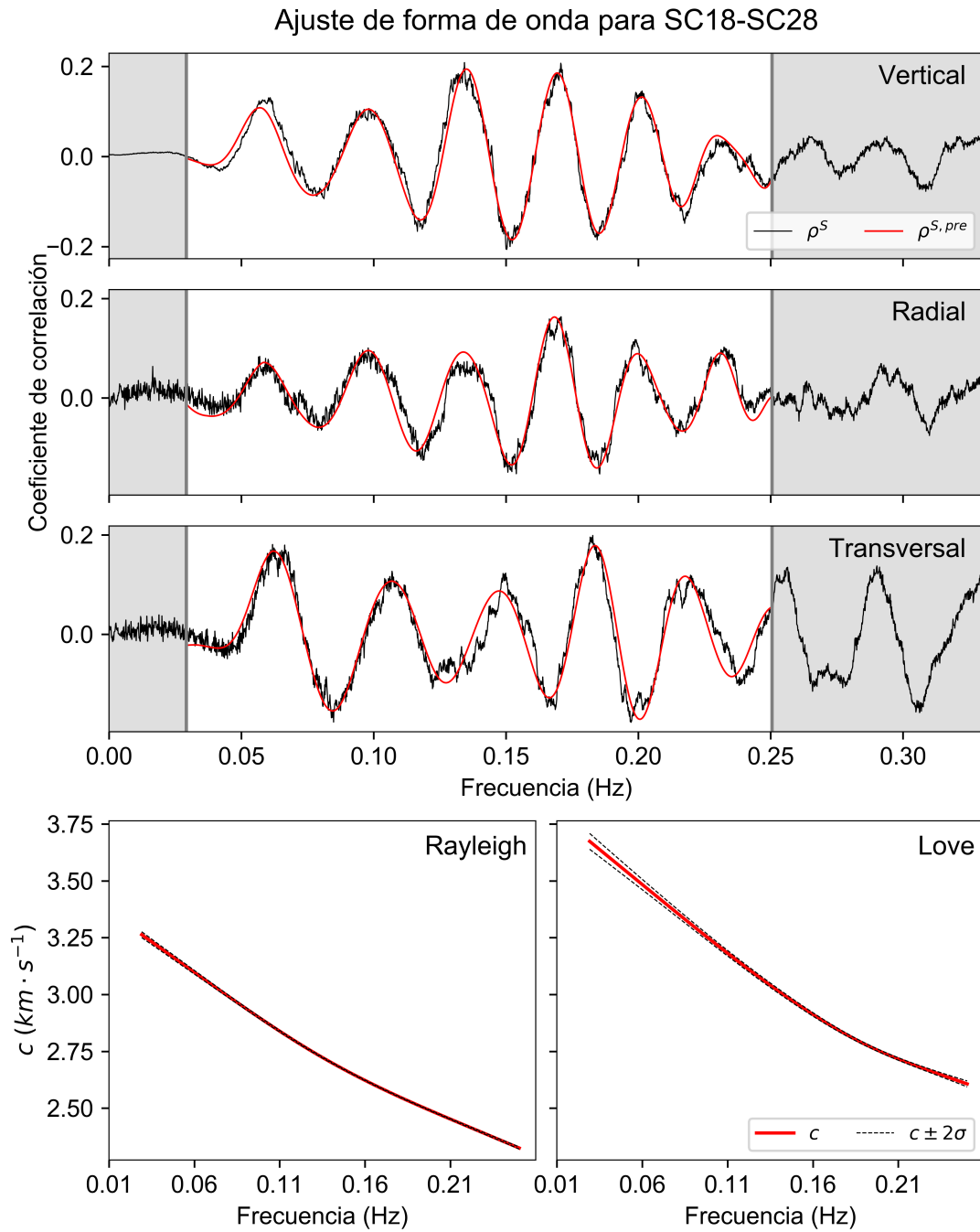


Figura 3.7: Resultado del ajuste de forma de onda de las funciones de correlación para el par de estaciones SC18-SC28, separadas por una distancia  $r = 63,1$  km. Las zonas sombreadas en gris representan partes de la función de correlación con una pobre relación señal-ruido en alguna de las componentes que no permite obtener una estimación realista de la velocidad de fase.

### 3.2.4. Cálculo de mapas de velocidad de fase

Una vez que se dispone de las curvas de dispersión para todos los pares de estaciones posibles, se puede proceder a construir mapas de velocidad de fase para distintas frecuencias  $C(\mathbf{r}, \omega)$ . Con este fin, se ha implementado el algoritmo de inversión de tiempos de llegada propuesto por [Barmin et al. \(2001\)](#), el cual parametriza las velocidades de fase en la zona de estudio utilizando una malla de nodos situados a intervalos regulares. Sobre esta malla se realiza una triangulación de Delaunay, consistente en generar una red de triángulos utilizando los nodos como vértices, de tal manera que la circunferencia circunscrita de cada triángulo no contenga ningún vértice de otro triángulo de la red. Utilizando esta triangulación, el valor de la velocidad en un punto cualquiera  $c(\mathbf{r})$  se puede calcular como:

$$c(\mathbf{r}) = \sum_{j=1}^M C(\mathbf{r}_j) w_j(\mathbf{r}) \quad , \quad (3.25)$$

donde  $M$  es el número de nodos que forman la malla, y  $\mathbf{r}_j$  sus vectores de coordenadas. A la velocidad de cada nodo  $m(\mathbf{r}_j)$  se le asigna un peso  $w_j(\mathbf{r})$ . Estos pesos toman el valor de las coordenadas baricéntricas del punto  $\mathbf{r}$  para los vértices del triángulo que lo encierra, y el valor cero para el resto de nodos.

Si se asume que las ondas superficiales son rayos que viajan a lo largo de los círculos mayores que unen los distintos pares de estaciones de registro, la duración de estos viajes se puede estimar como:

$$t^{obs}(\omega) = \frac{r}{c(\omega)} \quad , \quad (3.26)$$

donde  $r$  es la distancia entre estaciones medida a lo largo del círculo mayor, y  $c(\omega)$  es la velocidad de fase de las ondas superficiales (Rayleigh o Love) a la frecuencia  $\omega$  determinada a partir de las correlaciones cruzadas. Partiendo de un modelo o mapa de referencia  $C_0(\mathbf{r})$ , el cual puede ser, por ejemplo, un modelo de velocidades uniforme, se plantea la relación entre

las velocidades de fase de la zona de estudio y los tiempos  $t^{obs}(\omega)$  como un problema lineal,

$$\mathbf{Gm} = \mathbf{d} \quad , \quad (3.27)$$

donde el vector  $\mathbf{m}$  contiene la diferencia entre el  $C_0(\mathbf{r})$  y el mapa de velocidad de fase a determinar  $C(\mathbf{r}, \omega)$ , el vector  $\mathbf{d}$  contiene la diferencia entre los tiempos de viaje de las ondas superficiales en el modelo de referencia  $t^0(\omega)$  y los observados  $t^{obs}(\omega)$ , y  $\mathbf{G}$  es la matriz de diseño que relaciona a ambos. Por lo tanto, la matriz  $\mathbf{G}$  tendrá tantas filas como caminos entre estaciones, y tantas columnas como nodos se utilicen para parametrizar las velocidades en la zona de estudio. Su forma discreta es:

$$G_{ij} = \sum_{k=0}^{M_i} \frac{w_j(\mathbf{r})}{C_0(\mathbf{r})} ds_k \quad . \quad (3.28)$$

donde  $w_j(\mathbf{r})$  es la coordenada baricéntrica del punto  $\mathbf{r}$  respecto del j-ésimo nodo (de nuevo,  $w_j(\mathbf{r}) = 0$  si el punto  $\mathbf{r}$  no se encuentra en el interior de un triángulo del que dicho nodo sea un vértice),  $ds_k$  (cuyo punto central se corresponde con el punto  $\mathbf{r}$ ) es el k-ésimo segmento del camino entre estaciones  $p_i$ , y  $M_i$  es el número total de segmentos que componen  $p_i$ . La estimación del vector  $\mathbf{m}$  se realiza por medio de la minimización de la siguiente función:

$$E(\mathbf{m}) = (\mathbf{Gm} - \mathbf{d})^T \mathbf{C}^{-1} (\mathbf{Gm} - \mathbf{d}) + \alpha^2 \|\mathbf{Fm}\|^2 + \beta^2 \|\mathbf{Hm}\|^2 \quad . \quad (3.29)$$

El primer término de la función (3.29) penaliza el desajuste entre los tiempos de viaje observados y los predichos por el modelo. La matriz  $\mathbf{C}$  es la matriz de covarianza, una matriz diagonal cuyos elementos son las varianzas de los tiempos de viaje observados, las cuales pueden ser estimadas a partir de la varianza de las curvas de dispersión (p. ej., ver ecuación (3.16) para las ondas Rayleigh). El segundo y tercer término constituyen la regularización del problema, necesaria para obtener un resultado realista y evitar el sobreajuste de los datos. El término  $\alpha^2 \|\mathbf{Fm}\|^2$  incorpora la condición de que las velocidades de fase deben variar de forma suave,

con la matriz  $\mathbf{F}$  definida como:

$$F_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{si } i = j \\ -S(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) & \text{si } i \neq j \end{cases} . \quad (3.30)$$

La matriz  $\mathbf{S}$  es un kernel de suavizado que se define como:

$$S(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) = \exp\left(-\frac{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|^2}{2\sigma^2}\right), \quad (3.31a)$$

$$\int_S S(\mathbf{r}_i) d\mathbf{r}_j = 1 \quad , \quad (3.31b)$$

donde  $\mathbf{r}_i$  y  $\mathbf{r}_j$  son las posiciones del  $i$ -ésimo y  $j$ -ésimo nodo, respectivamente, y  $\sigma$  es una constante denominada parámetro de correlación espacial (Barmin et al., 2001). El tercer término,  $\beta^2 \|\mathbf{H}\mathbf{m}\|^2$ , penaliza las diferencias entre la solución y el modelo de referencia dependiendo del número de rayos que atraviesen las distintas partes del modelo. Así, la función  $\mathbf{H}$  se escoge de tal manera que se aproxime a la unidad en áreas donde la cobertura es deficiente, y cero en caso contrario (Goutorbe et al., 2015):

$$H_{ij} = \exp(-\lambda\rho_i)\delta_{ij} \quad , \quad (3.32)$$

donde la densidad de rayos  $\rho$  se define como el número de rayos que intersectan un círculo de radio fijo centrado en el  $i$ -ésimo nodo del modelo, y el parámetro  $\lambda$  controla cómo de abrupta es la transición de la función entre los valores uno y cero. Utilizando todas estas definiciones, el vector  $\mathbf{m}$  se puede estimar como:

$$\mathbf{m} = (\mathbf{G}^T \mathbf{C}^{-1} \mathbf{G} + \alpha^2 \mathbf{F}^T \mathbf{F} + \beta^2 \mathbf{H}^T \mathbf{H})^{-1} \mathbf{G}^T \mathbf{C}^{-1} \mathbf{d} \quad . \quad (3.33)$$

La covarianza de la solución se puede estimar como (Goutorbe et al., 2015):

$$\text{cov}(\mathbf{m}) = (\mathbf{G}^T \mathbf{C}^{-1} \mathbf{G} + \alpha^2 \mathbf{F}^T \mathbf{F} + \beta^2 \mathbf{H}^T \mathbf{H})^{-1} \quad , \quad (3.34)$$

La resolución espacial de los mapas de fase, entendida como la distancia mínima a la que es posible distinguir dos anomalías de velocidad puntuales, se puede estimar utilizando la matriz de resolución  $\mathbf{R}$  (Barmin et al., 2001):

$$\mathbf{R} = (\mathbf{G}^T \mathbf{C}^{-1} \mathbf{G} + \mathbf{Q})^{-1} \mathbf{G}^T \mathbf{C}^{-1} \mathbf{G} \quad , \quad (3.35)$$

donde la  $i$ -ésima fila de la matriz  $\mathbf{R}$  se puede interpretar como el modelo que resultaría de la inversión de tiempos de viaje si únicamente existiese una anomalía de velocidad puntual situada en el nodo  $i$  (Goutorbe et al., 2015). A cada uno de estos modelos se les ajusta una función cónica, y el radio del cono se toma como el valor de la resolución espacial en el nodo  $i$ . Por definición, el valor de la resolución espacial en un nodo cualquiera nunca puede ser menor que dos veces la distancia entre nodos adyacentes (Barmin et al., 2001).

Los parámetros  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\sigma$  y  $\lambda$  controlan la regularización del problema, y deben ser seleccionados por el usuario. Una práctica habitual consiste en seleccionar aquellos valores que proporcionen un equilibrio entre tener la solución más sencilla posible (p. ej., tener una norma L2 de la solución lo más pequeña posible) y ajustar de forma óptima los tiempos de llegada observados (minimizar la diferencia entre los tiempos de viaje observados y los calculados utilizando el modelo obtenido como solución). Este equilibrio se puede determinar mediante la construcción de gráficas denominadas *L-curves* (p. ej., J. Xia et al., 2013). No obstante, la complejidad de la regularización propuesta por Barmin et al. (2001) dificulta la realización de este tipo de análisis. Por lo tanto, en este trabajo se ha optado por utilizar el método de selección de parámetros descrito por Barmin et al. (2001): los parámetros se han ajustado para cada periodo a partir de la inspección visual de los mapas resultantes. Los mapas deben de variar de forma suave y no presentar artefactos (p. ej., posición de las estaciones sísmicas o trayectorias entre estaciones claramente visibles). Adicionalmente, se ha tratado de obtener valores de resolución espacial iguales o superiores a una longitud de onda, calculada a partir de la velocidad media y la frecuencia de cada uno de los mapas. La figura 3.8 muestra un ejemplo del procedimiento de inspección visual para la determinación del parámetro de suavizado. Los mapas elaborados

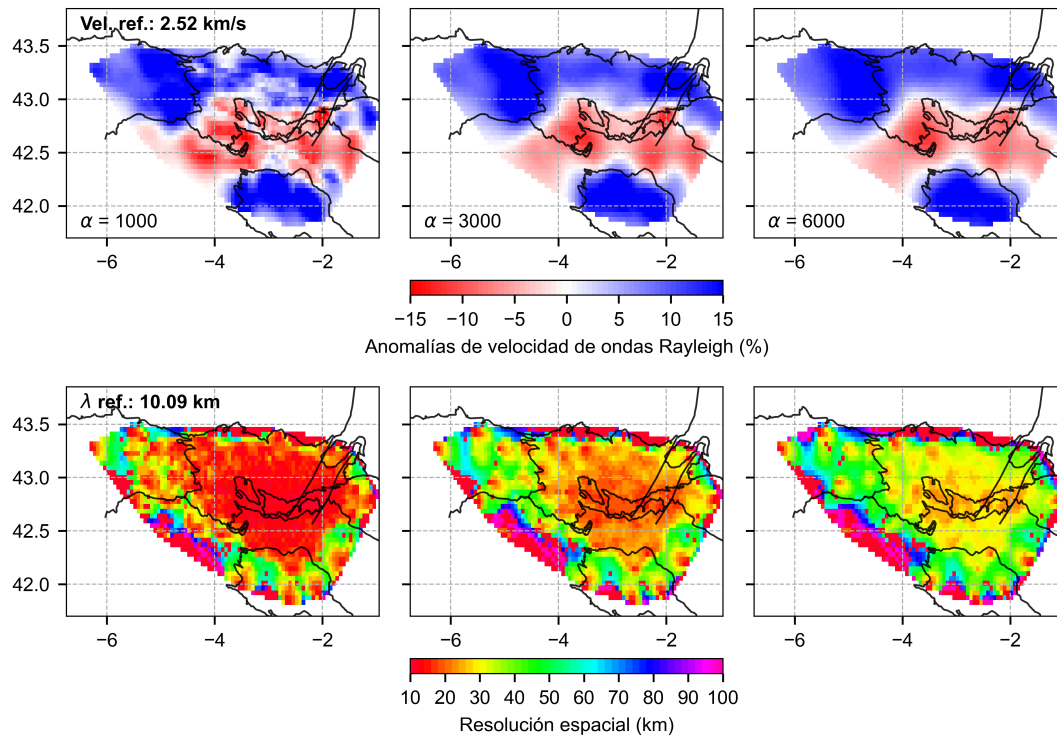


Figura 3.8: Efecto del suavizado, cuya intensidad está determinada por el valor del parámetro  $\alpha$ , sobre los mapas de velocidad de fase obtenidos para  $\alpha = 1000$ ,  $\alpha = 3000$  y  $\alpha = 6000$

con valores demasiado pequeños de  $\alpha$  (p. ej.,  $\alpha = 1000$  y  $\alpha = 3000$ ) presentan variaciones bruscas de pequeña extensión y/o artefactos, que no están presentes cuando se utiliza un valor más elevado ( $\alpha = 6000$ ).

Con el fin de descartar datos erróneos y reducir la incertidumbre, la inversión se realiza dos veces (Barmin et al., 2001). En la primera de estas inversiones se utiliza un valor mucho más elevado de  $\alpha$  para generar un mapa con un suavizado excesivo. Los tiempos de viaje teóricos de las ondas superficiales entre los distintos pares de estaciones se calculan utilizando este modelo suavizado, y los resultados se comparan con los tiempos de viaje observados. A continuación, se calcula la desviación estándar de las diferencias entre ambos tiempos, y se descartan los pares de estaciones cuyo tiempo teórico difiera del tiempo observado en más de dos desviaciones estándar. Una vez se han descartado los datos considerados erróneos o

### 3.2. METODOLOGÍA

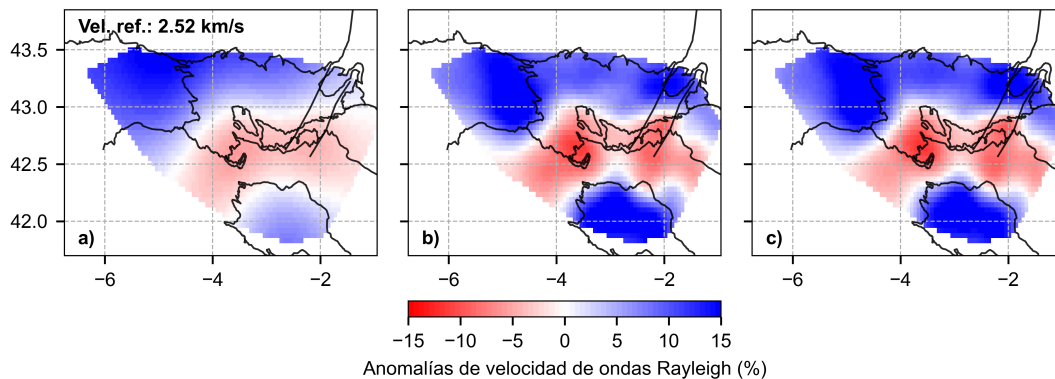


Figura 3.9: Efecto del descarte de medidas consideradas poco fiables sobre los mapas de velocidad de fase para 4 s de periodo. a) Mapa con un suavizado excesivo utilizado para efectuar los descartes; b) mapa obtenido sin descartar ninguna medida; c) mapa elaborado descartando las medidas poco fiables.

poco fiables, se realiza la segunda inversión con el valor adecuado para  $\alpha$ . Este procedimiento elimina entre un tres y un cinco por ciento de las medidas en todo el rango de frecuencias, con el porcentaje siendo más elevado para las frecuencias más altas. En general, el descarte de estas medidas tiene un efecto muy limitado sobre los mapas finales (fig. 3.9).

Para probar que la implementación del método es correcta, se ha realizado una serie de pruebas consistentes en tratar de recuperar un modelo de velocidades hipotético en el que las anomalías negativas y positivas de velocidad forman celdas, de forma parecida a un tablero de ajedrez (*checkerboard test*). Con el fin de simular las condiciones reales del estudio tomográfico, se ha calculado el tiempo de viaje correspondiente al modelo artificial de celdas entre todos los pares de estaciones para los que se dispone de una estimación de la velocidad de fase para el periodo considerado. La magnitud de las anomalías positivas y negativas oscila entre un 10% y un -10% respecto de la velocidad media de todas las medidas disponibles para el período considerado, y decae como una función coseno a lo largo de una distancia aproximadamente igual a una longitud de onda (entendida como el producto entre el período en consideración y la velocidad media) hasta alcanzar la velocidad media, para después dar paso a una anomalía del signo contrario. Las figuras 3.10 y 3.11 muestran los resultados de estas



pruebas. En general, el modelo de tablero es recuperado de forma satisfactoria en todos los tests a excepción del de 5 s de periodo, donde los resultados son algo peores, especialmente en el caso de las ondas Love. El motivo es sin duda la cobertura de datos, algo inferior que para el resto de periodos considerados, unido al pequeño tamaño de las anomalías (aproximadamente de 26 km de lado). En cualquier caso, la validez de este tipo de tests para estimar la resolución de la tomografía ha sido puesta en cuestión (p. ej. [Rawlinson y Spakman, 2016](#)), por lo que deben ser considerados únicamente de forma cualitativa. En este sentido, los tests muestran que el algoritmo tomográfico funciona correctamente y que la cobertura de datos disponible permitiría en principio resolver anomalías de velocidad de tamaño comparable a las longitudes de onda consideradas.

### 3.2. METODOLOGÍA

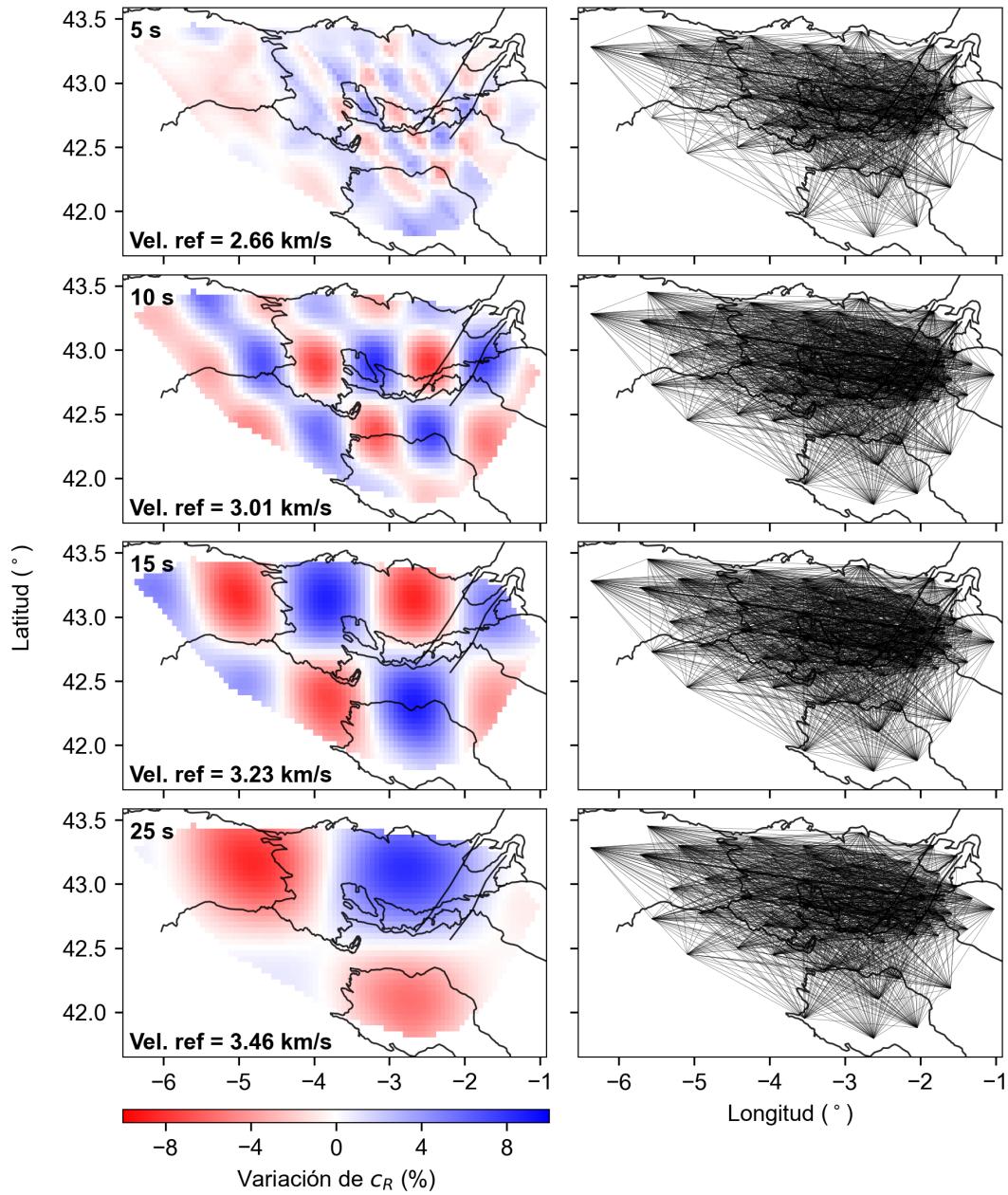


Figura 3.10: Resultado de los checkerboard tests utilizando la cobertura de datos disponible para la tomografía de ondas Rayleigh a periodos de 5, 10, 15 y 25 s. Las líneas negras gruesas delimitan las unidades geológicas más importantes de la zona de estudio.

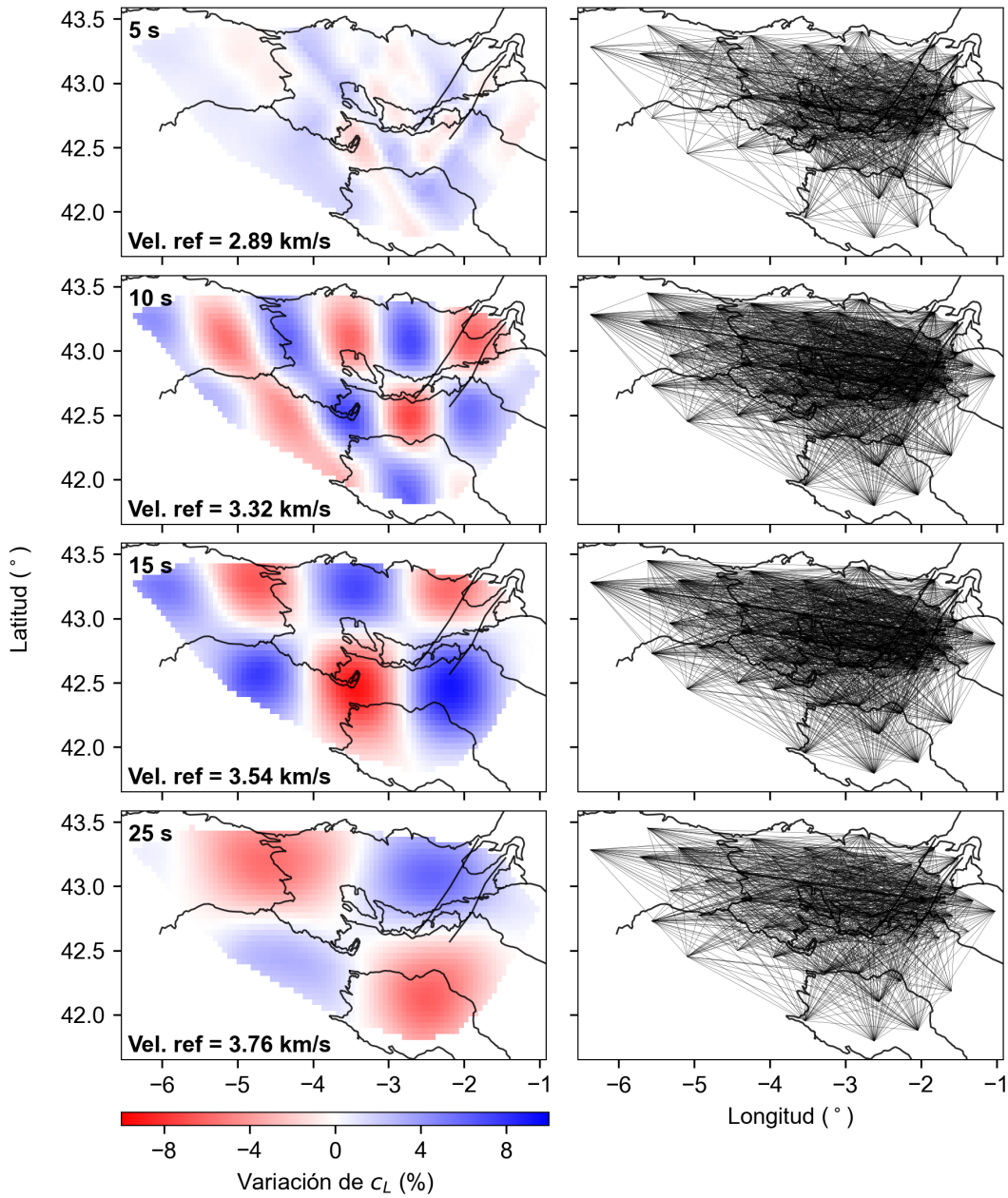


Figura 3.11: Resultado de los checkerboard tests utilizando la cobertura de datos disponible para la tomografía de ondas Love a períodos de 5, 10, 15 y 25 s. Las líneas negras gruesas delimitan las unidades geológicas más importantes de la zona de estudio.

### 3.3. Resultados y discusión

La figura 3.12 muestra un resumen de todas las medidas de velocidad de fase realizadas. En general, las curvas varían de forma suave y no presentan valores extremos ni disminuciones claras de la velocidad de fase hacia bajas frecuencias. La velocidad de fase media de las ondas Love es más elevada que la de las ondas Rayleigh, tal como cabe esperar. El panel inferior de la figura 3.12 contiene un histograma que muestra, para ambos tipos de onda, el número de pares de estaciones para las que ha sido posible realizar una estimación de la velocidad de fase en función de la frecuencia. El número de medidas de ondas Love es siempre inferior al de las ondas Rayleigh debido a que la relación señal-ruido de las funciones de correlación de los canales horizontales es, por regla general, inferior a la de las obtenidas utilizando los canales verticales en todo el rango de frecuencias considerado (p. ej. ver figuras 3.6 y 3.7). El mayor número de estimaciones de velocidad de fase disponibles corresponde a la frecuencia de 0.06 Hz ( $T \approx 16.7$  s), alcanzando un total de 1678 para las ondas Rayleigh, y 1621 para las ondas Love. La elevada disponibilidad de medidas se mantiene estable entre 0.03 y 0.18 Hz ( $T \approx 33$  s y  $T \approx 5.5$  s, respectivamente), disminuyendo rápidamente a frecuencias inferiores y de forma más gradual, pero continua, hacia frecuencias superiores (lo que explica los peores resultados en la recuperación de las anomalías sintéticas del checkerboard test a  $T \leq 5$  s).

El método de estimación de velocidad de fase aparente de las ondas Rayleigh y Love propuesto en este estudio ha demostrado ser robusto y fiable, permitiendo obtener un elevado número de medidas para ambos tipos de ondas. Las figuras 3.13, 3.14 y 3.15 muestran el porcentaje de estimaciones de velocidad realizadas con éxito respecto del máximo posible en función de la distancia entre estaciones, el tiempo de correlación, y la orientación azimutal de los pares de estaciones. En total, teniendo en cuenta todas las estaciones que han estado desplegadas durante periodos de tiempo coincidentes, se pueden formar un máximo de 1936 pares de estaciones. La distancia entre estaciones afecta al número de medidas disponibles de dos formas. En primer lugar, el número de medidas disponibles se mantiene estable por encima

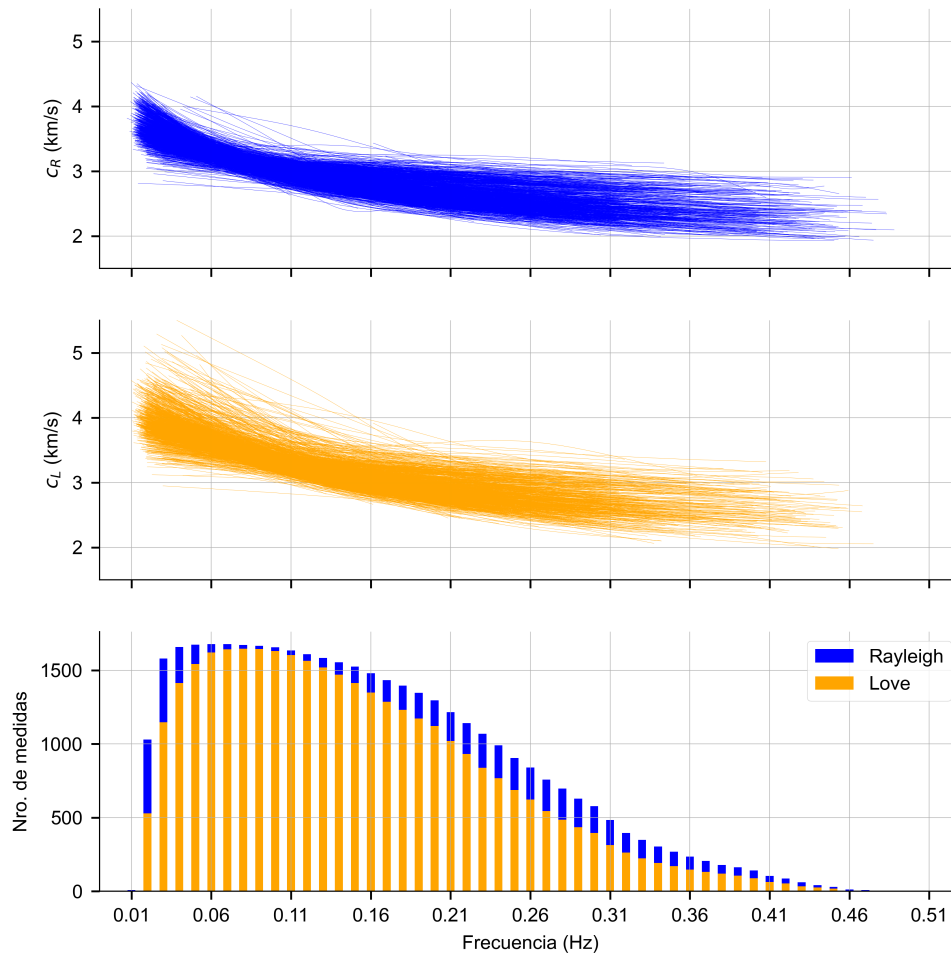


Figura 3.12: Estimaciones de la velocidad de fase obtenidas. Los paneles superiores muestran una compilación de las curvas de dispersion para las ondas Rayleigh (azul) y Love (naranja). El histograma del panel inferior detalla el número de medidas disponibles en función de la frecuencia

del 80 % para los pares de estaciones separados por 50 km o más, y va disminuyendo gradualmente conforme aumenta la distancia. Este efecto se va haciendo más notable a medida que se consideran frecuencias mayores (figura 3.13, 0.23 Hz), lo que puede ser interpretado como un efecto de la mayor atenuación de estas ondas con la distancia recorrida. En segundo lugar, el número de medidas disponibles disminuye rápidamente para los pares de estaciones separados por menos de 30 km, situándose en torno al 40 %. Estos pares de estaciones están constituidos principalmente por las estaciones de la red MISTERIOS situadas en Navarra (código de red

### 3.3. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

NA). Las cortas distancias (hasta 7 km) provocan que la función de Bessel de primera especie  $J_0$  tenga pocos ciclos (ver ecuación 3.2), lo que dificulta el ajuste de forma de onda y las hace especialmente vulnerables a bajas relaciones señal-ruido. Este hecho, unido a que el tiempo de despliegue de estas estaciones es de aproximadamente un año o incluso menos, parece ser el responsable de la caída relativa en el número de medidas disponibles.

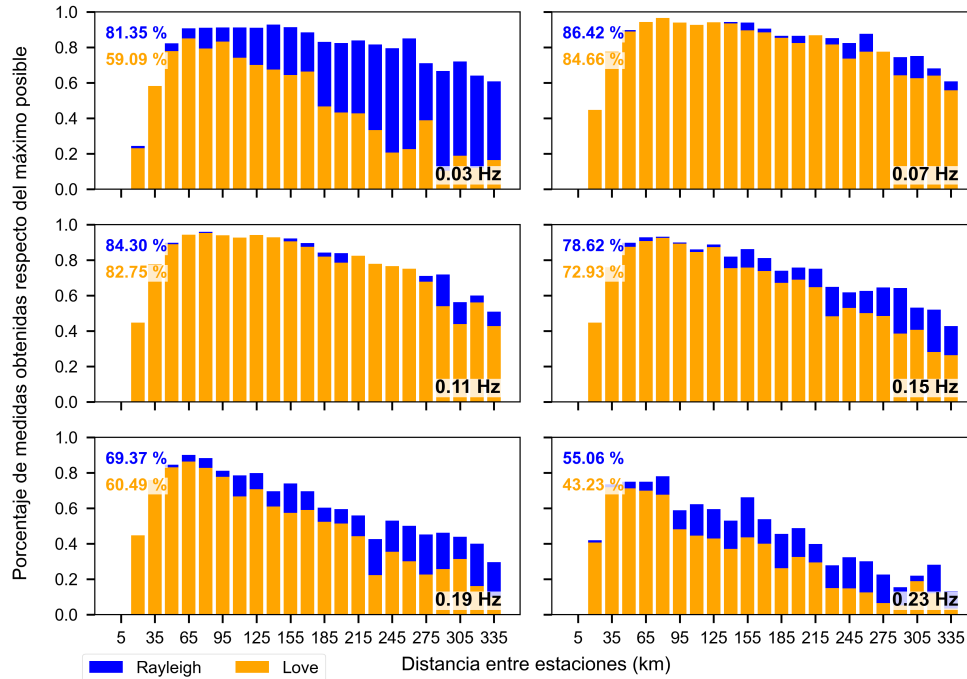


Figura 3.13: Número de medidas respecto del máximo posible (1.0) en función de la distancia entre estaciones para frecuencias de 0.03, 0.07, 0.11, 0.15, 0.19 y 0.23 Hz. Los porcentajes en cada uno de los paneles indican el número total de medidas realizadas respecto del máximo posible (1936) a cada frecuencia. Azul: ondas Rayleigh; naranja: ondas Love.

Si se representa el número de medidas disponibles en función del tiempo de correlación (fig. 3.14), se puede observar que, en general, el número de medidas supera el 60% a partir de los 7 meses. Esta tendencia se mantiene independientemente de la frecuencia considerada, si bien es cierto que los porcentajes son más bajos en general para las altas frecuencias (figura 3.14, 0.23 Hz). Esto es coherente con lo observado en función de la distancia.

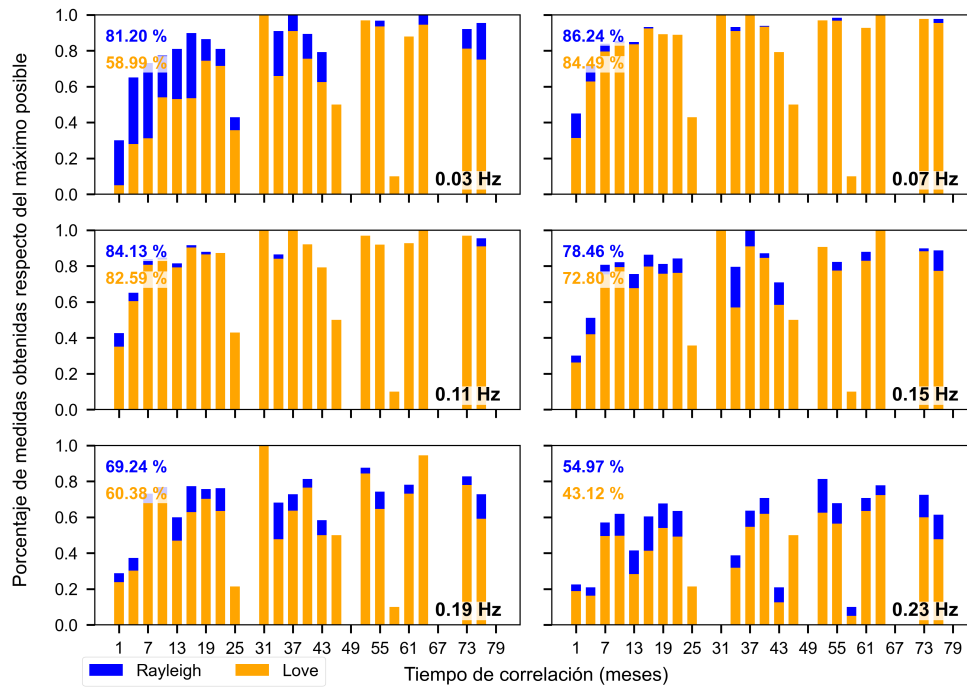


Figura 3.14: Número de medidas respecto del máximo posible (1.0) en función del tiempo de correlación para frecuencias de 0.03, 0.07, 0.11, 0.15, 0.19 y 0.23 Hz. Los porcentajes en cada uno de los paneles indican el número total de medidas realizadas respecto del máximo posible (1936) a cada frecuencia. Azul: ondas Rayleigh; naranja: ondas Love.

La figura 3.15 muestra la distribución de medidas exitosas en función de la orientación azimutal de los pares de estaciones. La disponibilidad de medidas no muestra ninguna tendencia clara en relación con el acimut, por lo que se puede decir que el proceso de medida no se ve particularmente afectado por la direccionalidad del ruido sísmico, al menos en lo que se refiere a la capacidad de extraer medidas. La distribución espacial de las fuentes de ruido sí podría tener cierto efecto sobre las velocidades de fase estimadas, ya que la teoría aplicada en este trabajo se basa en la suposición de que el campo de ondas del ruido sísmico ambiente está equiparticionado. Este requisito no se suele cumplir, puesto que el ruido sísmico de baja frecuencia se genera principalmente en el océano (p. ej., Díaz, 2016) y por lo tanto tiene un carácter direccional. Ermert et al. (2016) encontraron un patrón claro en el ruido sísmico registrado en la Península Ibérica, con las fuentes más importantes situadas en el océano Atlán-



tico (particularmente a lo largo del Golfo de Vizcaya) y otras, de menor entidad, situadas en la costa mediterránea. Puesto que la zona de estudio de este trabajo se sitúa directamente al sur del Golfo de Vizcaya, es de esperar que el ruido sísmico de mayor intensidad proceda del norte o noroeste. Para comprobar esta suposición, se ha realizado un análisis f-k centrado en torno al pico microsísmico primario ( $\approx 0.07$  Hz) utilizando el programa desarrollado por Gal et al. (2014). La red completa de estaciones sísmicas utilizada en este estudio no es apropiada para realizar este análisis, puesto que tiene una apertura de más de 400 km y una distancia media entre estaciones de 30 km. Por tanto, para realizar el análisis f-k se han utilizado únicamente las estaciones de la red NA (fig. 2.1), la cual tiene una apertura y separación media de estaciones más razonables (70 y 10 km, respectivamente). Los resultados del análisis f-k (fig. 3.16) confirman la posición de las fuentes más intensas al norte de la zona de estudio, y adicionalmente muestran la existencia de otras fuentes de menor intensidad repartidas en un amplio rango acimutal. De cualquier modo, existen estudios que sugieren que el efecto de la distribución irregular de las fuentes de ruido sísmico no es un problema crítico, puesto que en general tiene efectos muy pequeños sobre las velocidades de fase estimadas (1-2 %, Froment et al., 2010).

Los resultados de la tomografía de ondas superficiales se muestran en las figuras 3.18, 3.20 y 3.3 para las ondas Rayleigh, y en las figuras 3.19, 3.21 y 3.3 para las ondas Love (mapas de velocidad de fase, resolución espacial y densidad de rayos, respectivamente). En general, los mapas de velocidad de fase de ambos tipos de onda son coherentes entre sí, con la velocidad media aumentando conforme aumenta el periodo (Vel. ref., figuras 3.18 y 3.19). A periodos cortos (mapas de 4 y 7 s, figs. 3.18 y 3.19), la distribución de las anomalías de velocidad guarda una estrecha relación con la geología superficial: el sector central de la Cordillera Cantábrica, la mitad norte de la Zona Vasco-Cantábrica, los Macizos Vascos y las sierras de La Demanda y Cameros (etiquetadas como CCC, ZVC, MV y DC, respectivamente) presentan altas velocidades relativas, mientras que las anomalías de baja velocidad se corresponden con los depósitos cenozoicos de las cuencas del Duero y Ebro, y de los sinclinales de Villarcayo y Miranda-Treviño (CD, CE, SV y SMT en los mapas, respectivamente). Conforme aumenta el

período, la magnitud de las anomalías va disminuyendo, con las bajas velocidades relativas de las cuencas del Duero y Ebro desapareciendo en primer lugar (mapa de 10 s, figs. 3.18 y 3.19). Las bajas velocidades relativas se mantienen en la mitad sur de la Zona Vasco-Cantábrica, probablemente debido a la presencia de materiales cenozoicos tanto en los sinclinales de Villarcayo y Miranda-Treviño como en el bloque inferior del frente de la Cordillera Cantábrica (ver fig. 1.13). Las anomalías de alta velocidad se mantienen en el sector central de la Cordillera Cantábrica, sierras de La Demanda y Cameros, y Macizos Vascos.

La sensibilidad de las ondas Rayleigh y Love a la estructura de velocidad de ondas S difiere de forma significativa, por lo que a periodos más largos es conveniente realizar la descripción

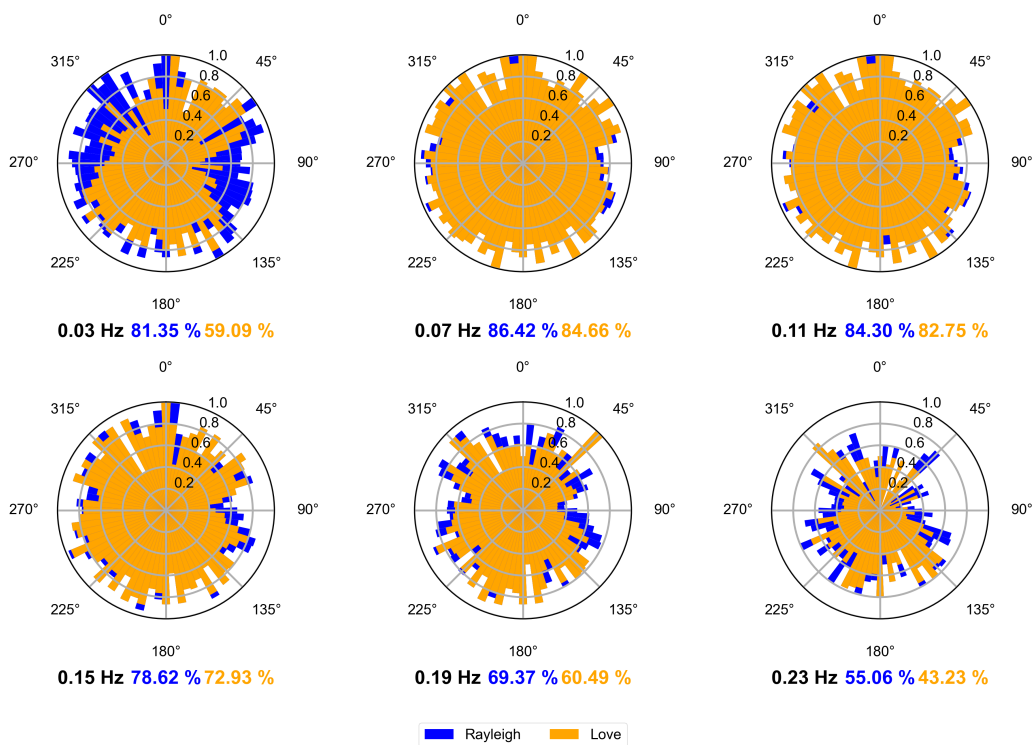
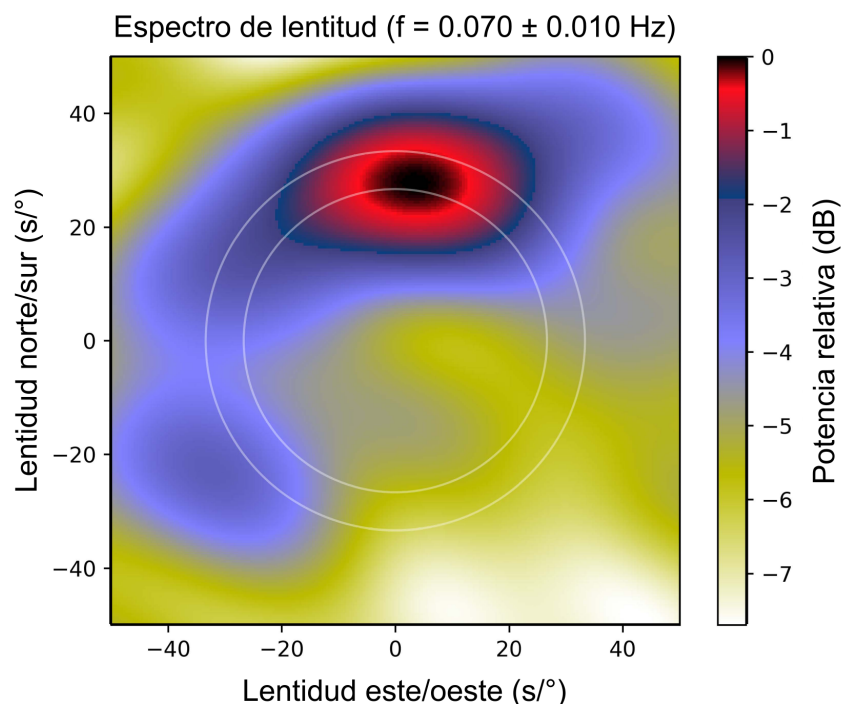


Figura 3.15: Número de medidas respecto del máximo posible (1.0) en función de la orientación azimutal de los pares de estaciones para frecuencias de 0.03, 0.07, 0.11, 0.15, 0.19 y 0.23 Hz. Los porcentajes debajo de cada uno de los paneles indican el número total de medidas realizadas respecto del máximo posible (1936) a cada frecuencia. Azul: ondas Rayleigh; naranja: ondas Love.



*Figura 3.16: Resultados del análisis  $f$ - $k$  obtenidos utilizando un mes de registros de ruido sísmico de las estaciones desplegadas en la zona de Navarra (código de red NA), pertenecientes al proyecto MISTERIOS. Los círculos blancos indican una lentitud comprendida entre  $0.3$  y  $0.24$   $s\ km^{-1}$ , propias de las ondas Rayleigh de esta frecuencia.*

e interpretación de los mapas de velocidad de fase de cada tipo de onda por separado. La figura 3.17 muestra la sensibilidad de las ondas superficiales frente a variaciones en la estructura de velocidad de ondas S en función de la profundidad para los periodos correspondientes a cada uno de los mapas de velocidad de fase (4, 7, 10, 14, 19, 26, 32 y 40 s). En términos generales, las ondas Love son sensibles a la estructura superficial y, conforme aumenta el periodo, esta sensibilidad se distribuye a lo largo de un rango de profundidades cada vez mayor. La sensibilidad de las ondas Rayleigh es más complicada y se concentra en torno a dos máximos. El primero siempre está situado en la superficie, con la sensibilidad decayendo muy rápidamente a medida que aumenta la profundidad. El segundo se sitúa a una profundidad que va aumentando conforme aumenta el periodo.

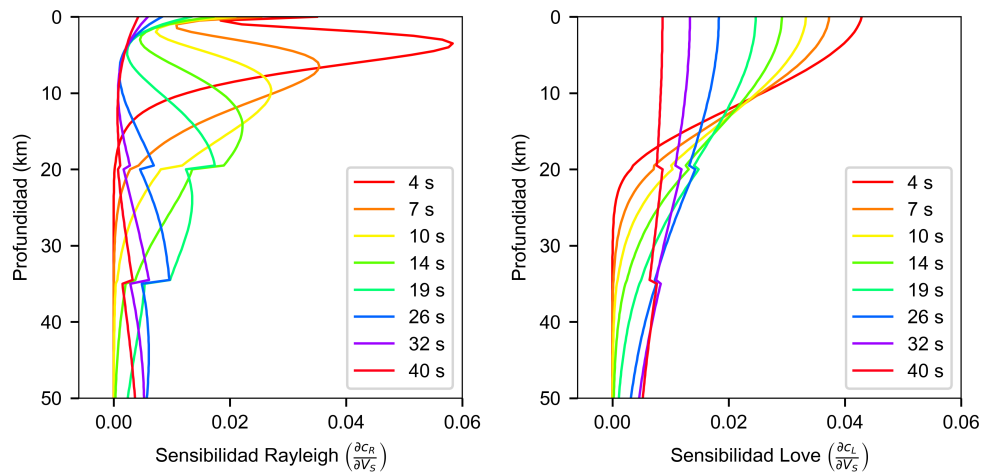


Figura 3.17: Sensibilidad del modo fundamental de las ondas Rayleigh y Love para distintos periodos, calculados para el modelo IASP91 (Kennett y Engdahl, 1991).

Entre 14 y 19 s, comienzan a desarrollarse dos anomalías positivas de velocidad de ondas Rayleigh, situadas en el norte de la Zona Vasco-Cantábrica y en la parte suroccidental del sector central de la Cordillera Cantábrica (etiquetada como 1 y 2 respectivamente, fig. 3.18). A periodos de entre 15 - 20 s, y para un modelo de Tierra genérico (IASP91) la sensibilidad de las ondas Rayleigh es más elevada a profundidades de entre 15-25 km. Por lo tanto, estas anomalías están condicionadas por la estructura en ese rango de profundidades, donde estudios geofísicos previos (Díaz et al., 2012; Pedreira et al., 2003, 2007) localizan la presencia de la corteza inferior europea indentada en la corteza ibérica. En la Zona Vasco-Cantábrica (anomalía 1) se ha propuesto, además, la existencia de un cuerpo denso y magnético por encima de la corteza indentada que sería el responsable de la Anomalía Magnética del País Vasco (ver fig. 1.1, Aller y Zeyen, 1996; Ardizzone et al., 1989; Pedreira et al., 2007). A partir de 26 s de periodo, las altas velocidades relativas se desplazan hacia la parte suroriental de la Zona Vasco-Cantábrica (anomalía 3, fig. 3.18). Esta anomalía podría estar relacionada con el menor espesor cortical existente en esa zona (Pedreira et al., 2003), tal y como se verá más adelante en el estudio de funciones receptoras (sección ??). Un pequeño reducto de bajas velocidades relativas (aunque próximas a la velocidad de referencia) persiste en el surco de la Rioja entre 19 y 26 s (etiquetado como SR, fig. 3.18), que podría ser explicado por el elevado espesor de la cobertera cenozoica

en este área (ver fig. 1.12).

En cuanto a las ondas Love, a 14 s de periodo se desarrolla una anomalía de baja velocidad relativa en el área de Bilbao (anomalía 4, fig. 3.19 que coincide espacialmente con el principal depocentro de la Cuenca Vasco-Cantábrica (ver fig. 3.24). Esta anomalía, junto con las bajas velocidades relativas que persisten en el sector suroccidental de la Zona Vasco-Cantábrica, limitan una zona de altas velocidades en su extremo noroccidental (anomalía 5). En esta zona, la falla de Cabuérniga eleva el basamento Varisco, que llega a aflorar en las proximidades de esta estructura (fig. 3.24). A 19 s, las altas velocidades relativas se concentran en la cuenca del Duero (anomalía 6, fig. 3.19), donde el espesor de la cobertera sedimentaria sobre el basamento varisco es menor (fig. 3.24). A este periodo, sin embargo, los macizos paleozoicos del sector central de la Cordillera Cantábrica, la Sierra de la Demanda y los Macizos Vascos ya no muestran altas velocidades relativas, lo que seguramente sea debido a la menor cobertura de datos y el correspondiente empeoramiento de la resolución espacial de los mapas de velocidad de ondas Love en la periferia de la zona de estudio (figs. 3.19 y ). A partir de 26 s de periodo, la velocidad de fase de las ondas Love guarda ciertas similitudes con la de las ondas Rayleigh, con una anomalía de alta velocidad desarrollándose en el sector suroriental de la zona de estudio (anomalía 7, fig. 3.19). Teniendo en cuenta la distribución de la sensibilidad de las ondas Love a estos períodos esta anomalía podría estar relacionada, al igual que en el caso de las ondas Rayleigh, con el menor espesor cortical existente en esta zona.

Los mapas de resolución espacial (figuras 3.20 y 3.21 para las ondas Rayleigh y Love, respectivamente) presentan valores medios para las ondas Rayleigh de 20-25 km a períodos cortos, que aumentan conforme crece el período considerado hasta alcanzar 120-160 km a periodos superiores a 40 s. En el caso de las ondas Love la resolución espacial presenta valores mayores a periodos cortos, de en torno a  $\sim 40$  km, reflejando la menor disponibilidad de datos (ver 3.12). A periodos mayores de 7 s, los mapas de ambos tipos de onda presentan valores de resolución espacial comparables. A todos los periodos, la región mejor resuelta es la Zona Vasco-Cantábrica, donde se concentra la mayor cantidad de datos por estar en el centro de

### CAPÍTULO 3. TOMOGRAFÍA DE ONDAS SUPERFICIALES

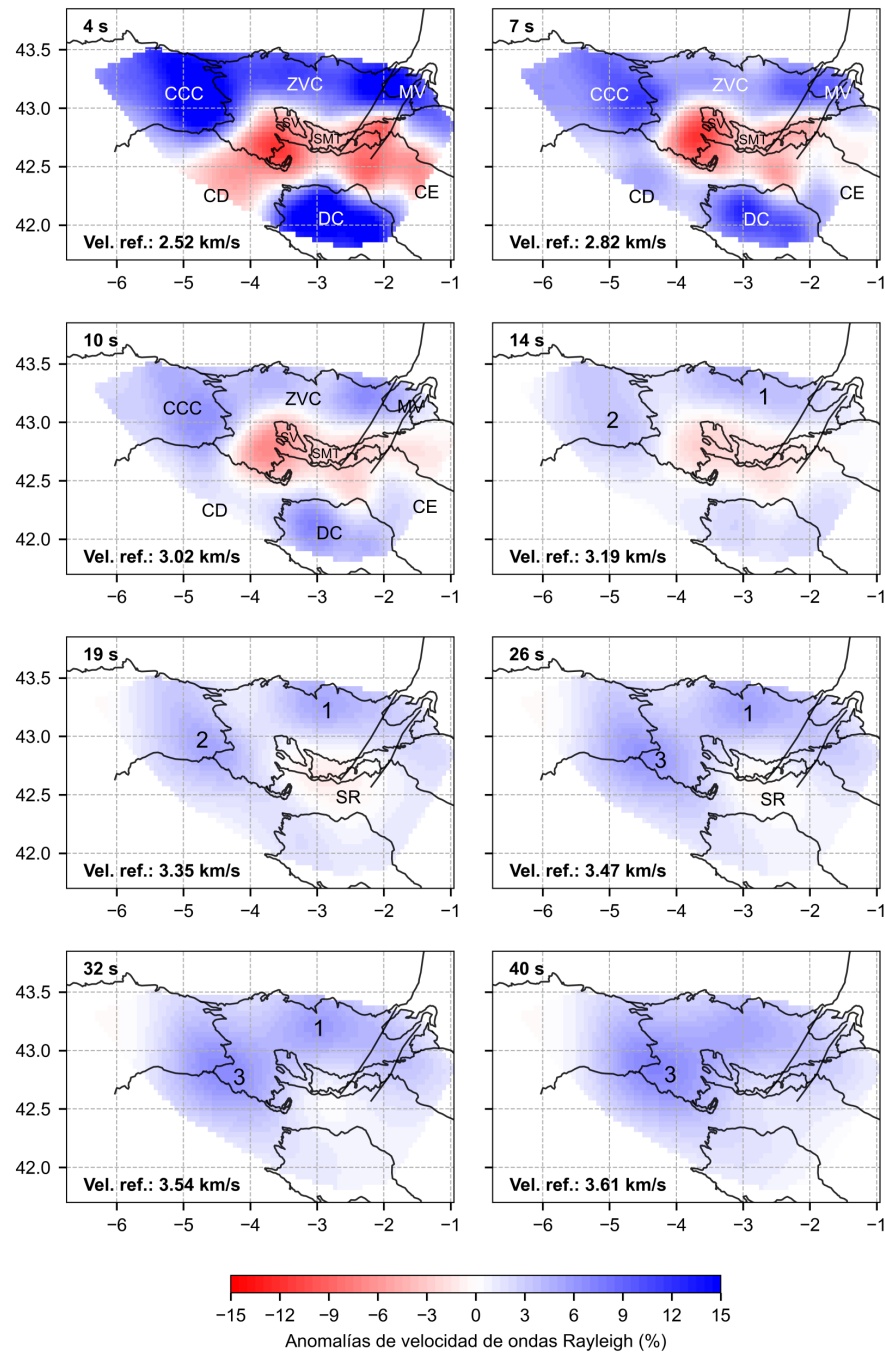


Figura 3.18: Mapas de velocidad de fase aparente de ondas Rayleigh. Los números en la esquina superior izquierda de los mapas indican el periodo, y el valor *Vel. ref.* en la esquina inferior izquierda indica la velocidad a la que hacen referencia las variaciones relativas. Las líneas negras delimitan las unidades geológicas más importantes de la zona de estudio.

### 3.3. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

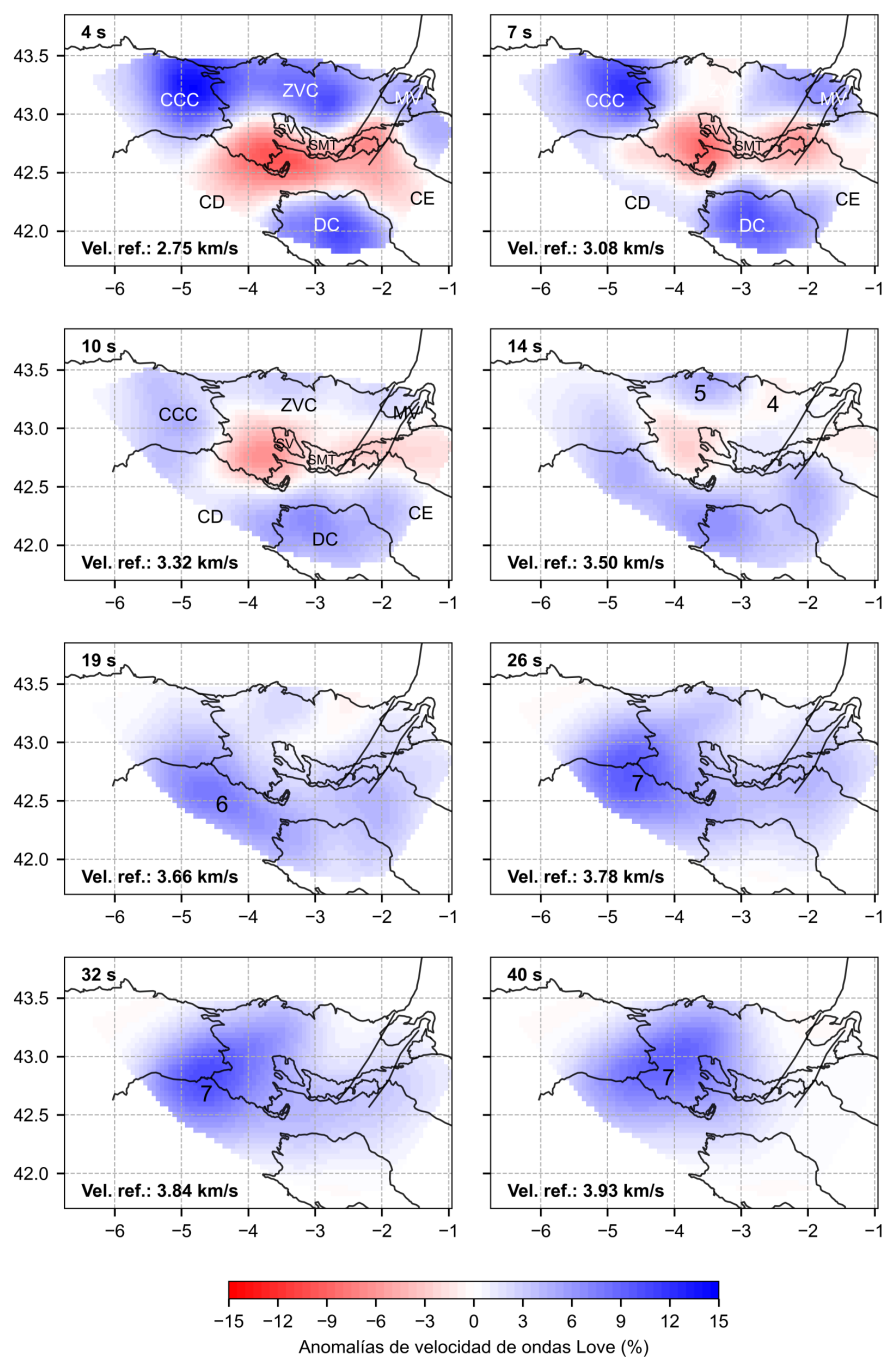


Figura 3.19: Mapas de velocidad de fase aparente de ondas Love. Los números en la esquina superior izquierda de los mapas indican el periodo, y el valor Vel. ref. en la esquina inferior izquierda indica la velocidad a la que hacen referencia las variaciones relativas. Las líneas negras delimitan las unidades geológicas más importantes de la zona de estudio.



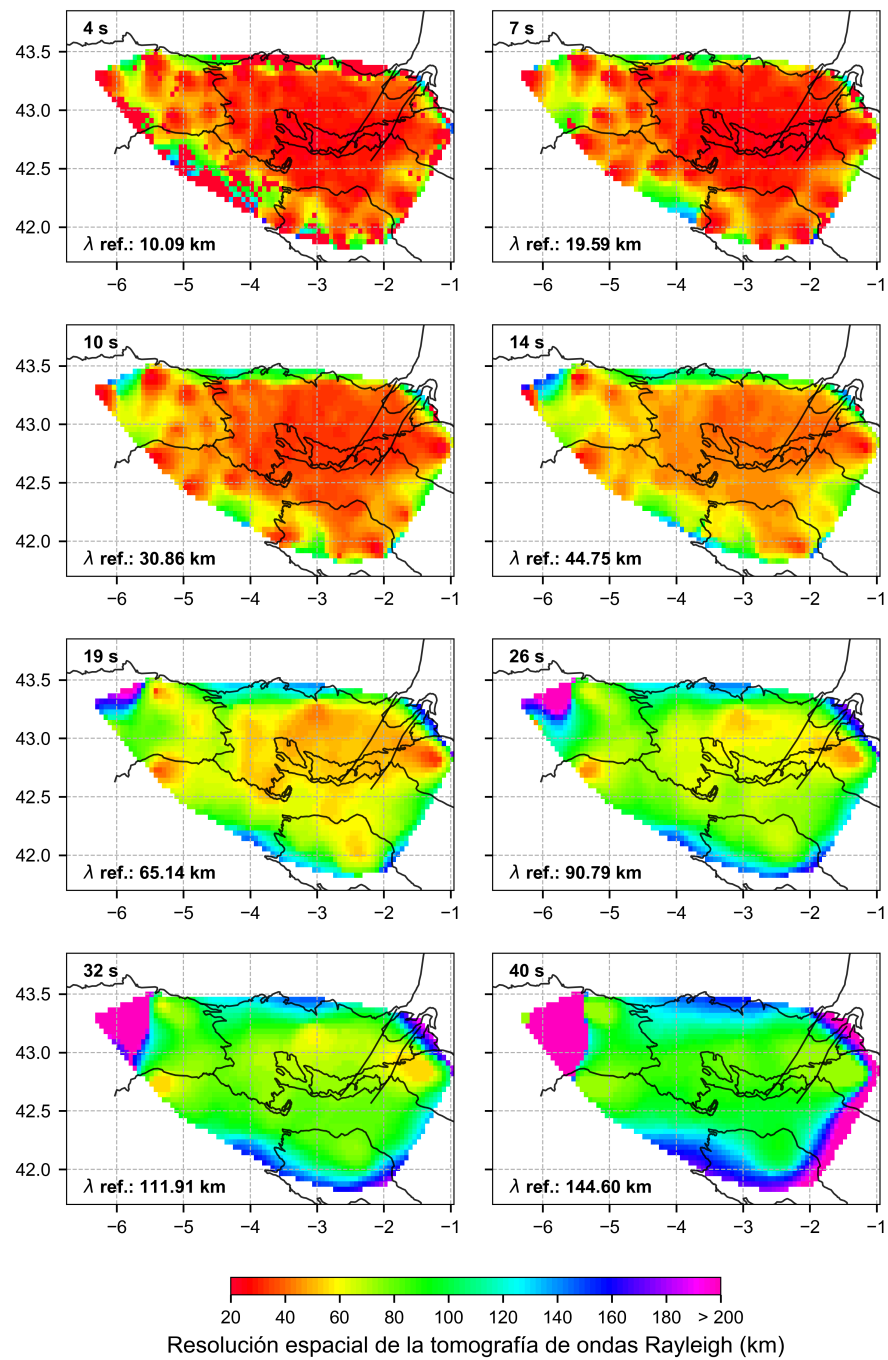


Figura 3.20: Mapas de resolución espacial de la tomografía de ondas Rayleigh. Los números en la esquina superior izquierda de los mapas indican el periodo, y el valor  $\lambda$  ref. en la esquina inferior izquierda indica longitud de onda media para el periodo considerado. Las líneas negras delimitan las unidades geológicas más importantes de la zona de estudio.

### 3.3. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

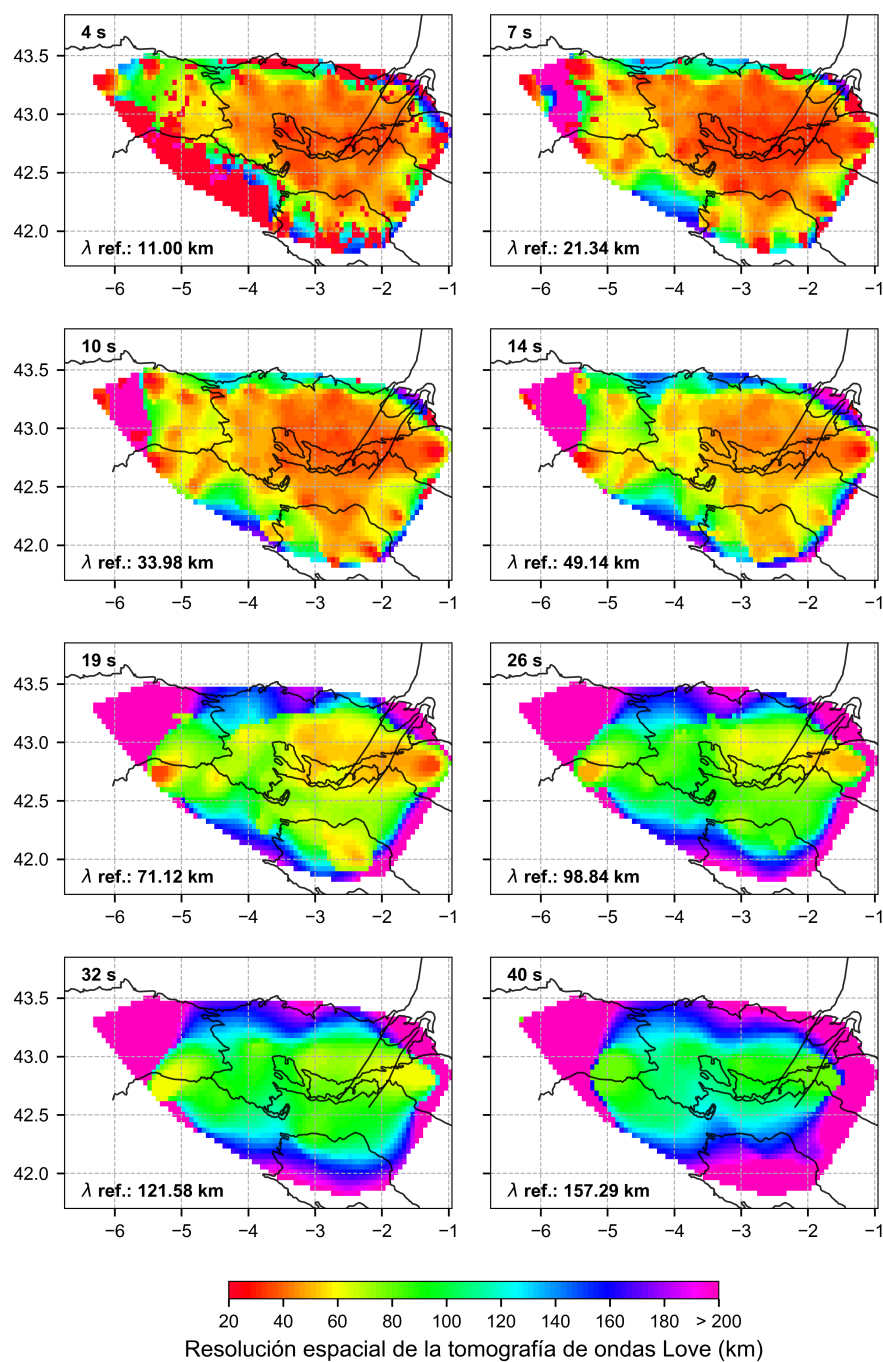


Figura 3.21: Mapas de resolución espacial de la tomografía de ondas Love. Los números en la esquina superior izquierda de los mapas indican el periodo, y el valor  $\lambda$  ref. en la esquina inferior izquierda indica longitud de onda media para el periodo considerado. Las líneas negras delimitan las unidades geológicas más importantes de la zona de estudio.

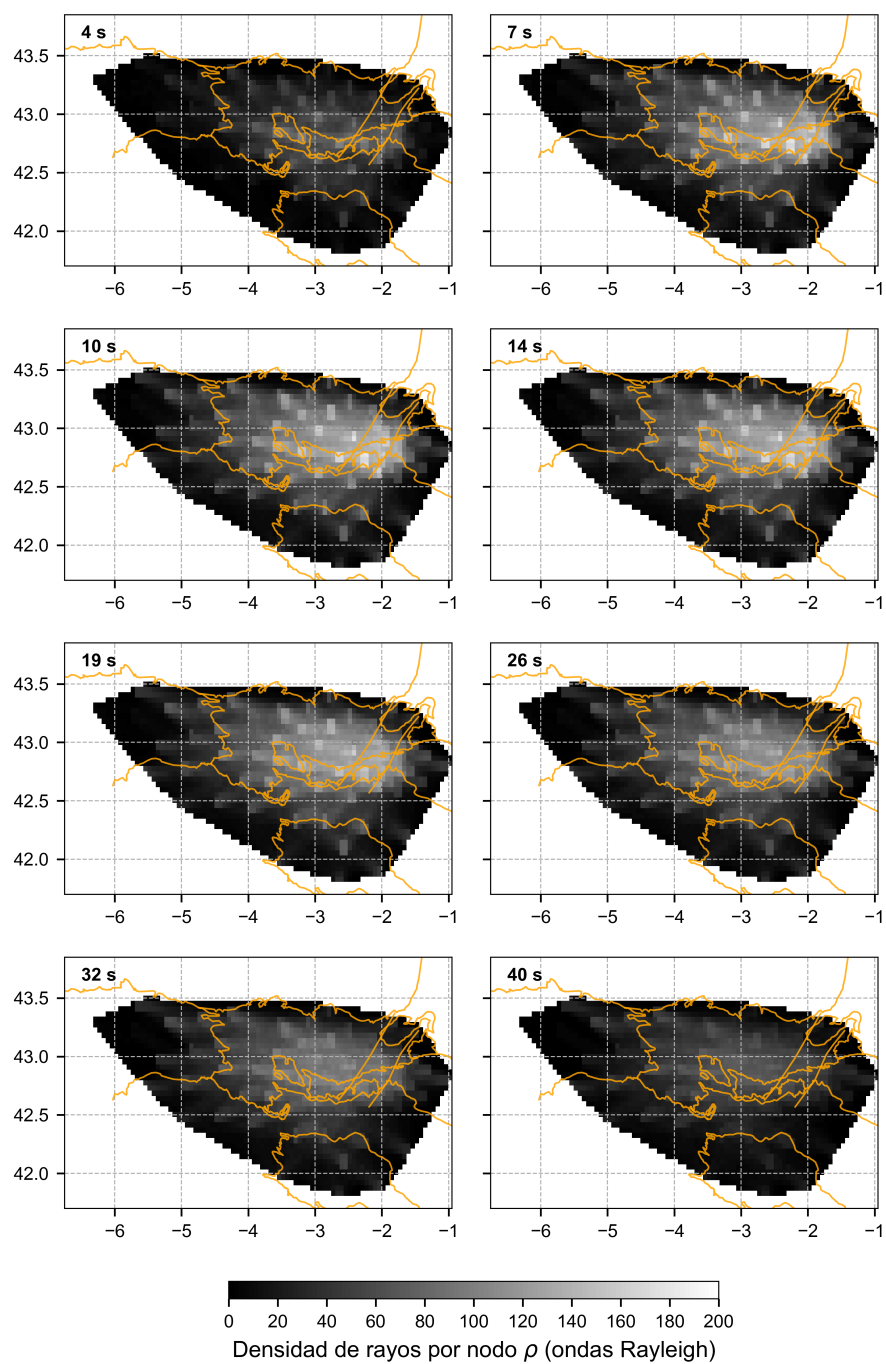


Figura 3.22: Mapas de densidad de rayos de la tomografía de ondas Rayleigh. Los números en la esquina inferior izquierda de los mapas indican el periodo. Las líneas negras delimitan las unidades geológicas más importantes de la zona de estudio.

### 3.3. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

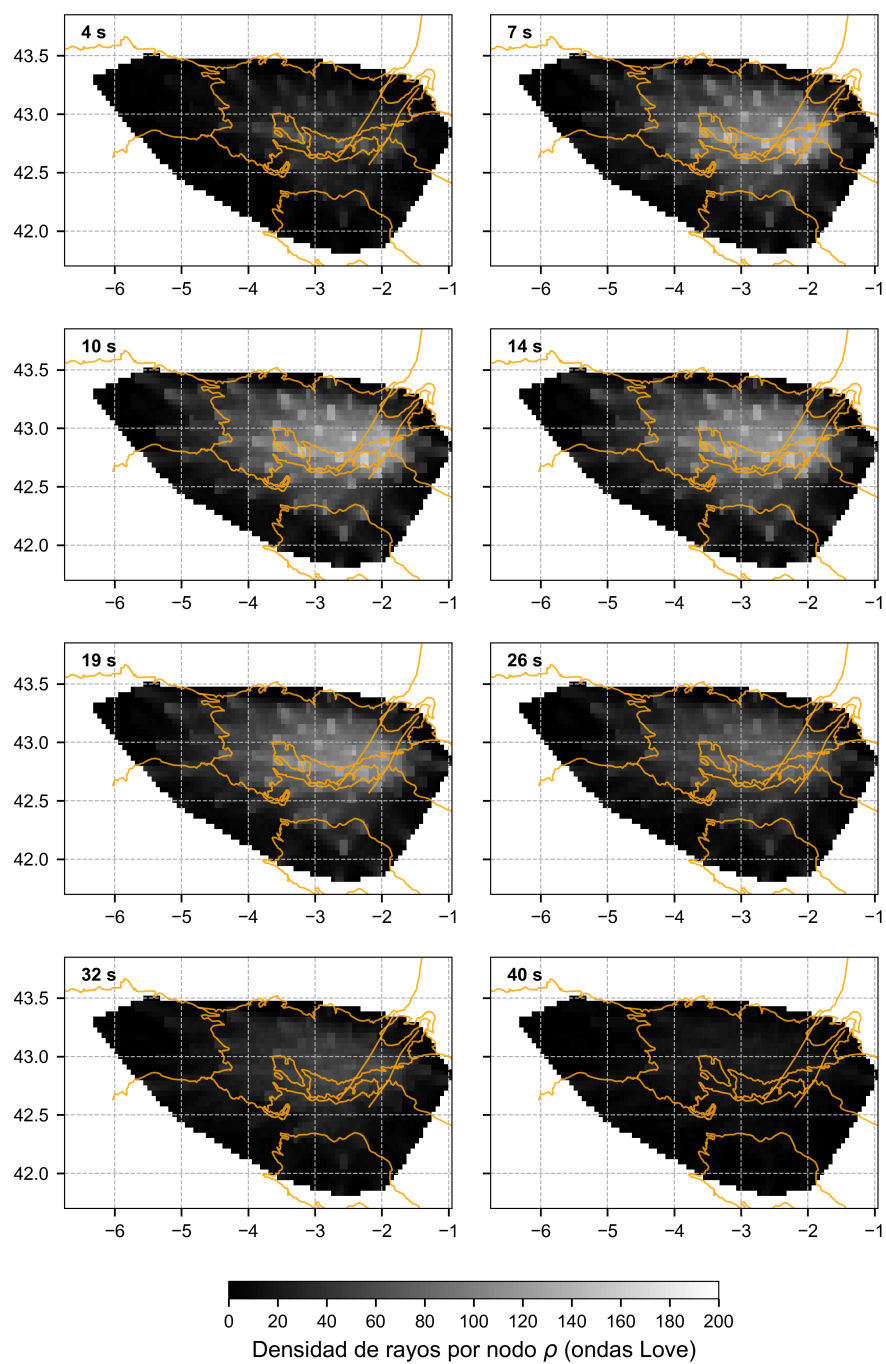


Figura 3.23: Mapas de densidad de rayos de la tomografía de ondas Love. Los números en la esquina inferior izquierda de los mapas indican el periodo. Las líneas negras delimitan las unidades geológicas más importantes de la zona de estudio.

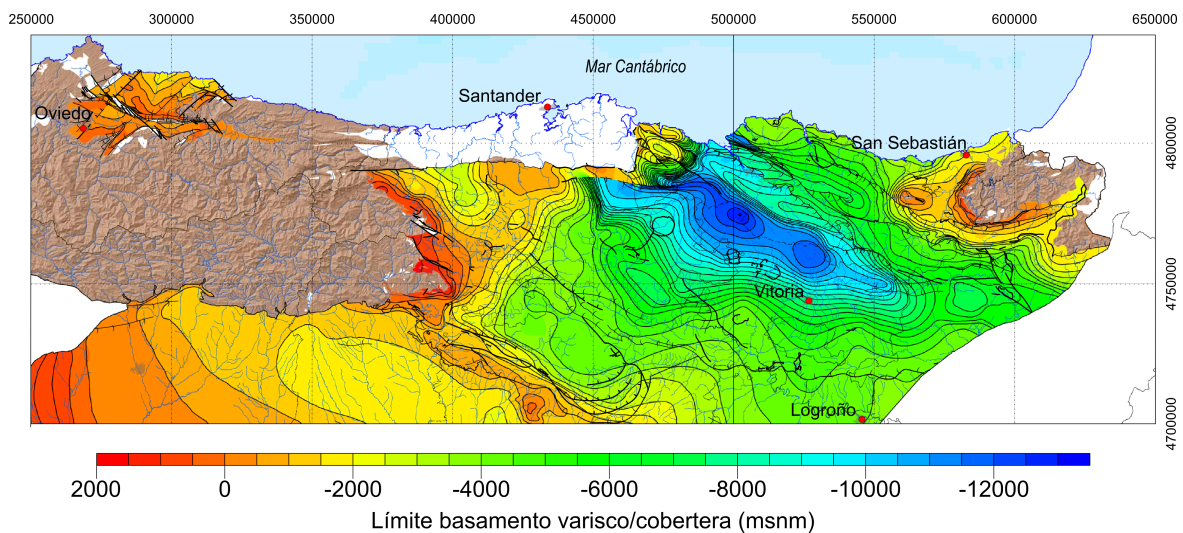


Figura 3.24: Mapa del espesor de la cobertera sobre el basamento varisco en la Zona Vasco-Cantábrica (fuente: IGME).

la red sísmica. La mayor reducción de la resolución espacial se produce en la periferia de la zona de estudio, debido a la menor densidad de datos en esas zonas (entendida como el número de rayos que atraviesan una celda de 5 km de lado centrada en cada uno de los nodos de la malla utilizada en la inversión; figs., ) y ). Este efecto es especialmente notable en la tomografía de ondas Love, más vulnerable por el menor número de medidas de velocidad de fase disponibles. Puesto que el algoritmo tomográfico penaliza las desviaciones respecto del modelo de referencia en aquellas zonas del modelo con poca densidad de datos, tienden a aparecer bajas velocidades relativas (tendiendo a 0 %) en la periferia de la zona de estudio.

Los resultados descritos constituyen la primera estimación de alta resolución de la velocidad de fase aparente de las ondas superficiales en la zona de estudio. Las diferencias entre los mapas de velocidad de fase de las ondas Rayleigh y Love se deben tanto a diferencias en la cobertura de datos como a la distinta sensibilidad de cada tipo de onda a la estructura de velocidades/densidad de la Tierra. La comparación cuantitativa de los resultados obtenidos en este estudio con los trabajos anteriores es complicada, puesto que la mayoría de los estudios tomográficos existentes en la literatura aportan información sobre la velocidad de grupo del modo fundamental de las ondas Rayleigh (Macquet et al., 2014; Silveira et al., 2013; Villa-

[señor et al., 2007](#)) mientras que el presente estudio se centra en la velocidad de fase de las ondas Rayleigh y Love. Debido al carácter dispersivo de las ondas superficiales, la velocidad de grupo es distinta de la velocidad de fase. La relación entre ambas velocidades viene dada por:

$$U(\omega) = \frac{d\omega}{d\kappa} \quad (3.36)$$

donde  $\omega$  es la frecuencia angular de las ondas superficiales, y  $\kappa = \frac{2\pi}{\lambda}$  es el número de onda. En teoría, con los resultados de velocidad de fase presentados en este trabajo se podría construir una serie de mapas de velocidad de grupo que permitiesen establecer comparaciones con los valores de la velocidad de grupo del modo fundamental existentes en la literatura. En la práctica, sin embargo, las curvas de velocidad de fase están compuestas por valores discretos (no son funciones continuas), por lo que al calcular las derivadas pueden surgir problemas numéricos, causando saltos en la velocidad de grupo y valores anómalos. De cualquier modo, en el presente estudio no se realiza una discriminación detallada entre los distintos modos de propagación de las ondas superficiales, por lo que en principio no se puede descartar la posibilidad de que existan contribuciones de modos superiores de propagación de las ondas superficiales a la velocidad de fase aparente. Un segundo inconveniente a la hora de realizar comparaciones cuantitativas con los estudios previos es que, o bien cubren áreas mucho más extensas utilizando estaciones sísmicas con una separación promedio mucho mayor (y por lo tanto, los resultados presentan menor detalle en la zona de estudio; p. ej., [Macquet et al., 2014](#); [Palomeiras et al., 2017](#); [Silveira et al., 2013](#); [Villaseñor et al., 2007](#)), o bien sólo cubren parcialmente la zona de estudio (p. ej., [Acevedo et al., 2019](#)).

En términos cualitativos sí es más sencillo establecer comparaciones entre los resultados de periodos cortos presentados en este estudio y los estudios anteriores (descritos en la sección 1.3.4). El mapa de velocidad de fase de ondas Rayleigh de 10 s de periodo publicado por [Silveira et al. \(2013\)](#) muestra una única anomalía negativa indiferenciada sobre la ZVC, la cual se extiende ligeramente hacia el sur sobre las cuencas del Ebro y del Duero. Esta anomalía contrasta claramente con las velocidades más elevadas correspondientes al basamento paleozoico de la Cordillera Cantábrica, al oeste de la ZVC, y de las sierras de La Demanda y Cameros,

lo que es está de acuerdo con los resultados del presente estudio. Los mapas de corto periodo (5-10 s) de velocidad de grupo de [Macquet et al. \(2014\)](#) muestran un panorama similar: bajas velocidades relativas en la CVC y las cuencas del Ebro y del Duero, y varios contrastes positivos que corresponden a la parte central de la Cordillera Cantábrica, al Sistema Ibérico y a los Macizos Vascos. [Palomeras et al. \(2017\)](#) recuperaron bajas velocidades en toda la zona de estudio a 4 s de periodo, pero especialmente en la ZVC y las cuencas del Ebro y Duero. Estas anomalías persisten a medida que se incrementa el periodo (4 - 20 s), con los contrastes de velocidad volviéndose progresivamente menores. En el mapa de 35 s de [Palomeras et al. \(2017\)](#) se puede apreciar una clara anomalía positiva en la parte occidental de la ZVC, de forma coherente a los resultados del presente trabajo. Por último, en el extremo occidental de la zona de estudio, el trabajo de [Acevedo et al. \(2019\)](#) muestra también altas velocidades de grupo en los afloramientos paleozoicos de la Cordillera Cantábrica y anomalías de baja velocidad en la cuenca del Duero y en la parte suroeste de la Zona Vasco-Cantábrica, las cuales se mantienen hasta al menos 12 s de periodo.

En líneas generales, los mapas de velocidad de fase aparente obtenidos son coherentes con el conocimiento geológico de la zona de estudio y con los trabajos previos de tomografía de ruido sísmico. En cualquier caso, la importancia de estos datos no reside en su capacidad para proporcionar información directa y precisa sobre la estructura geológica, si no en que se pueden invertir para hallar la estructura de velocidades de ondas S, mucho más fácil de interpretar geológicamente.



# Capítulo 4

## Elipticidad de las ondas Rayleigh

### 4.1. Introducción

Las ondas Rayleigh producen un movimiento elíptico en las partículas cercanas a la superficie, contenido en un plano vertical paralelo a la dirección de propagación. La relación entre los tamaños de los ejes horizontal y vertical de estas elipses se denomina elipticidad o relación H/V de las ondas Rayleigh. Esta propiedad de las ondas Rayleigh es muy interesante, ya que únicamente depende de la estructura de velocidades sísmicas directamente bajo las estaciones de registro (Ferreira y Woodhouse, 2007; Woodhouse, 1974). En concreto, la elipticidad es sensible a la velocidad de las ondas S y a la densidad, especialmente en la parte superior de la corteza. Por lo tanto, las observaciones de este parámetro se complementan bien con la información proporcionada por la velocidad de fase/grupo de las ondas superficiales, las cuales son sensibles a variaciones en las velocidades de ondas S en un rango de profundidades mucho más amplio (fig. 3.1.). La figura 4.1 muestra la sensibilidad de la elipticidad del modo fundamental de las ondas Rayleigh frente a la variación de tres parámetros (velocidad de ondas P, S y densidad) en función de la profundidad para periodos de 5, 10 y 25 s, calculada para el modelo IASP91 (Kennet, 1991). En estas gráficas se puede observar que el parámetro físico

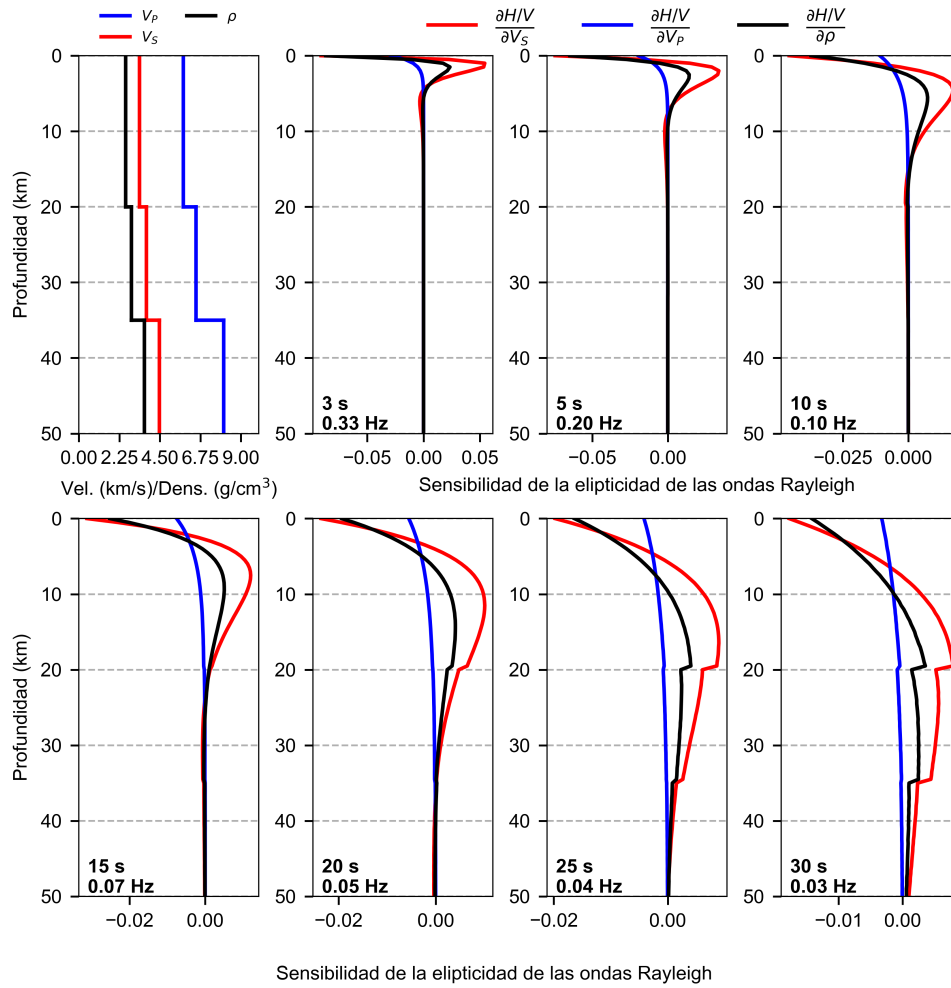


Figura 4.1: Kernels de sensibilidad de la elipticidad de las ondas Rayleigh para 5, 10 y 25 s de periodo en función de la profundidad calculados utilizando el modelo IASP91 (izquierda). Las curvas roja, azul y negra muestran la sensibilidad a perturbaciones en profundidad de la velocidad de ondas S, la velocidad de ondas P y la densidad, respectivamente.

que tiene la mayor influencia sobre la elipticidad es la velocidad de las ondas S, seguida de la densidad. Los máximos de sensibilidad se van haciendo más amplios y situándose cada vez a mayor profundidad conforme aumenta el período, pero siempre muestran valores elevados en los primeros 10-20 km de la corteza.

En las últimas décadas, la técnica de estimación de las relaciones espectrales H/V popula-

rizada por Nakamura (1989) ha sido muy utilizada para realizar diversas tareas como la caracterización de suelos o la microzonación sísmica, especialmente a partir del proyecto europeo SESAME (Bard y SESAME research team, 2004), del cual surgieron manuales y herramientas informáticas que permiten realizar la estimación de las relaciones H/V de forma sencilla (GEOPSY, <http://sesame.geopsy.org/>). La técnica de Nakamura (1989) consiste en calcular la relación entre los espectros de las componentes radial y vertical, asumiendo que el ruido ambiental está compuesto principalmente por ondas superficiales. La principal ventaja de este método reside en que es posible realizar estimaciones de la relación H/V con despliegues temporales muy cortos, mientras que la problemática radica en que no existe un consenso claro a la hora de interpretar físicamente las relaciones H/V obtenidas de esta forma, lo que dificulta la modelización directa (Muir y Tsai, 2017). Por ejemplo, Nakamura (2000) interpretó la relación H/V espectral en términos de ondas S polarizadas horizontalmente, mientras que Fäh et al. (2001) consideraron que estaba influida únicamente por ondas Rayleigh. Otros autores, como Sánchez-Sesma et al. (2001) o García-Jerez et al. (2016) modelizaron las relaciones espectral H/V bajo la asunción de que el campo de ondas que constituye el ruido ambiente es difuso. El carácter difuso del ruido ambiente ha sido puesto en cuestión (Mulargia, 2012), así como la suposición de que el ruido ambiente está compuesto principalmente por ondas superficiales (p. ej. Bonnefoy-Claudet et al., 2006).

Las dificultades teóricas en la interpretación de las relaciones H/V se pueden evitar realizando estimaciones de la elipticidad  $\epsilon$  a partir de observaciones directas de ondas Rayleigh. De este modo, la modelización directa es más sencilla y se puede llevar a cabo utilizando métodos ampliamente descritos en la literatura (p. ej., el método de propagación de matrices desarrollado por Haskell, 1953). En adelante, se utilizará de forma indistinta la letra  $\epsilon$  o el término «relación H/V» en referencia a la elipticidad de las ondas Rayleigh, que no debe de ser confundida con las relaciones espectrales H/V popularizadas por Nakamura (1989).

Las observaciones de la elipticidad de las ondas Rayleigh ya fueron utilizadas en 1969 por Boore y Toksöz para tratar de estudiar la estructura de la Tierra. Sin embargo, estos autores

encontraron que las estimaciones de la elipticidad a partir de ondas Rayleigh telesísmicas presentaban una gran dispersión, lo que dificultaba la obtención de medidas precisas. [Tanimoto y Rivera \(2005\)](#) desarrollaron un método de medida automático basado en la selección de las ventanas de tiempo óptimas mediante un análisis frecuencia-tiempo (FTAN, p. ej. [Levsin et al., 1989](#)), y en la correlación entre la componente vertical y radial de las ondas Rayleigh para descartar medidas de baja calidad. De acuerdo con estos autores, el método posee la suficiente precisión como para utilizar las medidas resultantes en una inversión para obtener la estructura de velocidades de ondas S bajo el receptor. Sin embargo, las observaciones de ondas Rayleigh telesísmicas no son suficientes para estudiar la elipticidad a periodos cortos, ya que la energía se dispersa más rápidamente y la relación señal-ruido es habitualmente demasiado baja para obtener medidas fiables. Recientemente se ha comenzado a extraer información de la amplitud de las correlaciones cruzadas del ruido ambiente para la determinación de la elipticidad (p. ej., [F.-C. Lin y Schmandt, 2014](#); [Muir y Tsai, 2017](#); [Savage et al., 2013](#)), lo que en principio permitiría realizar estimaciones de este parámetro a frecuencias más altas que utilizando telesismos, siempre y cuando se disponga de estaciones de registro suficientemente cercanas entre sí, de modo que la relación señal-ruido de las correlaciones cruzadas a las frecuencias de interés sea suficientemente alta. La principal limitación de este método es que se debe trabajar en campo lejano, es decir, para que los datos sean aceptables la distancia entre la fuente virtual y el receptor debe de ser igual o mayor que tres longitudes de onda. En cualquier caso, diversos estudios han mostrado que esta restricción, habitual en los estudios de tomografía de ruido ambiente, puede ser relajada sin importantes consecuencias ([Boschi et al., 2013](#); [Luo et al., 2015](#)).

Uno de los objetivos del presente trabajo es la estimación de la elipticidad de las ondas Rayleigh en las estaciones de registro desplegadas en la zona de estudio para el rango de frecuencias más amplio posible. Para ello, se han combinado las observaciones directas de ondas Rayleigh telesísmicas con el análisis de las correlaciones cruzadas del ruido sísmico en el dominio del tiempo. Para realizar las medidas de la relación H/V partiendo de ondas Rayleigh telesísmicas (frecuencias comprendidas entre aproximadamente 0.02 - 0.07 Hz) se ha implementado el método propuesto por [Tanimoto y Rivera \(2008\)](#) (*scheme II*), y el mismo método

ha sido adaptado para su uso con las correlaciones cruzadas de ruido sísmico ambiente (0.07 - 0.30 Hz).

## 4.2. Metodología

### 4.2.1. Estimación de la elipticidad de las ondas Rayleigh a partir de registros telesísmicos

El método propuesto por [Tanimoto y Rivera \(2008\)](#) para determinar la elipticidad a partir de registros telesísmicos utiliza correlaciones entre las componentes horizontales y verticales de los registros para eliminar medidas de baja calidad, y permite detectar y corregir desviaciones respecto del azimut teórico. Se trata de un método robusto que permite analizar un gran volumen de datos de forma automática. La figura 4.2 describe de forma esquemática el flujo de procesado llevado a cabo con los datos de cada una de las estaciones de registro.

El primer paso es la selección de los eventos a procesar. Para el período de despliegue de cada estación, se consulta un catálogo de sismicidad global (en concreto, en este trabajo se ha utilizado el catálogo de la *United States Geological Survey*) y se seleccionan todos los eventos de magnitud igual o mayor que 6, con distancias epicentrales comprendidas entre los 40° y 120°. Estas restricciones están diseñadas para asegurar una relación señal-ruido suficientemente alta y para evitar la posible interferencia de modos superiores de las ondas Rayleigh en las ventanas de tiempo que serán utilizadas para determinar las relaciones H/V ([Tanimoto y Rivera, 2008](#)). La hora origen de los terremotos y las coordenadas epicentrales son utilizadas junto con un modelo de dispersión global del modo fundamental de las ondas Rayleigh (p. ej. [Ma et al., 2014](#), , figura 4.3) para estimar el tiempo de llegada de estas a las estaciones de registro. Para ello, se asume que las ondas se comportan como rayos que viajan a lo largo del círculo mayor que une el epicentro con cada una de las estaciones. Esta trayectoria se divi-

de en una serie de elementos de longitud, y para cada uno de ellos se calcula una velocidad promedio utilizando el modelo de dispersión global. Una vez que se dispone del tiempo de llegada aproximado de las ondas Rayleigh para cada evento, se cortan los registros continuos de las estaciones dos minutos antes y 15 minutos después del mismo. Finalmente, utilizando las coordenadas epicentrales, se calcula el back azimuth y se rotan las componentes del sistema ZNE (vertical, norte, este) original al sistema ZRT (vertical, radial, transversal).

Las ondas Rayleigh son dispersivas, lo que significa que el tiempo exacto de llegada de

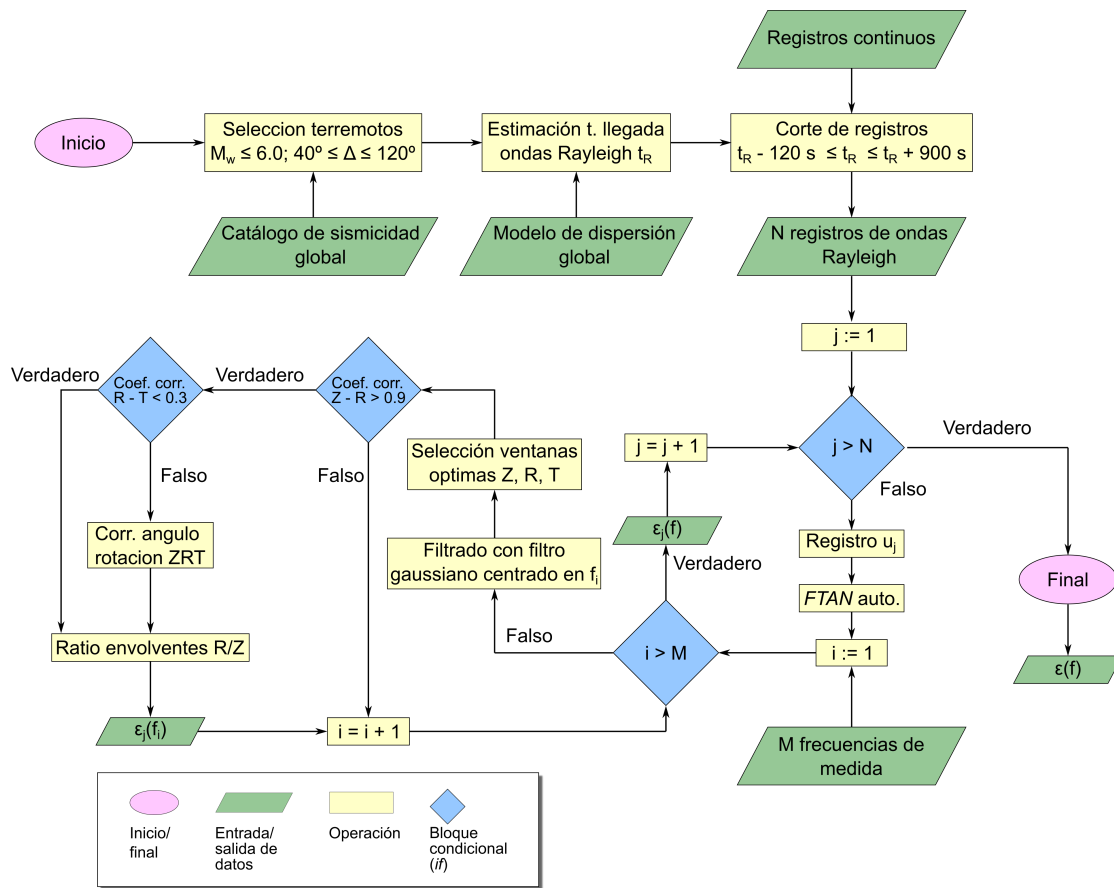


Figura 4.2: Esquema del algoritmo de estimación de la elipticidad a partir de eventos telesísmicos. Los registros de ondas Rayleigh se denotan como  $u_j$ , con  $j = 1, 2, \dots, N$  y  $N$  el número total de registros disponibles, mientras que las frecuencias a las que se realizan las medidas se denotan como  $f_i$ , siendo  $i = 1, 2, \dots, M$  y  $M$  el número total de medidas a realizar.

## 4.2. METODOLOGÍA

los distintos paquetes de ondas a la estación de registro depende de su frecuencia. Por lo tanto, para cada uno de los registros cortados ( $u_j$  en la fig. 4.2, con  $j = 1, 2, \dots, N$  siendo  $N$  el número total de eventos disponibles), es necesario determinar la ventana de tiempo óptima para el cálculo de la relación H/V a las diferentes frecuencias de interés ( $f_i$  en la fig. 4.2, con  $i = 1, 2, \dots, M$ , siendo  $M$  el número total de frecuencias a las que se desea medir la relación H/V). Para ello se realiza un análisis frecuencia-tiempo automático (FTAN, p. ej. [Levsin et al., 1989](#)). La representación de una señal temporal en el espacio frecuencia-tiempo se obtiene aplicando una serie de filtros estrechos a las frecuencias deseadas,

$$S(\omega_0, t) = \int_{-\text{inf}}^{\text{inf}} H(\omega - \omega_0)K(\omega)e^{i\omega t}d\omega \quad , \quad (4.1)$$

donde  $\omega_0$  es la frecuencia angular central del filtro  $H(\omega - \omega_0)$ , y  $K(\omega)$  es la representación de la señal en el dominio de frecuencias. La función  $H$  utilizada en este trabajo es una función

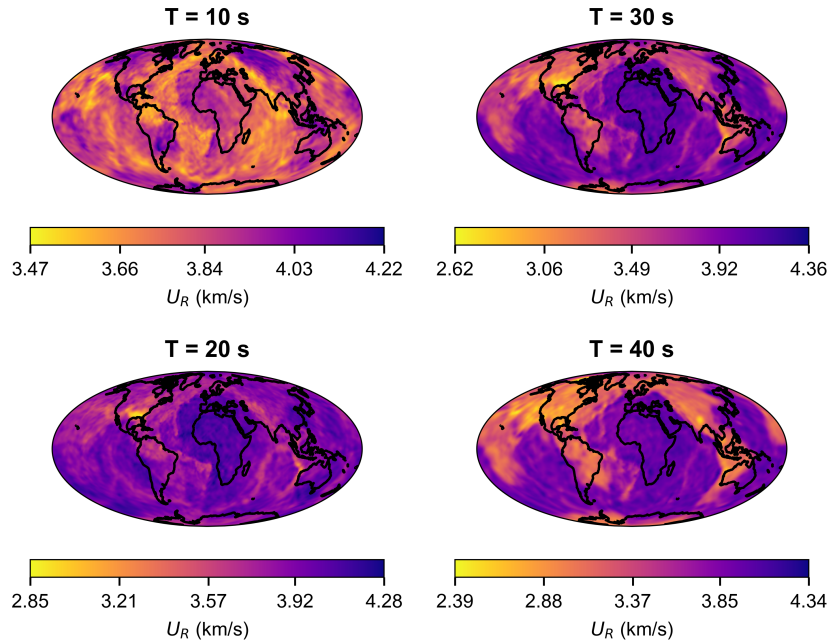


Figura 4.3: Modelo de dispersión global ([Ma et al., 2014](#)) utilizado para determinar los tiempos de llegada aproximados de las ondas Rayleigh.  $U_R$ : Velocidad de grupo de las ondas Rayleigh;  $T$ : Periodo.



gaussiana,

$$H(\omega - \omega_0) = \exp -\frac{\omega - \omega_0}{2c^2} , \quad (4.2)$$

en la que el parámetro  $c$  controla la anchura del filtro. La figura 4.4 muestra la representación en el espacio frecuencia-tiempo de un registro de ondas Rayleigh. Mediante prueba y error, se determina una fracción de la amplitud máxima normalizada como el valor umbral que será utilizado por el algoritmo para seleccionar de forma automática la parte del sismograma que contiene las ondas Rayleigh de la frecuencia considerada (figura 4.4, línea discontinua negra).

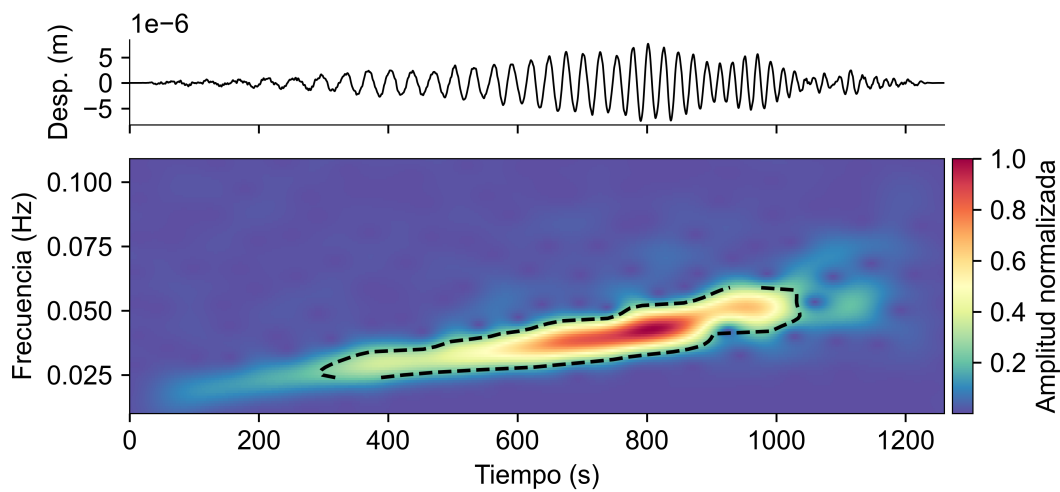


Figura 4.4: Análisis frecuencia-tiempo (FTAN) automático de la componente vertical de las ondas Rayleigh generadas por un terremoto de magnitud  $M_w$  6.1 con epicentro situado 78 km al este de Mutsu (Japón), registrada por la estación SC27. (Arriba) Registro de desplazamiento de la estación SC27. (Abajo) Diagrama FTAN. La línea discontinua indica la ventana de tiempo óptima en función de la frecuencia para la determinación de la elipticidad.

A continuación, para cada una de las frecuencias de medida  $f_i$ , se procede al control de calidad de los datos, el cual explota el hecho de que la componente vertical de las ondas Rayleigh debería estar desfasada  $90^\circ$  respecto de la componente radial. Los registros de las tres componentes (vertical, radial y transversal) son transformados al dominio de frecuencias, filtrados utilizando un filtro gaussiano (ecuación 4.2) centrado en la frecuencia a la que se desea determinar la relación H/V y la fase de la componente vertical es retrasada en  $90^\circ$  multiplicando su representación en el dominio de frecuencias por un factor  $\exp(i\frac{\pi}{2})$ . Una vez que se

han filtrado e introducido el desfase en las formas de onda, se transforman de nuevo al dominio de tiempo y se selecciona la ventana de tiempo óptima correspondiente a la frecuencia considerada determinada en el análisis *FTAN*. Los datos pasan el control de calidad si el coeficiente de correlación entre las ventanas de las componentes vertical y radial es muy alto ( $> 0,9$ ), indicando que el contenido de las ventanas son efectivamente ondas Rayleigh. Si los datos no superan este criterio, no se realiza ninguna medida y se pasa a trabajar con la siguiente frecuencia de interés. Si lo superan, se realiza una comprobación adicional: el coeficiente de correlación entre los canales transversal y radial debe de ser suficientemente bajo, puesto que si las componentes de la estación están correctamente rotadas al sistema de referencia ZRT (vertical, radial y transversal) la señal Rayleigh debería estar contenida únicamente en la componente radial. Un coeficiente de correlación significativo ( $> 0,3$ ) en este paso indicaría que la componente transversal contiene ondas Rayleigh, por lo que la rotación de las componentes puede ser poco adecuada, o la llegada puede simplemente estar desviada del círculo mayor que une la estación sísmica con el epicentro del terremoto. En este caso, se estudiarán diferentes ángulos de rotación (desde  $-50^\circ$  hasta  $50^\circ$  cada  $1^\circ$ ) para las componentes horizontales. Para cada uno de estos ángulos de prueba, se calcula nuevamente el coeficiente de correlación entre las componentes radial y transversal. Finalmente, el algoritmo escoge el ángulo de rotación que tenga como resultado el coeficiente de correlación más pequeño posible entre ambas componentes. Si los datos superan el control de calidad completo, se calcula la elipticidad como el valor medio de la relación entre las envolventes de la componente radial y vertical en la ventana óptima. La media de esta relación se toma como el valor de la relación H/V (la figura 4.5 muestra este proceso para un registro y frecuencias de 0.03 y 0.06 Hz). El proceso se repite para el resto de terremotos disponibles, y finalmente se reporta como valor de la relación H/V a cada frecuencia la mediana de todas las medidas realizadas (figura 4.6).

## CAPÍTULO 4. ELIPTICIDAD DE LAS ONDAS RAYLEIGH

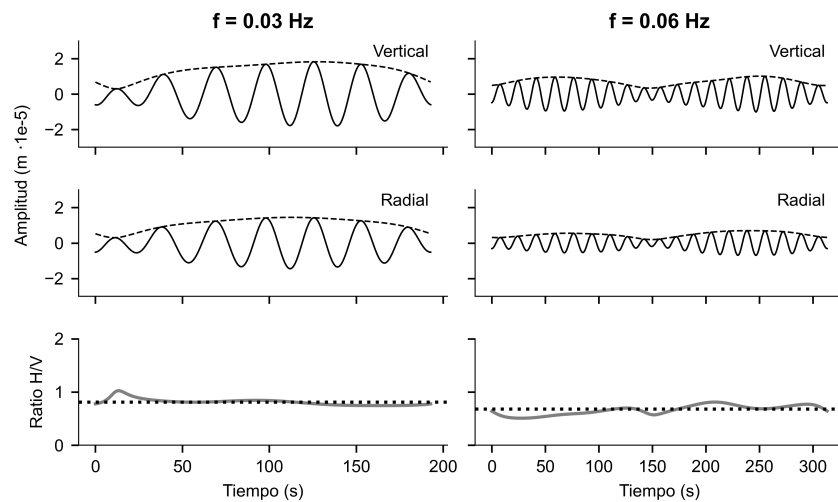


Figura 4.5: Envolturas de las componentes vertical y radial de las ondas Rayleigh (líneas discontinuas) a frecuencias de 0.03 Hz (columna izquierda) y 0.06 Hz (columna derecha). Los paneles inferiores muestran la relación H/V en función de tiempo, con la línea de puntos indicando la mediana.

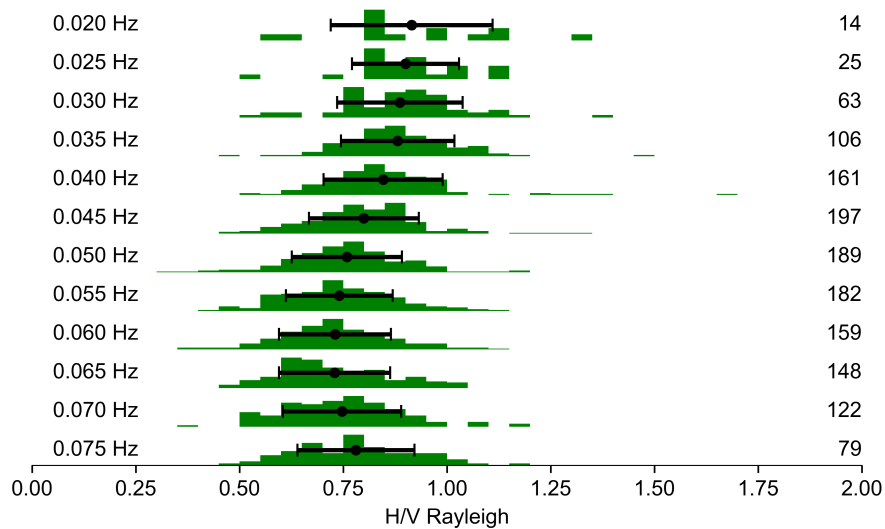


Figura 4.6: Histogramas mostrando la distribución de los valores de la relación H/V determinados a partir de registros de ondas Rayleigh telismicas para la estación SC17. Sobre cada histograma se ha superpuesto en negro la mediana y la desviación estándar. El número total de medidas aceptadas para cada frecuencia se indica en la columna de la derecha.

### 4.2.2. Estimación de la elipticidad de las ondas Rayleigh a partir del ruido sísmico

El método descrito en el apartado anterior puede ser adaptado para realizar estimaciones de la elipticidad del modo fundamental de las ondas Rayleigh a partir de correlaciones cruzadas del ruido sísmico ambiente, lo que permite extender el rango de frecuencias para el que se dispone de medidas. La figura 4.7 muestra de forma esquemática el algoritmo implementado en este estudio para determinar la relación H/V de las ondas Rayleigh utilizando este tipo de observaciones. La estimación de la elipticidad para una estación  $i$  comienza con el cálculo de las correlaciones cruzadas  $\rho_{ZZ,ij}^S$  (ZZ, vertical-vertical)  $\rho_{RR,ij}^S$  (RR, radial-radial),  $\rho_{ZR,ij}^S$  (ZR, vertical-radial) y  $\rho_{RZ,ij}^S$  (RZ, radial-vertical) con el resto de estaciones disponibles, denotadas con el subíndice  $j$ . Las correlaciones ZR y RZ representarían el movimiento radial y vertical en el receptor causados por un impulso vertical y radial en la fuente virtual, respectivamente. Puesto que en teoría, las ondas Rayleigh procedentes de una fuente puntual radial o vertical deberían de guardar la misma relación H/V (Li et al., 2016), utilizar las cuatro funciones de correlación descritas permite realizar dos estimaciones de este parámetro por cada par de estaciones. Es importante mencionar que si se realiza cualquier tipo de normalización o de blanqueado espectral a la hora de calcular las correlaciones esta debe ser igual para todos los canales, de tal modo que se conserven las amplitudes relativas. El cálculo de correlaciones cruzadas del ruido sísmico ambiente se describe en detalle en la sección 3.2.1.

Una vez que se dispone de las funciones de correlación mencionadas entre la estación  $i$  y el resto de estaciones, el siguiente paso consiste en la realización de un análisis frecuencia-tiempo para determinar las ventanas de tiempo que contienen las ondas Rayleigh en función de la frecuencia (figura 4.8). Esta operación se realiza sobre la correlación de las componentes verticales,  $\rho_{ZZ,ij}^S(t)$ , ya que la relación señal-ruido suele ser más alta que en aquellas funciones de correlación que involucran a la componente radial. Para cada una de las  $M$  frecuencias a las que se desea estimar la relación H/V, se comprueba que la distancia entre las estaciones  $i$  y  $j$  sea mayor o igual que 1.5 longitudes de onda. La longitud de onda a la frecuencia de interés  $f_k$  se estima utilizando

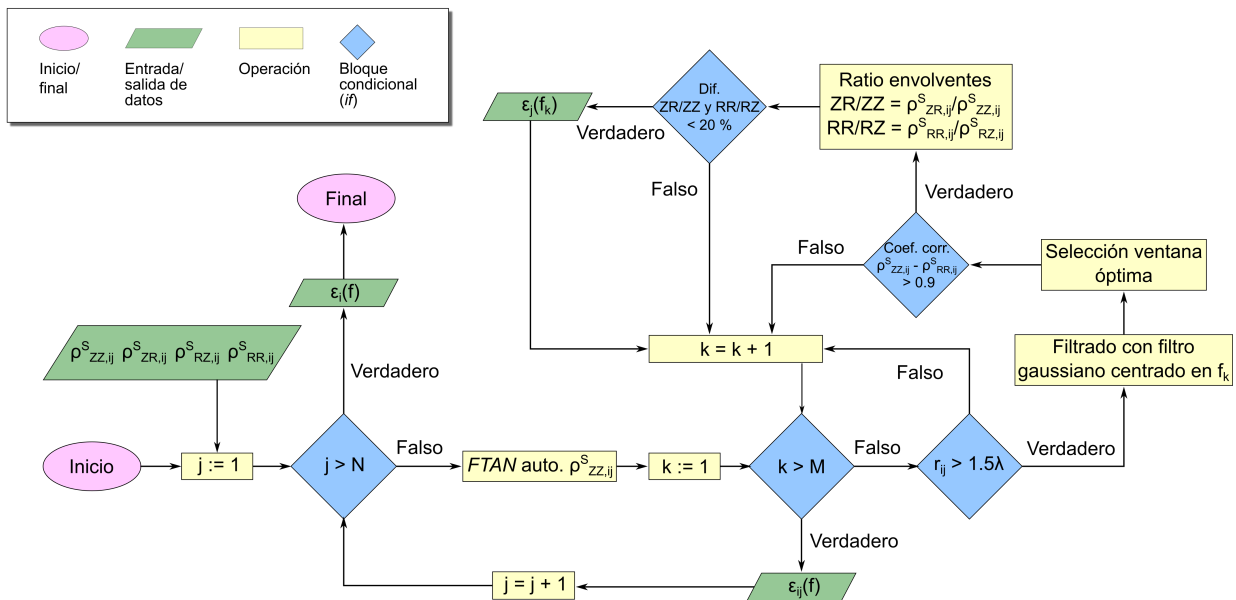
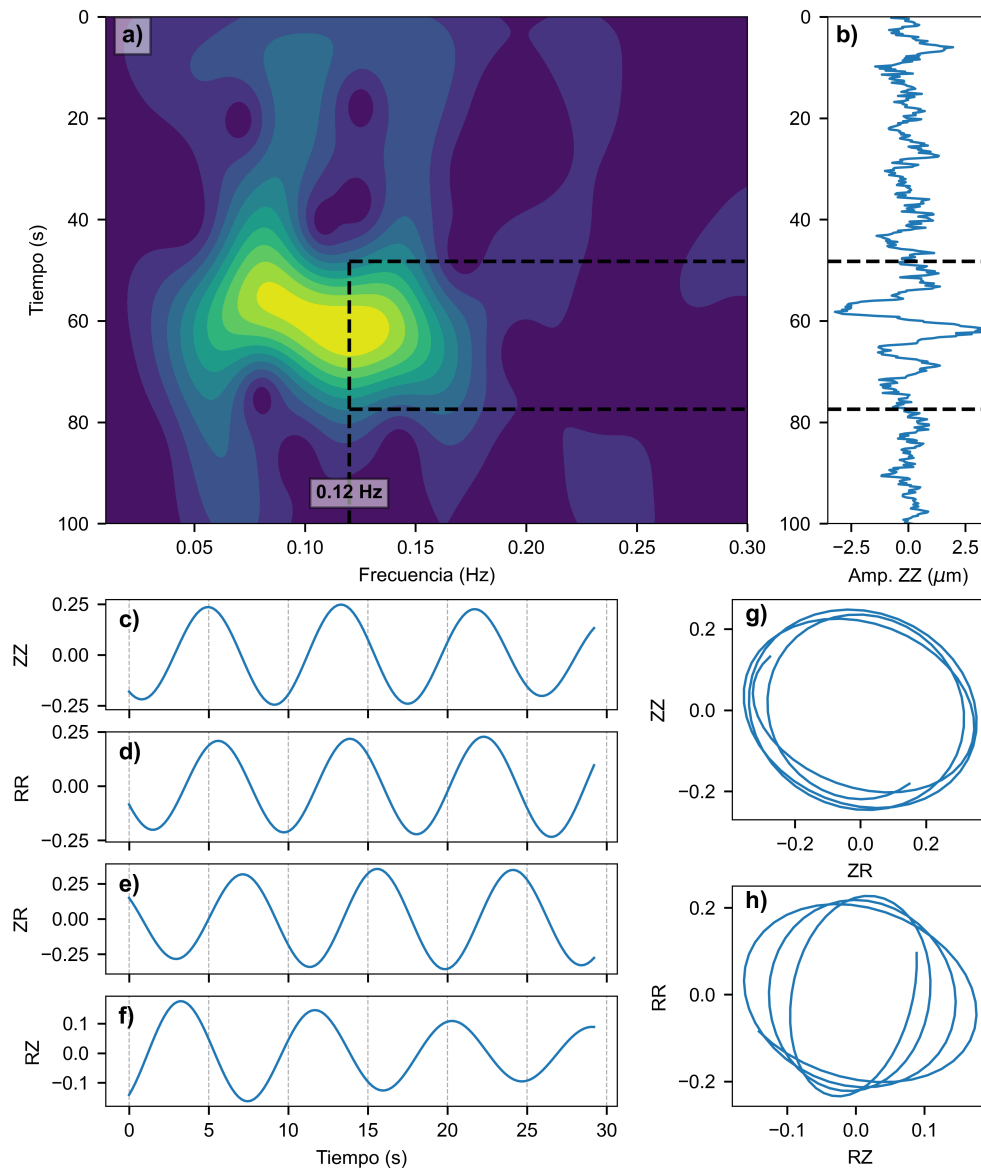


Figura 4.7: Esquema del algoritmo de estimación de la elipticidad para una estación de registro  $i$  utilizando las correlaciones cruzadas del ruido sísmico ambiente (vertical-vertical, vertical-radial, radial-vertical y radial-radial) con el resto de estaciones, denotadas por  $j$ , con  $j = 1, 2, \dots, N$ . La estación  $i$  siempre actúa como receptor y la  $j$  como fuente virtual. Las medidas se realizan para un número  $M$  de frecuencias  $f_k$ , con el subíndice  $k = 1, 2, \dots, M$ .

la velocidad media de las curvas de dispersión presentadas en la sección 3.3. Si esta condición no se cumple, no se realiza la estimación de la relación H/V y se comienza de nuevo el proceso con la siguiente frecuencia cuyo índice será  $k + 1$ . Si se cumple, se continúa con el filtrado de las señales. Seguidamente se realiza un primer control de calidad de los datos, consistente en el cálculo del coeficiente de correlación entre las componentes ZZ y RR. Si el valor del coeficiente de correlación es superior a 0,9, se procede a realizar la estimación de la relación H/V. Para ello es necesario en primer lugar corregir el desfase de las correlaciones ZR y RZ, que están retrasada y adelantada  $90^\circ$  respecto de las correlaciones ZZ y RR. Tras la corrección de fase, se calculan las relaciones entre las envolventes de las componentes ZR y ZZ por un lado, y RR y RZ por otro. Los valores medios de estas dos relaciones proporcionan dos estimaciones independientes de la elipticidad a la frecuencia considerada (figura 4.9). Finalmente, antes de almacenar el resultado, se realiza una última comprobación consistente en evaluar si ambas



!ht

Figura 4.8: a) Análisis FTAN de la correlación cruzada (b) entre las estaciones MS11 y ELAN. Las líneas negras discontinuas señalan la ventana de tiempo óptima para la frecuencia de 0.12 Hz en función de la amplitud del diagrama FTAN. c) a f) ventana de tiempo óptima de la correlación filtrada con un filtro gaussiano de frecuencia central 0.12 Hz. g) y h) composición del desplazamiento de las componentes ZZ-ZR y RR-RZ mostrando el movimiento elíptico característico de las ondas Rayleigh.

estimaciones difieren entre sí menos de un 20 %. En caso afirmativo, se consideran válidas; en caso contrario son descartadas. El valor final de la elipticidad a cada frecuencia será la mediana de todos los valores determinados para todos los pares de estaciones disponibles que involucren a la estación considerada (fig. 4.10).

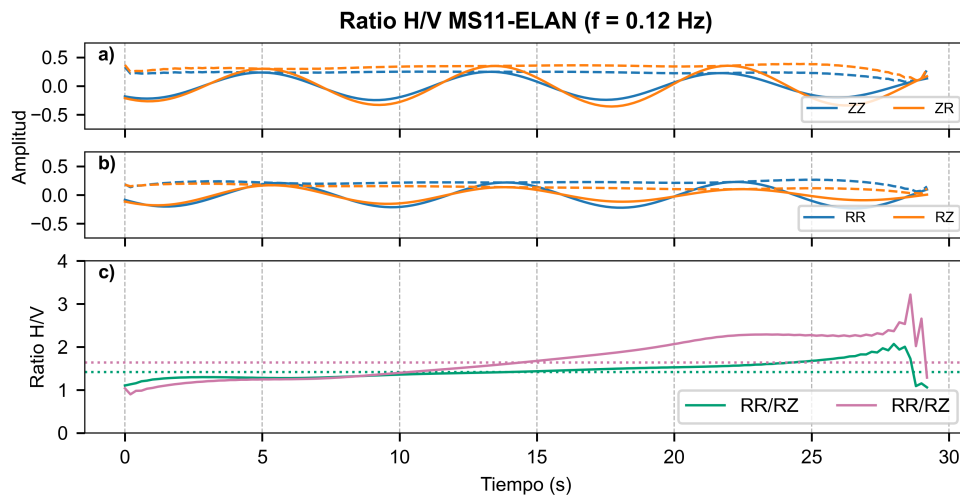


Figura 4.9: Estimación de la relación H/V correspondiente a la frecuencia de 0.12 Hz para la estación MS11, utilizando su correlación cruzada con la estación ELAN. a) Componentes ZZ (azul) y ZR (naranja) y sus envolventes (líneas discontinuas). b) Igual que a) pero para las componentes RR y RZ de la correlación cruzada. c) Relaciones H/V determinados para cada par de componentes. Las líneas de puntos muestran el valor medio de la ventana de tiempo completa.

### 4.3. Resultados y discusión

Los valores de elipticidad obtenidos para cada una de las estaciones se detallan en las figuras 4.11, 4.12 y 4.13, con la incertidumbre (entendida como dos desviaciones estándar respecto del valor medio) indicada mediante barras de error. En general, los valores estimados a partir del ruido ambiente (puntos y barras de error rojas) coinciden bien con aquellos obtenidos a partir de registros de ondas Rayleigh telesísmicas (puntos y barras de error verdes), si bien los primeros tienden a ser ligeramente más elevados (el caso más notable es el de la estación



### 4.3. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

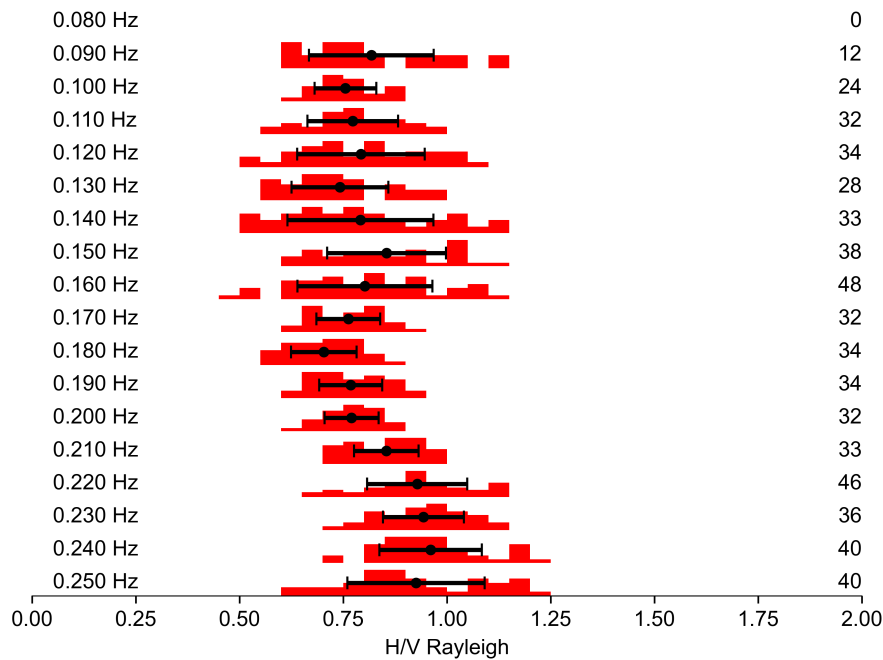


Figura 4.10: Histogramas mostrando la distribución de los valores de la relación H/V determinados a partir de las correlaciones cruzadas del ruido sísmico para la estación SC17. Sobre cada histograma se ha superpuesto en negro la mediana y la desviación estándar. El número total de medidas aceptadas para cada frecuencia se indica en la columna de la derecha.

EORO, fig. 4.13). El número de medidas que ha sido posible realizar a partir de los registros de ondas Rayleigh telesísmicas es frecuentemente mucho mayor que el de las realizadas a partir del ruido sísmico, las cuales están limitadas por el número máximo de pares de estaciones que es posible formar. Además, como ya se mencionó en la sección 3.3, la relación señal-ruido de las componentes horizontales de las correlaciones cruzadas es frecuentemente inferior que la de las componentes verticales, por lo que algunas medidas no superan los controles de calidad descritos en el apartado anterior. Por estos motivos, las estimaciones de elipticidad derivadas del ruido sísmico suelen presentar una mayor dispersión que las obtenidas a partir de los registros telesísmicos (las figs. 4.6 y 4.10 constituyen un buen ejemplo de esta diferencia). De todos modos, el número de medidas disponibles para cada frecuencia no suele ser inferior a 20, por lo que los resultados se pueden considerar estadísticamente significativos (Attanayake et al., 2017).

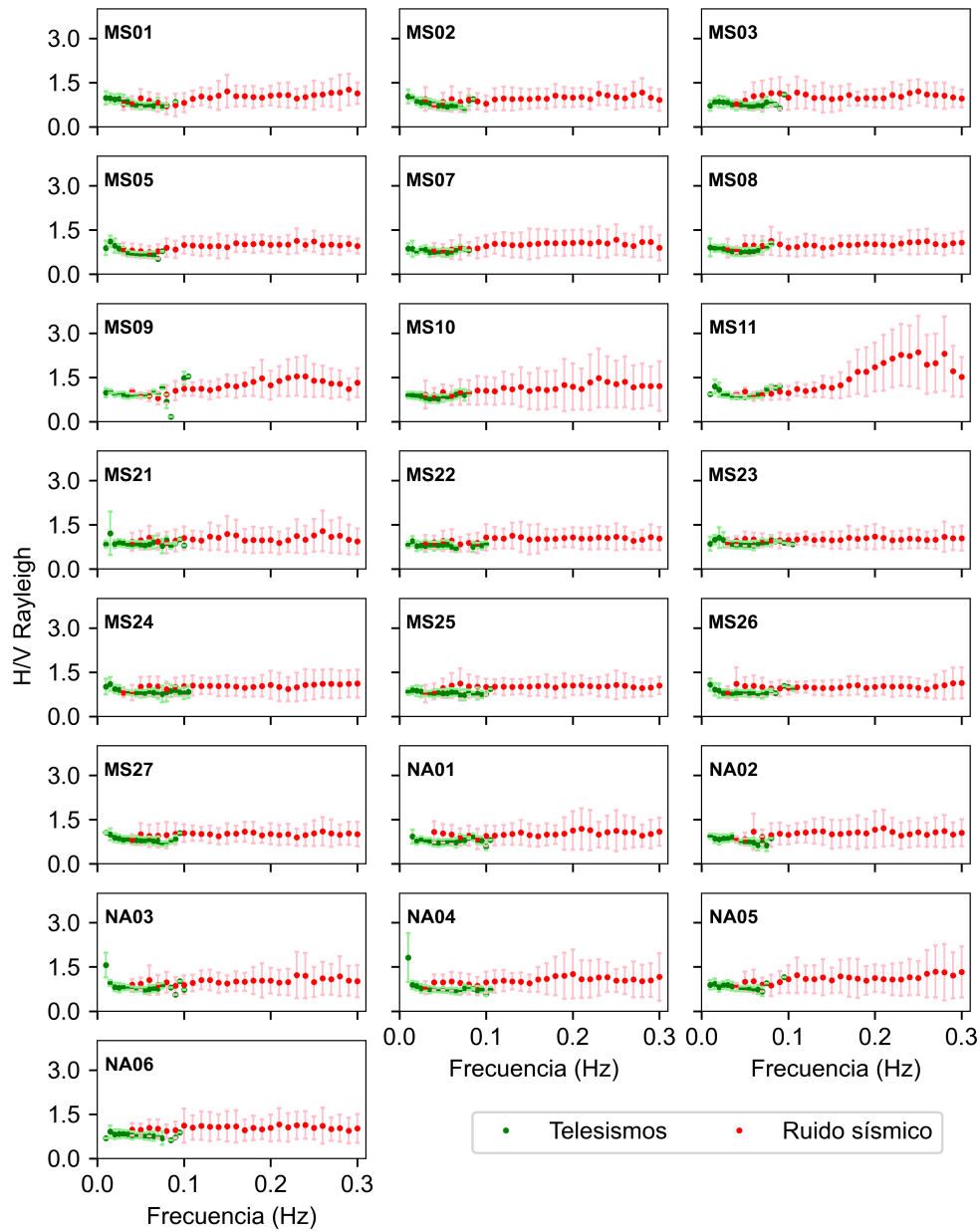


Figura 4.11: Relaciones H/V en función de la frecuencia para las estaciones disponibles en este estudio (continúa en la figura 4.12). Los puntos rojos corresponden a las medidas realizadas a partir de ondas Rayleigh telesísmicas, mientras que los puntos verdes son medidas extraídas de las correlaciones del ruido sísmico ambiente. Las barras de error indican la desviación estándar de las medidas. Figura 1 de 3.

### 4.3. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

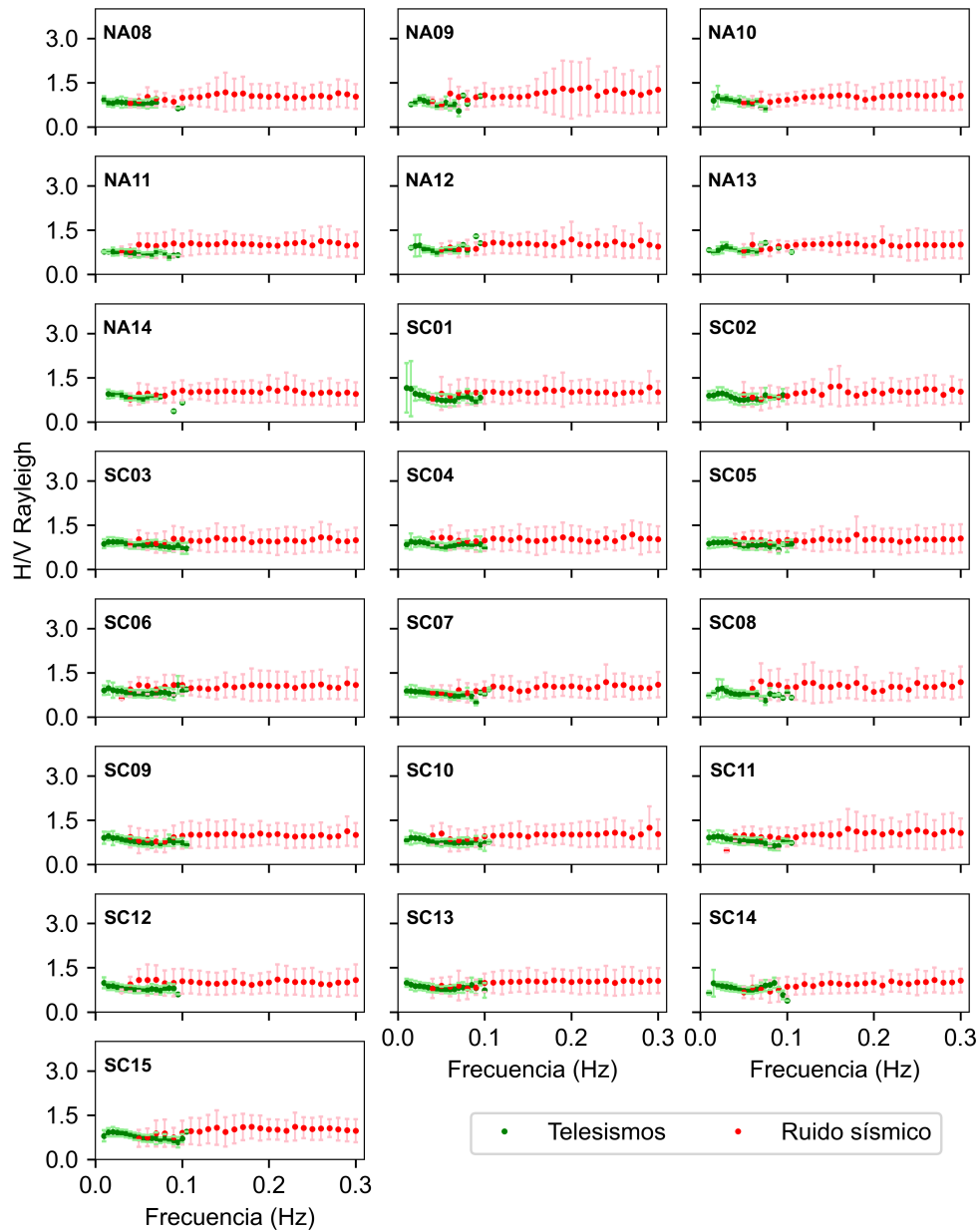


Figura 4.12: Relaciones H/V en función de la frecuencia para las estaciones utilizadas en este trabajo (continúa en la figura 4.13). Los puntos rojos corresponden a las medidas realizadas a partir de ondas Rayleigh telesísmicas, mientras que los puntos verdes son medidas extraídas de las correlaciones del ruido sísmico ambiente. Las barras de error indican la desviación estándar de las medidas. Figura 1 de 3.

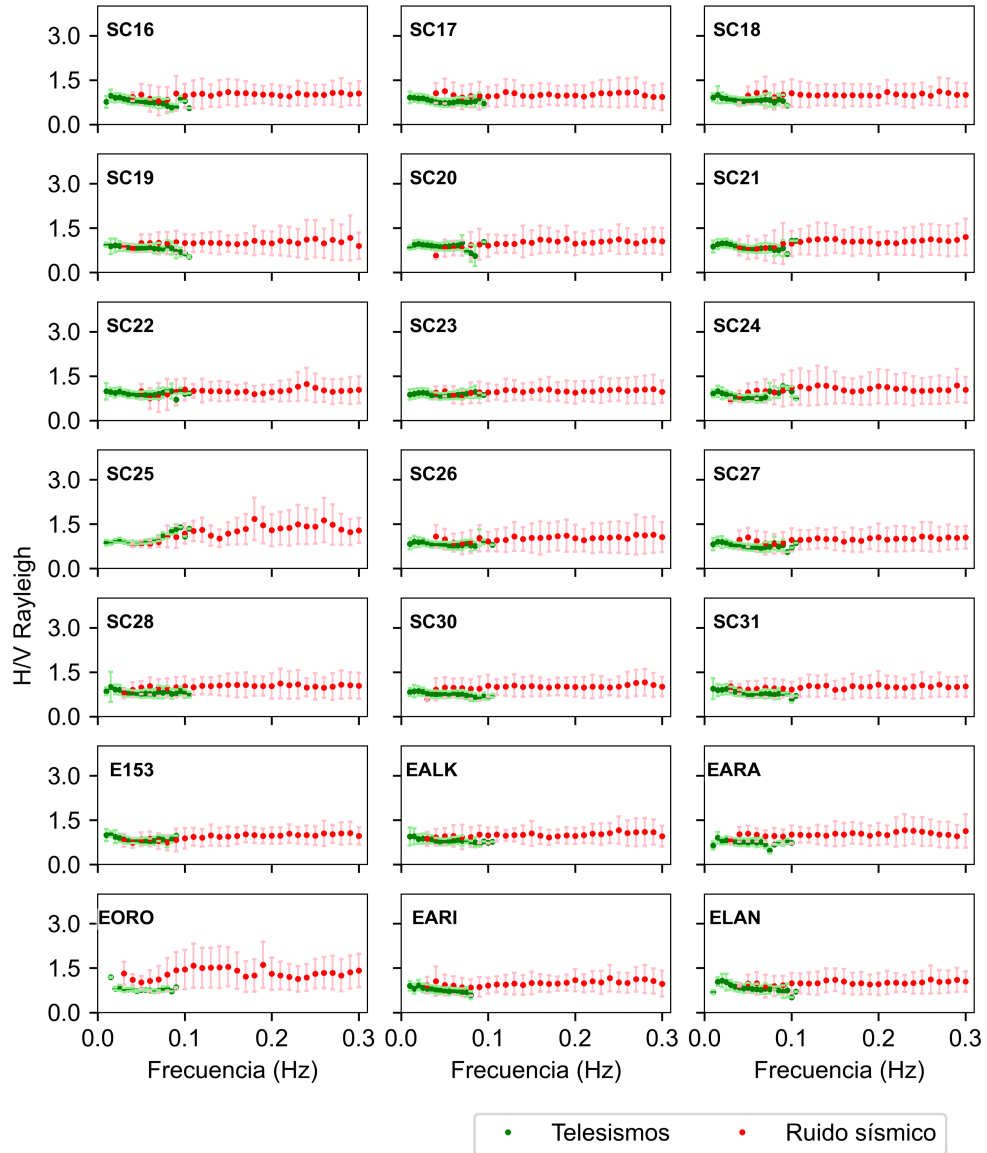


Figura 4.13: Relaciones H/V en función de la frecuencia para las estaciones disponibles en este estudio. Los puntos rojos corresponden a las medidas realizadas a partir de ondas Rayleigh telesísmicas, mientras que los puntos verdes son medidas extraídas de las correlaciones del ruido sísmico ambiente. Las barras de error indican la desviación estándar de las medidas.

La expectación teórica de que la elipticidad depende únicamente de la estructura de velocidades bajo las estaciones de registro no siempre se cumple, ya que algunos estudios han observado cierta dependencia acimutal de este parámetro (p. ej., [Hu et al., 2021](#); [F.-C. Lin y Schmandt, 2014](#)). Por ello, siguiendo el ejemplo de [Attanayake et al. \(2017\)](#), se ha investigado la dependencia de los valores de elipticidad obtenidos frente a distintos parámetros: distancia epicentral, profundidad, *back azimuth* y magnitud en el caso de las ondas Rayleigh telesísmicas, y distancia entre estaciones y *back azimuth* en el caso del ruido sísmico. El análisis de estos parámetros no ha permitido observar ningún patrón de variación claro en los valores de elipticidad. A modo de ejemplo, se han incluido las comprobaciones realizadas para las medidas obtenidas a partir de telesismos correspondientes a las estaciones SC01 y SC03 (fig. 4.14), y para las medidas obtenidas a partir del ruido sísmico correspondientes a las estaciones SC17 y SC18 (fig. 4.15). Otro factor que podría afectar a las estimaciones de la elipticidad es la posible presencia de modos superiores, aunque sus posibles efectos serían limitados [Attanayake et al. \(2017\)](#), y en cualquier caso la realización del análisis FTAN y las restricciones impuestas sobre los terremotos utilizados deberían de ser suficientes para evitar o minimizar la presencia de modos superiores en los datos utilizados para medir la elipticidad.

La elipticidad es sensible a la estructura de velocidad de ondas S y en menor medida a la densidad, y poco o nada sensible a la velocidad de ondas P. La distribución de la sensibilidad en profundidad es compleja ([Cercato, 2017](#); [Tanimoto y Rivera, 2008](#); [Tanimoto y Tsuboi, 2009](#)), lo que dificulta su interpretación directa en términos geológicos, de forma similar a lo que sucedía con la velocidad de fase de las ondas superficiales. Las funciones de sensibilidad calculadas para un modelo sencillo (fig. 4.1, IASP91 [Kennett y Engdahl, 1991](#)) presentan un máximo que es más amplio y se sitúa a una profundidad mayor a medida que disminuye la frecuencia. En la parte más superficial, la sensibilidad cambia de signo. En términos generales, los valores elevados de la elipticidad suelen estar relacionados con la presencia de fuertes contrastes de velocidad de ondas S en la corteza media/superior y son comunes en cuencas sedimentarias. Por el contrario, los valores más bajos suelen estar relacionados con contrastes más débiles y por lo tanto tienden a aparecer en aquellas zonas en las que el basamento está a

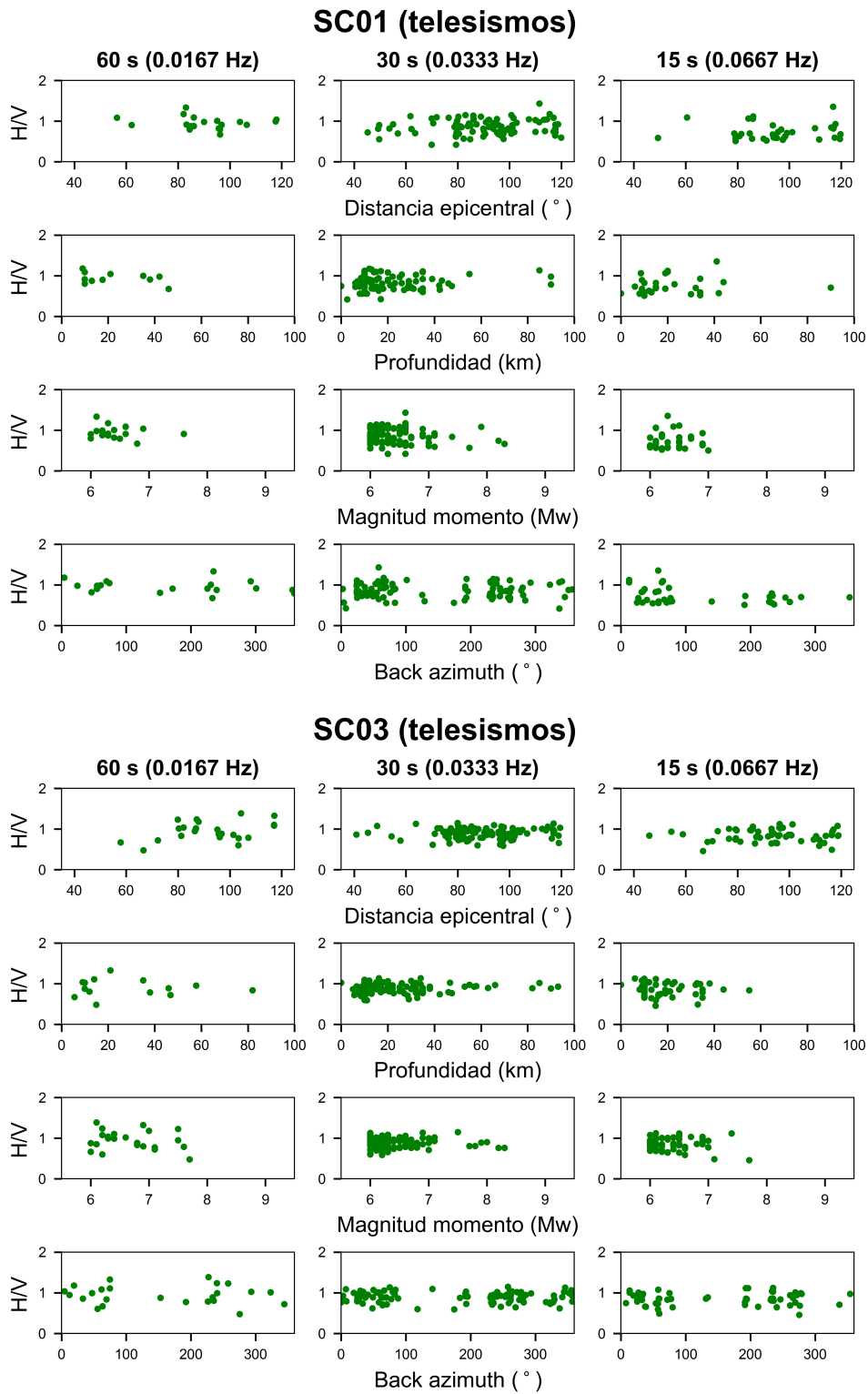


Figura 4.14: Valores de elipticidad calculados a partir de ondas Rayleigh telosismicas para las estaciones SC01 y SC03 frente a distintos parámetros, para periodos de 60, 30 y 15 s.

### 4.3. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

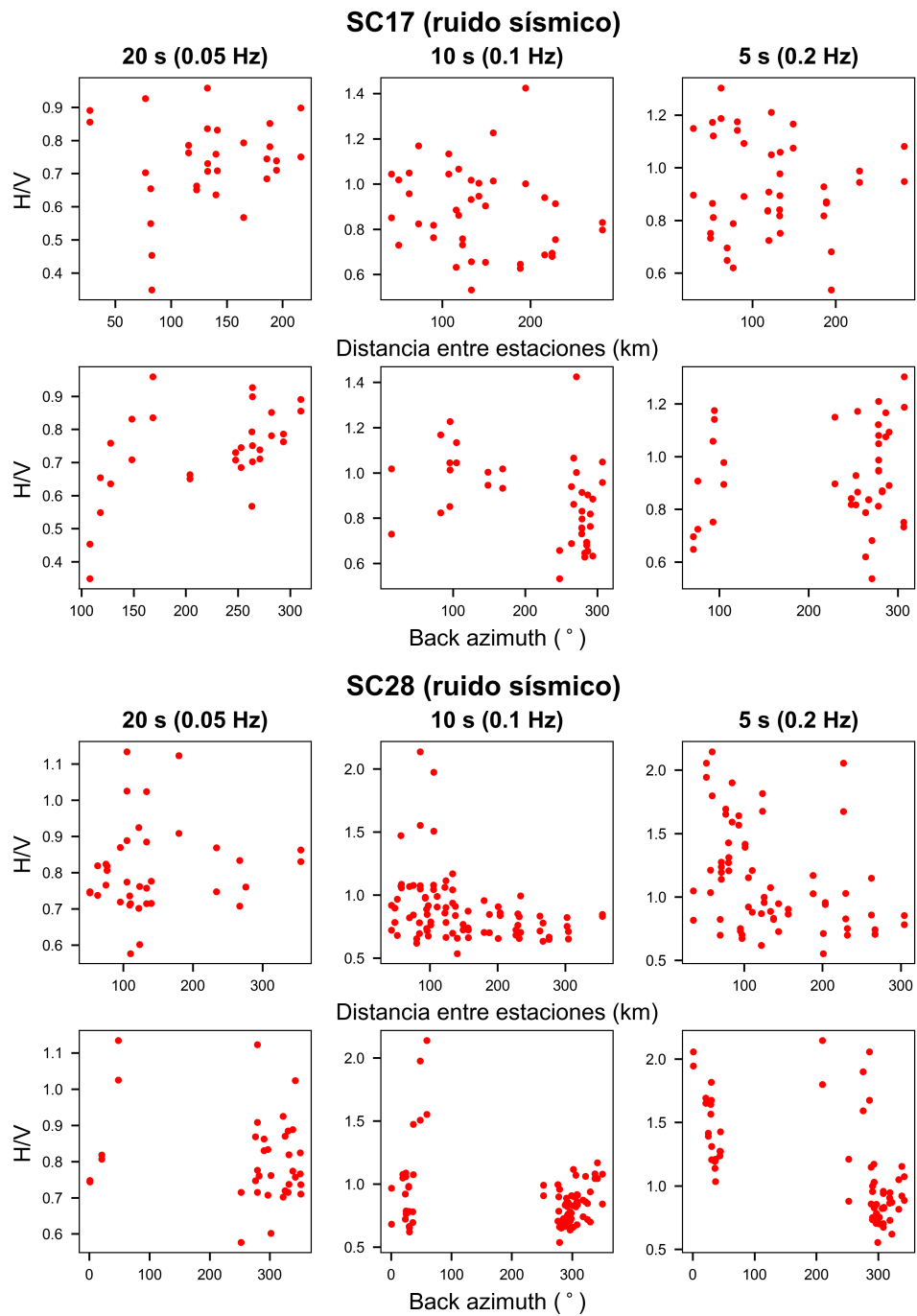


Figura 4.15: Valores de elipticidad calculados a partir del ruido sísmico para las estaciones SC17 y SC18 frente a la distancia entre estaciones y el back azimuth, para periodos de 20, 10 y 5 s.



poca profundidad o directamente aflora (p. ej., [Attanayake et al., 2017](#); [Berg et al., 2020](#); [Li et al., 2016](#); [F.-C. Lin y Schmandt, 2014](#); [C.-N. Liu et al., 2021](#); [Muir y Tsai, 2017](#); [Tanimoto et al., 2013](#)). Las figuras 4.16, 4.17 y 4.18 muestran la distribución geográfica de la elipticidad en la zona de estudio a distintas frecuencias, obtenida mediante interpolación lineal de los valores estimados en cada una de las estaciones. Los valores de la elipticidad a frecuencias más bajas ( $\leq 0.075$  Hz) están derivados principalmente de observaciones de ondas Rayleigh telesísmicas, mientras que a frecuencias altas ( $> 0.075$  Hz) los valores mostrados en los mapas se corresponden con las estimaciones realizadas a partir de las correlaciones cruzadas del ruido ambiente.

En términos generales, los mapas de elipticidad presentados muestran una buena correlación con la geología superficial. A bajas frecuencias (0.020 a 0.030 Hz, fig. 4.16), los valores más elevados se encuentran en las cuencas del Duero y Ebro (CD y CE, respectivamente), particularmente al NE del surco de la Rioja (SR) donde la cobertera cenozoica tiene un espesor de casi 5.000 m (fig. 1.12), y en los materiales mesozoicos de la Zona Vasco-Cantábrica (ZVC). Los valores más bajos se encuentran en las sierras de La Demanda y Cameros (DC) y en el basamento varisco del sector central de la Cordillera Cantábrica (CCC) y los Macizos Vascos (MV). En la ZVC, los valores de elipticidad son más elevados en la mitad norte, lo que podría indicar la existencia de un gradiente de velocidad más elevado que el correspondiente únicamente a la transición entre la espesa cobertera mesozoica (fig. 3.24) y el basamento varisco. Este gradiente más elevado podría estar relacionado con la presencia adicional de la indentación de la corteza inferior del margen Cantábrico y la Moho Cantábrica, que penetraría cierta distancia al sur de la línea de costa ([Díaz et al., 2012](#); [Gallastegui, 2000](#); [Pedreira et al., 2003, 2007](#)). La tendencia descrita se mantiene a medida que aumenta la frecuencia (0.040 Hz a 0.100 Hz, figs. 4.17 y 4.18), pero en la ZVC los valores elevados se ven limitados a la zona del Arco Vasco (AV), cerca del principal depocentro de la Cuenca Vasco-Cantábrica (fig. 3.24). A frecuencias más elevadas ( $> 0.100$  Hz, fig. 4.11) los valores más altos se encuentran en la Cuenca del Duero, lo que apunta a la existencia de un gradiente de velocidad elevado a bajas profundidades en esta zona. Esto estaría de acuerdo con las observaciones realizadas mediante

### 4.3. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

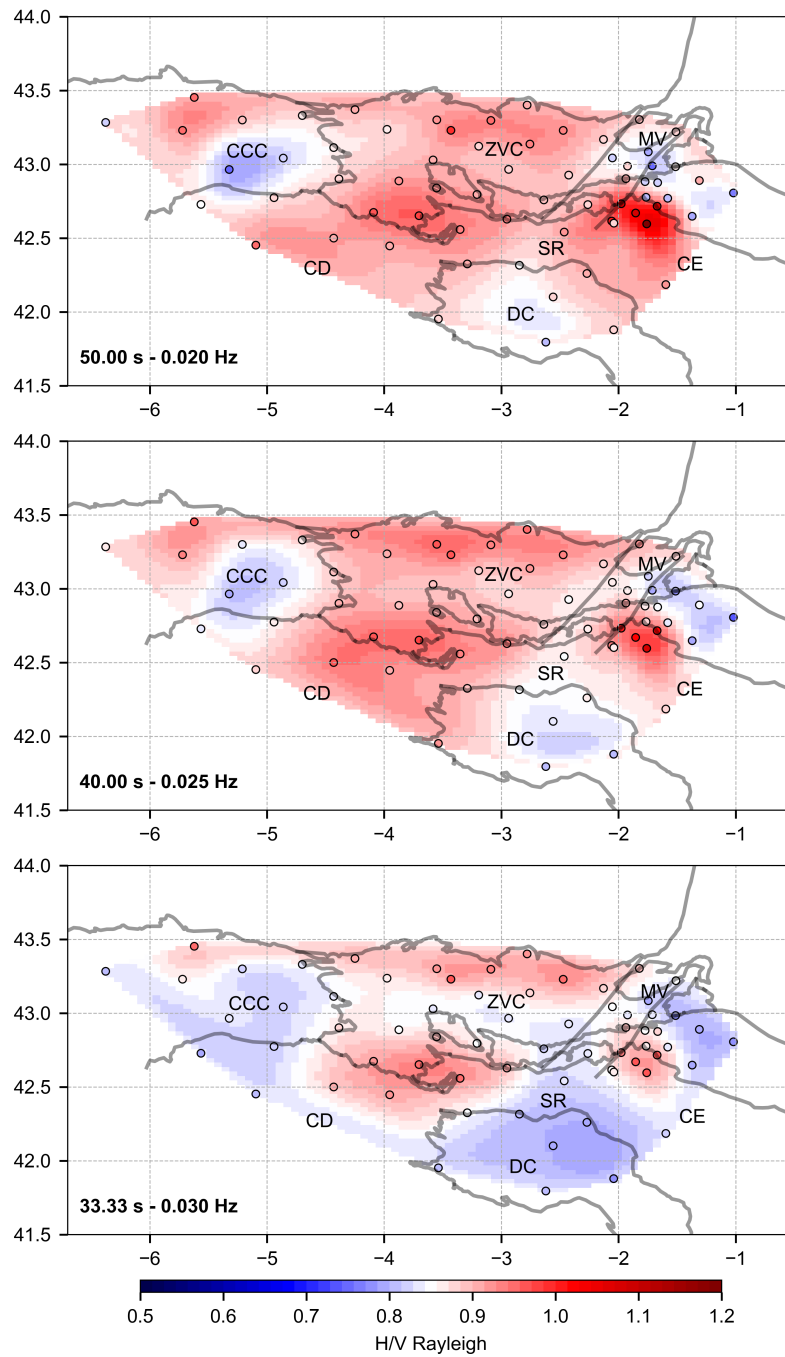


Figura 4.16: Mapas de elipticidad de las ondas Rayleigh ( $H/V$ ). Los círculos de colores representan la posición de las estaciones y el valor de elipticidad correspondiente.

## CAPÍTULO 4. ELIPTICIDAD DE LAS ONDAS RAYLEIGH

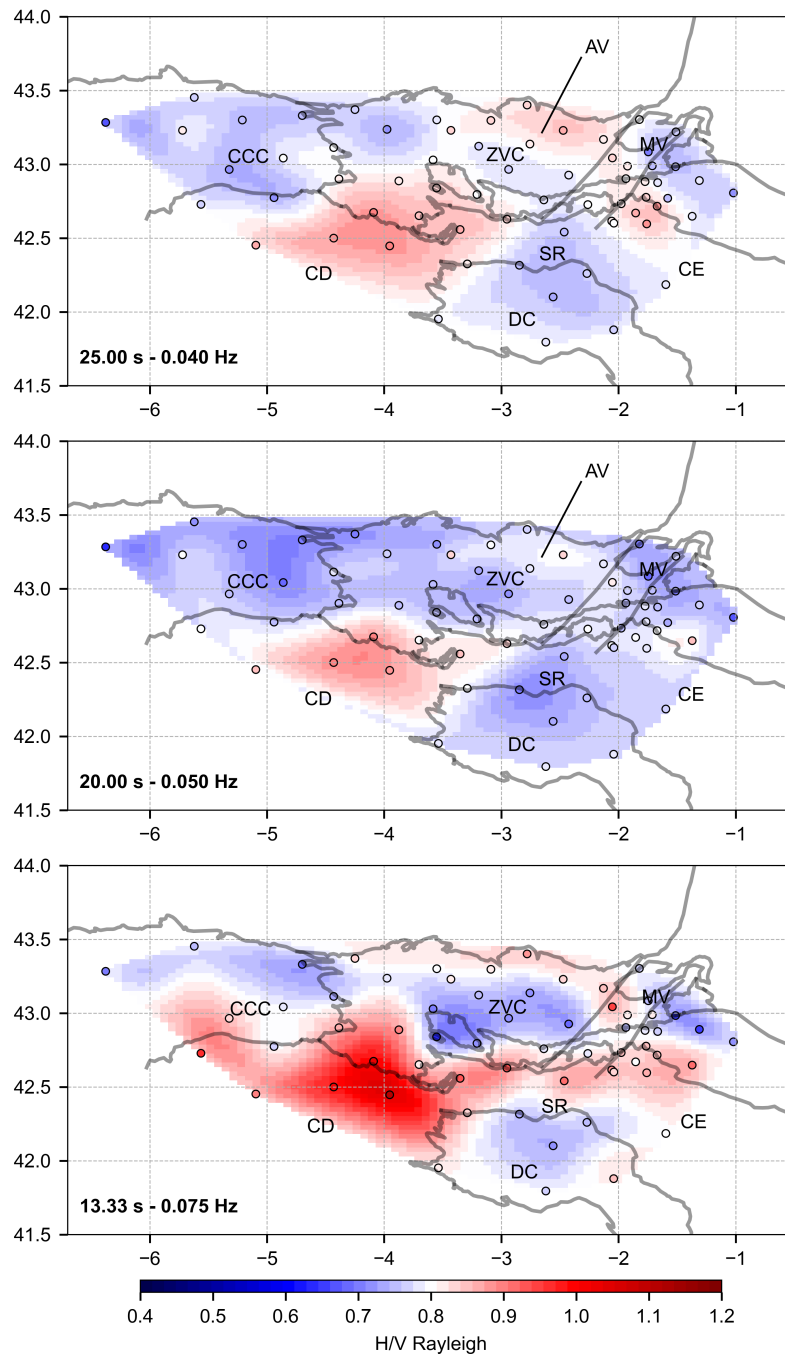


Figura 4.17: Mapas de elipticidad de las ondas Rayleigh ( $H/V$ ). Los círculos de colores representan la posición de las estaciones y el valor de elipticidad correspondiente.

### 4.3. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

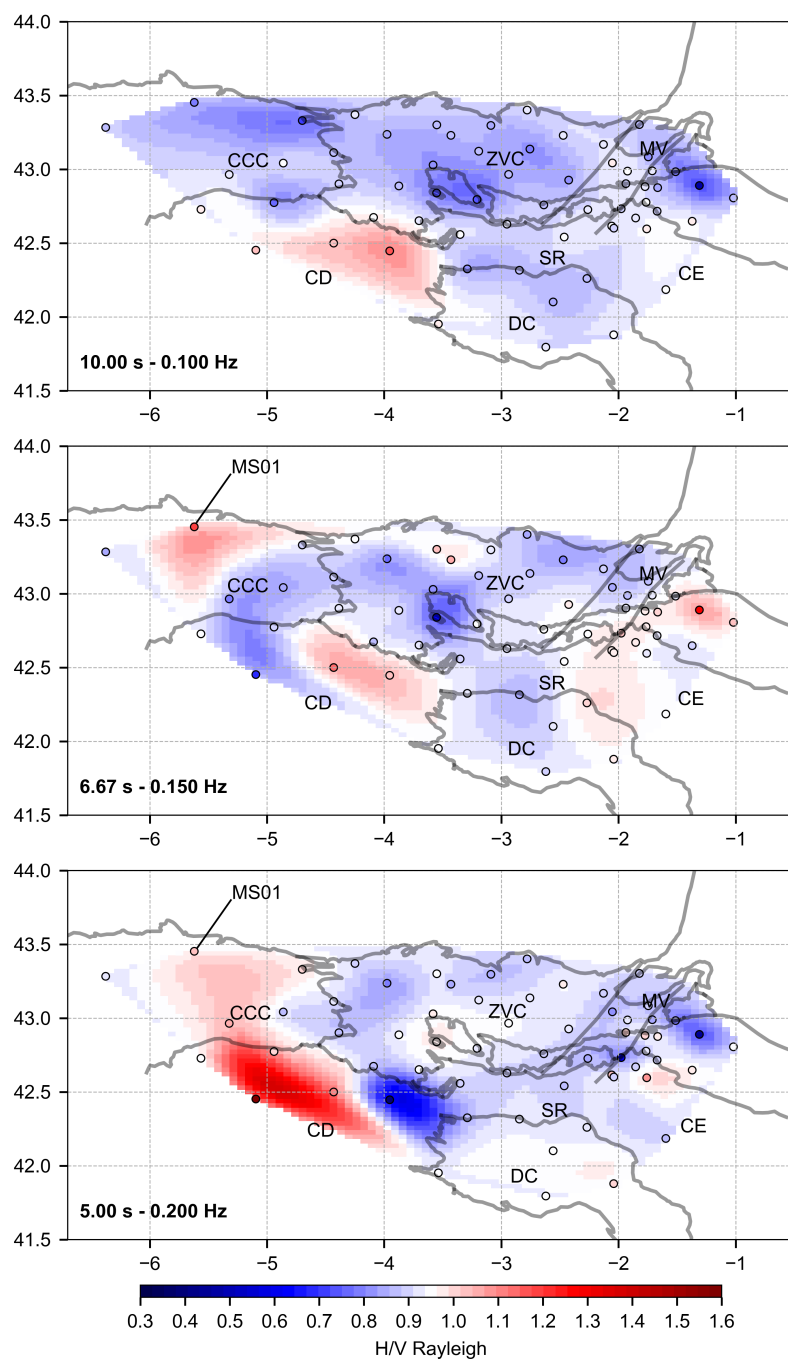


Figura 4.18: Mapas de elipticidad de las ondas Rayleigh ( $H/V$ ). Los círculos de colores representan la posición de las estaciones y el valor de elipticidad correspondiente.

sísmica de refracción/reflexión de gran ángulo por [Pulgar et al. \(1996\)](#), quienes recuperaron velocidades de ondas P superficiales de  $2.3 \text{ s km}^{-1}$  en esta zona. Los valores elevados que se observan en el extremo noroccidental de la zona de estudio a altas frecuencias (0.15 – 0.20 Hz) están relacionados principalmente con los valores estimados a partir de los registros de la estación MS01, que se encuentra sobre los materiales mesozoicos de la cuenca de Gijón-Villaviciosa (fig. 3.24).

Finalmente, cabe mencionar que al igual que en el caso de la velocidad de las ondas superficiales, la importancia real de la elipticidad radica en su relación no lineal con la velocidad de ondas S, que la hace susceptible de ser invertida para hallar la estructura de velocidades bajo las estaciones de registro (p. ej., [Attanayake et al., 2017](#); [Berg et al., 2020](#); [C.-N. Liu et al., 2021](#); [Tanimoto et al., 2013](#)). Además, puesto que la sensibilidad de la elipticidad se concentra más cerca de la superficie que la de la velocidad de las ondas superficiales de igual periodo, constituye un complemento muy útil a la información proporcionada por estas últimas de cara a la realización de una inversión conjunta ([Cercato, 2017](#)).

# Capítulo 5

## Funciones receptoras de ondas P telesísmicas

### 5.1. Introducción

Las funciones receptoras son series temporales compuestas por llegadas de ondas P convertidas a S y reverberaciones generadas en las discontinuidades sísmicas (donde se producen cambios bruscos en la velocidad de propagación de las ondas internas) presentes en el interior de la Tierra. La figura 5.1 muestra el trazado de algunas de estas fases sísmicas. La notación que se utilizará para denotar las distintas fases convertidas en este capítulo será la propuesta por Bath y Steffanson (1966): las primeras ondas incidentes sobre la discontinuidad de Mohorovičić (en adelante Moho) y las ondas que se desplazan hacia el interior de la Tierra se denotan con letras mayúsculas, mientras que las ondas que se desplazan hacia la superficie se denotan con letras minúsculas. Por ejemplo, la fase PpPs representa una onda P transmitida a través de la Moho (refractada) como onda P, reflejada como onda P en la superficie y convertida a una onda S ascendente al incidir nuevamente sobre la Moho. La diferencia entre los tiempos de llegada de las distintas fases sísmicas observadas en las funciones receptoras dependen de a qué profundidad se encuentren estos contrastes de impedancia en las proximidades de la estación de registro, así como de la relación local entre la velocidad de propagación de las ondas P ( $V_P$ )

y de las ondas S ( $V_S$ ), por lo que el análisis de estas funciones puede aportar información muy valiosa acerca de la estructura interna de la Tierra.

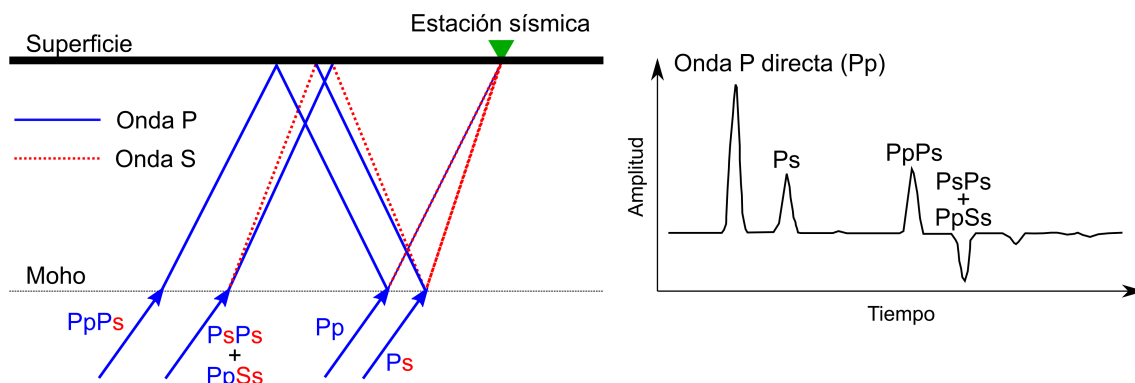


Figura 5.1: Las conversiones de las ondas P a ondas S en una discontinuidad sísmica (la Moho) y sus reverberaciones (izquierda) pueden ser aisladas del registro sísmico mediante el cálculo de funciones receptoras (derecha, función receptora radial idealizada). Sin contar la primera letra, las minúsculas indican ondas desplazándose hacia la superficie y las mayúsculas hacia el interior de la Tierra (Bath y Steffanson, 1966). Modificado de Helffrich et al. (2013).

El cálculo de las funciones receptoras se realiza a partir de sismogramas de tres componentes y consiste en aislar la respuesta impulsiva de la estructura local de la Tierra del resto de información contenida en los mismos (p. ej. la señal generada por la fuente sísmica o la función de respuesta de los instrumentos de registro). Burdick y Langston (1977) y Langston (1977) observaron mediante cálculos teóricos que, para una estructura cortical típica (con contrastes de velocidad en la Moho menores de  $2 \text{ km s}^{-1}$ ), la contribución a la componente vertical de las fases convertidas y de las reverberaciones corticales que llegan a la estación de registro y que son generadas a partir de ondas P con un ángulo de incidencia pequeño era insignificante. Bajo este supuesto, los desplazamientos registrados en las componentes vertical, radial y transversal

( $Z(t)$ ,  $R(t)$  y  $T(t)$ , respectivamente) se pueden expresar como (Langston, 1979):

$$\begin{aligned} Z(t) &= I(t) * S(t) \quad , \\ R(t) &= I(t) * S(t) * E_R(t) \quad , \\ T(t) &= I(t) * S(t) * E_T(t) \quad , \end{aligned} \tag{5.1}$$

donde  $I(t)$  es la respuesta instrumental,  $S(t)$  es la señal procedente de la fuente sísmica, y  $E_R(t)$ ,  $E_T(t)$  son las respuestas impulsivas radial y transversal, respectivamente (es decir, las funciones receptoras). Para aislar estas respuestas, Langston (1979) propuso realizar la deconvolución de la componente vertical de las componentes horizontales. En el dominio de la frecuencia, esta operación se puede expresar para la componente radial como:

$$E_R(\omega) = \frac{R(\omega)Z(\omega)^*}{Z(\omega)Z(\omega)^*} \quad , \tag{5.2}$$

donde  $E_R(\omega)$ ,  $Z(\omega)$  y  $R(\omega)$  son las transformadas de Fourier de la respuesta impulsiva radial, de la componente vertical y de la componente radial, respectivamente, y el asterisco denota el complejo conjugado. La ecuación para la respuesta transversal se podría expresar de forma análoga, utilizando  $T(\omega)$  en lugar de  $R(\omega)$ . La implementación práctica de esta ecuación es complicada, ya que la deconvolución es una operación numéricamente inestable. A lo largo de los años, se han desarrollado diversos métodos para solventar esta dificultad (Abers et al., 1995; Langston, 1979; Ligorria y Ammon, 1999; Park y Levin, 2000). Cuando los sismogramas tienen una buena relación señal-ruido, la mayoría de los métodos de deconvolución funcionan correctamente, y las ventajas de unas técnicas sobre otras son poco significativas (Ligorria y Ammon, 1999). Aun cuando los datos son problemáticos, ninguno de estos métodos es superior al resto en todas las situaciones (Ligorria y Ammon, 1999). En este trabajo se ha optado por utilizar el método denominado «*water level deconvolution*» (Langston, 1979) por su robustez y sencillez de implementación.

Para el estudio de las funciones receptoras calculadas se han empleado dos metodologías



diferentes:

- A Se ha utilizado el método denominado *H-k stacking* (Zhu y Kanamori, 2000) para obtener estimaciones tanto de la profundidad a la Moho ( $H$ ) como de la relación  $V_P/V_S$  ( $k$ ) bajo cada una de las estaciones de registro. Este método permite procesar de forma automática un gran número de funciones receptoras, por lo que es mucho más eficiente que el análisis individual de cada una de las funciones receptoras para identificar las distintas llegadas de interés (p. ej., la fase  $P_s$ , la onda P convertida a S en la Moho), y además evita el tener que realizar una asunción previa acerca del valor de la relación  $V_P/V_S$ .
- B Se ha realizado una pseudomigración y *stacking* en 3D de las funciones receptoras (*common conversion point stacking* o *CCP stacking*) del dominio del tiempo a profundidad con el fin de extraer secciones en 2D y analizar la geometría de la Moho en la zona de estudio.

Las funciones receptoras son sensibles a la velocidad de ondas S, y su inversión permite estudiar la variación vertical de este parámetro bajo las estaciones de registro (p. ej., Julià et al., 1998; Owens et al., 1984). Aunque por sí mismas las funciones receptoras no permiten resolver variaciones graduales de la velocidad de ondas S (Ammon et al., 1990; Chong et al., 2016) ni tampoco aportan información sobre los valores absolutos de velocidad (Julià et al., 2000, 2005), su capacidad para constreñir la presencia y la magnitud de contrastes bruscos de velocidad las convierte en un complemento muy interesante para la inversión conjunta de la velocidad de fase de las ondas superficiales y la elipticidad de las ondas Rayleigh. A menudo, para este tipo de inversiones se utiliza un *stack* o suma de todas las funciones receptoras calculadas para cada estación de registro. Sin embargo, en zonas donde la estructura cortical es compleja (p. ej., cuando existen discontinuidades sísmicas inclinadas o anisotropía cortical) es posible que los *stacks* lineales no sean representativos de la estructura de velocidades inmediatamente bajo las estaciones, puesto que pueden existir variaciones acimutales en los

tiempos de llegada y en las amplitudes de las fases convertidas (Levin et al., 2008; H. Liu y Niu, 2012; Savage, 1998; Schulte-Pelkum y Mahan, 2014). Para evitar este problema y disponer de funciones receptoras isótropas susceptibles de ser utilizadas en una inversión conjunta con las velocidades de fase y la elipticidad de las ondas Rayleigh, se ha implementado el método de descomposición armónica descrito por Shen et al. (2013).

## 5.2. Metodología

### 5.2.1. Cálculo de las funciones receptoras

El primer paso en el cálculo de las funciones receptoras es la selección de datos. Para cada una de las estaciones de registro, se han seleccionado todos los eventos de magnitud  $M_w$  igual o superior a 5.5 con distancia epicentral comprendida entre  $30^\circ$  y  $90^\circ$ . El criterio de magnitud mínima descarta un gran número de terremotos que no tendrían, en general, energía suficiente para ser registrados con claridad en las estaciones. El rango de distancias epicentrales se establece para descartar eventos demasiado cercanos, cuyas ondas P no inciden en la Moho o sólo de forma muy oblicua, y eventos demasiado lejanos, que pueden contener interferencias de fases procedentes del núcleo.

El segundo paso consiste en calcular el tiempo de la primera llegada de las ondas P, el ángulo de incidencia y el parámetro del rayo para cada par terremoto-estación de registro. Estos cálculos se realizaron con la librería TauP (Crotwell et al., 1999), la cual permite realizar el trazado de rayos a través del interior de la Tierra para distintos modelos. El modelo utilizado ha sido el IASP91 (Kennett y Engdahl, 1991). Los sismogramas se cortaron 10 segundos antes y 80 segundos después del tiempo de llegada teórico de la primera onda P determinado con TauP. Los sismogramas cortados fueron sometidos a un control de calidad consistente en analizar la

relación señal-ruido (SNR, del inglés *signal to noise ratio*) entendida como:

$$SNR = \frac{\sigma_S^2 - \sigma_N^2}{\sigma_N^2} , \quad (5.3)$$

donde  $\sigma_S^2$  es la varianza de la señal, y  $\sigma_N^2$  es la varianza del ruido ambiente, calculada a partir de una ventana de tiempo del sismograma de 300 segundos de duración que termina 10 segundos antes del tiempo de llegada teórico de la onda P. Todos los sismogramas con una relación señal-ruido inferior a 2.5 fueron descartados.

El tercer paso es la rotación de los sismogramas, originalmente en el sistema de coordenadas ZNE (vertical, norte, este). El objetivo de la rotación es separar el campo de ondas P del campo de ondas S. El sistema de coordenadas elegido para este fin ha sido el LQT (figura 5.2), donde la componente L (longitudinal) contiene la forma de onda P, la componente Q (dirección transversal a la dirección de propagación contenida en un plano vertical) las ondas S polarizadas verticalmente (SV), y la componente T (transversal contenida en un plano horizontal) las ondas S polarizadas horizontalmente (SH). Por tanto, para el cálculo de las funciones receptoras se realizará la deconvolución de la componente L respecto de la componente Q. Las funciones receptoras calculadas en este sistema se diferencian de las calculadas en el sistema ZRT (vertical, radial y transversal) en que no contienen las llegadas de ondas P (p. ej. la llegada P directa, denominada Pp, o el múltiplo Ppp).

El cuarto y último paso es el cálculo de las funciones receptoras a partir de los sismogramas rotados mediante la deconvolución de la componente L de la componente Q. La implementación de la ecuación 5.2 es difícil en la práctica, ya que las señales tienen un contenido frecuencial limitado y contienen ruido aleatorio, lo que hace que el cálculo pueda ser inestable (Langston, 1979). Para solucionar este problema se ha adoptado el método utilizado por Langston (1979), el cual consiste simplemente en reemplazar los valores pequeños o próximos

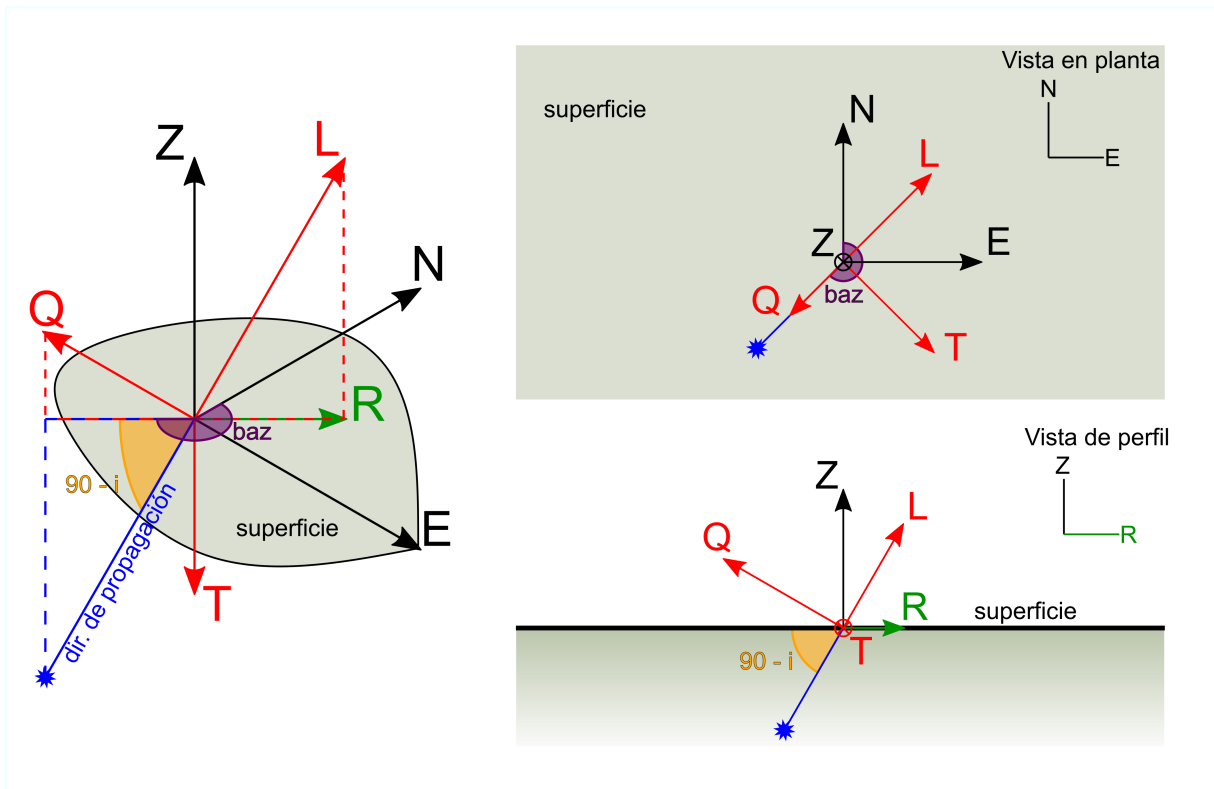


Figura 5.2: Sistemas de coordenadas ZNE (vertical, norte, este), ZRT (vertical, radial, transversal) y LQT (P, SV, SH) . Por simplicidad, la componentes R y E se han omitido en las vistas en planta y perfil, respectivamente.  $i$ : ángulo de incidencia; baz: back azimuth, ángulo que expresa la dirección de procedencia de las ondas sísmicas, medido en el sentido de las agujas del reloj desde el norte geográfico (azimut inverso).

a cero del denominador por una fracción de su valor máximo:

$$\Phi(\omega) = \begin{cases} L(\omega)L(\omega)^*, & \text{si } |L(\omega)L(\omega)^*| \geq c \cdot \text{máx } |L(\omega)L(\omega)^*| , \\ c \cdot \text{máx } |L(\omega)L(\omega)^*| & \text{si } |L(\omega)L(\omega)^*| < c \cdot \text{máx } |L(\omega)L(\omega)^*| . \end{cases} \quad (5.4)$$

donde el parámetro  $c$  se escoge de tal manera que sea lo menor posible siempre que los niveles de ruido en la función receptora correspondiente sean aceptables. Esta corrección, conocida como corrección de *water level*, actúa como un filtro simplificando partes del espectro (fig. 5.3), por lo que utilizar valores demasiado altos de  $c$  puede distorsionar la función receptora

resultante. A la ecuación 5.2 se le introduce, además, un filtro gaussiano de frecuencia central  $\omega_0$  cuya anchura está controlada por un parámetro  $a$ . La función de este filtro es la de eliminar ruido y simplificar las funciones receptoras. Con estos dos cambios, la ecuación 5.2 toma la forma:

$$E_Q(t) = \int \frac{Q(\omega)L(\omega)^*}{\Phi(\omega)} e^{-\frac{(\omega-\omega_0)^2}{a^2}} e^{i\omega t} d\omega \quad , \quad (5.5)$$

donde  $E_Q(t)$  es la respuesta impulsiva Q (o función receptora Q) en el dominio del tiempo, y la integral representa la transformada inversa de Fourier. En adelante, se hará también referencia a la función receptora Q como  $Q(t)$  (no confundir con la componente Q de los sismogramas en el sistema LQT) o FRQ. La figura 5.4 compara el resultado de la implementación del método de *waterlevel deconvolution* con otro método muy popular denominado *iterative time domain deconvolution* (Ligorria y Ammon, 1999) implementado en la librería SeisPy (disponible en <https://github.com/xumi1993/seispy-doc.post>), utilizando un sismograma con una alta relación señal-ruido. El resultado de ambos métodos es muy similar.

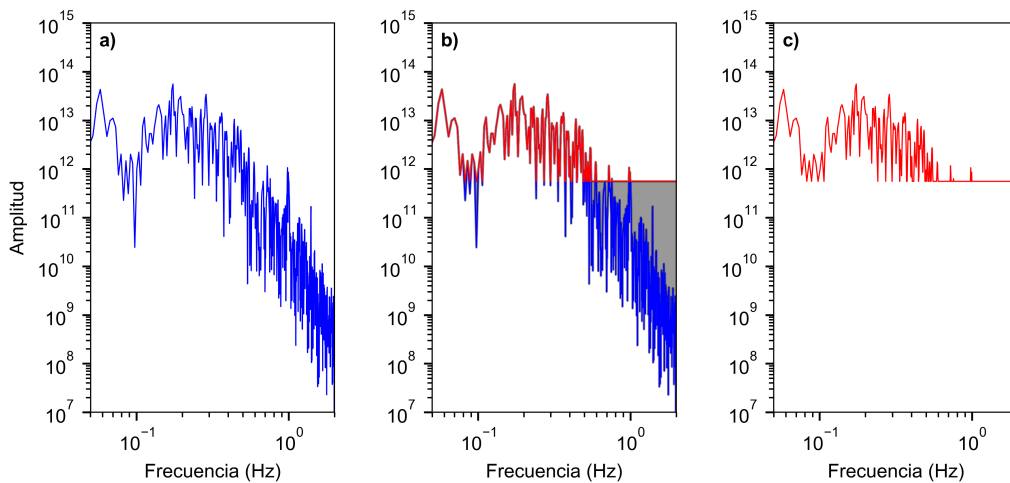


Figura 5.3: Efecto de la corrección de nivel de agua sobre el espectro de amplitud de un sismograma. a) Espectro de amplitudes original; b) corrección de nivel de agua, con los valores de amplitud por debajo del nivel coloreados en gris; c) espectro corregido.

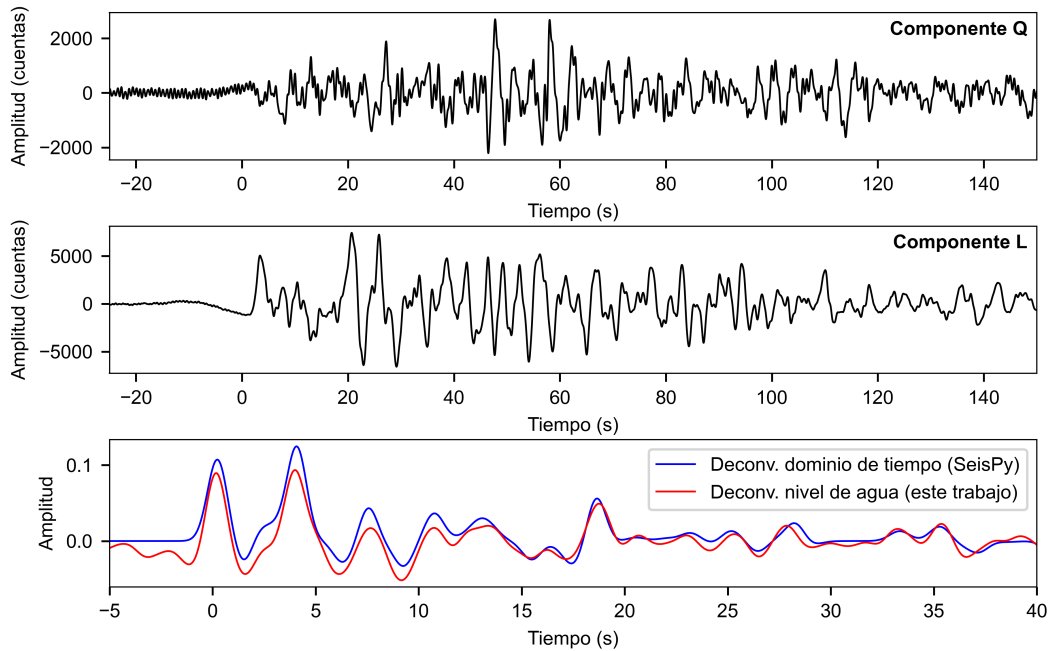


Figura 5.4: Resultados del método *waterlevel deconvolution* implementado en este trabajo y del *iterative time domain deconvolution* disponible en la librería *SeisPy* (<https://github.com/xumi1993/seispy-doc.post>).

### 5.2.2. Estimación del back azimuth y del ángulo de incidencia de las ondas P tele-sísmicas

Los ángulos necesarios para realizar la rotación de los sismogramas del sistema de coordenadas ZNE al LQT (*back azimuth* y ángulo de incidencia) se pueden calcular de forma teórica realizando un trazado de rayos (p. ej. utilizando el código *TauP*). Esta aproximación suele dar buenos resultados, pero para obtener una distribución de la energía óptima entre las componentes Q y T de las funciones receptoras, es muy importante realizar una rotación precisa de los sismogramas, especialmente en áreas estructuralmente complejas como la Zona Vasco-Cantábrica, donde los valores teóricos de los ángulos de rotación pueden diferir notablemente de los valores reales (p. ej. [Wilde-Piórko et al., 2017](#)).

Para mejorar la estimación de los ángulos utilizados en la rotación se ha implementado el método propuesto por [Wilde-Piórko et al. \(2017\)](#). Este método consiste en probar diferentes rotaciones para cada uno de los sismogramas de forma arbitraria hasta encontrar aquella que proporciona la distribución de energía óptima entre las distintas componentes de la función receptora. El primer parámetro a determinar es el azimut. Para cada terremoto, se han tomado 100 valores comprendidos en un rango de búsqueda de  $\pm 50^\circ$  centrado en el valor teórico. Cada uno de estos ángulos es utilizado para rotar las componentes horizontales desde el sistema ZNE al sistema ZRT y calcular una función receptora radial (FRR), obteniendo por lo tanto 100 FRRs para cada telesismo y estación. Las FRRs obtenidas son cortadas 5 segundos antes y 5 segundos después de la llegada de la onda P directa. Para resaltar las diferencias que puedan existir en la forma de las FRRs, se les resta el valor medio y se les elimina la tendencia lineal. A continuación, se puntúa cada una de las FRR como la suma de sus amplitudes en el intervalo comprendido entre 0 y 1 s (tomando la llegada P directa como  $t = 0$ ). La FRR que obtenga la puntuación más alta se corresponde con el azimut óptimo (fig. 5.5a).

La siguiente tarea es la determinación del ángulo de incidencia óptimo. Partiendo de la FRR óptima determinada en el paso anterior, se definen 25 ángulos de prueba comprendidos en un rango de  $\pm 20^\circ$  centrado en el ángulo de incidencia teórico. En caso de que ángulo de incidencia teórico sea menor de  $10^\circ$ , el rango de prueba irá desde la incidencia vertical hasta  $20^\circ$ . Para cada uno de los ángulos de prueba, se calcula la función receptora Q (FRQ), se corta nuevamente entre -5 y 5 s, se resta el valor medio y se elimina la tendencia lineal. A continuación se calculan dos valores:  $a$ , el valor cuadrático medio de una ventana de tiempo comprendida entre -2 y 0 s, y  $b$ , la suma de todas las amplitudes negativas en la misma ventana de tiempo. El ángulo de incidencia óptimo se halla cuando la diferencia entre los valores  $b$  correspondientes a dos ángulos de incidencia sucesivos se vuelve negativa, y el valor  $a$  se minimiza (fig. 5.5b). La aplicación de estos dos criterios tiene como fin asegurar que la amplitud de la onda P directa en la FRQ sea la mínima posible, y que las amplitudes negativas antes de 0 s sean mínimas, aproximándose lo más posible al aspecto teórico de una FRQ.

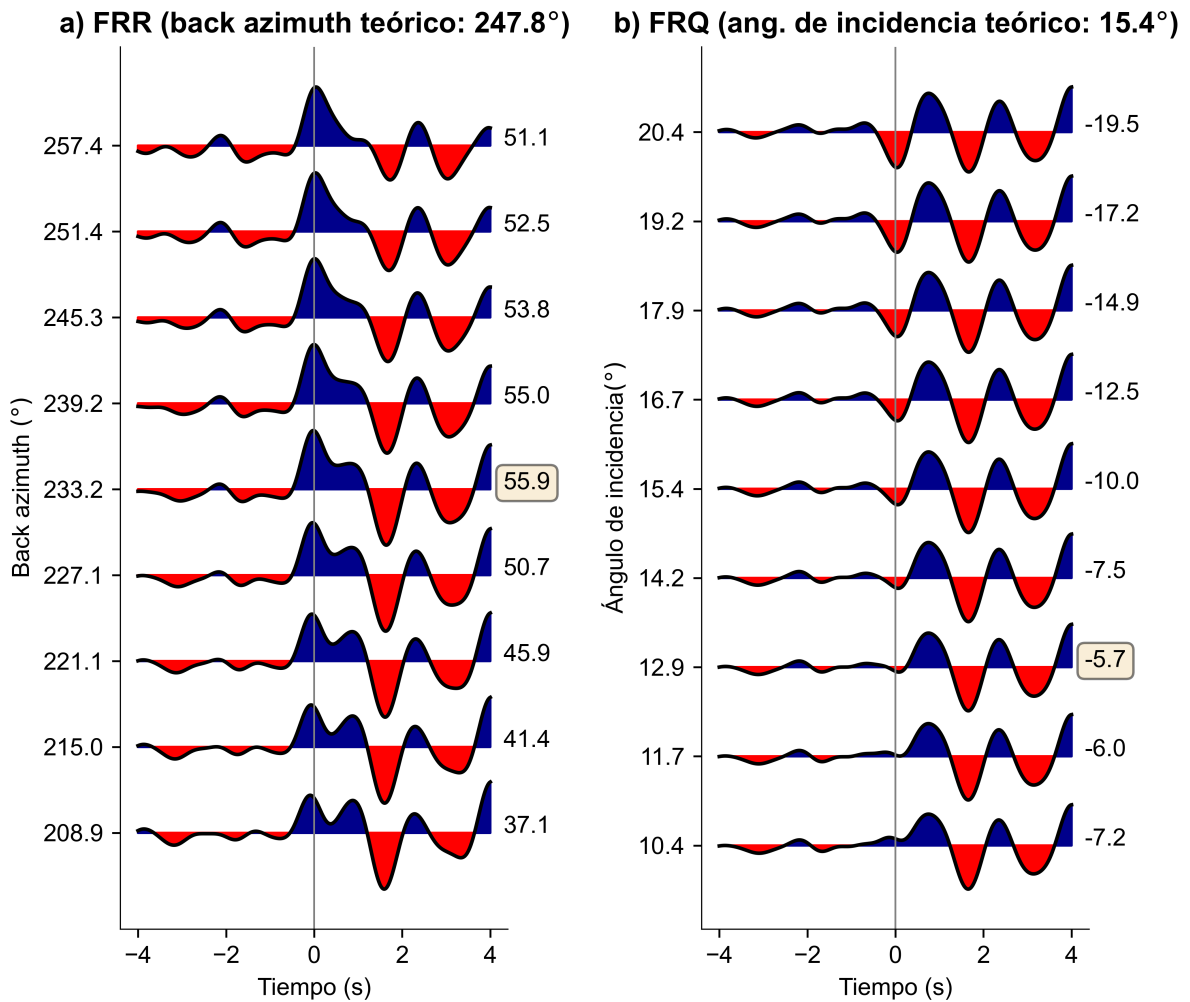


Figura 5.5: Determinación de los ángulos de rotación óptimos. a) Funciones receptoras radiales calculadas rotando los sismogramas del sistema ZNE al ZRT. El eje vertical indica el valor de los distintos ángulos de prueba. Los números de la derecha representan la suma de las amplitudes entre 0 y 1 s, con la suma correspondiente al back azimuth óptimo resaltada en amarillo. b) Funciones receptoras Q calculadas rotando los sismogramas del sistema ZRT al LQT. El eje vertical indica el valor de los distintos ángulos de incidencia de prueba. Los números de la derecha muestran el valor del parámetro b para cada una de las funciones receptoras. El valor b correspondiente al ángulo de incidencia óptimo está resaltado en amarillo.



### 5.2.3. H-k stacking

Las conversiones de ondas P a S que se producen en los contrastes de impedancia entre la corteza y el manto superior dominan los primeros segundos de las funciones receptoras. [Zhu y Kanamori \(2000\)](#) desarrollaron un método que explota estas llegadas para estimar el espesor cortical  $H$  y la relación entre las velocidades de las ondas P y S ( $k$ ) aproximadamente en la vertical de las estaciones de registro. El método consiste en predecir el tiempo de llegada de la fase Ps (conversión de P a S en la Moho) y de sus múltiplos corticales PpPs y PpSs+PsPs (fig. 5.1) para una serie de valores de  $H$  y  $k$ , y en extraer las amplitudes de las funciones receptoras en dichos instantes de tiempo y sumarlas (*stacking*):

$$s(H, k) = \sum_{i=1}^N [w_1 Q_i(t_1) + w_2 Q_i(t_2) - w_3 Q_i(t_3)] \quad , \quad (5.6)$$

donde  $N$  es el número de funciones receptoras disponibles para una estación de registro concreta,  $Q_i(t)$  es la  $i$ -ésima función receptora  $Q$ ,  $t_1$ ,  $t_2$  y  $t_3$  son los tiempos de llegada de las fases Ps, PpPs y PpSs+PsPs, respectivamente, y  $w_1$ ,  $w_2$ ,  $w_3$  son los pesos o la importancia asignada a cada una de las fases. La función  $s(H, k)$  alcanza su máximo cuando los valores de  $H$  y  $k$  son adecuados y predicen correctamente el tiempo de llegada de las tres fases, de modo que todas las amplitudes contribuyen de forma coherente a la suma. Los tiempos de llegada de las tres fases vienen dados por ([Zhu y Kanamori, 2000](#)):

$$\begin{aligned} t_{Ps} &= H \left( \sqrt{\frac{1}{V_S^2} - p^2} - \sqrt{\frac{1}{V_P^2} - p^2} \right) \quad , \\ t_{PpPs} &= H \left( \sqrt{\frac{1}{V_S^2} - p^2} + \sqrt{\frac{1}{V_P^2} - p^2} \right) \quad , \\ t_{PpSs+PsPs} &= 2H \sqrt{\frac{1}{V_S^2} - p^2} \quad , \end{aligned} \quad (5.7)$$

donde  $p$  es el parámetro del rayo, el cual depende de la distancia epicentral y de la profundidad del telesismo, y puede ser determinado utilizando un modelo de Tierra estándar (p. ej. IASP91, [Kennett y Engdahl, 1991](#)). En la práctica, los tiempos de llegada son poco sensibles a la velocidad de las ondas P, por lo que comúnmente se asume un valor fijo para este parámetro (p. ej.  $6.3 \text{ km.s}^{-1}$  para una corteza continental) y la ecuación 5.7 se resuelve para  $H$  y  $V_S = V_P/k$ .

El método  $H$ - $k$  permite analizar un gran número de funciones receptoras de forma eficaz, puesto que no es necesario picar los tiempos de llegada de las distintas fases manualmente. Además, el uso de funciones receptoras calculadas a partir de eventos con distintas distancias epicentrales y *back azimuth* permite obtener una estimación promediada del espesor cortical bajo las estaciones de registro, eliminando hasta cierto punto los efectos de las variaciones laterales. Sin embargo, la ecuación 5.6 se puede ver afectada por la presencia de ruido en datos de baja calidad, lo que puede dificultar la identificación del máximo del *stack*  $s(H, \kappa)$ . Para suprimir los posibles efectos del ruido sobre esta función, se ha introducido el parámetro de semejanza propuesto por [Eaton et al. \(2006\)](#):

$$S_j(H, k) = \frac{\left( \sum_{i=1}^N Q_i(t_j) \right)^2}{\sum_{i=1}^N Q_i(t_j)^2}, \quad (5.8)$$

donde  $N$  es de nuevo el número de funciones receptoras disponibles y  $Q_i(t)$  es la  $i$ -ésima función receptora. El subíndice  $j$  hace referencia a la fase sísmica en consideración ( $j = 1, 2, 3$  para Ps, PpPs y PpSs+PsPs, respectivamente). El valor de esta función o parámetro de semejanza  $S_j(H, k)$  varía entre uno (indicando una señal coherente) o cero (ruido incoherente). Con su introducción, la ecuación 5.6 queda como:

$$s(H, k) = S_1(H, k) \sum_{i=1}^N w_1 Q_i(t_1) + S_2(H, k) \sum_{i=1}^N w_2 Q_i(t_2) - S_3(H, k) \sum_{i=1}^N w_3 E Q_i(t_3) \quad (5.9)$$

Siguiendo a Eaton et al. (2006), la estimación del error de los valores de  $H$  y  $k$  se realiza determinando una región de error estándar que comprende todos los valores entre el máximo de la función  $\max [s(H, k)]$  y  $\max [s(H, k)] - \sqrt{\sigma^2/N}$ . Esta región de error estándar tiende a hacerse más pequeña a medida que se suma un número mayor de funciones receptoras, y su forma captura mejor la relación entre los parámetros  $H$ ,  $k$  y el máximo de la función  $s(H, k)$  que una elipse de error simétrica como la propuesta por Zhu y Kanamori (2000). La figura 5.6 muestra los resultados del análisis H-k descrito para las estaciones IU.PAB y WM.UCM (fig. 5.6a y 5.6c) junto a los resultados del *Earthscope Automated Receiver Survey (EARS)* de *IRIS* para las mismas estaciones (fig. 5.6b y 5.6d). A pesar de utilizar un número de terremotos mucho menor que *EARS* (63 frente a 1033 y 20 frente a 294, respectivamente), los valores de espesor cortical  $H$  y  $k$  obtenidos son muy similares.

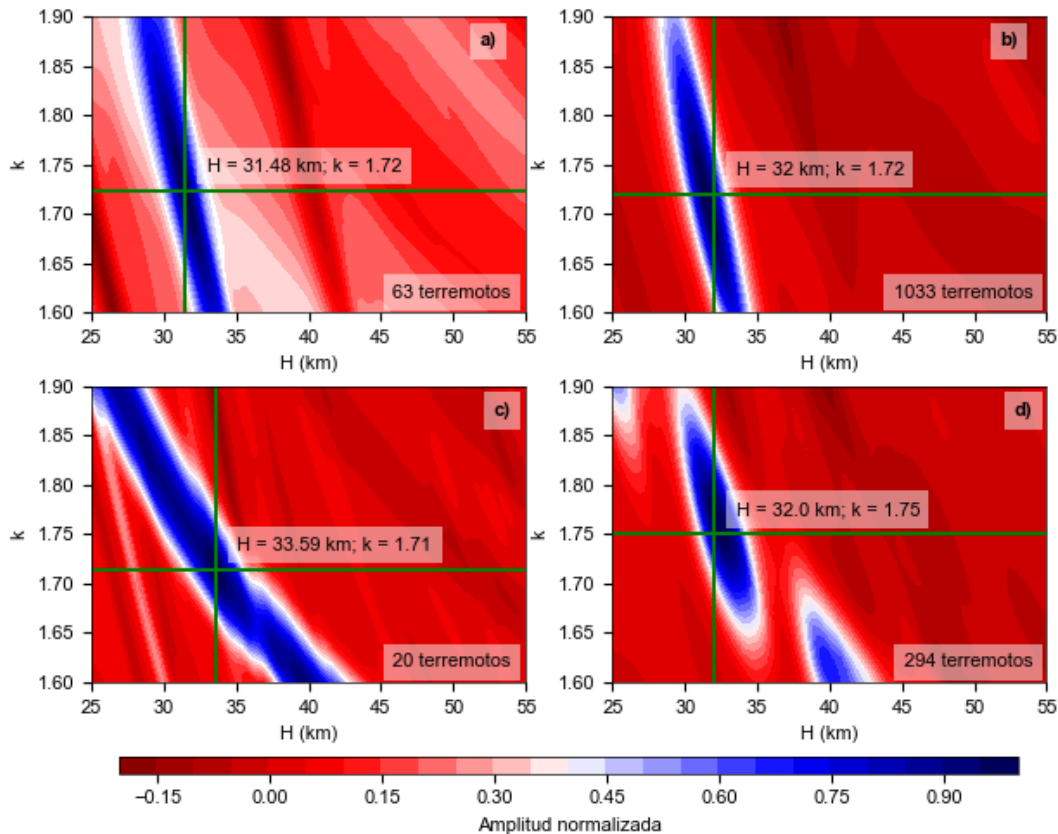


Figura 5.6: Stacks H-k obtenidos con el programa desarrollado en este trabajo para las estaciones IU.PAB (a) y WM.UCM (c) y los resultados correspondientes de EARS, (b) y (d).

#### 5.2.4. Common Conversion Point (CCP) stacking

El *CCP stacking* es una técnica que permite obtener imágenes de la topografía de las discontinuidades sísmicas, consistente en transformar las funciones receptoras del dominio del tiempo a profundidad. Para ello, las funciones receptoras son tratadas como rayos y su recorrido es trazado desde la superficie hacia el interior de la Tierra utilizando un modelo de velocidades genérico (p. ej. IASP91, Kennett y Engdahl, 1991) ya que la estructura local de la corteza en principio no es conocida. Estos *stacks* se pueden generar para cualquiera de las fases convertidas de P a S (p. ej. Audet y Schaeffer, 2018). Con el fin de estudiar la topografía de la Moho, este estudio se centra en la fase Ps, ya que normalmente tiene mayor energía y es más sencilla de identificar que sus múltiplos corticales.

En la teoría de rayos, la distancia angular recorrida por una onda S al desplazarse una pequeña distancia vertical  $dz$  en el interior de la Tierra viene dada por:

$$dx(p) = \frac{p}{\sqrt{V_S^{-2} - p^2}} dz \quad , \quad (5.10)$$

donde  $p$  es el parámetro del rayo en unidades de °/s, determinado a partir de la distancia epicentral y de la profundidad del evento, y  $V_S$  es la velocidad de las ondas S a la profundidad considerada. Partiendo de un punto en la superficie de latitud  $\phi_1$  y longitud  $\theta_1$ , la nueva posición del rayo tras desplazarse  $dz$  verticalmente y  $dx(p)$  horizontalmente es:

$$\phi_2 = \arcsin (\sin \phi_1 \cos dx(p) + \cos \phi_1 \sin dx(p) \cos \beta) \quad , \quad (5.11)$$

$$\theta_2 = \theta_1 + \arctan2 (\sin \beta \sin dx(p) \cos \phi_1, \cos dx(p) - \sin \phi_1 \sin \phi_2) \quad ,$$

donde  $\beta$  es el *back azimuth* del terremoto del que se deriva la función receptora (*baz*, fig. 5.2). La nueva profundidad  $Z$  a la que se encuentra el rayo se puede relacionar con la amplitud de

la función receptora en un instante de tiempo que viene dado por:

$$t_{Ps} = \left( \sqrt{\frac{1}{V_S^2} - p^2} - \sqrt{\frac{1}{V_P^2} - p^2} \right) Z \quad . \quad (5.12)$$

Para construir el *CCP stack*, las ecuaciones 5.10, 5.11 y 5.12 se van resolviendo de forma iterativa, partiendo desde la estación sísmica a la que pertenece la función receptora hasta alcanzar la profundidad deseada. El volumen bajo la zona de estudio es parametrizado en una serie de celdas regulares, definidas por unos rangos de latitud, longitud y profundidad. En concreto, las celdas utilizadas en este trabajo son de  $0.01^\circ \times 0.01^\circ \times 0.25$  km (longitud, latitud y profundidad, respectivamente). La amplitud de las funciones receptoras correspondiente a cada profundidad se suma a todas las celdas que estén dentro de la zona de Fresnel del rayo, aproximada como:

$$r = \sqrt{\frac{Z\lambda}{2}} \quad , \quad (5.13)$$

donde  $\lambda$  es la longitud de onda. La figura 5.5 muestra un ejemplo en 3D de un *CCP stack* realizado con varias estaciones sísmicas pertenecientes a la red MISTERIOS. El trazado de rayos ilumina la estructura de la Tierra bajo las estaciones de forma aproximadamente cónica, dependiendo de la distribución azimutal de los eventos registrados por las estaciones.

### 5.2.5. Estimación de funciones receptoras isótropas

Las funciones receptoras ofrecen información complementaria sobre la estructura de velocidades de ondas S a la velocidad de fase de las ondas superficiales y a la elipticidad de las ondas Rayleigh, por lo que su inclusión en una inversión conjunta con estos parámetros ayudaría de forma significativa a reducir la no unicidad que afecta al problema inverso (Ammon et al., 1990; Chong et al., 2016; Julià et al., 2000, 2005). Para realizar la inversión de las funciones receptoras, lo habitual es realizar una suma o *stack* de las obtenidas para distintos eventos y así mejorar la relación señal-ruido de las fases convertidas de P a S de interés. Esto puede

resultar problemático, puesto que el caso ideal de una corteza formada por capas horizontales con propiedades isotrópicas raramente se cumple, lo que genera variaciones en la amplitud y el tiempo de llegada de las fases observadas en las funciones receptoras en función de la distancia epicentral y del *back azimuth* del evento, y por lo tanto, los *stacks* lineales pueden no ser representativos de la estructura de velocidades directamente bajo las estaciones de registro. Para obtener un *stack* que no contenga este tipo de efectos, es necesario aplicar dos correcciones.

La primera es la denominada como *moveout correction*. El retardo de las fases P convertidas a S respecto de la llegada P directa depende de la distancia epicentral del evento (y por tanto del parámetro del rayo  $p$ ). En el caso de la fase Ps (conversión de P a S en la Moho), el retardo es menor cuanto más lejano sea el evento, ya que la incidencia sobre la Moho es más vertical.

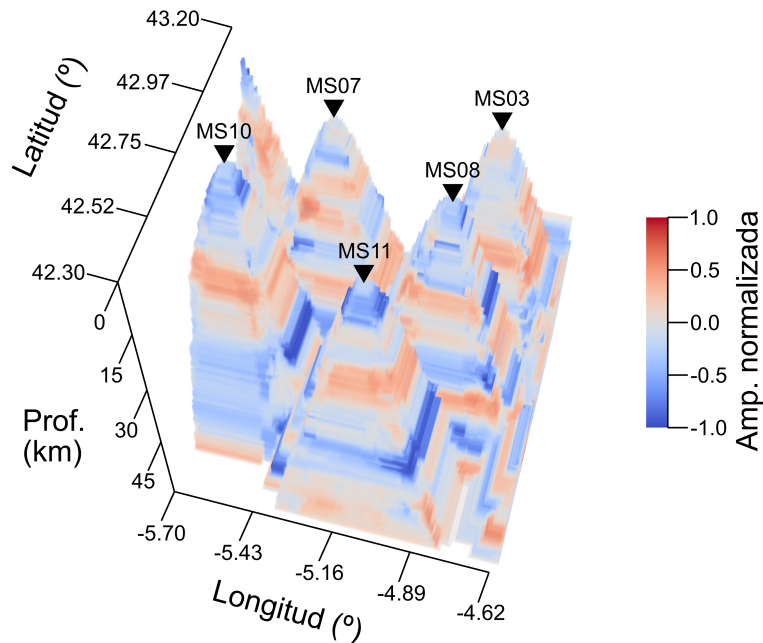


Figura 5.7: Representación en 3D de un CCP stack realizado utilizando las estaciones MS03, MS07, MS08, MS10 y MS11, pertenecientes a la red MISTERIOS. Las celdas que no son atravesadas por ningún rayo se han hecho transparentes para facilitar la visualización.

La ecuación 5.7 muestra la dependencia del retardo de la fase Ps,  $t_{Ps}$  respecto de la velocidad de las ondas internas,  $V_P$  y  $V_S$ , el parámetro del rayo  $p$  y el espesor cortical  $H$ . La corrección de *moveout* consiste en recalculer el tiempo de llegada de la fase Ps utilizando un parámetro de rayo común (p. ej.  $p = 6,4 \frac{s}{\text{grado}}$ ) y un modelo de velocidades teórico, ajustando de forma acorde el retardo correspondiente al resto de la función receptora. El efecto de esta corrección es la sincronización de la llegada Ps en las funciones receptoras de eventos procedentes de distintas distancias (p. ej. ver figura 5.8). El retardo del resto de fases convertidas y reverberaciones (p. ej. PpPs, PsPs+PpSs) guarda una dependencia distinta con la distancia epicentral, por lo que estas llegadas estarán aún más desincronizadas entre las distintas funciones receptoras tras la aplicación de la corrección de *moveout* para la fase Ps. Por este motivo, antes de continuar con la siguiente corrección se descartan las funciones receptoras más allá de los primeros 10 s tras la llegada P directa (Shen et al., 2013).

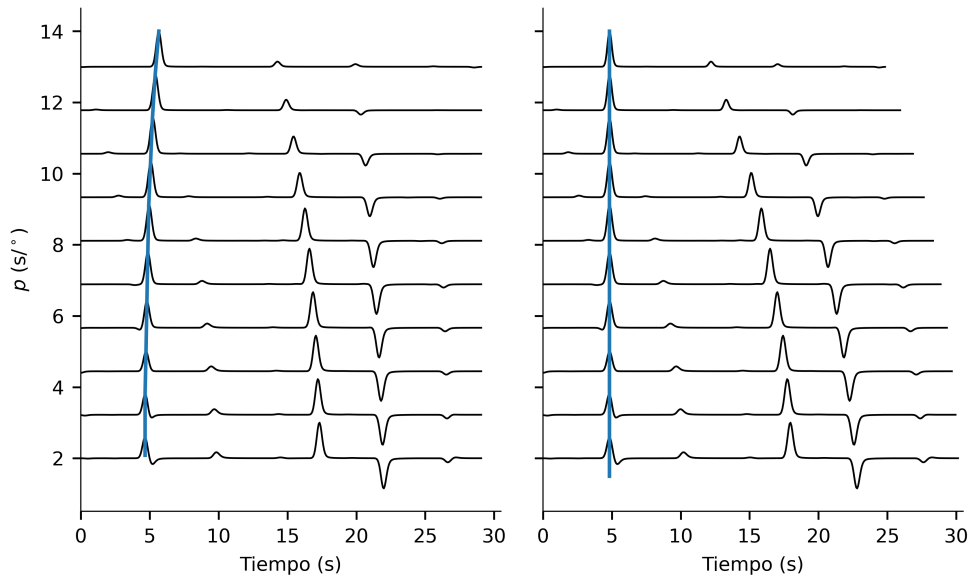


Figura 5.8: Funciones receptoras  $Q$  sintéticas calculadas para distintas distancias epicentrales, expresadas como diferencias en el parámetro  $p$ , (a) antes de la aplicación de la corrección de *moveout* y (b) con la corrección aplicada. Las líneas azules marcan el tiempo de la llegada Ps en cada caso. La estructura de velocidades consiste en una corteza homogénea de 40 km de espesor con una velocidad media  $V_P = 6,3 \frac{km}{s}$  y una relación  $\frac{V_P}{V_S} = 1,73$ .

Tras la aplicación de la corrección de *moveout*, las diferencias restantes entre el retardo de la fase Ps en las funciones receptoras de distintos eventos están relacionadas principalmente con el ruido presente en los sismogramas, dispersión, anisotropía cortical o con la presencia de estructuras inclinadas. Las variaciones aleatorias generadas por la dispersión o el ruido tienden a cancelarse entre sí si se incorpora al *stack* un número suficiente de funciones receptoras, mientras que la presencia de superficies inclinadas o anisotropía cortical da lugar a variaciones sinusoidales del retardo de la fase Ps en función del *back azimuth* de las funciones receptoras, con una periodicidad variable (p. ej. [Savage, 1998](#)). La naturaleza periódica de estas últimas puede dar lugar a un sesgo adicional en el *stack* final si los telesismos utilizados para calcular las funciones receptoras no están distribuidos regularmente por todo el rango azimutal. Para aislar estos efectos y tratar de obtener un *stack* que sea lo más representativo posible de la estructura vertical de velocidades directamente bajo las estaciones de registro, se utiliza un análisis armónico de las funciones receptoras (p. ej. [Bianchi et al., 2010](#); [Lamarque y Julià, 2019](#); [Shen et al., 2013](#)). Expresando la amplitud de las todas las funciones receptoras disponibles para una estación como una única función dependiente del *back azimuth* y del tiempo  $H(\theta, t)$ , el análisis armónico consiste en hallar los coeficientes  $A_i(t)$  ( $i = 0, 1, 2$ ) y las fases iniciales  $\theta_1(t)$  y  $\theta_2(t)$  que satisfagan la ecuación ([Shen et al., 2013](#)):

$$H(\theta, t) = A_0(t) + A_1(t) \sin [\theta + \theta_1(t)] + A_2(t) \sin [2\theta + \theta_2(t)] \quad . \quad (5.14)$$

En el caso ideal de una corteza formada por capas horizontales con propiedades isótropas, los términos  $A_1(t)$  y  $A_2(t)$  serían iguales a cero. No obstante, en condiciones reales estos parámetros serán distintos de cero, y el término  $A_0(t)$  representa la función receptora isótropa, independiente del *back azimuth*. La incertidumbre  $s(t)$  de  $A_0(t)$  se toma como la raíz de la suma del error cuadrático medio entre cada una de las funciones receptoras y la función armónica definida en la ecuación 5.14 ([Shen et al., 2013](#)):

$$s(t) = \left\{ N^{-1} \sum_{i=1}^N [R_i(\theta_i, t) - H(\theta_i, t)]^2 \right\} \quad (5.15)$$



donde  $N$  es el número total de funciones receptoras, y  $R_i(\theta_i, t)$  es la función receptora calculada a partir de los sismogramas del  $i$ -ésimo evento, con *back azimuth* igual a  $\theta_i$ . La figura 5.9 muestra los resultados del análisis armónico aplicado a la estación SC04. Las funciones receptoras isótropas calculadas utilizando el método de la descomposición armónica son especialmente apropiadas para realizar una inversión no lineal en busca de la estructura de velocidades de la corteza, ya que se pueden comparar con funciones receptoras sintéticas calculadas a partir de modelos unidimensionales, no siendo necesario considerar la anisotropía cortical o la presencia de estructuras inclinadas en las proximidades de la estación de registro a la hora de realizar los cálculos.

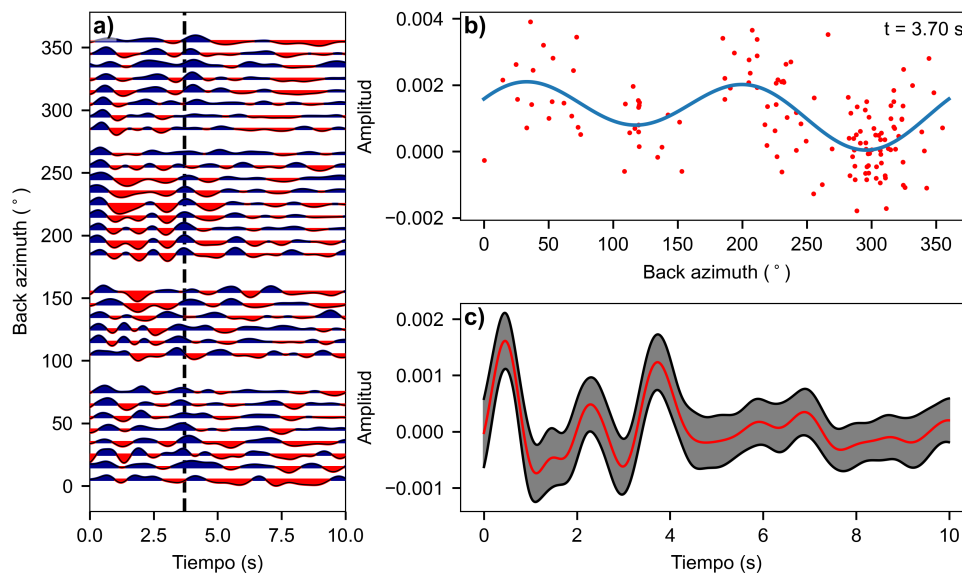


Figura 5.9: Descomposición armónica de las funciones receptoras obtenidas para la estación SC04. (a) Resumen de las funciones receptoras utilizadas, promediadas en intervalos de  $10^\circ$  de back azimuth. La línea negra discontinua indica el instante de tiempo  $t = 3,70\text{s}$ . (b) Función  $H(\theta, t)$  (línea azul) ajustada a las amplitudes de las funciones receptoras (puntos rojos) correspondientes al instante  $t = 3,70\text{s}$ . (c) Función  $A_0(t)$  (línea roja) y su incertidumbre  $s(t)$  (área gris).

### 5.3. Resultados y discusión

Los valores de espesor cortical ( $H$ ) y relación  $V_P/V_S$  ( $\kappa$ ) determinados a partir del análisis  $H$ - $\kappa$  de las funciones receptoras calculadas se muestran en el cuadro 5.1, al final de esta sección. En general las funciones receptoras obtenidas son complejas, presentando ocasionalmente más de una conversión importante en los primeros segundos y/o débiles múltiplos corticales (fases PpPs y PsPs+PpSs) que no complementan lo suficiente la información procedente de la fase Ps. La consecuencia es que los máximos de los *stacks*  $H$ - $\kappa$  son amplios (p. ej., fig. 5.10, estaciones EARI, SC02, NA02), lo que conlleva una importante incertidumbre en la determinación de la relación  $V_P/V_S$  de la corteza, y en menor medida, del espesor cortical en algunas de las estaciones. Para tratar de obtener máximos lo mejor definidos posibles en los análisis  $H$ - $\kappa$ , se han utilizado distintas combinaciones del parámetro del nivel de agua  $c$  (de 0.01 a 0.0001), anchura del filtro gaussiano  $\alpha$  (de 2 a 4) e importancia relativa de cada una de las fases convertidas (0.70/0.20/0.10, 0.50/0.40/0.10 y 0.34/0.33/0.33 como  $w_1/w_2/w_3$ ).

La complejidad de los diagramas  $H$ - $\kappa$  es mayor en el norte de la zona de estudio. Las estaciones situadas cerca de la línea de costa (p. ej., EARI, SC02 y SC05, fig. 5.10) suelen mostrar dos crestas claras en los diagramas  $H$ - $\kappa$ . Estas observaciones son coherentes con los resultados de Díaz et al. (2012), quienes observaron un comportamiento similar y atribuyeron la cresta de menor profundidad a las conversiones de ondas P a S en la Moho Cantábrica, y las de mayor profundidad a la Moho Ibérica. Los valores detallados en el cuadro 5.1 son los más profundos en el caso de estas estaciones, correspondientes a la Moho Ibérica, puesto que es la que genera las llegadas Ps más claras.

Las figuras 5.11 y 5.12 muestran la variación espacial del espesor cortical y de la relación  $V_P/V_S$ , respectivamente. El espesor cortical es notablemente mayor en la parte norte de la zona de estudio, llegando a superar los 50 km en algunas de las estaciones situadas cerca de la costa cantábrica (MS01, EARI, SC01, SC02). Estos valores apoyan la existencia de una

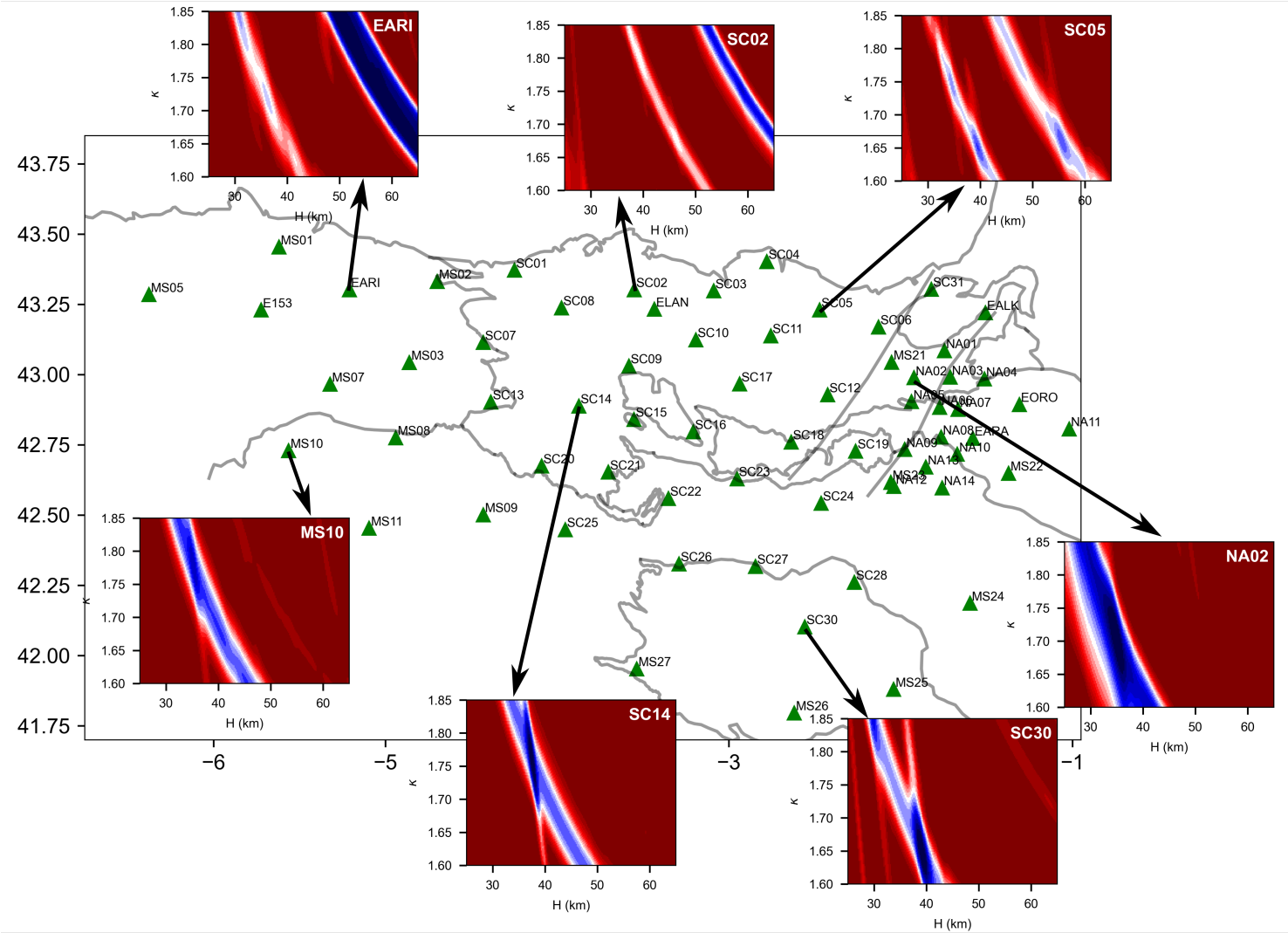


Figura 5.10: Matrices  $H$ - $k$  pertenecientes a distintas estaciones repartidas por la zona de estudio. Las estaciones situadas cerca de la costa (p. ej., EARI, SC02 y SC05) tienden a mostrar dos crestas bien definidas en estos diagramas.

profunda raíz cortical bajo el sector central de la Cordillera Cantábrica (Fernández-Viejo et al., 1998; Gallastegui, 2000; Pedreira et al., 2003; Pulgar et al., 1996) que se extiende hacia el este, bajo la parte norte de la Zona Vasco-Cantábrica. El patrón geográfico de esta raíz cortical es similar a la geometría de la indentación de la corteza inferior del margen Cantábrico en la corteza Ibérica propuesta por Pedreira et al. (2007). La continuidad lateral de esta raíz cortical parece verse interrumpida hacia el este, en la zona de transferencia de Hendaya-Pamplona, donde se han recuperado valores de espesor cortical comprendidos entre 30-39 km (fig. 5.11). La estructura cortical de esta zona es muy compleja, y es posible que los valores obtenidos no reflejen el espesor real de la corteza. En esta zona, Pedreira et al. (2003) tuvieron que asignar velocidades de ondas P muy elevadas a la corteza inferior (de hasta  $7,40 \text{ km s}^{-1}$ , fig. 1.17) de su modelo para ajustar correctamente datos procedentes de sismica de refracción/reflexión de gran ángulo. Estas elevadas velocidades fueron interpretadas posteriormente por DeFelipe et al. (2018) como causadas por la presencia de un fragmento de manto, exhumado a la base de la pila sedimentaria de la Cuenca Vasco-Cantábrica durante los procesos de hiperextensión cortical mesozoicos, y afectado por serpentinización. Hacia el sur de la zona de estudio el espesor cortical se reduce de forma notable. Los valores más bajos en esta zona ( $\sim 33 \text{ km}$ ) corresponden al extremo suroccidental de la Zona Vasco Cantábrica y a las cuencas del Duero y del Ebro. Bajo las sierras de La Demanda y Cameros se observa cierto engrosamiento cortical, superando ligeramente los 40 km en las estaciones situadas en el extremo sur de la zona de estudio (MS25, MS26, MS27; cuadro 5.1), lo cual podría indicar la existencia de una pequeña raíz cortical bajo el Sistema Ibérico (Guimerà et al., 2004; Salas y Casas, 1993).

En términos generales, los valores de espesor cortical obtenidos en este trabajo son coherentes con diversos estudios previos, al tiempo que aportan un nivel de detalle mayor debido a la elevada densidad de estaciones de las redes sísmicas de los proyectos SISCAN y MISTERIOS. El mapa de espesor cortical elaborado por Chevrot et al. (2014), utilizando datos de funciones receptoras y de perfiles de sismica de refracción y reflexión, muestra valores de hasta 50 km al norte de la Cordillera Cantábrica y de la Zona Vasco-Cantábrica (ZVC). El mapa de Chevrot et al. (2014) también muestra la profundidad a la Moho descendiendo hasta los 36-40

km en la parte occidental de la ZVC y

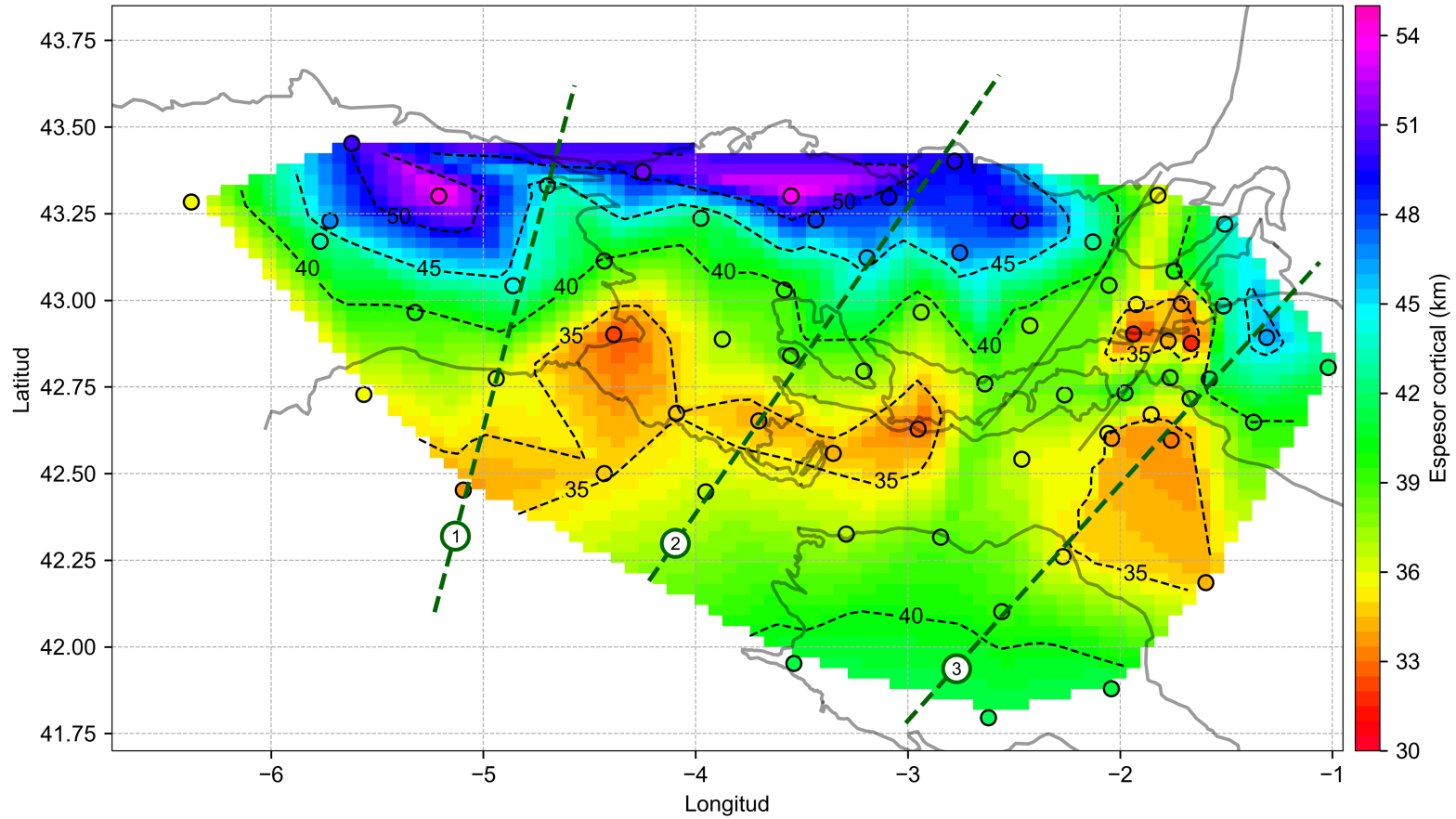


Figura 5.11: Mapa continuo de espesor cortical de la zona de estudio, elaborado mediante una interpolación lineal de los datos recogidos en el cuadro 5.1. Los círculos coloreados muestran la posición de las estaciones de registro, y su color depende del valor del espesor cortical estimado en cada una. Las líneas de color verde oscuro indican la orientación de tres secciones extraídas del stack CCP (fig. ??).

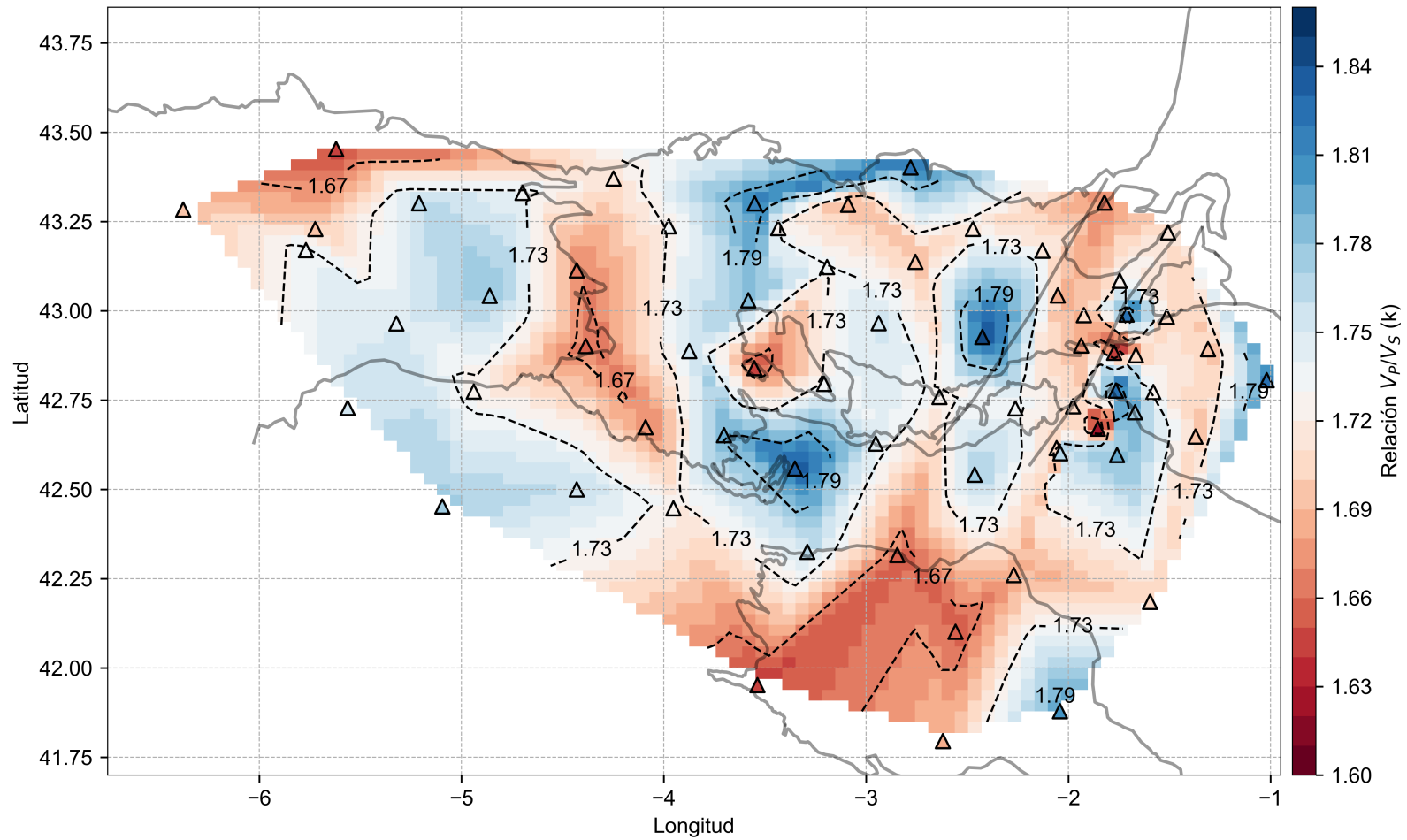


Figura 5.12: Mapa continuo de la relación  $V_P/V_S$  de la zona de estudio, elaborado mediante una interpolación lineal de los datos recogidos en el cuadro 5.1. Los triángulos muestran la posición de las estaciones de registro, y su color depende del valor de la relación  $V_P/V_S$  estimada en cada una.

hacia el sur, alcanzando 32-36 km bajo las cuencas del Ebro y del Duero. Hacia el oeste de la Cordillera Cantábrica, el espesor cortical disminuye de forma abrupta hasta los 36 km, de forma similar a lo observado en el presente estudio (estación MS05). En el extremo oriental de la zona de estudio, [Chevrot et al. \(2014\)](#) encontraron una disminución importante del espesor cortical, llegando hasta los 29 km bajo los Macizos Vascos. Los resultados de estos autores no muestran un incremento del espesor cortical bajo el Sistema Ibérico, si bien es cierto que no disponen de una elevada densidad de datos en esta zona. [Mancilla y Díaz \(2015\)](#) también encontraron una variación generalizada N-S del espesor cortical en la zona de estudio, aunque los valores que obtuvieron en la parte central de la Cordillera Cantábrica son bastante menores que los obtenidos en este trabajo, oscilando entre los 33 y 38 km. En su mapa de espesor cortical también se aprecia una disminución en la parte occidental de la ZVC, en este caso hasta alcanzar los 31 km. Las estaciones ELAN, EALK, EARA y EORO, pertenecientes a la red ES del Instituto Geográfico Nacional, también son utilizadas en el trabajo de [Díaz et al. \(2012\)](#). Estos autores presentan unos valores del espesor cortical bajo estas estaciones de 49, 43, 40 y 44 km respectivamente, muy similares a los obtenidos en el presente estudio (48.25, 44.15, 41.66 y 46.60 km). Además, al igual que [Chevrot et al. \(2014\)](#), los resultados de [Díaz et al. \(2012\)](#) muestran una Moho bastante somera (de 28 a 32 km de profundidad aproximadamente) bajo los Macizos Vascos y las zonas de transferencia de Hendaya y de Pamplona.

[Palomeras et al. \(2017\)](#) construyeron un mapa de profundidad a la Moho partiendo de los resultados de una tomografía de ondas Rayleigh. Este mapa presenta una distribución geográfica del espesor cortical con un aspecto muy similar a los resultados obtenidos en el presente trabajo: valores más bajos bajo la parte occidental de la ZVC y los Macizos Vascos, así como un ligero engrosamiento de la corteza bajo el Sistema Ibérico. El mapa de [Palomeras et al. \(2017\)](#) muestra también la disminución del espesor cortical al oeste de la Cordillera Cantábrica. Los valores concretos obtenidos por estos autores son, en general, bastante más bajos que los encontrados en el resto de los trabajos, incluido el presente estudio, seguramente debido a los largos periodos (y por tanto grandes longitudes de onda) que es necesario considerar para obtener información de la Moho en los estudios tomográficos de ondas superficiales, lo que



hace que las variaciones regionales, de menor escala, estén peor constreñidas. Una inversión de las velocidades de fase de las ondas Rayleigh medidas en este trabajo permitió obtener un modelo 3D de velocidad de ondas S preliminar (?). A pesar de la capacidad limitada de las ondas superficiales para constreñir el espesor cortical en el rango de frecuencias considerado, este modelo de velocidad de ondas S muestra una distribución del espesor cortical muy similar a la obtenida a partir del análisis H- $\kappa$ . La corteza en la parte norte de este modelo es muy gruesa, con espesores de entre 45 a 50 km. El espesor del modelo disminuye localmente bajo el sector suroccidental de la Zona Vasco-Cantábrica, y de forma notable hacia el sur de la zona de estudio, alcanzando 38 km bajo el surco de la Rioja.

Los valores de la relación  $k = V_P/V_S$  oscilan entre 1.64 y 1.82, y no se aprecian ningún patrón claro en cuanto a su distribución geográfica. El promedio para toda la zona de estudio es de aproximadamente 1.73, un valor habitual para la corteza continental. En principio cabría esperar que la parte norte de la zona de estudio mostrara valores más elevados que la parte sur, debido a la indentación de rocas máficas de la corteza inferior y del manto del margen Cantábrico (Díaz et al., 2012; Pedreira et al., 2003, 2007). Sin embargo, como ya se ha mencionado, el parámetro  $V_P/V_S$  está mucho menos constreñido por las funciones receptoras que el espesor cortical.

La pseudomigración de las funciones receptoras del dominio de tiempo a profundidad siguiendo el método descrito en la sección 5.2.4 ha permitido construir varios perfiles en dirección NNO-SSO (fig. 5.13). La posición de estos perfiles se muestra en la figura 5.11. A diferencia de la estrategia adoptada en el análisis H- $\kappa$  para tratar de obtener máximos lo mejor definidos posibles, las funciones receptoras para el *stack* CCP han sido procesadas utilizando valores fijos para el nivel de agua ( $c = 0,01$ ) y anchura del filtro gaussiano ( $a = 2$ ), con el fin de que todas contengan un nivel de detalle similar. Los perfiles presentados muestran un conversor ligeramente discontinuo que buza hacia el norte y que coincide con las estimaciones de la profundidad de la Moho Ibérica realizadas a partir del análisis H- $\kappa$ , apoyando las interpretaciones de la subducción de la corteza Ibérica hacia el norte bajo la corteza del margen

Cantábrico.

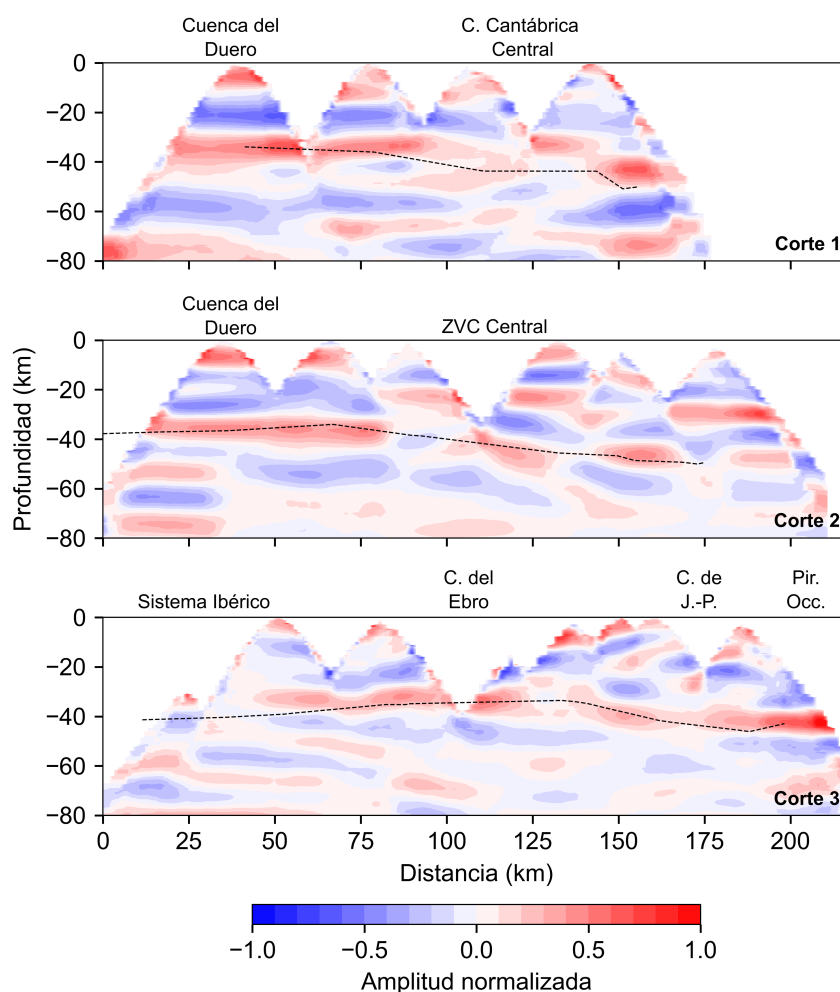


Figura 5.13: Perfiles 1 a 3 extraídos del CPP stack,, de dirección aproximada SSO-NNE. El trazado de los perfiles se muestra en la figura 5.11. Las líneas discontinuas representan la estimación de la profundidad de la Moho a partir del análisis H-k de las funciones receptoras. C. de J.-P.: Cuenca de Jaca-Pamplona; Pir. Occ.: Pirineos Occidentales; ZVC: Zona Vasco-Cantábrica.

En algunas estaciones, como ya se ha visto (p. ej., figs. 5.9 y 5.14), la amplitud de las funciones receptoras muestra una clara dependencia azimutal, lo que también podría estar relacionado con el buzamiento de la Moho Ibérica hacia el norte, observado a partir de los perfiles extraídos del CCP stack. La existencia de anisotropía cortical también podría ser una de las causas, pero un análisis detallado de esta dependencia azimutal requeriría estudiar la periodicidad de las funciones receptoras, tanto las Q como las transversales, T, lo cual está fuera del

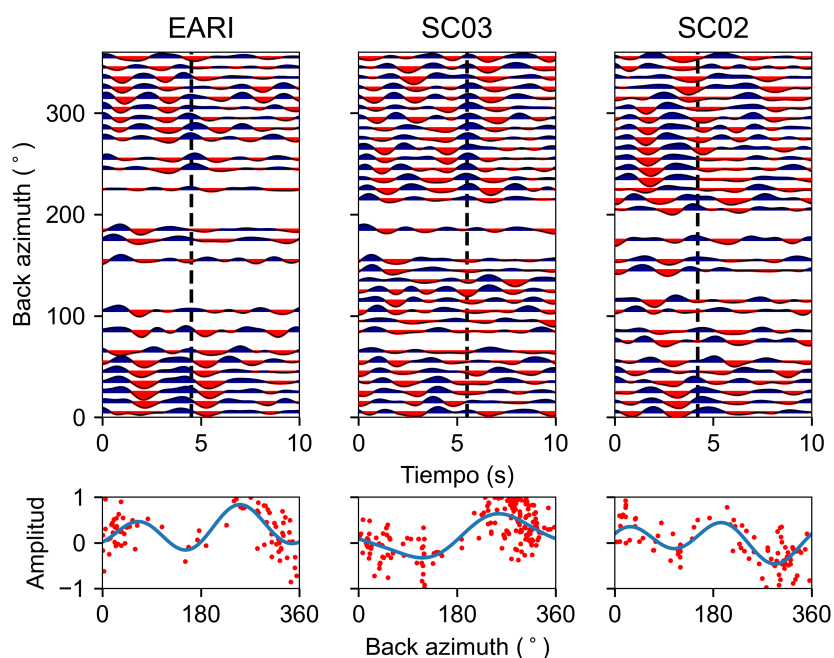


Figura 5.14: Ejemplos de la variación azimutal de las funciones receptoras en las estaciones EARI, SC03 y SC02. Los paneles inferiores muestran el ajuste de la función armónica  $s(t)$  (línea azul) a las amplitudes de las funciones receptoras (puntos rojos) en el instante de tiempo indicado por las líneas negras discontinuas.

ámbito de este trabajo. De cara a la realización de una inversión conjunta de la velocidad de fase de las ondas Rayleigh y Love, la elipticidad de las ondas Rayleigh y las funciones receptoras, es importante disponer de funciones receptoras que dependan únicamente de la estructura de velocidades bajo las estaciones de registro. Por ello, utilizando el método descrito en la sección 5.2.5, se ha estimado una función receptora isótropa para cada una de las estaciones sísmicas. Para evitar obtener funciones receptoras demasiado detalladas que no puedan ser ajustadas correctamente durante la inversión, se han fijado los parámetros de nivel de agua como  $c = 0,01$  y de anchura del filtro gaussiano como  $a = 2$  para calcular las funciones receptoras que serán incluidas en el análisis armónico. Los resultados de este análisis están contenidos en las figuras 5.15 y 5.16, donde la línea roja representa la parte isótropa de la función armónica,  $A_0(t)$ , y la zona gris la incertidumbre asociada  $s(t)$ .

Las tareas descritas en este capítulo, particularmente el análisis  $H-\kappa$  y el estudio de los *stacks* CCP, se pueden realizar de forma mucho más eficiente si se dispone de un entorno interactivo donde se puedan variar los distintos parámetros con facilidad. Por lo tanto, se ha escrito una interfaz gráfica de usuario que agrupa todos los programas informáticos desarrollados para la aplicación de estas técnicas. El programa interactivo resultante se ha denominado *Rfun*, y está disponible en GitHub (<https://github.com/aolivarc/Rfun>). El apéndice A contiene una breve descripción de *Rfun*, así como varias capturas de pantalla.

### 5.3. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

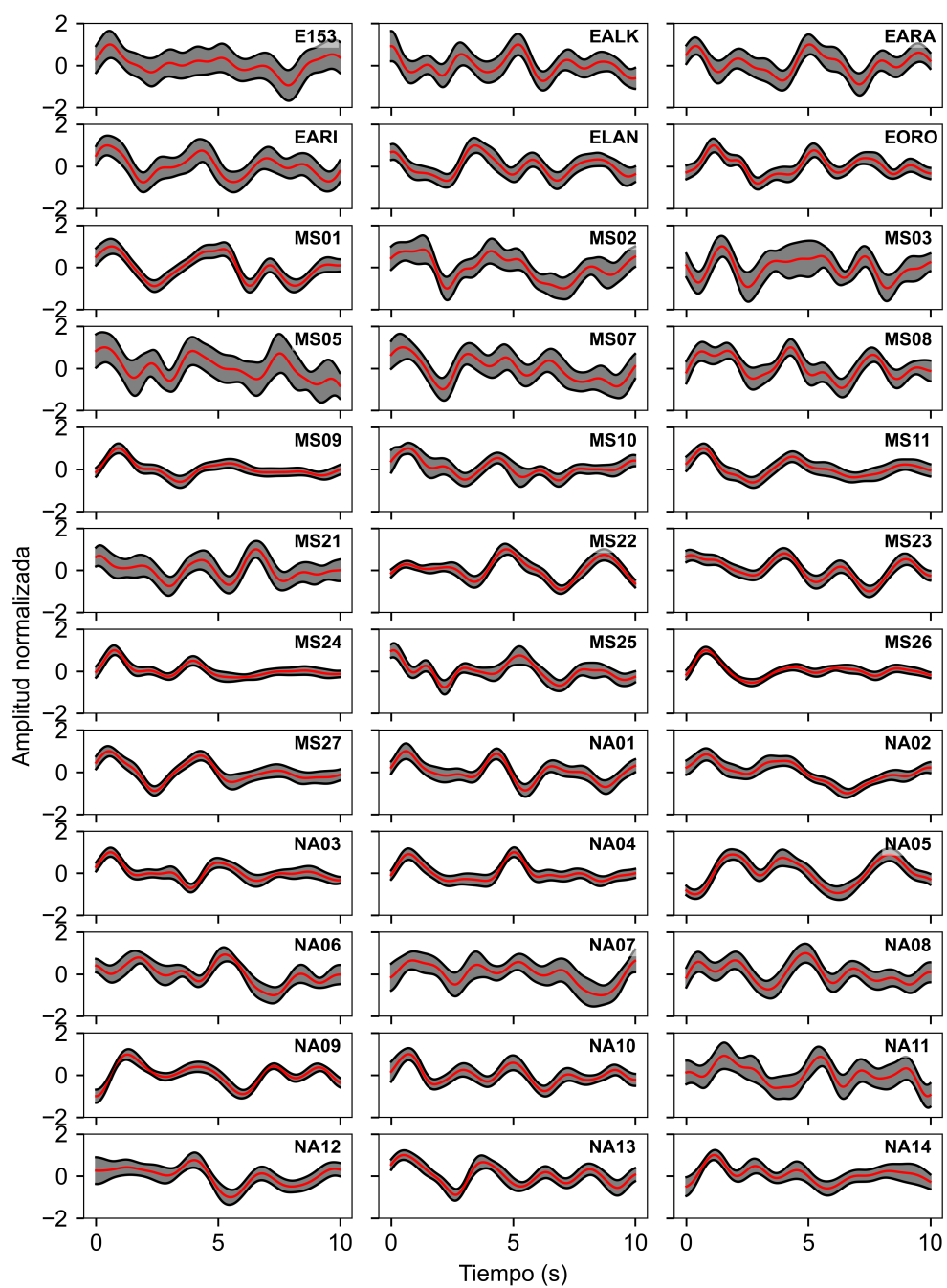


Figura 5.15: Funciones receptoras isótropas obtenidas para la inversión conjunta con la velocidad de fase y la elipticidad de las ondas Rayleigh (1/2).

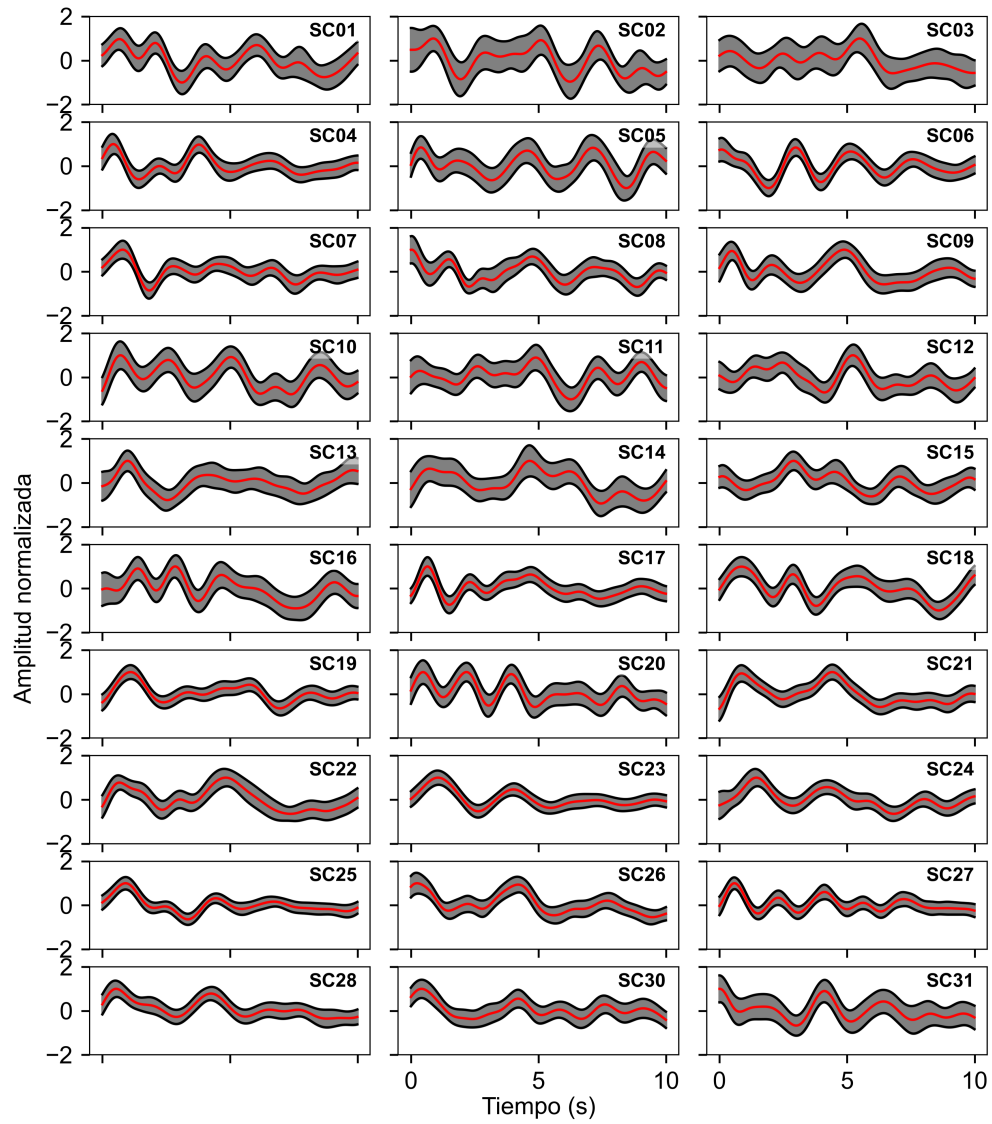


Figura 5.16: Funciones receptoras isótropas obtenidas para la inversión conjunta con la velocidad de fase y la elipticidad de las ondas Rayleigh (2/2).

### 5.3. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

<b>Estación</b>	<b>Lon.</b>	<b>Lat.</b>	<b>N.º F.R.</b>	<b>H</b>	<b>H mín.</b>	<b>H máx.</b>	<b>k</b>	<b>k mín.</b>	<b>k máx.</b>
MS01	-5.62	43.45	70	50.35	50.28	50.95	1.64	1.63	1.65
MS02	-4.70	43.33	27	43.76	43.06	44.46	1.73	1.71	1.76
MS03	-4.86	43.04	28	44.11	43.29	44.70	1.78	1.76	1.80
MS05	-6.38	43.28	36	35.53	35.13	36.04	1.69	1.67	1.71
MS07	-5.32	42.96	33	39.65	39.15	40.25	1.75	1.73	1.76
MS08	-4.94	42.77	28	36.04	35.33	36.54	1.72	1.70	1.74
MS09	-4.43	42.50	37	34.83	34.33	35.33	1.76	1.73	1.79
MS10	-5.56	42.73	45	35.64	33.43	36.64	1.76	1.73	1.81
MS11	-5.09	42.45	40	33.93	32.73	34.83	1.77	1.74	1.81
MS21	-2.05	43.04	60	38.63	36.79	39.88	1.69	1.66	1.72
MS22	-1.37	42.65	18	39.95	38.95	40.95	1.70	1.65	1.74
MS23	-2.06	42.62	31	35.84	34.53	37.44	1.70	1.64	1.75
MS24	-1.60	42.19	34	34.33	33.63	34.93	1.71	1.67	1.73
MS25	-2.04	41.88	34	41.40	40.41	42.57	1.81	1.76	1.84
MS26	-2.62	41.80	56	41.56	41.02	42.04	1.69	1.67	1.71
MS27	-3.54	41.95	45	41.05	39.88	41.89	1.65	1.62	1.67
NA01	-1.75	43.08	34	39.98	39.25	40.85	1.73	1.71	1.75
NA02	-1.92	42.99	34	35.28	33.86	38.13	1.70	1.64	1.75
NA03	-1.71	42.99	17	33.75	32.74	36.22	1.82	1.76	1.85
NA04	-1.51	42.98	70	43.06	41.66	47.39	1.71	1.64	1.73
NA05	-1.94	42.90	22	31.92	31.24	32.50	1.68	1.66	1.70
NA06	-1.77	42.88	33	34.28	33.93	34.52	1.64	1.63	1.65
NA07	-1.67	42.88	29	31.82	31.12	32.41	1.70	1.67	1.72
NA08	-1.76	42.78	39	38.61	38.38	38.85	1.83	1.81	1.84
NA09	-1.98	42.73	19	39.67	38.96	40.13	1.71	1.69	1.73
NA10	-1.67	42.72	24	38.49	37.79	39.20	1.77	1.75	1.81
NA11	-1.02	42.81	41	41.89	41.30	42.36	1.82	1.81	1.84
NA12	-2.04	42.60	26	33.88	33.29	34.38	1.76	1.75	1.78



CAPÍTULO 5. FUNCIONES RECEPTORAS DE ONDAS P TELESÍSMICAS

NA13	-1.85	42.67	23	35.22	32.29	36.27	1.62	1.60	1.69
NA14	-1.76	42.60	17	33.46	33.11	33.81	1.79	1.77	1.81
E153	-5.72	43.23	32	46.69	45.19	47.90	1.69	1.67	1.73
SC01	-4.25	43.37	86	51.15	47.69	52.08	1.71	1.70	1.77
SC02	-3.55	43.30	66	53.96	49.54	55.65	1.81	1.79	1.89
SC03	-3.09	43.30	119	49.05	48.13	50.13	1.69	1.67	1.71
SC04	-2.78	43.40	149	49.52	49.04	50.26	1.82	1.81	1.83
SC05	-2.47	43.23	102	49.81	49.19	50.50	1.72	1.70	1.74
SC06	-2.13	43.17	154	42.86	42.16	43.66	1.72	1.70	1.73
SC07	-4.43	43.11	87	39.75	39.39	39.93	1.67	1.66	1.68
SC08	-3.98	43.24	31	42.16	41.77	42.62	1.73	1.72	1.74
SC09	-3.58	43.03	154	39.27	38.61	39.78	1.79	1.77	1.81
SC10	-3.19	43.12	144	45.94	45.48	46.99	1.73	1.71	1.74
SC11	-2.76	43.14	120	47.11	47.04	47.34	1.69	1.69	1.70
SC12	-2.43	42.93	124	37.91	37.56	38.26	1.84	1.83	1.85
SC13	-4.39	42.90	89	32.41	31.94	32.64	1.66	1.65	1.68
SC14	-3.87	42.89	72	37.44	37.09	37.79	1.76	1.73	1.78
SC15	-3.55	42.84	68	38.89	38.44	39.18	1.65	1.64	1.67
SC16	-3.21	42.80	133	37.69	37.15	38.08	1.73	1.72	1.75
SC17	-2.94	42.97	144	37.84	36.74	38.95	1.75	1.73	1.78
SC18	-2.64	42.76	170	38.52	38.22	38.96	1.72	1.71	1.74
SC19	-2.26	42.73	152	38.38	37.91	38.61	1.73	1.72	1.76
SC20	-4.09	42.67	78	34.92	33.86	36.09	1.67	1.64	1.70
SC21	-3.70	42.65	115	34.05	32.88	34.87	1.80	1.76	1.83
SC22	-3.35	42.56	67	34.35	33.55	35.15	1.84	1.79	1.87
SC23	-2.95	42.63	146	32.84	32.54	33.34	1.74	1.71	1.77
SC24	-2.46	42.54	86	36.05	35.55	36.56	1.77	1.75	1.79
SC25	-3.95	42.45	69	36.56	35.75	37.26	1.72	1.71	1.74
SC26	-3.29	42.33	110	36.87	36.45	37.21	1.76	1.75	1.77

### 5.3. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

SC27	-2.85	42.32	200	38.55	38.21	38.80	1.66	1.65	1.67
SC28	-2.27	42.26	116	35.13	34.43	35.84	1.68	1.66	1.71
SC30	-2.56	42.10	133	39.13	38.55	39.72	1.65	1.63	1.67
SC31	-1.82	43.30	81	35.79	35.12	36.32	1.67	1.65	1.69
EALK	-1.51	43.22	51	44.15	43.48	44.90	1.71	1.69	1.73
EARA	-1.58	42.77	118	41.66	41.45	41.96	1.73	1.72	1.74
EARI	-5.21	43.30	55	54.23	53.33	58.65	1.76	1.71	1.78
ELAN	-3.43	43.23	54	48.25	46.11	49.75	1.72	1.70	1.76
EORO	-1.31	42.89	25	46.40	45.68	47.21	1.70	1.68	1.72

*Cuadro 5.1: Resultados del análisis H-k para las estaciones de registro disponibles. Lat.: latitud, Lon: longitud, N.º F.R.: número de funciones receptoras utilizadas, H: espesor cortical, k: relación  $V_P/V_S$ . Los valores H mín., H máx, k mín., k máx. representan la incertidumbre de los parámetros H y k obtenidos a partir de la región de error estándar (Eaton et al., 2006).*

# Capítulo 6

## Inversión conjunta

### 6.1. Introducción

La búsqueda de una solución al problema inverso consiste en tratar de estimar determinados parámetros de un modelo partiendo de un conjunto de observaciones y una teoría o relación cuantitativa que relacione ambos. En geofísica, los problemas inversos son frecuentemente no lineales (los datos observables no son proporcionales a los parámetros del modelo, si no que guardan una relación mucho más compleja) y están frecuentemente mal condicionados (*ill-posed*), siendo uno de los contratiempos más habituales la no unicidad de las soluciones (es decir, que existen múltiples configuraciones de los parámetros del modelo que permiten satisfacer las observaciones). Existen muchas estrategias para tratar de encontrar una solución a un problema inverso no lineal. Una técnica muy utilizada (p. ej., [Julià et al., 2000, 2005](#)) consiste en tratar de realizar una serie de transformaciones al problema, de tal manera que se puedan aplicar técnicas de resolución propias de problemas lineales (p. ej. algoritmos de minimización por mínimos cuadrados). La principal ventaja de estas técnicas es que son rápidas, encontrando una solución al problema en unas pocas iteraciones. Su desventaja es que su uso se complica cuando existen múltiples soluciones, puesto que tienden a explorar el espacio de

modelos únicamente en la dirección en la que el error disminuye más rápidamente. Esto puede llevar a que la solución obtenida no se corresponda con el mínimo global de la función de error (si existe), si no con un mínimo local (Menke, 2012). Para evitarlo, es necesario disponer de información *a priori* muy precisa que permita comenzar la búsqueda de la solución en el vecindario del mínimo global. Los métodos no lineales, por el contrario, realizan una exploración mucho más completa del espacio de modelos. Aunque esto requiere más tiempo de computación, estos métodos son mucho menos vulnerables frente a la posibilidad de quedar atrapados en mínimos locales, y por lo tanto son más capaces de encontrar una solución óptima a problemas complejos.

Para invertir los conjuntos de datos presentados en los capítulos anteriores, se ha implementado la técnica no lineal denominada enfriamiento simulado (*SA*, del inglés *simulated annealing*), la cual se caracteriza por combinar una exploración aleatoria del espacio de modelos con información local de la función de error para dirigir la secuencia de soluciones a probar (Menke, 2012). La inversión conjunta de los distintos tipos de datos (velocidad de fase de las ondas superficiales, funciones receptoras y elipticidad de las ondas Rayleigh) puede ayudar a limitar la no unicidad de las soluciones, puesto que cada uno de ellos proporciona información distinta y complementaria sobre la estructura de la corteza. La velocidad de las ondas superficiales restringe los valores absolutos de la velocidad de las ondas S, mientras que las funciones receptoras contienen información sobre la profundidad a la que se sitúan las distintas discontinuidades sísmicas bajo las estaciones de registro (p. ej., Julià et al., 2000, 2005). La información que proporcionan las estimaciones de la velocidad de las ondas superficiales sobre los primeros kilómetros de la corteza es limitada, debido a que la separación entre estaciones y la calidad de las correlaciones cruzadas limitan el número de medidas que es posible realizar a altas frecuencias. Las observaciones de la elipticidad de las ondas Rayleigh permiten suplir esta carencia, ya que son especialmente sensibles a la estructura de velocidades más superficial. En las siguientes páginas se describirá en detalle la implementación del algoritmo de inversión y la modelización directa de los distintos tipos de datos. Finalmente, se presenta y discute el modelo 3D de velocidad de ondas S elaborado para la zona de estudio resultante

de la inversión no lineal.

## 6.2. Algoritmo de inversión: enfriamiento simulado (simulated annealing)

El recocido (annealing) es un tratamiento térmico consistente en elevar la temperatura de un material por encima de su temperatura de cristalización, para a continuación dejar que se enfríe. Una lenta disminución de la temperatura del sistema físico permitirá que cristalice de forma estable en un estado de energía mínima. Si por el contrario la reducción de la temperatura se produce de forma demasiado rápida, el sólido cristalizará en una estructura metaestable. A una temperatura  $T$  determinada, la probabilidad de que el sistema se encuentre en un estado con energía  $E$  es proporcional al factor de Boltzmann  $\exp(\frac{-E}{k_B T})$ , donde  $k_B$  es la constante de Boltzmann y  $T$  la temperatura del sistema.

En 1983, [Kirkpatrick et al.](#) pusieron de manifiesto la profunda analogía existente entre la minimización de la función de coste o función objetivo de un problema de optimización y el proceso de enfriamiento lento de un sólido. Esta idea llevó a la equiparación de la función de coste del problema de optimización con la energía  $E$  del sistema físico, y dio lugar a la técnica de optimización global conocida como enfriamiento o recocido simulado (del inglés *Simulated Annealing* o *SA*). La parte central de esta metaheurística es el algoritmo de Metropolis-Hastings ([Metropolis et al., 1953](#)). Este algoritmo permite simular de forma eficiente la evolución de un sistema físico hacia el equilibrio termodinámico. Para ello, se parte de una configuración inicial del sistema físico y se van realizando una serie de transformaciones elementales. Si una transformación determinada produce un descenso del error  $\Delta E$  (o energía), es aceptada y el sistema transiciona a la nueva configuración. Si por el contrario produce un aumento del error,

es aceptada con una probabilidad  $p$  (Menke, 2012):

$$p \propto \exp\left(\frac{-\Delta E}{T}\right) , \quad (6.1)$$

donde  $\alpha$  indica proporcionalidad, y el parámetro  $T$  es análogo a la temperatura del sistema. La secuencia de configuraciones generada de esta manera constituye una cadena de Markov (Dréo et al., 2006), puesto que cada nueva configuración del sistema depende únicamente de la configuración inmediatamente anterior. En la práctica, las configuraciones de mayor energía se aceptan o descartan si el valor de  $\exp(\frac{-\Delta E}{T})$  es mayor que un número extraído de forma aleatoria de una distribución de probabilidad uniforme acotada entre cero y uno. Por lo tanto, cuando la temperatura es alta, el valor de  $\exp(\frac{-\Delta E}{T})$  estará próximo a 1 y la mayoría de las transformaciones propuestas serán aceptadas independientemente de que el error (o energía) aumente o disminuya, lo que es equivalente a una exploración aleatoria del espacio de configuraciones (o espacio de modelos). A medida que la temperatura disminuye, la aceptación de transiciones a estados de mayor energía (o error) se va volviendo poco a poco menos probable. A bajas temperaturas, prácticamente la totalidad de las transformaciones propuestas que implican un aumento del error son rechazadas, lo que corresponde a una exploración dirigida del espacio de configuraciones. La capacidad del algoritmo de aceptar con cierta probabilidad soluciones (o configuraciones) de mayor energía (o error) es la principal fortaleza de la técnica *SA*, ya que le permite «trepar» fuera de mínimos locales de la función objetivo y continuar explorando el espacio de modelos en búsqueda del mínimo global del error.

En esta implementación de la técnica *SA*, la estructura de la Tierra (la «configuración» o «modelo») está representada por un apilamiento de capas homogéneas (representando la corteza) sobre un semiespacio infinito (representando el manto) (fig. 6.1). Las «transformaciones» o «transiciones» se refieren a variaciones aleatorias del modelo de capas. Estas variaciones se realizan seleccionando de forma aleatoria dos capas. A una de ellas se le modifica la velocidad de ondas S, y a la otra su espesor. La magnitud de estas modificaciones se extrae de una distribución de probabilidad gaussiana centrada en el valor original, con una desviación estándar de

0,2. Estos modelos se utilizan para calcular las velocidades de fase, la elipticidad y las funciones receptoras sintéticas (sección 6.3), que serán comparadas con los valores observados para determinar la energía del sistema (sección 6.2.2).

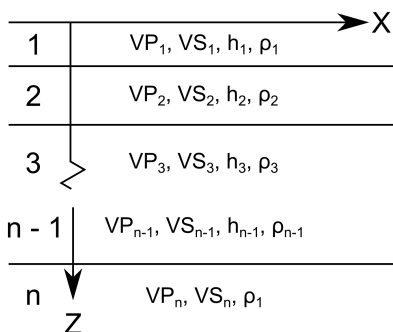


Figura 6.1: Diagrama de la parametrización de los modelos de Tierra como un apilamiento de  $(n - 1)$  capas planas y homogéneas sobre un semiespacio (capa  $n$ ).  $VP$ : velocidad de ondas  $P$ ,  $VS$ : velocidad de ondas  $S$ ,  $h$ : espesor de la capa,  $\rho$ : densidad de la capa.

La temperatura  $T$  del sistema se mantiene constante durante el desarrollo de las cadenas de Markov, hasta que se alcanza un análogo del equilibrio termodinámico que ha de ser definido por el usuario. Las condiciones de equilibrio adoptadas en la literatura son variadas, pero frecuentemente se suele imponer un número máximo de transformaciones a la duración de las cadenas de Markov (ver sección 6.2.1, «Esquema de enfriamiento»). Una vez que se alcanza la condición de equilibrio seleccionada, se reduce la temperatura  $T$  del sistema y se inicia una nueva cadena de Markov. En la práctica, el proceso de optimización mediante la técnica SA se suele dar por finalizado cuando el sistema se «solidifica», entendido como el momento en el que el parámetro  $T$  alcanza el valor cero o cuando ninguna transformación que haga aumentar el error haya sido aceptada durante la ejecución de una (o varias) cadena de Markov. El esquema de enfriamiento controla el descenso de la temperatura (o parámetro de control) a lo largo de la ejecución del algoritmo SA y depende de cuatro parámetros: la temperatura inicial, la temperatura final (o criterio de finalización), la condición de equilibrio (o longitud de las cadenas de Markov) y la regla de disminución de la temperatura. La selección de un esquema de enfriamiento apropiado no es trivial, puesto que de él depende en gran medida

la eficiencia y la capacidad del algoritmo *SA* de aproximarse al mínimo global de la función objetivo (van Laarhoven y Aarts, 1987). No existe ninguna regla específica para la elección de estos parámetros, y a menudo es necesaria la realización de experimentos previos (Amine, 2019). En función del tipo de problema de optimización, tanto el resultado como el tiempo de computación pueden ser muy sensibles al esquema de enfriamiento elegido. Esta dependencia constituye la principal desventaja de la técnica *SA* (Dréo et al., 2006).

### 6.2.1. Esquema de enfriamiento

La construcción de un esquema de enfriamiento adecuado al problema que se desea resolver es una cuestión compleja que requiere tener en cuenta tres factores (van Laarhoven y Aarts, 1987). En primer lugar, el valor inicial de la temperatura  $T_0$  debe de permitir un estado de cuasi-equilibrio, en el que virtualmente todas o casi todas las transiciones sean aceptadas (como norma general, se considera apropiado un ratio de aceptación inicial de nuevas soluciones del 80 %, Kirkpatrick, 1984). En segundo lugar, la longitud de las cadenas de Markov necesaria para alcanzar la condición de equilibrio depende de la magnitud de la disminución de la temperatura entre ejecuciones sucesivas del algoritmo de Metropolis-Hastings. Grandes disminuciones consecutivas de la temperatura requieren cadenas de Markov de mayor longitud. Finalmente, es necesario establecer un criterio de finalización para el algoritmo, que puede estar basado, por ejemplo, en la magnitud de la disminución del error al cabo de un número determinado de iteraciones (p. ej., finalizar la ejecución del algoritmo si la disminución del error es inferior a un 1 % al cabo de las últimas  $N$  cadenas de Markov), o en el porcentaje de aceptación de nuevas soluciones (p. ej., dar por finalizada la inversión si se acepta menos de un 0.1 % de las transiciones propuestas).

Para la selección de la temperatura inicial se ha implementado el algoritmo iterativo propuesto por Ben-Ameur (2004), el cual permite determinar la temperatura correspondiente al porcentaje de aceptación de nuevas soluciones deseado. El primer paso consiste en generar dos



nuevos estados aleatorios partiendo de un modelo inicial. Si la transición entre los dos nuevos estados es positiva (es decir, la energía o error del sistema aumentan), se almacena la energía de ambos estados. Este proceso se repite un número  $S$  de veces, que debe de ser suficientemente alto para representar correctamente el vecindario del modelo inicial en el espacio de modelos. Una vez que se dispone de suficientes transiciones positivas, se selecciona un número positivo cualquiera como la temperatura inicial  $T_n = T_1$ . La probabilidad de aceptación  $\hat{X}(T_n)$  de nuevas soluciones correspondiente a la temperatura  $T_n$  se calcula como:

$$\hat{X}(T_n) = \frac{\sum_{t \in S} \exp\left(-\frac{E_{max_t}}{T_n}\right)}{\sum_{t \in S} \exp\left(-\frac{E_{min_t}}{T_n}\right)}, \quad (6.2)$$

donde  $t$  denota cada una de las transiciones pertenecientes al conjunto de  $S$  transiciones positivas que se han generado, y  $E_{min_t}$ ,  $E_{max_t}$  son las energías del sistema correspondientes al primer y segundo estado, respectivamente. A continuación se actualiza el valor de la temperatura a  $T_{n+1}$  mediante la siguiente fórmula recursiva:

$$T_{n+1} = T_n \left( \frac{\ln(\hat{X}(T_n))}{\ln(X_0)} \right)^{\frac{1}{p}}, \quad (6.3)$$

siendo  $p$  un número real mayor o igual que uno seleccionado por el usuario (en concreto, en este trabajo se ha utilizado  $p = 2$ ). Las ecuaciones 6.2 y 6.3 se resuelven de forma iterativa hasta que  $\hat{X}(T_n)$  se acerca lo suficiente a la tasa de aceptación de nuevas soluciones deseada, denotada como  $X_0$ . En ese momento, el valor de  $T_n$  será una buena aproximación de la temperatura inicial adecuada  $T_0$ . Para los modelos iniciales utilizados en este trabajo (ver sección 6.2.1, «Modelos iniciales») se ha encontrado que  $S \approx 1,000$  permite realizar estimaciones consistentes de la temperatura inicial  $T_0$ .

La segunda cuestión a determinar es la condición o criterio de equilibrio. Este criterio es prácticamente imposible de establecer de forma cuantitativa, puesto que para ello sería necesario determinar de forma precisa la distribución de probabilidad de las distintas configuraciones posibles del sistema [van Laarhoven y Aarts \(1987\)](#). En la literatura se han propuesto diversas

maneras relativamente sencillas de seleccionar la longitud  $L$  de las cadenas de Markov. Una de las más populares consiste en determinar  $L$  de tal manera que durante la ejecución de cada cadena se acepten como mínimo un número  $\eta_{min}$  de transiciones (p. ej. [Kirkpatrick et al., 1983](#)). Esta elección presenta un problema, y es que a medida que la temperatura disminuye y se acepta un número cada vez de menor de transiciones, la longitud de las cadenas de Markov tiende a infinito. Para evitar esto, frecuentemente se fija una longitud máxima  $\bar{L}$  para las cadenas que a menudo depende de la complejidad del problema (p. ej.  $\bar{L} = n$ , donde  $n$  es el número de variables del problema [Kirkpatrick et al., 1983](#)). Una vez que se alcanza la situación de cuasi-equilibrio determinada y finaliza la cadena de Markov, se actualiza el parámetro de temperatura. Tal y como se ha mencionado previamente, la disminución de este parámetro debe de ser suficientemente pequeña como para que la situación de cuasi-equilibrio se pueda alcanzar de nuevo en la siguiente cadena de Markov. Una regla de actualización para la temperatura comúnmente utilizada es la regla geométrica ([Kirkpatrick et al., 1983](#)):

$$T_{i+1} = \alpha T_i \quad , \quad (6.4)$$

donde el parámetro  $\alpha$  es una constante ligeramente menor que uno (p. ej.  $\alpha = 0,95$  [Kirkpatrick et al., 1983](#)). [Amine \(2019\)](#) proporciona un resumen de las reglas de disminución de la temperatura más habituales, detalladas en el cuadro 6.1. [Triki et al. \(2005\)](#) demostraron que casi todas las reglas de enfriamiento adaptivas clásicas son equivalentes, en el sentido de que los distintos parámetros que involucran se pueden ajustar para obtener los mismos valores de temperatura. Por su sencillez, en este trabajo se ha utilizado la regla geométrica, con  $\alpha = 0,995$ .

### 6.2.2. Selección de la función objetivo

La solución «óptima» de un problema inverso depende completamente de la función objetivo o función coste que se utilice. Esta elección es especialmente crítica cuando se realiza una inversión conjunta de distintos tipos de datos, puesto que es necesario definir una función

Regla	Forma general	Fórmula iterativa	Autores
Lineal	$T_k = T_0 - k\beta$	$T_k = T_{k-1} - \beta$	<a href="#">Strenski y Kirkpatrick (1991)</a>
Geométrica	$T_k = \alpha^k T_0$	$T_k = \alpha T_{k-1}$	<a href="#">Kirkpatrick et al. (1983)</a>
Logarítmica	$T_k = \frac{T_0}{\ln(k+1)}$	$T_k = \frac{\ln(k)}{\ln(k+1)} T_{k-1}$	<a href="#">Geman y Geman (1984)</a>
Híbrida	$T_k = \begin{cases} \frac{T_0}{\ln(k+1)} & \text{si } k \leq \beta \\ \alpha^k T_0 & \text{si } k > \beta \end{cases}$	$T_k = \begin{cases} \frac{k}{\ln(k+1)} T_{k-1} & \text{si } k \leq \beta \\ \alpha T_{k-1} & \text{si } k > \beta \end{cases}$	<a href="#">Sekihara et al. (1992)</a>
Exponencial	$T_k = \frac{T_0}{1 + k\beta T_0}$	$T_k = \frac{T_{k-1}}{1 + \beta T_{k-1}}$	<a href="#">Lundy y Mees (1986)</a>
Adaptiva		$T_k = \Phi(S_c) T_{k-1}$	<a href="#">Ingber (1989)</a>

*Cuadro 6.1: Reglas clásicas de disminución del parámetro de control para el algoritmo SA. Modificado de [Amine \(2019\)](#).  $T_0$  es el valor inicial de la temperatura,  $T_k$  es su valor en la  $k$ -ésima iteración, las constantes  $\alpha \in [0, 1]$  y  $\beta < 1$ , y  $\Phi$  es una función que depende de la solución propuesta  $S_c$ , tomando un valor inferior a 1 si  $S_c$  mejora la función objetivo en comparación con la mejor solución encontrada hasta el momento, o mayor que 1 en caso contrario.*

de coste que le otorga a cada uno de ellos la influencia adecuada para evitar que unos dominen sobre otros en el proceso de inversión (p. ej., [Julià et al., 2005](#)). Además, en el caso del enfriamiento simulado, la selección de una función de coste adecuada es importante para mantener el equilibrio entre la exploración del espacio de modelos en parte aleatoria y en parte dirigida que caracteriza a esta metaheurística ([Amine, 2019](#)). La dificultad principal a la hora de diseñar una función de coste con estas características reside en que los distintos conjuntos de datos pueden ser radicalmente diferentes, tanto en calidad, como en orden de magnitud, como en el número de observaciones que los componen. Enfrentados a este problema, [Boxberger et al. \(2011\)](#) diseñaron una función de coste para la inversión conjunta de velocidad de ondas Love,

Rayleigh y relaciones espectrales H/V basándose en el trabajo de [Parolai et al. \(2005\)](#):

$$E = [(1 - p - q)N + qM + pK] \left\{ \frac{1 - p - q}{N} \left( \sum_{j=i}^N \frac{c_{R_o}(f) - c_R(f)}{c_{R_o}} \right)^2 + \frac{q}{M} \left( \sum_{j=i}^N \frac{c_{L_o}(f) - c_L(f)}{c_{L_o}} \right)^2 + \frac{p}{K} \left( \sum_{j=i}^N \frac{hv_o(f) - hv(f)}{hv_o(f)} \right)^2 \right\}, \quad (6.5)$$

donde  $N$ ,  $M$  y  $K$  son el número de valores discretos observados para la velocidad de fase de las ondas Rayleigh ( $c_R(f)$ ) y Love ( $c_L(f)$ ) y el ratio espectral H/V ( $hv(f)$ ) respectivamente, y el subíndice  $o$  indica datos observados. Las constantes  $p$  y  $q$  permiten calcular la importancia relativa de cada conjunto de datos y deben de ser seleccionadas por el usuario. La dificultad de aplicar una función de coste similar en este trabajo se presenta a la hora de incluir las funciones receptoras. Mientras que las observaciones de velocidad de fase y elipticidad se reducen a una serie de frecuencias discretas, las funciones receptoras están en el dominio temporal, y además están constituidas por un número mucho más elevado de observaciones (dependiente de la frecuencia de muestreo de las estaciones sísmicas, que en este trabajo es de 100 muestras por segundo). Adicionalmente, tanto la incertidumbre como la propia amplitud de las funciones receptoras está en un orden de magnitud distinto al del resto de datos. Por lo tanto, para evitar la problemática que presenta la elección de una única función de coste conjunta, se ha optado por modificar la regla de aceptación de nuevas soluciones. En lugar de utilizar la ecuación 6.1, donde la energía  $E$  estaría representada por la función de coste conjunta, se ha optado por la siguiente regla compuesta ([Amine, 2019](#)):

$$P = \prod_{i=1}^m \min \left( 1; \exp \frac{\Delta E_i}{T_i} \right), \quad (6.6)$$

donde  $m$  igual al número de conjuntos de datos utilizados en la inversión, y  $E_i, T_i$  son la función de coste y la temperatura pertenecientes al  $i$ -ésimo conjunto de datos. De este modo, sólo se aceptan con total certeza (probabilidad igual a uno) aquellas soluciones que reduzcan el error de todos los conjuntos de datos de forma simultánea, y con probabilidad menor que uno el

resto de soluciones. Puesto que no es necesario realizar operaciones entre los errores de los distintos conjuntos de datos, se puede utilizar una función de coste más sencilla para cada uno de ellos:

$$E_i = \sum_j \left[ \frac{d_j^{pre} - d_j^{obs}}{\sigma_j^{obs}} \right]^2, \quad (6.7)$$

donde  $d_j^{obs}$  es el  $j$ -ésimo elemento del vector que contiene los datos observados,  $\sigma_j^{obs}$  es su incertidumbre, y  $d_j^{pre}$  el valor calculado (o valor teórico) utilizando el modelo que se esté considerando. El uso de la regla de aceptación compuesta implica además la necesidad de seleccionar una temperatura inicial diferente para cada conjunto de datos, para lo que se ha utilizado el método propuesto por [Ben-Ameur \(2004\)](#) descrito en la sección anterior (6.2.1).

### 6.3. Modelización directa

La modelización directa de las velocidades de fase y la elipticidad utilizada en este trabajo se basa en el método de propagación de matrices desarrollado por [Haskell \(1953\)](#), el cual permite calcular las curvas de dispersión y los vectores de desplazamiento-esfuerzo de las ondas superficiales para modelos de Tierra formados por un apilamiento de capas homogéneas sobre un semiespacio infinito (fig. 6.1). En el caso de las ondas Rayleigh, el método original de [Haskell \(1953\)](#) presenta serios problemas de pérdida de precisión numérica a altas frecuencias ([Aki y Richards, 2002](#)). Este problema, causado por la existencia de operaciones entre funciones exponenciales crecientes, es bien conocido y en la literatura existen diversos métodos que lo evitan o lo resuelven de forma exitosa (p. ej., [Abo-Zena, 1979](#); [Menke, 1979](#); [Pestel y Leckie, 1963](#)). En este trabajo, se ha implementado el método propuesto por [R. Wang \(1999\)](#), el cual introduce un paso adicional en el método de propagación de matrices: antes de realizar los cálculos para una capa determinada, los vectores involucrados son normalizados y reconstruidos para evitar las operaciones que causan el problema de pérdida de precisión numérica. La elipticidad de las ondas Rayleigh se determina a partir de los vectores de desplazamiento-esfuerzo, los cuales se determinan durante el cálculo de la velocidad de fase. Finalmente, las

funciones receptoras podrían haber sido calculadas extendiendo el método de (R. Wang, 1999), pero su implementación práctica trae consigo una serie de problemas numéricos cuya resolución está fuera del ámbito de esta tesis doctoral. Por ello, se ha optado por utilizar el código *rfmini*, desarrollado para el servicio de datos GFZ Potsdam y distribuido de forma abierta como parte del software *BayHunter*, desarrollado por Dreiling y Frederik (2019).

### 6.3.1. Ecuación de dispersión de ondas Rayleigh

El primer paso del método de ortonormalización desarrollado por (R. Wang, 1999) consiste en definir en el semiespacio las siguientes bases vectoriales:

$$\mathbf{\Psi}_n = \mathbf{L}_n \hat{\mathbf{C}}_n, \quad (6.8)$$

donde  $\mathbf{L}_n$  es la  $4 \times 4$  matriz de capa Aki y Richards (2002):

$$\mathbf{L}_n = \begin{pmatrix} \alpha_n k & \beta_n \nu_n & \alpha_n k & \beta_n \nu_n \\ \alpha_n \gamma_n & \beta_n k & -\alpha_n \gamma_n & -\beta_n k \\ -2\alpha_n \mu_n k \gamma_n & -\beta_n \mu_n (k^2 + \nu_n^2) & 2\alpha_n \mu_n k \gamma_n & \beta_n \mu_n (k^2 + \nu_n^2) \\ -\alpha_n \mu_n (k^2 + \nu_n) & -2\beta_n \mu_n k \nu_n & -\alpha_n \mu_n (k^2 + \nu_n) & -2\beta_n \mu_n k \nu_n \end{pmatrix}. \quad (6.9)$$

En esta matriz,  $\gamma_n = \sqrt{k^2 - \omega/\alpha_n^2}$ ,  $\nu_n = \sqrt{k^2 - \omega/\beta_n^2}$ ,  $k$  es el número de onda, y  $\mu_n$ ,  $\alpha_n$ ,  $\beta_n$  son el módulo de cizalla y la velocidad de las ondas P y S de la  $n$ -ésima capa del modelo (en este caso, del semiespacio bajo el *stack* vertical de capas horizontalmente homogéneas).  $\hat{\mathbf{C}}_n$  se escoge como:

$$\hat{\mathbf{C}}_n = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \\ 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (6.10)$$

Utilizando estas definiciones, las bases del vector de desplazamiento-esfuerzo se calculan en el límite superior del semiespacio como:

$$\hat{\mathbf{C}}_{n-1} = \mathbf{L}_{n-1} \hat{\mathbf{Y}}_n \quad . \quad (6.11)$$

A continuación, para evitar los problemas numéricos descritos anteriormente,  $\hat{\mathbf{C}}_{n-1}$  se multiplica por la matriz de ortonormalización  $2 \times 2$   $\mathbf{Q}$  (R. Wang, 1999):

$$\hat{\mathbf{C}}'_{n-1} = \hat{\mathbf{C}}_{n-1} \mathbf{Q}_{n-1} \quad , \quad (6.12)$$

con  $\mathbf{Q}_{n-1}$  definida de tal manera que  $\hat{\mathbf{C}}'_{n-1,12}$  and  $\hat{\mathbf{C}}'_{n-1,21}$  son cero:

$$\mathbf{Q}_{n-1} = \begin{pmatrix} \hat{\mathbf{C}}_{n-1,22} & -\hat{\mathbf{C}}_{n-1,22} \\ -\hat{\mathbf{C}}_{n-1,21} & \hat{\mathbf{C}}_{n-1,11} \end{pmatrix} / \sqrt{|\hat{\mathbf{C}}_{n-1}^{(1)}| |\hat{\mathbf{C}}_{n-1}^{(2)}|} \quad . \quad (6.13)$$

La operación de ortonormalización es crítica, ya que elimina las operaciones entre los términos exponenciales crecientes que se introducen en el siguiente paso, en el que las bases vectoriales son propagadas hasta la siguiente interfaz ( $n - 1$ ):

$$\hat{\mathbf{Y}}_{n-1} = \mathbf{L}_{n-1} \mathbf{E}_{n-1} \hat{\mathbf{C}}'_{n-1} \quad , \quad (6.14)$$

donde la matriz  $\mathbf{E}_{n-1}$  es una matriz diagonal  $4 \times 4$  Aki y Richards (2002):

$$\mathbf{E}_{n-1} = \begin{pmatrix} e^{\gamma_{n-1} d_{n-1}} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e^{\nu_{n-1} d_{n-1}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e^{-\gamma_{n-1} d_{n-1}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{-\nu_{n-1} d_{n-1}} \end{pmatrix} \quad , \quad (6.15)$$

donde  $d_{n-1}$  es el espesor de la capa. Las ecuaciones (6.8) hasta (6.14) se van aplicando de forma iterativa desde el semiespacio hasta alcanzar la superficie libre ( $n = 1$ ), donde las con-

diciones de contorno para la existencia de ondas superficiales requieren que las componentes del esfuerzo se desvanezcan. Las curvas de dispersión se pueden encontrar buscando aquellos pares de valores de velocidad de fase y frecuencia angular  $(c, \omega)$  que satisfagan la ecuación de dispersión [Aki y Richards \(2002\)](#):

$$\begin{vmatrix} \mathbf{Y}_{1,31} & \mathbf{Y}_{1,32} \\ \mathbf{Y}_{1,41} & \mathbf{Y}_{1,42} \end{vmatrix} = 0 \quad . \quad (6.16)$$

Debido a la operación de ortonormalización, esta operación puede involucrar valores complejos, lo que complicaría mucho la búsqueda de las raíces  $(c, \omega)$ . Para evitar este problema, [García-Jerez et al. \(2016\)](#) plantearon evaluar el signo de la siguiente ecuación:

$$\begin{vmatrix} \mathbf{Y}_{1,31} & \mathbf{Y}_{1,32} \\ \mathbf{Y}_{1,41} & \mathbf{Y}_{1,42} \end{vmatrix} |\mathbf{Q}_{n-1}^*| |\mathbf{Q}_{n-2}^*| \dots |\mathbf{Q}_1^*| = 0 \quad . \quad (6.17)$$

La figura 6.2 muestra un ejemplo del signo de la ecuación de dispersión evaluada en una densa malla de valores de  $c$  y  $\omega$  para un modelo de Tierra de dos capas 6.2.

Capa	h (km)	$V_P$ (km s <sup>-1</sup> )	$V_S$ (km s <sup>-1</sup> )	$\rho$ (g cm <sup>-3</sup> )
1	15	6,4	6,8	2,3
2	20	6,8	3.93	2,6
semiespacio	ínf	8,0	4,62	3,0

*Cuadro 6.2: Modelo de Tierra utilizado para mostrar el funcionamiento de los métodos de modelización directa descritos en este capítulo. h: espesor de las capas,  $V_P$ : velocidad de las ondas P,  $V_S$ : velocidad de las ondas S,  $\rho$ : densidad.*



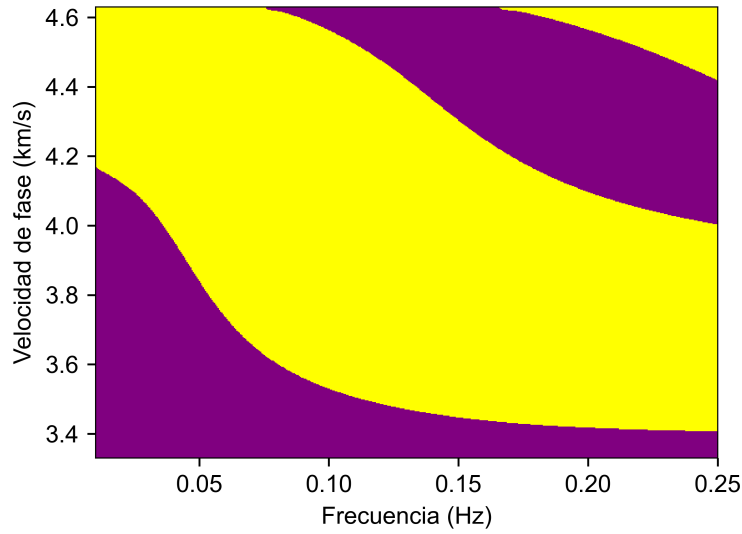


Figura 6.2: Ecuación de dispersión de ondas Rayleigh evaluada para un modelo de Tierra de dos capas. El color morado representa signo negativo, mientras que el color amarillo representa signo positivo. Los límites entre las regiones con valor positivo y negativo son las soluciones de la ecuación de dispersión, es decir, las curvas de dispersión de los distintos modos de las ondas Rayleigh.

### 6.3.2. Ecuación de dispersión de ondas Love

En el caso de las ondas Love, los cálculos se pueden realizar utilizando el método de propagación de matrices sin ninguna modificación, ya que no incluye ninguna operación entre exponentes de distinto signo y por lo tanto, no presenta los problemas numéricos que surgen en el caso de las ondas Rayleigh. De forma paralela a estas últimas, se comienza definiendo las bases vectoriales en el semiespacio:

$$\hat{\mathbf{Y}}_n = \mathbf{L}_n \hat{\mathbf{C}}_n \quad , \quad (6.18)$$

donde  $\hat{\mathbf{Y}}_n$  es el vector de movimiento-esfuerzo de las ondas Love,

$$\hat{\mathbf{Y}}_n = \begin{pmatrix} u_T(z_n) \\ \tau(z_n) \end{pmatrix} \quad , \quad (6.19)$$

y la matriz de capa  $\mathbf{L}_n$  es ahora la matriz  $2 \times 2$  (Aki y Richards, 2002):

$$\mathbf{L}_n = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ -\nu\mu & \nu\mu \end{pmatrix}, \quad (6.20)$$

donde  $\nu = \sqrt{k^2 - \omega^2/\beta^2}$  y  $\mu$  es el módulo de cizalla. El vector  $\hat{\mathbf{C}}_n$  contiene dos constantes que representan la amplitud de las ondas radiadas hacia la superficie y hacia el semiespacio, y se deben escoger de tal manera que se cumpla la condición de contorno referente a la radiación (Aki y Richards, 2002, ecuación 7.52), que implica que la amplitud de las ondas que se desplazan hacia abajo sea igual a cero en el infinito:

$$\hat{\mathbf{C}}_n = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (6.21)$$

La propagación de las bases vectoriales hasta la siguiente interfaz  $n - 1$  se realiza por medio de la ecuación (p. ej. Aki y Richards, 2002; R. Wang, 1999):

$$\hat{\mathbf{C}}_{n-1} = \mathbf{L}_{n-1}^{-1} \hat{\mathbf{Y}}_n. \quad (6.22)$$

El proceso se repite hasta alcanzar la superficie, alternando entre las ecuaciones 6.18 y 6.22. Finalmente, los valores de frecuencia  $\omega$  y velocidad de fase  $c_L$  para los que existen ondas Love se pueden determinar gracias a la segunda condición de contorno, consistente en que el esfuerzo en la superficie libre sea igual a cero,

$$\hat{\mathbf{Y}}_{1,2} = 0. \quad (6.23)$$

La figura 6.3 contiene el resultado de la evaluación de la ecuación de dispersión para valores discretos de  $c$  y  $\omega$ , utilizando el modelo descrito en la tabla 6.2.

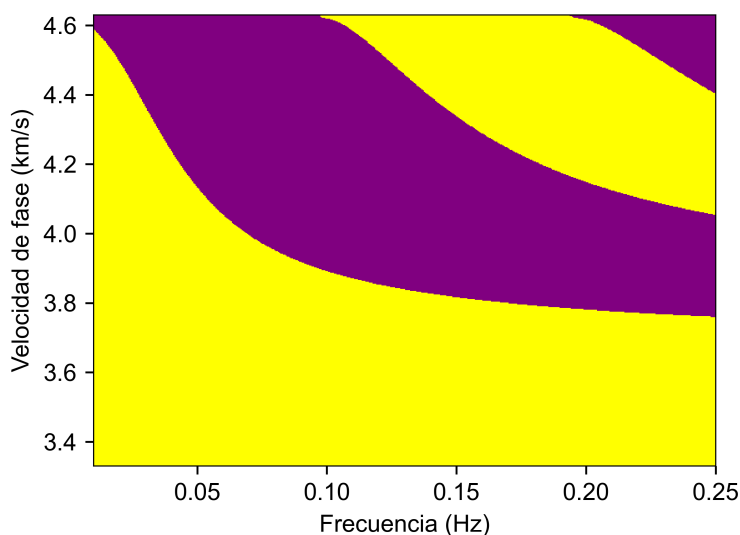


Figura 6.3: Ecuación de dispersión de ondas Love evaluada para un modelo de Tierra de dos capas. El color morado representa signo negativo, mientras que el color amarillo representa signo positivo. Los límites entre las regiones con valor positivo y negativo son las soluciones de la ecuación de dispersión, es decir, las curvas de dispersión de los distintos modos de las ondas Love.

### 6.3.3. Búsqueda de raíces de la ecuación de dispersión

Obtener la ecuación de dispersión tal y como se representa en las figuras 6.2 y 6.3, y obtener curvas de dispersión que varían suavemente requiere realizar los cálculos descritos en una malla lo más fina posible de valores valores  $(c, \omega)$ . Si la malla es muy densa, el tiempo de computación será más elevado, lo que puede constituir un problema a la hora de realizar la inversión puesto que los cálculos tendrán que ser realizados un gran número de veces. En lugar de ello, se definen una serie de valores discretos de frecuencia para los que se desea determinar la velocidad de fase del modo fundamental y de los modos superiores (si existen). Dada una frecuencia angular  $\omega_i$ , se realiza una rápida primera estimación de las raíces de la ecuación de dispersión utilizando una malla  $(c, \omega_i)$  gruesa, siendo el resultado una matriz columna. A continuación, se identifica la posición de los cambios de signo, y los calculos se repiten densificando el número de puntos únicamente en torno a la posición de los mismos, con una separación en

velocidad  $dc$  definida por el usuario. El valor ideal de  $dc$  será el que proporcione curvas de dispersión que varían de forma suave a la vez que el tiempo de cálculo sea el mínimo posible.

Con el fin de verificar la validez de los cálculos de la velocidad de fase, se han comparado los resultados obtenidos para el modelo descrito en el cuadro 6.2 con los que proporciona el popular programa *surf96* (Herrmann, 2013). Los resultados de ambos códigos son muy similares, tal y como se muestran en la figura 6.3.

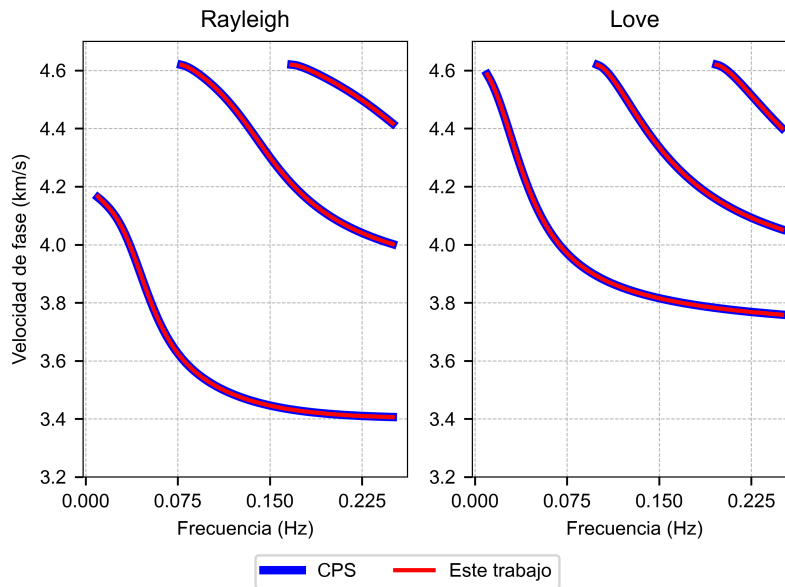


Figura 6.4: Comparación entre las velocidades de fase calculadas con el programa escrito para este trabajo (líneas rojas) y el paquete CPS (Herrmann, 2013, líneas azules).

#### 6.3.4. Construcción de las curvas de velocidad de fase aparente

Las secciones 6.3.1 y 6.3.2 describen cómo calcular las curvas de dispersión para los distintos modos de las ondas Rayleigh y Love, pero la técnica utilizada para estimar las velocidades de fase de las ondas superficiales a partir de los registros de ruido sísmico ambiente (sección 3.2) proporciona la velocidad de fase aparente o efectiva. Es decir, las contribuciones de los distintos modos de propagación de las ondas superficiales que existan están contenidas en una

única curva, lo que debe ser tenido en cuenta a la hora de realizar la modelización directa. La ventaja de realizar este paso adicional es que no es necesario estudiar con detalle la posible existencia de modos superiores en el ruido sísmico, puesto que es considerada de forma implícita en la inversión.

Para obtener la velocidad de fase aparente o efectiva se ha implementado el método desarrollado por Tokimatsu et al. (1992), quienes derivaron una ecuación que permite combinar las las curvas de dispersión de los distintos modos. En esta formulación, la contribución del  $n$ -ésimo modo de propagación  $c_m$  depende de su correspondiente función de respuesta del medio  $A_m(\omega)$  (Harkrider, 1964):

$$\cos\left(\frac{\omega D}{c^{app}(\omega)}\right) \sum_{m=0}^M A_m^2(\omega) c_m(\omega) = \sum_{m=0}^M A_m^2(\omega) c_m(\omega) \cos\left(\frac{\omega D}{c_m(\omega)}\right) \quad , \quad (6.24)$$

Ohori et al. (2002) seleccionan el valor  $D$  como la distancia más pequeña entre las estaciones de su *array*. En este trabajo se ha utilizado  $D = 5$  km, la distancia entre nodos adyacentes en la malla utilizada en la inversión de tiempos de llegada para calcular los mapas de velocidad de fase. La función de respuesta del medio del  $m$ -ésimo modo de las ondas Rayleigh se expresa como (Ben-Menahem y Singh, 2000; Harkrider y Anderson, 1966):

$$A_{R_m}(\omega) = \frac{|u_{z_m}(\omega, z_1)|^2}{2U_{R_m}(\omega)c_R(\omega)I_{0_m}^R(\omega)} \quad , \quad (6.25)$$

donde  $u_z(z_1)$  es el desplazamiento vertical en la superficie libre,  $U_{R_m}$  es la velocidad de grupo del  $m$ -ésimo modo de las ondas Rayleigh, y  $I_{0_m}^R$  representa la integral de energía (Harkrider y Anderson, 1966):

$$I_{0_m}^R(\omega) = \int_{\infty}^0 \rho(z)(|u_{x_m}(\omega, z)|^2 + |u_{z_m}(\omega, z)|^2)dz \quad , \quad (6.26)$$

donde  $u_{x_m}(\omega, z)$  y  $u_{z_m}(\omega, z)$  son los desplazamientos horizontal y vertical del  $m$ -ésimo modo de las ondas Rayleigh para la frecuencia  $\omega$  a la profundidad  $z$ . La velocidad de grupo, necesaria

para calcular la función de respuesta, se puede obtener sin necesidad de calcular derivadas numéricas de las velocidades de fase determinadas mediante el método de propagación de matrices. Para ello, es necesario evaluar la siguiente ecuación (García-Jerez et al., 2016):

$$U_{R_m}(\omega) = \frac{c_{R_m}(\omega)^2 I_{0_m}^R(\omega) - c_{R_m}(\omega)^2 I_{3_m}^R(\omega) / \omega^2 + I_{1_m}^R(\omega)}{2 I_{0_m}^R(\omega) c_{R_m}(\omega)} , \quad (6.27)$$

donde  $I_{1_m}^R$  y  $I_{3_m}^R$  son las integrales (Ben-Menahem y Singh, 2000; García-Jerez et al., 2016):

$$I_{1_m}^R(\omega) = \int_{\infty}^0 \mu(z) \left( \frac{\alpha(z)^2}{\beta(z)^2} |u_{x_m}(\omega, z)|^2 + |u_{z_m}(\omega, z)|^2 \right) dz , \quad (6.28)$$

$$I_{3_m}^R(\omega) = \int_{\infty}^0 \mu(z) \left( \frac{\alpha(z)^2}{\beta(z)^2} \left| \frac{du_{z_m}(\omega, z)}{dz} \right|^2 + \left| \frac{du_{x_m}(\omega, z)}{dz} \right|^2 \right) dz . \quad (6.29)$$

Los desplazamientos vertical vertical y horizontal de las ondas Rayleigh necesarios para el cálculo de las integrales  $I_{0_m}^R$ ,  $I_{1_m}^R$  y  $I_{3_m}^R$  son los elementos  $\mathbf{r}_{R_m}(z)_{11}$  y  $\mathbf{r}_{R_m}(z)_{12}$  del vector de desplazamiento-esfuerzo  $\mathbf{r}_{R_m}(z)$ , el cual puede ser calculado para una capa  $j$  cualquiera como (García-Jerez et al., 2016):

$$\mathbf{r}_{R_m}(z) = \mathbf{L}_j \mathbf{E}_j(z - z_{j+1}) \hat{\mathbf{C}}_j \mathbf{Q}_j \mathbf{Q}_{j-1} \dots \mathbf{Q}_1 \begin{pmatrix} -\mathbf{Y}_{1,32} \\ \mathbf{Y}_{1,31} \\ 1 \end{pmatrix} , \quad (6.30)$$

donde  $z_j \leq z \leq z_{j+1}$ .

En el caso de las ondas Love, las funciones de respuesta toman la forma:

$$A_{L_m}(\omega) = \frac{|u_{x_m}(\omega, z_1)|^2}{2 I_{1_m}^L} , \quad (6.31)$$

con  $I_{1_m}^L$  (Ben-Menahem y Singh, 2000):

$$I_{1_m}^L(\omega) = \int_{\infty}^0 \rho(z) |u_{x_m}(\omega, z)|^2 dz . \quad (6.32)$$

De forma análoga a las ondas Rayleigh, la velocidad de grupo de las ondas Love se puede calcular utilizando las integrales de energía:

$$U_{L_m}(\omega) \frac{I_{1_m}^L(\omega)}{I_{0_m}^L(\omega)c_L(\omega)} \quad , \quad (6.33)$$

donde la integral  $I_{0_m}^L(\omega)$  toma la forma:

$$I_{0_m}^L(\omega) = \int_{\infty}^0 \mu(z) |u_{x_m}(\omega, z)|^2 dz \quad . \quad (6.34)$$

El desplazamiento horizontal en la superficie  $u_{x_m}(\omega, z_1)$  se obtiene de forma más sencilla en el caso de las ondas Love puesto que la operación de ortonormalización realizada en cada etapa de la propagación de matrices para las ondas Rayleigh no es necesaria:

$$\mathbf{r}_{R_m}(z) = \mathbf{L}_j \mathbf{E}_j(z - z_{j+1}) \mathbf{C}_j \quad (6.35)$$

Para incrementar la eficiencia de los cálculos, todas las matrices  $L_j$  y  $C_j$  en el caso de las ondas Love, y  $L_j$ ,  $C_j$ ,  $Q_j$  en el caso de las ondas Rayleigh obtenidas durante la ejecución del método de propagación de matrices son almacenadas, independientemente de si corresponden a las soluciones de la ecuación de dispersión o no. Una vez que se determinan qué pares de valores  $(c, \omega)$  constituyen soluciones de la ecuación de dispersión, se identifican las matrices correspondientes en almacenaje y se descartan el resto. De esta manera, no es necesario volver a calcularlas específicamente para determinar la velocidad de fase efectiva. En la práctica, a la hora de calcular las integrales de energía (ecuaciones 6.26 a 6.32 y 6.34) se debe tener cuidado de escoger un paso de integración  $dz$  adecuado. Este valor debe de ser lo mayor posible para que los cálculos sean rápidos, pero suficientemente pequeño para que el cálculo numérico de las integrales sea preciso. Si  $dz$  es demasiado grande, pueden aparecer valores anómalos en los resultados, como por ejemplo velocidades de grupo que superan ampliamente la velocidad de fase. En general, la inspección visual de las velocidades de grupo obtenidas es suficiente para

### 6.3. MODELIZACIÓN DIRECTA

seleccionar un valor apropiado para el parámetro  $dz$ .

Para verificar que los cálculos descritos en este apartado se han implementado correctamente, se han comparado las velocidades de grupo obtenidas para el modelo descrito en el cuadro 6.2 con las proporcionadas por el código *surf96* (Herrmann, 2013). La velocidad de grupo es un resultado intermedio que requiere que las integrales de energía sean realizadas de forma precisa, lo que a su vez requiere que los desplazamientos de los distintos modos hayan sido determinados correctamente. Por tanto, se trata de una comparación muy útil para verificar el buen funcionamiento del código. La figura 6.5 muestra los resultados de ambos programas. Las curvas de dispersión son muy similares, y las pequeñas diferencias existentes seguramente estén relacionadas con la formulación teórica del problema y con diferencias en los métodos numéricos utilizados.

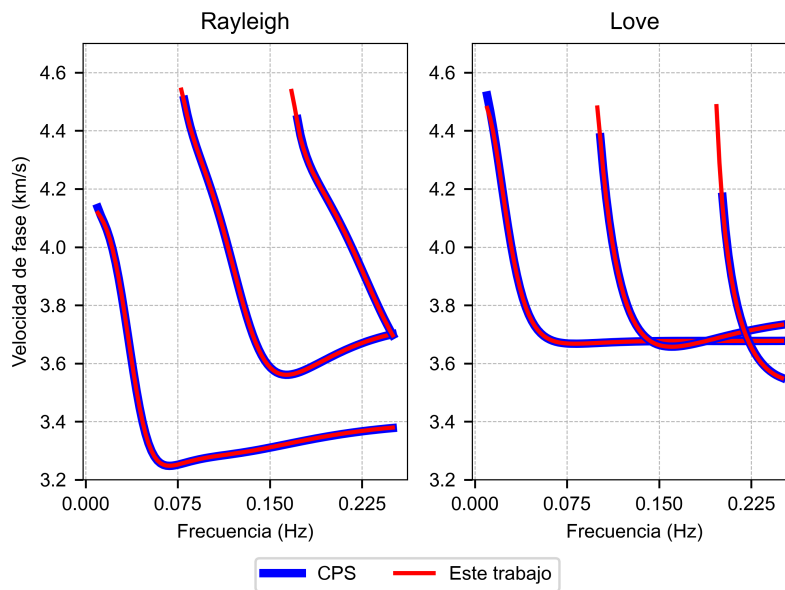


Figura 6.5: Comparación entre las velocidades de grupo calculadas con el programa escrito para este trabajo (líneas rojas) y el paquete CPS (Herrmann, 2013, líneas azules).



### 6.3.5. Modelización directa de la elipticidad de las ondas Rayleigh

La elipticidad del modo fundamental ( $m = 0$ ) de las ondas Rayleigh es sencilla de calcular, puesto que el vector de desplazamiento-esfuerzo ya se ha obtenido durante la modelización de la velocidad de fase (ecuación 6.35). En este caso, basta con dividir el desplazamiento horizontal entre el vertical en la superficie libre,

$$H/V_R(\omega) = \frac{u_{x_0}(\omega, z = 0)}{u_{z_0}(\omega, z = 0)} \quad (6.36)$$

De nuevo, se han comparado los resultados de este cálculo para el modelo descrito en la tabla 6.2 con los proporcionados por el código *surf96* (Herrmann, 2013). Las dos curvas de elipticidad son prácticamente idénticas (fig.6.6).

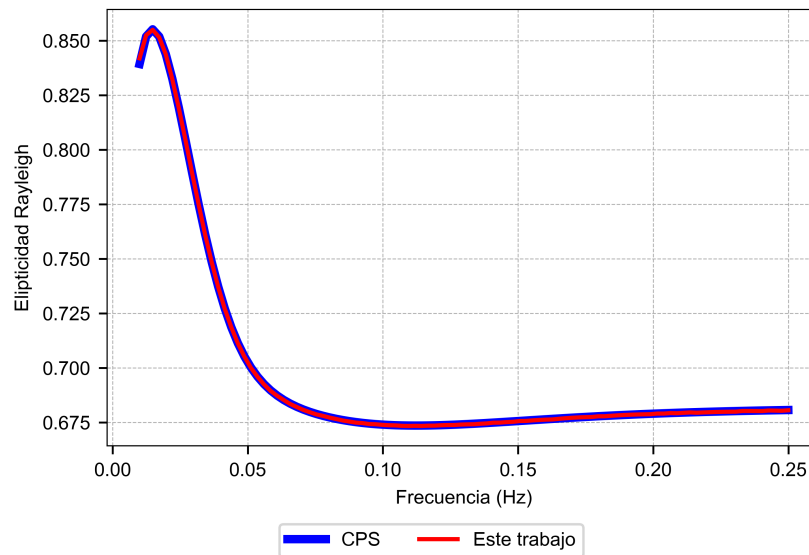


Figura 6.6: Comparación entre la elipticidad del modo fundamental de las ondas Rayleigh calculada con el programa escrito para este trabajo (línea rojas) y el paquete CPS (Herrmann, 2013, líneas azules).

## 6.4. Modelos iniciales y restricciones

Es posible demostrar que el algoritmo *SA* converge asintóticamente sobre el conjunto de soluciones óptimas del problema, siempre y cuando las cadenas de Markov alcancen el equilibrio entre disminuciones consecutivas del parámetro de control (Aarts y Korst, 1989). Desafortunadamente, la determinación cuantitativa de la condición de equilibrio es un problema muy complejo, por lo que a menudo se utilizan reglas más sencillas (ver sección 6.2.1). Para acercarse a la situación ideal, una posibilidad sería utilizar un esquema de enfriamiento muy lento (cadenas de Markov largas y pequeñas reducciones de la temperatura), pero esto podría resultar en un tiempo de computación excesivo. Una manera de aumentar la eficiencia en la búsqueda de la solución óptima del problema inverso consiste en comenzar la exploración del espacio de modelos partiendo de un modelo inicial física y geológicamente plausible (Press, 1968; Sambridge, 2001). Con este fin, la zona estudiada se ha dividido en seis regiones (fig. 6.7) a las que se les ha asignado un modelo inicial y unas restricciones (posible presencia de inversiones de velocidad, y espesor mínimo y máximo de la corteza) atendiendo a la geología superficial y a los resultados de los estudios previos de sismica activa (Pedreira et al., 2003). El número de capas (10-12) ha sido seleccionado con la intención de trabajar con modelos lo más sencillos posibles, pero que al mismo tiempo tengan suficientes grados de libertad como para permitir alcanzar un ajuste razonable de los datos. Los modelos iniciales asignados a cada zona se detallan en el cuadro 6.3. Las zonas 1, 2 y 3 se corresponden con regiones en las que la estructura cortical fue retrabajada de forma importante durante la orogenia Alpina, resultando en el desarrollo de una importante raíz cortical y en la presencia de cuerpos de alta velocidad de escala cortical (Pedreira et al., 2003, 2007), interpretados como una indentación de la corteza inferior del margen Cantábrico. La zona 2 incluye la parte oriental de la cuenca Vasco-Cantábrica, bajo la cual (Pedreira et al., 2003) interpretaron la existencia de un segundo cuerpo de alta velocidad en torno a 10 km de profundidad que explicaría la Anomalía Magnética del País Vasco (Pedreira et al., 2007). La zona 4 se encuentra al sur del límite meridional de la indentación de la corteza inferior Europea, por lo que el modelo inicial correspondiente no

presenta inversiones de velocidad y el espesor cortical es menor que en las zonas anteriores. El modelo inicial de la zona 5 presenta el espesor cortical más bajo de todas las zonas, así como las velocidades superficiales más bajas, representando los materiales cenozoicos de las cuencas del Ebro y del Duero. Finalmente, la zona 6 corresponde a las sierras de La Demanda y Cameros. El modelo inicial correspondiente es similar al de las cuencas Cenozoicas, pero con mayores velocidades en superficie y un ligero engrosamiento cortical (Guimerà et al., 2004; Salas y Casas, 1993).

El único parámetro que se introduce en los modelos iniciales es la velocidad de las ondas P recuperadas en los perfiles de sísmica activa. Por simplicidad, la relación entre la velocidad de las ondas P y S ( $V_P/V_S$ ) en la corteza se ha fijado en 1,73, y para el manto en 1,80 (puesto que las rocas máficas suelen presentar relaciones  $V_P/V_S$  más elevadas, p. ej. Christensen, 1996). La densidad de las capas se calcula y actualiza durante la inversión utilizando la regresión polinómica propuesta por Brocher (2005) para un elevado número de observaciones empíricas realizadas por Ludwig et al. (1970):

$$\rho = 1,6612V_P - 0,4721V_P^2 + 0,0671V_P^3 - 0,0043V_P^4 + 0,000106V_P^5 \quad (6.37)$$

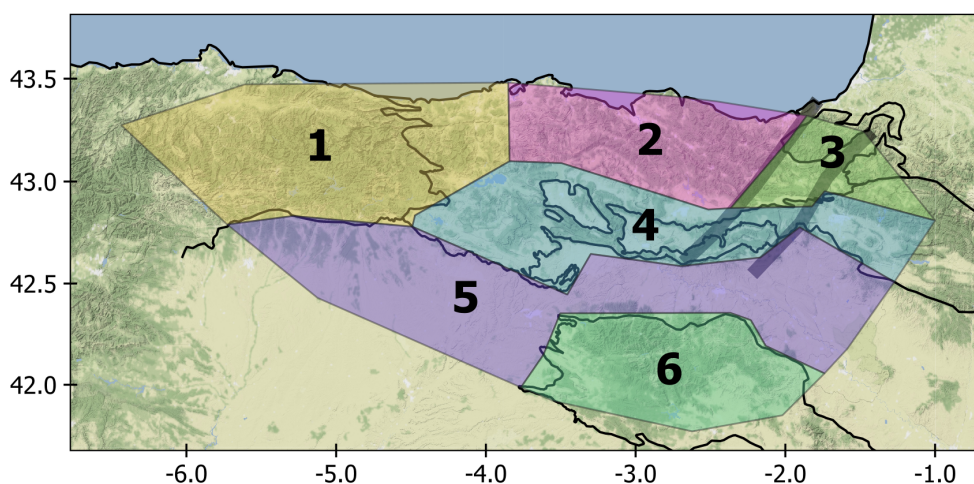


Figura 6.7: Extensión geográfica de los modelos iniciales utilizados en la inversión (cuadro 6.3)

<b>Zona</b>	<b>1</b>	<b>2</b>	<b>3</b>	<b>4</b>	<b>5</b>	<b>6</b>
<b>Capas (km)</b>	10	10	10	12	11	11
<b>Espesores (km)</b>	0.5 ,2.0, 2.0, 2.0, 6.0, 10.0, 8.0, 6.0, 6.0, 6.0	0.5, 2.0, 2.0, 2.0, 2.0, 3.0, 5.0, 8.0, 12.0, 12.0	0.5, 2.0, 2.0, 2.0, 6.0, 10.0, 8.0, 6.0, 6.0, 6.0	0.5, 2.0, 2.0, 2.0, 2.5, 2.5, 2.5, 2.5, 5.0, 5.0, 5.0, 5.0	0.5, 2.5, 2.5, 2.5, 2.5, 2.5, 2.5, 5.0, 5.0, 5.0, 5.0	0.5, 2.0, 2.0, 2.0, 4.0, 5.0, 5.0, 5.0, 5.0, 5.0, 5.0
$V_P$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	4.0, 4.40, 4.80, 5.60, 6.20, 6.90, 6.35, 6.35, 6.90, 6.90	4.00, 4.55, 4.80, 5.50, 5.95, 6.90, 6.30, 6.90, 6.40, 6.90	4.0, 4.40, 4.80, 5.60, 6.20, 6.90, 6.35, 6.35, 6.90, 6.90	4.00, 4.55, 4.80, 5.00, 5.80, 6.05, 6.15, 6.20, 6.35, 6.35, 6.75, 6.85	3.0, 4.30, 5.00, 5.85, 5.95, 6.15, 6.20, 6.20, 6.30, 6.90, 7.0	3.0, 4.50, 5.60, 5.80, 6.05, 6.15, 6.15, 6.15, 6.20, 6.85, 6.90
<b>Capas de alta velocidad</b>	Permitidas (1, entre 10 y 30 km)	Permitidas (2, entre 5 y 30 km)	Permitidas (1, entre 10 y 30 km)	No	No	No
<b>Espesor cortical (km)</b>	entre 40 y 55	entre 45 y 55	entre 35 y 50	entre 30 y 45	entre 30 y 40	entre 35 y 45
<b>Velocidad del semiespacio (<math>\text{km s}^{-1}</math>)</b>	entre 8,0 y 8,3	entre 8,0 y 8,3	entre 8,0 y 8,3	entre 8,0 y 8,3	entre 8,0 y 8,3	entre 8,0 y 8,3

*Cuadro 6.3: Descripción detallada de los modelos iniciales asignados a cada una de las zonas en las que se ha dividido el área estudiada.*

## 6.5. Resultados

La inversión no lineal descrita en los apartados anteriores se realizó un total de 2,136 veces, correspondientes a cada uno de los nodos de una malla regular con un espaciado de 5 km definida sobre la zona de estudio. El tiempo de ejecución del algoritmo con los parámetros descritos (probabilidad de aceptación inicial  $\hat{X}(T_0) \approx 80\%$  y longitud de las cadenas de Markov  $L = 20 - 24$ ) para cada uno de los nodos fue de aproximadamente dos horas utilizando procesadores *Intel(R) Xeon(R) CPU E5-2450 v2*. La máquina utilizada para los cálculos permitía un total de 30 procesos simultáneos. Los modelos 1D de velocidad de ondas S obtenidos han sido interpolados linealmente para crear un modelo en 3D.

La figura 6.8 muestra secciones horizontales del modelo 3D a distintas profundidades, y las figuras 6.9 y 6.10 contienen dos cortes en dirección E-O (AA' y BB') y cuatro en dirección N-S (CC', DD', EE' y FF'), respectivamente, mostrando la estructura vertical de velocidades. Tanto las secciones horizontales como las verticales han sido suavizadas ligeramente utilizando un filtro gaussiano para facilitar su descripción (Berg et al., 2020).

La distribución de velocidades en las secciones horizontales más superficiales se corresponde, en términos generales, con la geología superficial. A 1 km de profundidad, las velocidades más bajas ( $1,5 - 2,3 \text{ km s}^{-1}$ ) corresponden a las cuencas cenozoicas, con la cuenca del Duero (CD) presentando valores notablemente más bajos ( $1,5 \text{ km s}^{-1}$ ) que la cuenca del Ebro (CE;  $2,3 \text{ km s}^{-1}$ ). La diferencia de velocidades entre ambas cuencas se ve claramente reflejada en las secciones verticales que las atraviesan (BB', CC', EE', FF', fig. 6.10). Las bajas velocidades de la CD seguramente estén relacionadas con los altos valores de elipticidad observados a altas frecuencias en las estaciones desplegadas en esa zona (MS09, MS10, MS11, fig. 4.11). En la CD se puede observar, además, un aumento de las velocidades en las proximidades del frente del sector central de la Cordillera Cantábrica, donde la estructura superficial está constreñida por la elipticidad medida en la estación MS08. Esta estación no muestra los

mismos valores elevados a altas frecuencias que el resto de estaciones situadas en la Cuenca del Duero (fig. 4.11). Las velocidades más elevadas a 1 km de profundidad (2,5 - 3,1 km s<sup>-1</sup>) pertenecen al basamento paleozoico de la CCC, a las sierras de La Demanda y Cameros (DC) y a los Macizos Vascos (MV).

La sección horizontal a 4 km de profundidad presenta una distribución de velocidades similar, con los valores más altos (3.1 - 3.4 km s<sup>-1</sup>) de nuevo localizadas en la CCC, DC y MV. Las velocidades más bajas en esta sección se concentran en el extremo nororiental del surco de la Rioja (SR), donde existe un elevado espesor de sedimentos (en torno a los 5.000 m [Muñoz-Jimenez y Casas-Sainz, 1997](#)). La Zona Vasco-Cantábrica (ZVC) también presenta bajas velocidades relativas (entre 2,7 y 2,9 km s<sup>-1</sup>), especialmente en el entorno de los sinclinales de Villarcayo y Miranda-Treviño (SV y SMT, respectivamente). Las secciones verticales que atraviesan la ZVC evidencian el notable espesor de la sucesión mesozoico-cenozoica, con velocidades relativamente bajas (entre 2,7 y 3,1 km s<sup>-1</sup>) extendiéndose hasta los ≈10 km de profundidad (ZVC, secciones AA', DD' y EE').

A profundidades intermedias (12 y 23 km), el aspecto de las secciones horizontales es algo heterogéneo, siendo las secciones verticales (figs. 6.9 y 6.10) más útiles para describir la estructura de velocidades. Las secciones AA' y DD' muestran una zona de alta velocidad (3,6 - 3,7 km s<sup>-1</sup>, etiquetada como CPAV) situada a unos 12 km de profundidad bajo la parte central de la Zona Vasco-Cantábrica (ZVC). A profundidades de entre 15 y 30 km se observa un segundo nivel de alta velocidad (3,7 - 4,0 km s<sup>-1</sup>, etiquetado como CIE), que se extiende en dirección E-O bajo el norte de la zona de estudio. Este nivel de alta velocidad presenta un aspecto discontinuo, no existiendo bajo la parte occidental de la Zona Vasco-Cantábrica. Hacia el oeste, bajo el sector central de la Cordillera Cantábrica (CCC), está claramente separada de la corteza media (con velocidades similares, 3,7 - 4,0 km s<sup>-1</sup>), pero bajo la parte oriental de la Cuenca Vasco-Cantábrica esta separación no existe y la distinción no es tan clara. Estas diferencias se ven claramente reflejadas en los perfiles CC' y DD'.

La secciones horizontales más profundas (37 y 45 km, fig. 6.8) muestran velocidades elevadas ( $> 4 \text{ km s}^{-1}$ ) bajo las cuencas cenozoicas (CD, CE y SR) y el sector suroccidental de la ZVC, y algo menores ( $3,7$  a  $3,9 \text{ km s}^{-1}$ ) bajo la CCC, MV y el resto de la ZVC, delimitando la geometría de la raíz cortical bajo la Cordillera Cantábrica. En el extremo sur de la zona estudiada también se observan velocidades bajas relacionadas con DC, que podrían estar relacionadas con un ligero engrosamiento cortical bajo el Sistema Ibérico (sección vertical BB', entre 75 y 200 km de distancia). En el corte AA', la Moho se encuentra a más de 50 km bajo la CCC. En la parte central de este perfil, bajo el sector occidental de la ZVC (entre 150 y 200 km de distancia) se observa una clara elevación de la Moho ( $\approx 45 \text{ km}$ ). Las zonas donde la Moho está más profunda coinciden con la presencia de los niveles de alta velocidad descritos anteriormente (etiquetados como CIE). Esta relación se puede apreciar en las secciones con orientación N-S, especialmente en CC', donde también se ve puede observar cómo la Moho va profundizando hacia el norte de la zona de estudio.

## 6.5. RESULTADOS

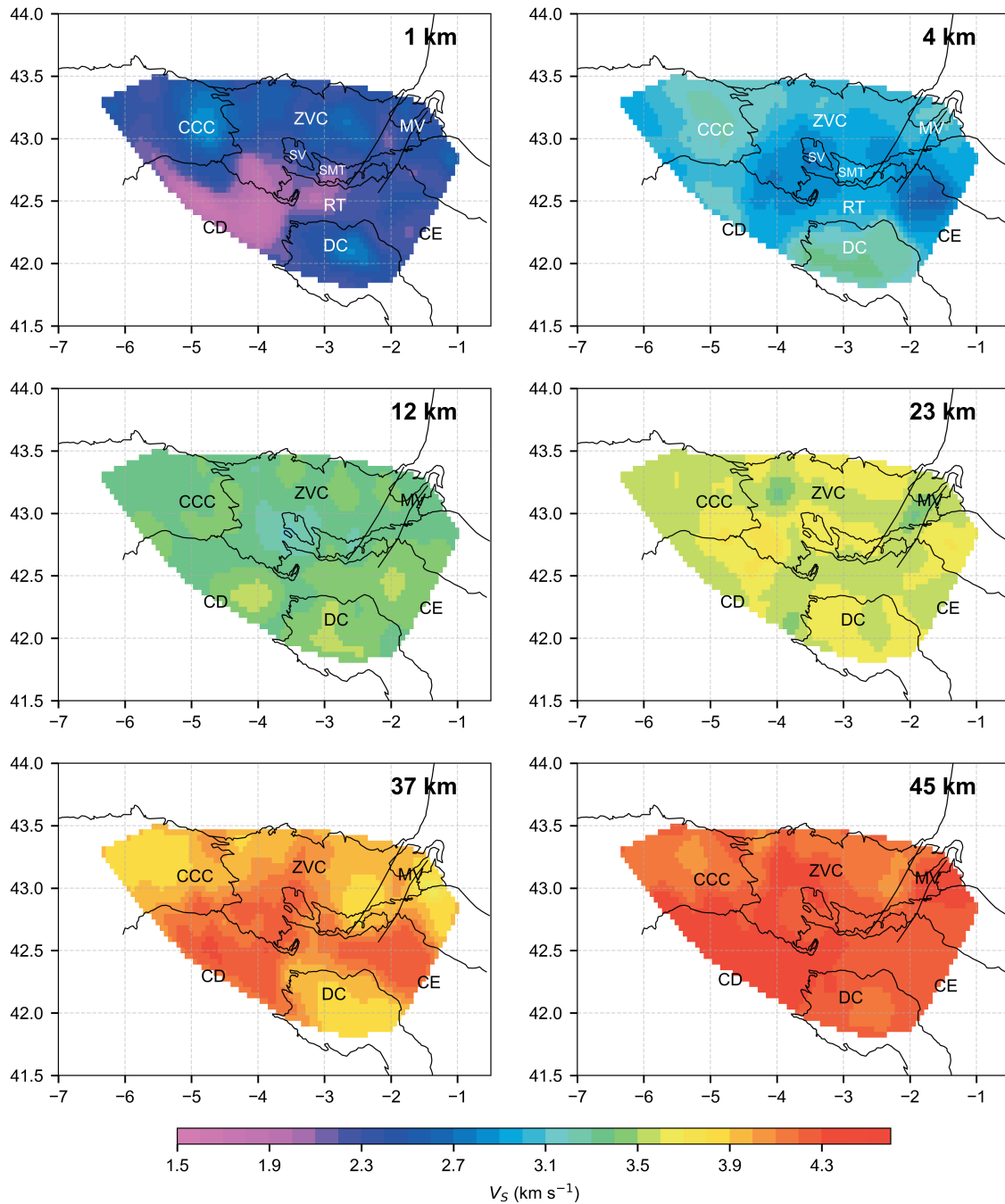


Figura 6.8: Mapas de velocidad absoluta de ondas  $S$  resultantes de la inversión a profundidades de 1, 4, 12, 23, 37 y 45 km. CCC: sector central de la Cordillera Cantábrica, CD: cuenca del Duero, CE: cuenca del Ebro, DC: sierras de La Demanda y Cameros, MV: Macizos Vascos, SMT: sinclinal de Miranda-Treviño, SV: sinclinal de Villarcayo.



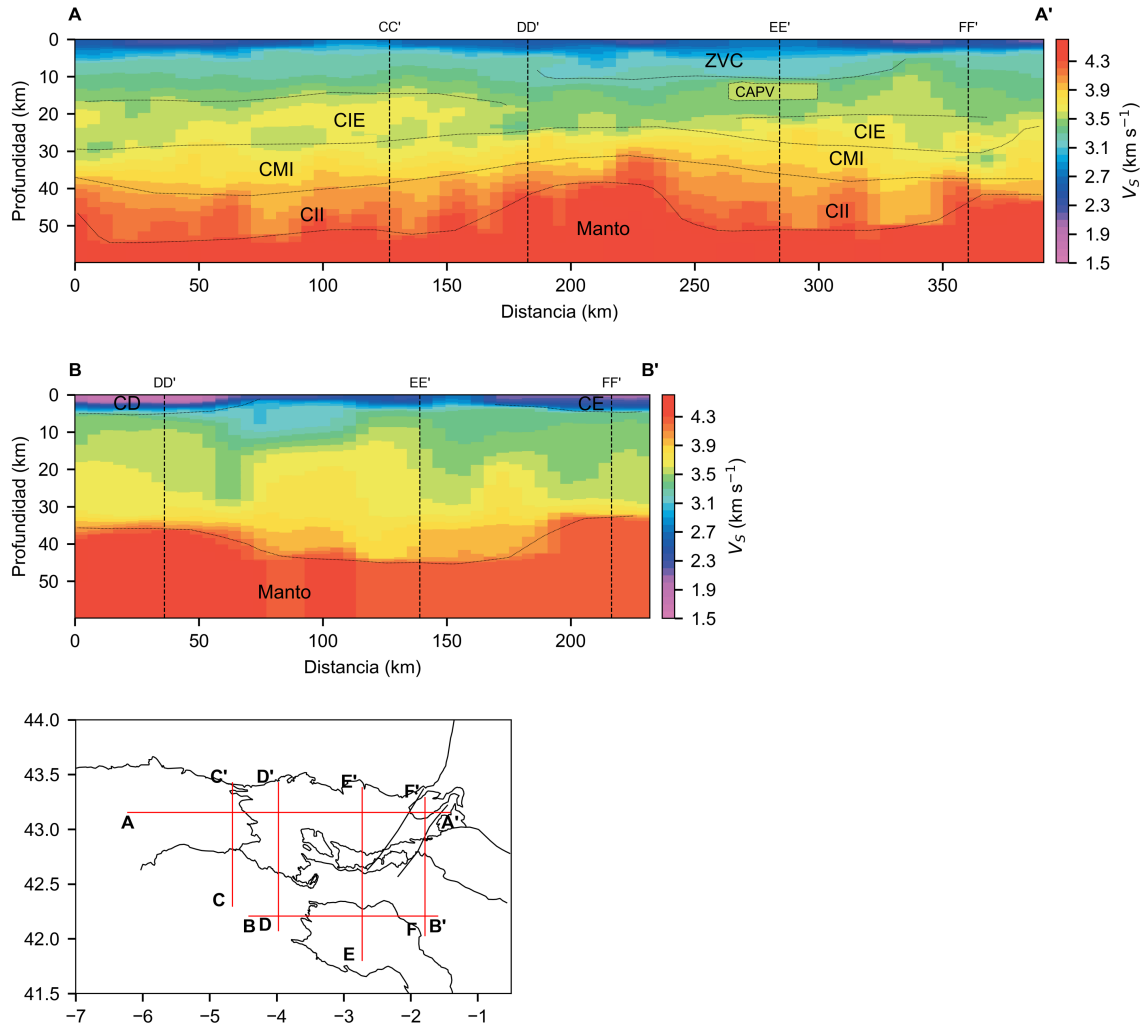


Figura 6.9: Secciones verticales del modelo 3D de velocidad de ondas S con orientación E-O. La división en capas y la interpretación de las mismas ha sido realizada de acuerdo con Gallastegui (2000); Pedreira et al. (2003). CAPV: cuerpo anómalo del País Vasco, CD: cuenca del Duero, CE: cuenca del Ebro, CIE: corteza inferior europea, CMI: corteza media ibérica, CII: corteza inferior ibérica, SR: surco de la Rioja, ZVC: mesozoico de la Zona Vasco-Cantábrica.

## 6.5. RESULTADOS

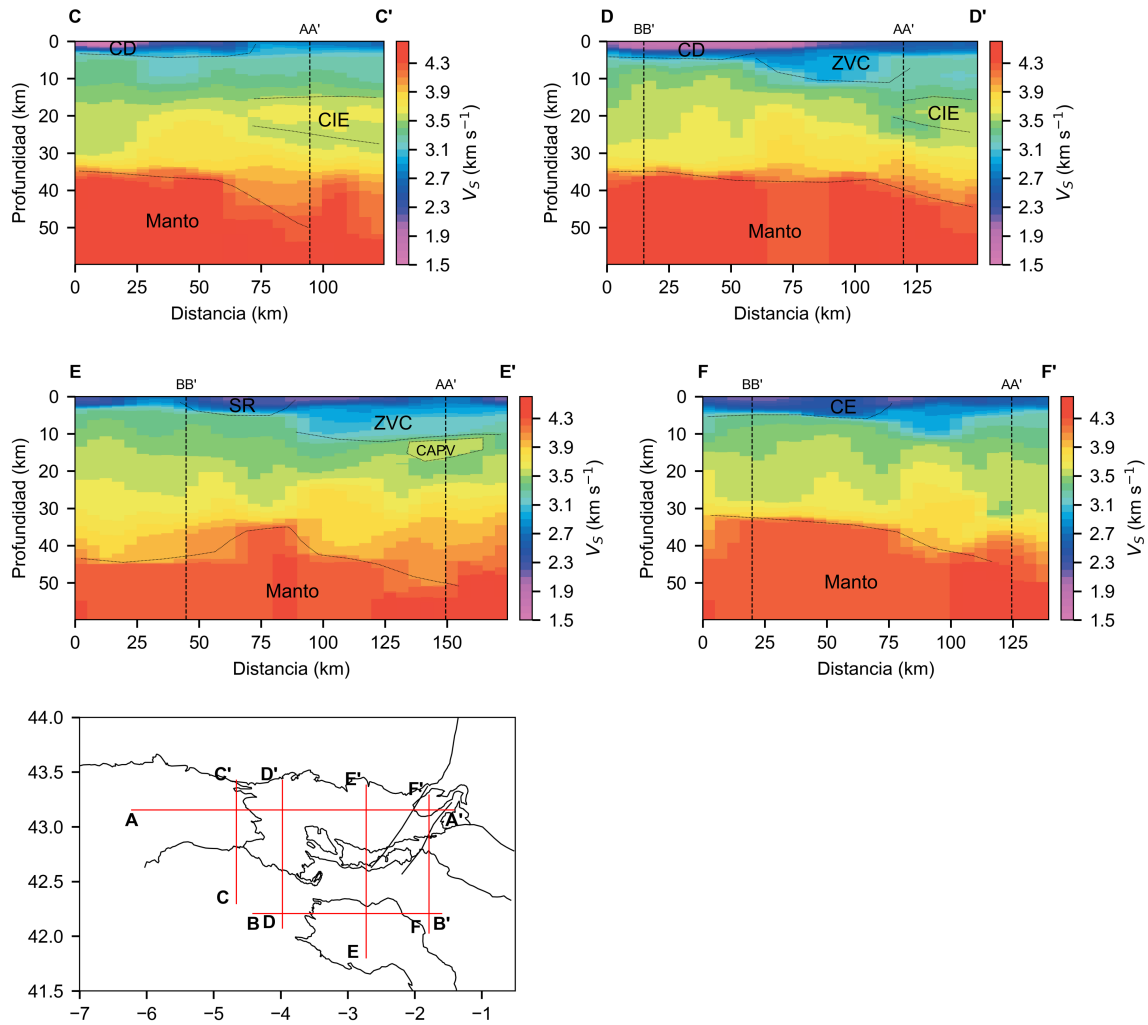


Figura 6.10: Secciones verticales del modelo 3D de velocidad de ondas S con orientación N-S. La división en capas y la interpretación de las mismas ha sido realizada de acuerdo con Gallastegui (2000); Pedreira et al. (2003). CAPV: cuerpo anómalo del País Vasco, CD: cuenca del Duero, CE: cuenca del Ebro, CIE: corteza inferior europea, SR: surco de la Rioja, ZVC: mesozoico de la Zona Vasco-Cantábrica.

## 6.6. Discusión

### 6.6.1. Aspectos metodológicos

El modelo de velocidad de ondas S obtenido representa un compromiso entre tres conjuntos de datos diferentes que se complementan muy bien entre sí: velocidad de fase de ondas superficiales, elipticidad de las ondas Rayleigh y funciones receptoras de ondas P telesísmicas. Las curvas de velocidad de fase permiten constreñir los valores de velocidad absolutos en la inversión (Julià et al., 2000, 2005), algo que no se puede hacer de forma precisa utilizando únicamente las funciones receptoras (Julià et al., 1998). Las funciones receptoras son útiles para detectar variaciones bruscas en la velocidad de las ondas S, pero no permiten resolver bien variaciones suaves (Chong et al., 2016). Esta carencia de las funciones receptoras es compensada por la elipticidad de las ondas Rayleigh (Chong et al., 2016) que, además de ser sensible a este tipo de variaciones, concentra su sensibilidad principalmente en la parte más superficial de la corteza (p. ej., F.-C. Lin y Schmandt, 2014; Muir y Tsai, 2017), lo que permite constreñir esta última aún en ausencia de medidas de velocidad de fase de alta frecuencia.

Durante todo el proceso de recopilación de los datos se han tratado de evitar los efectos de la estructura tridimensional de la Tierra. En el caso de las funciones receptoras, se llevó a cabo un análisis armónico para determinar su componente isótropa, y en cuanto a la elipticidad, se verificó que las medidas no mostraban patrones de variación claros frente a distintos parámetros (p. ej., acimut, distancia, etc.). Este empeño facilita la modelización directa, permitiendo representar la estructura de la Tierra en cada punto de la zona de estudio como un apilamiento de capas lateralmente homogéneas.

Finalmente, las curvas de velocidad de fase estimadas en este trabajo podrían contener contribuciones de modos superiores. Los modos superiores se excitan más frecuentemente cuando el medio por el que se propagan las ondas superficiales tiene una distribución irregular

de  $V_S$  en profundidad (es decir, presenta inversiones de velocidad, p. ej., [Tokimatsu et al., 1992](#)) y/o presenta bajas velocidades en superficie ([Shapiro et al., 2001](#)). El algoritmo de inversión no lineal tiene en cuenta de forma implícita la posible información proporcionada por estos modos, lo que puede ser muy útil, puesto que diversos estudios han mostrado que los modos superiores pueden ayudar a mejorar la resolución de los modelos ([R. Xia et al., 2003](#)), son más sensibles a la presencia de inversiones de velocidad que el modo fundamental ([Gucunsky y Woods, 1992](#); [R. Xia et al., 2003](#)), e incluso pueden ayudar a incrementar la profundidad de investigación ([Socco et al., 2010](#)). La contribución de los modos superiores a la velocidad de fase aparente calculada estaba controlada por las funciones de respuesta del medio (ecuaciones 6.24, 6.25 y ), y en medios normalmente dispersivos esta contribución puede ser insignificante (fig. 6.11). Por lo tanto, el método aquí presentado es válido aunque no haya modos superiores presentes en los datos, y elimina la necesidad de realizar discriminaciones detalladas para verificar que se está trabajando únicamente con el modo fundamental.

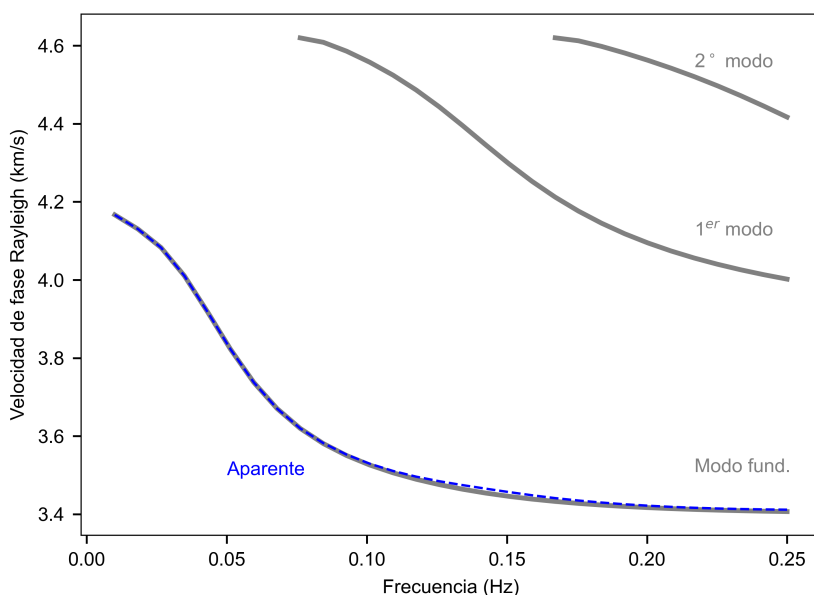


Figura 6.11: Comportamiento de la velocidad de fase aparente para un modelo sencillo de dos capas (cuadro 6.2). Las líneas grises representan las curvas de dispersión de los modos fundamental, primer y segundo. La curva azul representa la velocidad de fase aparente, prácticamente idéntica a la curva del modo fundamental.

El modelo de velocidad de ondas S presentado en este estudio solventa una carencia en el conocimiento de la zona de estudio, cuya caracterización sísmica estaba basada principalmente en estudios de fuente activa (refracción y reflexión de gran ángulo), los cuales sólo aportan información acerca de la velocidad de las ondas P. Por tanto, al margen de las interpretaciones geológicas que es posible realizar, el modelo obtenido proporciona una información muy valiosa que puede constituir un punto de partida para otras aplicaciones sismológicas como la relocalización hipocentral de terremotos o la realización de estudios de peligrosidad sísmica.

### 6.6.2. Estructura cortical de la zona de estudio

Los valores de velocidad obtenidos en este estudio son coherentes, en líneas generales, con los distintos modelos tomográficos existentes. A una profundidad de 5 km, [Macquet et al.](#)

(2014) obtuvieron valores de aproximadamente  $3,2 \text{ km s}^{-1}$  para el paleozoico de la Cordillera Cantábrica y las sierras de la Demanda y Cameros, y de  $2,6$  a  $2,9 \text{ km s}^{-1}$  para las cuencas cenozoicas. Los valores presentados por [Acevedo et al. \(2019\)](#) son similares, con velocidades en torno a  $3,2$  y  $3,3 \text{ km s}^{-1}$  a  $4 \text{ km}$  de profundidad bajo los afloramientos paleozoicos de la Cordillera Cantábrica y entre  $2,7$  y  $2,9 \text{ km s}^{-1}$  para la cuenca del Duero.

Para evaluar la profundidad a la que se encuentran las distintas discontinuidades sísmicas en el modelo, como por ejemplo el contacto entre la cobertera mesozoico-cenozoica y el basamento, se pueden generar mapas de la profundidad a la que se encuentran por primera vez determinados valores de  $V_S$ . En el caso de las Cuencas del Duero y del Ebro, donde el basamento se encuentra a profundidades inferiores a  $5 \text{ km}$ , se ha considerado el valor  $V_S = 2,9 \text{ km s}^{-1}$ . Esta velocidad se corresponde con velocidades de ondas P de entre  $5,0$  y  $5,5 \text{ km s}^{-1}$  ([Brocher, 2005](#)), similares a los recuperados para la parte basal de estas cuencas mediante sísmica activa ([Pedreira et al., 2003](#), perfil 6). La figura 6.12a muestra la profundidad a la que se encuentra esta velocidad bajo las Cuencas del Duero y del Ebro. En este mapa, la cobertera cenozoica del extremo nororiental de la cuenca del Duero muestra espesores comprendidos entre  $1,7$  y  $3,2 \text{ km}$ . Los espesores máximos coinciden de forma aproximada con el depocentro situado en el frente de la Cordillera Cantábrica ([Alonso-Gavilán et al., 2004](#)). La distribución de espesores guarda bastante similitud con el mapa de isobatas elaborado por [Heredia et al. \(2010\)](#) (en el que las profundidades se dan con referencia al nivel del mar, no a la superficie topográfica; fig. 1.13). En el surco de la Rioja, los mayores espesores se alcanzan en el extremo noroccidental, lo que concuerda bien con los resultados de [Muñoz-Jimenez y Casas-Sainz \(1997\)](#), quienes situaron el basamento en torno a los  $5.000 \text{ m}$  de profundidad en este sector.

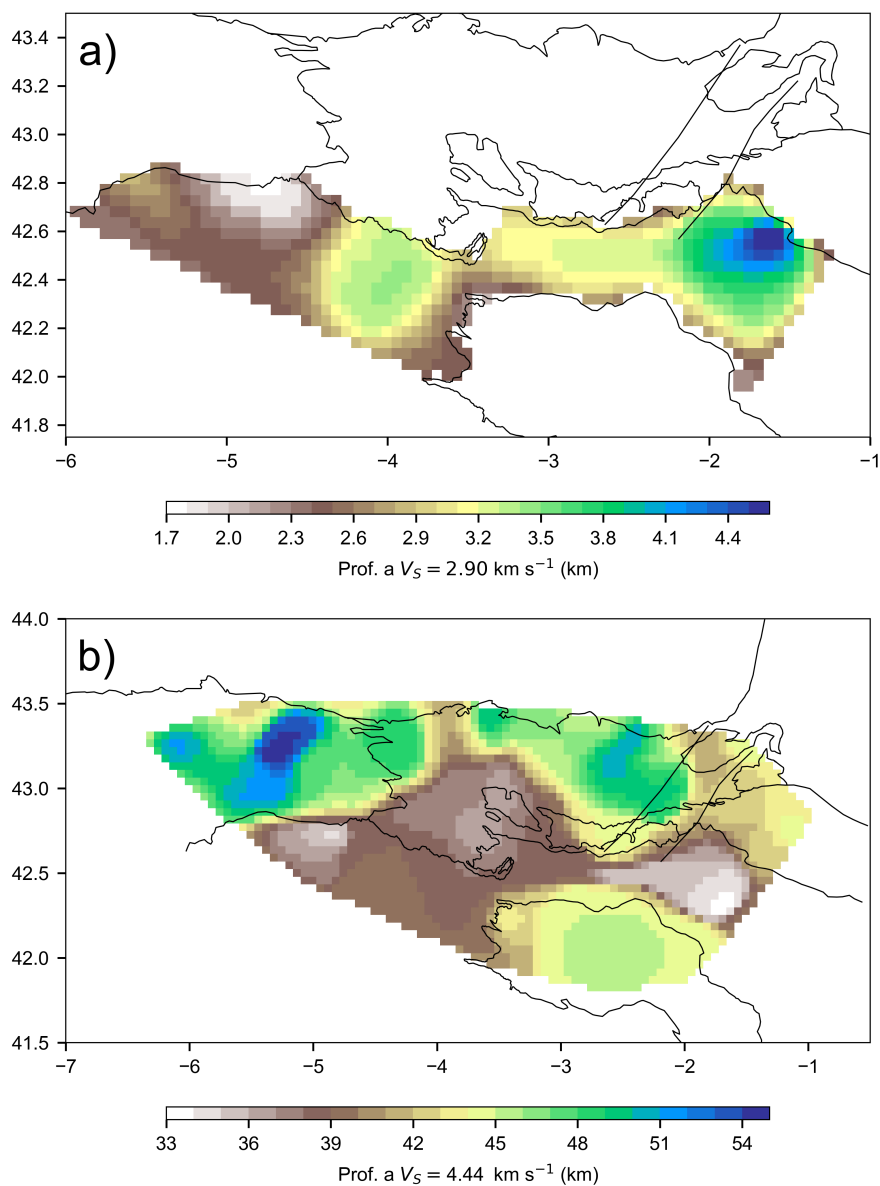


Figura 6.12: Mapas de profundidad a velocidades de (a)  $2,9 \text{ km s}^{-1}$ , representando la profundidad del límite entre la cobertera cenozoica y el basamento en las Cuencas del Ebro y del Duero y (b)  $4.4 \text{ km s}^{-1}$ , representando el espesor cortical.

En la Zona Vasco-Cantábrica resulta mucho más complejo determinar el espesor de la cobertera mesozoico-cenozoica utilizando los valores de la velocidad de las ondas S. La velocidad de los materiales mesozoicos más profundos aumenta hacia el norte debido al mayor espesor de la cobertera y al consiguiente aumento de la presión de confinamiento de las rocas, pasando

de  $5,55 \text{ km s}^{-1}$  en el extremo sur a  $5,80 \text{ km s}^{-1}$  más hacia el norte, según los resultados de sismica activa de [Pedreira et al. \(2003\)](#). Además, en la parte norte de la ZVC, el contraste de velocidades entre la sucesión mesozoica y el basamento es bastante bajo ([Pedreira et al., 2003](#)). En el perfil E-E' (fig. 6.10), los mayores espesores de los materiales mesozoicos parecen estar situados en la parte sur de la Zona Vasco-Cantábrica, y no hacia el norte en las proximidades del anticlinal de Bilbao como cabría esperar ([Cámara, 2017](#); [Heredia et al., 2010](#)). Este mayor espesor aparente hacia el sur se podría explicar por la presencia de niveles potentes de sales triásicas en la base de la Cuenca Vasco-Cantábrica (p. ej., [Cámara, 2017](#)). Las sales, aunque pueden llegar a presentar velocidades de ondas P relativamente elevadas, también están caracterizadas por relaciones  $V_P/V_S$  muy elevadas (1,9 a 2,2, p. ej., [Trippetta et al., 2010](#)), lo que conlleva una velocidad de ondas S comparativamente más baja. Esto podría ser la causa de las bajas velocidades de fase relativas observadas al sur de la ZVC, persistentes entre 4 y 14 s de periodo (ver figs. 3.18 y 3.19).

En el caso de la Moho, el elevado contraste de velocidad que suele haber entre la corteza inferior y el manto hace que extraer una superficie de isovelocidad del modelo sea particularmente interesante para estudiar su geometría. La figura 6.12b muestra la geometría de la Moho, asumiendo una velocidad para el manto de  $V_S = 4,44 \text{ km s}^{-1}$  (que corresponde a  $V_P = 8,0 \text{ km s}^{-1}$ , con una relación  $V_P/V_S$  de 1.8 como la utilizada en la inversión). Las mayores profundidades a la Moho (y por lo tanto los mayores espesores corticales) se encuentran en el norte de la zona de estudio, bajo el sector central de la Cordillera Cantábrica ( $\sim 55 \text{ km}$ ) y en la parte nororiental de la Zona Vasco-Cantábrica, delimitando la raíz cortical de la Cordillera Cantábrica. Este engrosamiento cortical es coherente con las observaciones de sismica activa ([Fernández-Viejo et al., 2000](#); [Gallart et al., 1997](#); [Pedreira et al., 2003](#); [Pulgar et al., 1996](#)) y con los estudios magnéticos y gravimétricos previos ([Gallastegui, 2000](#); [Pedreira et al., 2007](#)). El corte A-A' muestra la estructura de la corteza engrosada, con una zona de alta velocidad en un rango de profundidades comprendido entre 15-30 km, ausente en la parte suroccidental de la Zona Vasco-Cantábrica, la cual se podría interpretar como la indentación de la corteza inferior del margen Cantábrico (o corteza inferior de la placa Europea) descrita por [Pedreira et](#)



al. (2003). Este cuerpo de alta velocidad está claramente definido hacia el oeste, y se aprecia bien en el corte C-C' en dirección N-S (figura 6.10), en el que se puede observar como la Moho ibérica se inclina hacia el norte bajo esta capa de alta velocidad. Hacia el oeste (300-350 km de distancia, perfil A-A'), a pesar de que se puede apreciar una inversión de velocidades, la distinción es menos clara (corte D-D'). A unos 10 km de profundidad bajo la parte nororiental de la Zona Vasco-Cantábrica se observa un pequeño cuerpo de alta velocidad (perfiles A-A' y D-D') que se puede interpretar como el fragmento de corteza inferior europea desgajado por un cabalgamiento dirigido al norte que Pedreira et al. (2003, 2007) propusieron como el posible causante de la Anomalía Magnética del País Vasco.

La geometría del límite sur de la raíz cortical observada en este estudio es similar, en términos generales, a la extensión máxima hacia el sur de la corteza indentada del margen Cantábrico propuesta por Pedreira et al. (2003, 2007). Bajo la parte occidental de la Zona Vasco-Cantábrica, el espesor cortical disminuye, como ya había sido puesto de manifiesto en la sismica de fuente activa (Pedreira et al., 2003), hasta casi  $\approx 40$  km (sección AA', figura 6.9). Hacia el este, a través de la zona de transferencia de Hendaya-Pamplona, el espesor cortical disminuye ligeramente, para después volver a aumentar bajo las estaciones sísmicas situadas en el extremo este de la zona de estudio (EORO, NA11, MS22, ver cuadro 5.1 con los resultados del análisis H- $\kappa$  de funciones receptoras). La otra característica llamativa de la raíz cortical cantábrica es una pequeña reducción del espesor cortical al noroeste de la Zona Vasco-Cantábrica, coincidiendo aproximadamente con la zona de transferencia de Santander-Torrelavega (Pedreira et al., 2007).

Los resultados descritos contradicen los modelos propuestos por García-Senz et al. (2019) y Pedrera et al. (2017), quienes sitúan el manto a menos de 10 km de profundidad en el sector nororiental de la Zona Vasco-Cantábrica, bajo el área de la anomalía magnética del País Vasco (AMPV, fig. 1.1). Las interpretaciones de García-Senz et al. (2019) y Pedrera et al. (2017) son incompatibles con los datos de sismica activa disponibles en el área de estudio (Pedreira et al., 2018), y tampoco son capaces de explicar las observaciones de la velocidad de fase de

las ondas Rayleigh (Olivar-Castaño et al., 2020). Recientemente, Fernández-Viejo et al. (2021) investigaron la continuidad de la raíz cortical de la Cordillera Cantábrica combinando observaciones de sismica activa re trabajadas y de autocorrelaciones del ruido ambiente, y presentaron un modelo en el que el engrosamiento de la corteza se ve limitado al sector central de la Cordillera Cantábrica. Los valores de espesor cortical en esta zona obtenidos en el presente estudio son similares ( $\sim 52 - 54$  km). Sin embargo, los resultados del análisis H- $\kappa$  de las funciones receptoras realizado en el presente estudio, con una elevada densidad de estaciones en la Zona Vasco-Cantábrica, constituyen una evidencia más de la continuación de la raíz cortical hacia el este, en desacuerdo con Fernández-Viejo et al. (2021).

En el sur de la zona de estudio se aprecia un pequeño engrosamiento cortical bajo las sierras de La Demanda y Cameros, en el extremo noroccidental de la cadena Ibérica. Los resultados de la inversión conjunta muestran valores de espesor cortical de hasta 45 km, algo superiores a los resultados del análisis H- $\kappa$  de funciones receptoras (40 km en el extremo sur de la zona de estudio, fig. 5.11). Estos últimos son más coherentes con el mapa de profundidad de la Moho elaborado por Guimerà et al. (2016) a partir de un mapa de anomalías de Bouguer, que sitúa la Moho a 39 km en los bordes de La Demanda y Cameros y por debajo de 41 km en la parte más interna. Por otro lado, el perfil 6 de refracción/reflexión de gran ángulo de Pedreira et al. (2003) atraviesa de norte a sur la Cordillera Ibérica a la altura de la Sierra de la Demanda, donde se han interpretado profundidades de 42 km para la Moho, valor intermedio entre el proporcionado por el modelo de inversión conjunta y los resultados de las funciones receptoras de este trabajo

# Capítulo 7

## Conclusiones

### 7.1. Introducción

Los numerosos estudios geofísicos realizados en el noroeste de la Península Ibérica en las últimas décadas han puesto de manifiesto la gran complejidad de la estructura cortical de esta región, aportando evidencias acerca de la presencia de cuerpos de alta velocidad y estructuras inclinadas a escala cortical, así como de fuertes variaciones laterales del espesor de la corteza. Las interpretaciones de todos estos datos indican la existencia de una profunda raíz cortical bajo la Cordillera Cantábrica, y de la subducción parcial de la corteza ibérica bajo la corteza europea al norte, a lo largo del margen continental cantábrico.

Para tratar de aportar nuevos datos que permitan profundizar en el conocimiento de la estructura cortical de la región estudiada, se han aprovechado casi seis años de registros continuos de banda ancha procedentes de 61 estaciones sísmicas temporales desplegadas en el marco de los proyectos de investigación SISCAN y MISTERIOS, y de seis estaciones permanentes operadas por el Instituto Geográfico Nacional. La gran cantidad de datos disponibles ha permitido calcular correlaciones cruzadas del ruido sísmico ambiente con una buena relación señal-ruido,

que han sido utilizadas para elaborar mapas de velocidad de fase de ondas Rayleigh y Love, y para estimar la elipticidad de las ondas Rayleigh en el rango de frecuencias comprendido aproximadamente entre 0,07 y 0,30 Hz. La larga duración del despliegue de la mayoría de las estaciones sísmicas también ha permitido disponer de un número elevado de registros tele-sísmicos, lo que ha hecho posible el cálculo y análisis de funciones receptoras para el estudio del espesor cortical, así como la estimación de la elipticidad de las ondas Rayleigh a frecuencias menores de 0,07 Hz. Estos tres tipos de datos guardan una relación no lineal con la estructura de velocidades de las ondas S de la Tierra, y cada uno es especialmente sensible a un rango de profundidades determinado, por lo que aportan información complementaria. Esta complementariedad se ha explotado para resolver el problema inverso por medio de un algoritmo no lineal, denominado *simulated annealing*, a través del cual se han obtenido una serie de modelos unidimensionales de la estructura de velocidades de ondas S de la corteza, que han sido interpolados linealmente para obtener un modelo final tridimensional del área estudiada. La metodología y resultados de las distintas técnicas han sido presentadas y discutidas a lo largo de los capítulos anteriores, por lo que en este último se realizará una breve síntesis de las aportaciones más relevantes de este trabajo.

## 7.2. Dispersión de ondas superficiales

- Se ha escrito un programa informático implementando una técnica que permite medir directamente la velocidad de fase de las ondas Rayleigh y Love a partir de las correlaciones cruzadas del ruido ambiente, desarrollada a partir del método propuesto originalmente por [Menke y Jin \(2015\)](#). Esta técnica incluye la información de los modos superiores de propagación de las ondas superficiales ([Ohori et al., 2002](#)), si los hubiese, por lo que no es necesario realizar una discriminación detallada para seleccionar el modo fundamental. El método es robusto y no necesita aplicar técnicas no lineales de preprocesado ([Bensen et al., 2007](#), p. ej.) para obtener buenos resultados ([Ekström, 2014](#)), conservan-

do así la amplitud relativa de las correlaciones, algo crítico si se quiere analizar cualquier parámetro que dependa de la amplitud (p. ej., la elipticidad de las ondas Rayleigh).

- A diferencia de la estimación de las velocidades de grupo en el dominio temporal, frecuentemente utilizada en los estudios tomográficos de ruido sísmico (Bensen et al., 2007), la técnica de medida empleada no requiere asumir que los frentes de ondas son planos (aproximación de campo lejano). Esto ha permitido aumentar el número de medidas de velocidad de fase a bajas frecuencias, que pueden aportar información adicional sobre las velocidades de ondas S de la estructura profunda de la corteza.
- A partir de las medidas realizadas se han obtenido mapas de velocidad de fase de ondas Rayleigh y Love. Para ello, se ha escrito un programa informático basado en el algoritmo descrito por Barmin et al. (2001), el cual permite estimar la resolución espacial de los mapas y realizar *checkerboard tests* para analizar la capacidad de la geometría de las redes sísmicas para resolver anomalías de velocidad de distintos tamaños.
- A periodos cortos (<10 s) los mapas de velocidad de fase son coherentes con la geología superficial (ver sección 3.3). A periodos largos (>26 s), los aspectos más relevantes de los mapas son dos anomalías de alta velocidad, situadas en el norte y el suroccidente de la Cuenca Vasco-Cantábrica. La primera de las anomalías podría estar relacionada con la presencia, a profundidades de corteza media, de la indentación de la corteza inferior del margen Cantábrico en la corteza Ibérica (Pedreira et al., 2003, 2007). La segunda anomalía podría estar asociada a un menor espesor cortical en la parte suroccidental de la Zona Vasco-Cantábrica, relacionado con la geometría de esta indentación (Pedreira et al., 2007).

### 7.3. Elipticidad de las ondas Rayleigh

- Se ha escrito un programa informático que permite calcular, de forma completamente automática, la elipticidad de las ondas Rayleigh a partir de telesismos y de correlaciones cruzadas del ruido sísmico. Esto ha permitido disponer de estimaciones de la elipticidad en un amplio rango de frecuencias comprendido aproximadamente entre 0.01 y 0.30 Hz.
- La robustez de las estimaciones de la elipticidad se refleja en la coherencia que presentan las medidas derivadas de los telesismos y del ruido sísmico en el rango de frecuencias en el que se solapan. Además, se ha comprobado la dependencia de las medidas frente a diferentes parámetros (magnitud y profundidad en el caso de telesismos, distancia y *back azimuth*) sin encontrarse ningún patrón claro, cumpliendo con las expectativas teóricas.
- Los mapas de elipticidad obtenidos están de acuerdo en líneas generales con la geología superficial, mostrando valores relativamente bajos en la Zona Cantábrica, los Macizos Vascos y las sierras de La Demanda y Cameros, y valores más altos en las cuencas cenozoicas del Duero y Ebro. Otro rasgo notable de estos mapas, más difícil de interpretar, es la existencia de valores relativamente altos al norte de la Cordillera Cantábrica, definiendo una región alargada en dirección E-O que atraviesa toda la región estudiada y que se ha interpretado como producidos por la presencia de la corteza inferior del margen cantábrico/europea indentada en la corteza ibérica.

### 7.4. Funciones receptoras

- Se ha escrito un programa informático que permite calcular de forma automática las funciones receptoras para un gran número de terremotos. El programa estima la hora de llegada aproximada de las ondas P telesísmicas, por lo que no es necesario picarlas a mano. Además, para corregir posibles deficiencias en la rotación de las formas de onda,

se ha implementado el método propuesto por [Wilde-Piórko et al. \(2017\)](#).

- Para el análisis propiamente dicho de las funciones receptoras, se han desarrollado otros dos programas. El primero permite analizarlas de forma interactiva y determinar el espesor cortical mediante la técnica H- $\kappa$  ([Eaton et al., 2006](#); [Zhu y Kanamori, 2000](#)). El segundo está enfocado a la pseudomigración en profundidad de las funciones receptoras (*CCP stacking*).
- Los programas de funciones receptoras desarrollados en el marco de este trabajo han sido agrupados y dotados de una interfaz gráfica de usuario (GUI) para facilitar el procesado y análisis. El programa interactivo se denomina *Rfun*, y se puede acceder al código en <https://github.com/aolivarc/Rfun>.
- Las funciones receptoras se pueden ver afectadas por la anisotropía cortical y la geometría de las discontinuidades sísmicas en las inmediaciones de las estaciones de registro, en función del back azimuth y la distancia epicentral de los terremotos. Para evitar estos efectos, y así facilitar la modelización directa y la incorporación de las funciones receptoras a la inversión conjunta, se ha escrito un programa que realiza una descomposición armónica y aísla su componente isótropa.
- El análisis H- $\kappa$  de las funciones receptoras refleja las importantes variaciones del espesor cortical que tienen lugar a lo largo y ancho de la región estudiada. Al norte de la Cordillera Cantábrica, la corteza alcanza espesores de más de 50 km, con una geometría aproximadamente coincidente a la propuesta por [Pedreira et al. \(2007\)](#), condicionada por el patrón de indentación de la corteza del margen cantábrico (equivalente lateral de la corteza europea). El mapa de espesor cortical muestra también un ligero engrosamiento bajo las sierras de La Demanda y Cameros (la parte más septentrional de la Cordillera Ibérica). Bajo los Macizos Vascos, el espesor cortical presenta valores de entre 32 y 36 km. Podría ser que la conversión de P a S de mayor importancia en esta zona no tuviese lugar en la discontinuidad de Mohorovičić, debido a la elevada complejidad de la estructura cortical en esta zona ([DeFelipe et al., 2018](#); [Pedreira et al., 2003](#)).

- Los perfiles en dirección SO-NE extraídos del *CCP stack* reflejan la inclinación de la Moho ibérica hacia el norte, así como el ligero engrosamiento cortical bajo las sierras de La Demanda y Cameros. Hacia el norte, estos perfiles muestran algunos conversores más someros, que podrían estar relacionados con la indentación de la corteza inferior del margen Cantábrico, aunque carecen de una clara continuidad y su interpretación es complicada.

### 7.5. Inversión conjunta

- Los datos adquiridos en este trabajo han sido invertidos de forma conjunta mediante un algoritmo no lineal de tipo *simulated annealing* (Kirkpatrick et al., 1983). En total, se han realizado 2.136 inversiones distribuidas de forma regular sobre la zona de estudio, con una separación de 5 km entre cada una. Los 2.186 modelos unidimensionales de la estructura de velocidades de ondas S de la corteza resultantes se han interpolado para generar un modelo tridimensional de la Zona Vasco-Cantábrica y regiones limítrofes.
- La característica más importante de la implementación del algoritmo de *simulated annealing* utilizada en este trabajo es la regla de aceptación de nuevas soluciones, que evita tener que realizar operaciones entre las funciones de coste de los distintos conjuntos de datos, las cuales tienen órdenes de magnitud muy diferentes. Las nuevas soluciones son aceptadas con certeza si el ajuste de todos los conjuntos de datos mejora de forma simultánea, y aceptadas con probabilidad inferior a uno en el resto de casos.
- Se ha escrito un programa informático para realizar la modelización directa de las velocidades de fase de las ondas superficiales y de la elipticidad de las ondas Rayleigh, basado en el método de ortonormalización propuesto por R. Wang (1999) que resuelve las inestabilidades numéricas de la formulación original del método de propagación de matrices desarrollado por Haskell (1953).



- Las velocidades de fase de los distintos modos de las ondas superficiales se combinan para calcular las curvas de dispersión aparentes, por lo que la inversión conjunta tiene en cuenta de la posible contribución de los modos superiores de las ondas superficiales. Esto puede ayudar a incrementar la resolución de los modelos (R. Xia et al., 2003), constreñir la presencia de inversiones de velocidad (Gucunsky y Woods, 1992; R. Xia et al., 2003) e incrementar la profundidad de investigación (Socco et al., 2010).
- El resultado de la inversión conjunta es un modelo detallado de velocidades de ondas S de la Cuenca Vasco-Cantábrica y las regiones adyacentes. El modelo es coherente con la geología superficial y aporta nuevas evidencias sobre la existencia y continuidad lateral de la importante raíz cortical bajo la Cordillera Cantábrica.
- Además de proporcionar información contrastable con las observaciones geológicas y geofísicas previas, el modelo de velocidad de ondas S presentado en este estudio solventa una carencia en el conocimiento de la zona de estudio, cuya caracterización sísmica estaba basada principalmente en estudios de fuente activa (refracción y reflexión de gran ángulo), los cuales sólo aportan información acerca de la velocidad de las ondas P.

# Chapter 8

## Conclusions

### 8.1. Introduction

The numerous geophysical studies carried out in the northwest of the Iberian Peninsula in the last decades have shown the great complexity of the crustal structure beneath this region, providing evidence of the presence of crustal-scale high velocity bodies and dipping structures, as well as strong lateral variations of the crustal thickness. The interpretations of all these datasets indicate the existence of a deep crustal root beneath the Cantabrian Mountains, and the partial subduction of the Iberian crust towards the north, beneath the European crust along the Cantabrian continental margin.

In an attempt to provide new data that may help deepen the knowledge about the crustal structure of the study area, almost six years of continuous broadband records from 61 temporary seismic stations deployed in the framework of the SISCAN and MISTERIOS research projects, and from six permanent stations operated by the National Geographic Institute, have been used. The large amount of available data has made it possible to compute cross-correlations of seismic noise recordings with a good signal-to-noise ratio, which have been used to produce

phase velocity maps of Rayleigh and Love waves, and to estimate the ellipticity of Rayleigh waves in the frequency range between approximately 0.07 and 0.30 Hz. Since most seismic stations have at least one year of continuous recordings, it was possible to compute and analyze a high amount of teleseismic P-wave receiver functions, as well as to utilize teleseismic Rayleigh wave recordings to estimate the ellipticity of Rayleigh waves at frequencies lower than 0.07 Hz. The three datasets (phase velocities, ellipticity and receiver functions) are dependent on the vertical S-wave velocity structure of the Earth's interior, and each is particularly sensitive to a particular depth range, thus providing complementary information. This complementarity has been exploited to solve the inverse problem by means of a nonlinear algorithm, called simulated annealing, through which a series of one-dimensional S-wave velocity models have been obtained. The 1D models have been used to construct a 3D model of the study area through linear interpolation. The methodology and results of the different techniques have been presented and discussed throughout the previous chapters. This final chapter contains a brief synthesis of the most relevant contributions of this work.

## 8.2. Ambient noise tomography

- A computer program has been written implementing a technique that allows direct measurement of the phase velocity of Rayleigh and Love waves from cross-correlations of ambient noise, developed from the method originally proposed by [Menke y Jin \(2015\)](#). This technique accounts for the contribution of higher modes of surface waves to the observed phase velocities ([Ohori et al., 2002](#)), therefore removing the need of ensuring that only the fundamental mode is being considered. The method is robust and does not need to apply nonlinear preprocessing techniques ([Bensen et al., 2007](#), e.g.) to obtain good results ([Ekström, 2014](#)), thus preserving the relative amplitude of the correlations, which is critical if measurements of any amplitude-dependent parameter are to be made (e.g., Rayleigh wave ellipticity).

- Unlike the time-domain approach often used in tomographic studies of seismic noise, frequency-domain technique implemented in this work does not require to make assumption that the wavefronts are planar (the so called far-field approximation). This has made it possible to increase the number of phase velocity measurements at low frequencies, which can provide additional constraints on the S-wave velocities of the deep crustal structure.
- The measurements of the phase velocities of surface waves have been used to construct a series of phase velocity maps. The tomographic algorithm used to compute the phase velocity maps is the one developed by [Barmin et al. \(2001\)](#), which was implemented in a computer program. The program allows estimating the spatial resolution of the maps and performing *checkerboard tests* to analyze the resolving power of the seismic networks used for imaging.
- At short periods ( $< 10$  s) the phase velocity maps are consistent with the surface geology (see section 3.3). At long periods ( $> 26$  s), the most relevant aspects of the maps are two high velocity anomalies, located in the north and southwest of the Basque-Cantabrian Basin. The first anomaly could be related to the presence, at mid-crustal depths, of the indentation of the lower crust of the Cantabrian margin in the Iberian crust ([Pedreira et al., 2003, 2007](#)). The second anomaly could be related to the lower crustal thickness in the southwestern part of the Basque-Cantabrian Zone, related to the geometry of this indentation ([Pedreira et al., 2007](#)).

### 8.3. Rayleigh wave ellipticity

- A computer program has been written to calculate, the ellipticity of Rayleigh waves from teleseismic events and cross-correlations of seismic noise. The program is fully automated, and has provided ellipticity estimates over a wide frequency range, from approximately 0.01 to 0.30 Hz.

- The robustness of the ellipticity estimates is evidenced by the coherence between the teleseismic and seismic noise measurements in the overlapping frequency range (approx. 0.06 – 0.09 Hz). In addition, the dependence of the measurements on different parameters (magnitude and depth in the case of teleseismicity, distance and back azimuth) has been tested without finding any clear pattern, fulfilling the theoretical expectations that Rayleigh wave ellipticity must only depend on the vertical S-wave velocity structure beneath the receiver..
- The ellipticity maps obtained are in good agreement with the surface geology, showing relatively low values in the Cantabrian Zone, the Basque Massifs and the La Demanda and Cameros mountain ranges, and higher values in the Cenozoic basins of the Duero and Ebro. Another notable feature of these maps, more difficult to interpret, is the existence of relatively high values to the north of the Cantabrian Mountains, defining an elongated region in an E-W direction that crosses the entire study area and that has been interpreted as produced by the presence of the lower crust of the Cantabrian/European margin indented in the Iberian crust.

#### 8.4. Teleseismic P-wave Receiver Functions

- A computer program has been written that computes P-wave receiver functions for a large number of earthquakes. The program is fully automated, and estimates the approximate arrival time of teleseismic P-waves by ray-tracing, so there is no need to manually select and trim earthquake recordings. In addition, to correct possible deficiencies in the rotation of the waveforms, the method proposed by [Wilde-Piórko et al. \(2017\)](#) has been implemented.
- For the actual analysis of the receiver functions, two other programs have been developed. The first one can be used to perform the *H-kappa* technique for the determination of the crustal thickness and  $V_P/V_S$  ratio ([Eaton et al., 2006](#); [Zhu y Kanamori, 2000](#)).

The second program is focused on the pseudomigration of the receiver functions from the time domain to the depth domain (*CCP stacking*).

- The receiver function programs developed for this study have been provided with a graphical user interface (GUI) to facilitate processing and analysis tasks. The interactive program is called *Rfun*, and the code can be accessed at <https://github.com/aolivarc/Rfun>.
- Receiver functions can be affected by crustal anisotropy and the uneven geometry of the seismic discontinuities in the vicinity of the recording stations, thus having an amplitude dependence on the back azimuth and epicentral distance of the earthquakes. To avoid these effects, therefore facilitating the forward modelling and incorporation of receiver functions into the joint inversion, a program has been written that performs a harmonic decomposition and isolates the isotropic component of the receiver functions.
- The *H-kappa* analysis of the receiver functions evidences the significant variations in crustal thickness that occur throughout the study area. North of the Cantabrian Mountains, the crust reaches thicknesses of more than 50 km, with a geometry approximately coincident to that proposed by [Pedreira et al. \(2007\)](#), conditioned by the indentation pattern of the Cantabrian margin lower crust (lateral equivalent of the European crust). The crustal thickness map also shows a slight thickening under the La Demanda and Cameros mountain ranges (the northernmost part of the Iberian Cordillera). Beneath the Basque Massifs, crustal thickness values varying between 32 and 36 km are observed. It stands to reason that in this area the most important P to S conversion is not occurring at the Mohorovičić discontinuity, due to the highly complex crustal structure ([DeFelipe et al., 2018](#); [Pedreira et al., 2003](#)).
- The SW-NE profiles extracted from the *CCP stack* show the northward dipping of the Iberian Moho, as well as the slight crustal thickening beneath the La Demanda and Cameros mountain ranges. To the north, these profiles show some shallower P-to-S conversions, which could be related to the indentation of the lower crust of the Cantabrian

margin, although they lack a clear continuity and thus their interpretation is complicated.

## 8.5. Joint Inversion

- The datasets acquired in this work have been jointly inverted using a simulated annealing algorithm (Kirkpatrick et al., 1983). In total, 2,186 inversions were performed, distributed at regular intervals (5 km) over the study area. The resulting 2,136 one-dimensional models of the crustal S-wave velocity structure have been linearly interpolated to generate a three-dimensional model of the Basque-Cantabrian Zone and neighboring regions.
- The most important feature of the implementation of the simulated annealing algorithm used in this work is the acceptance rule for new solutions. This acceptance rule avoids having to perform operations between the cost functions of the different data sets, which have very different orders of magnitude. New solutions are accepted with certainty if the fit of all data sets improves simultaneously and accepted with probability less than one in all other cases.
- A computer program has been written to perform the forward modeling of the apparent phase velocity of surface waves and Rayleigh wave ellipticity, based on the orthonormalization method proposed by R. Wang (1999) that resolves the numerical instabilities of the original formulation of the matrix propagation method developed by Haskell (1953).
- The phase velocities of the different surface wave modes are combined to calculate the apparent dispersion curves, so the joint inversion takes into account the possible contribution of the higher modes of the surface waves. This can help increase the resolution of the models (R. Xia et al., 2003), constrain the presence of velocity inversions (Gucunsky y Woods, 1992; R. Xia et al., 2003) and increase investigation depth (Socco et al., 2010).
- The result of the joint inversion is a detailed S-wave velocity model of the Basque-

Cantabrian Basin and adjacent regions. The model is consistent with the surface geology and provides new evidence for the existence and lateral continuity of the important crustal root beneath the Cantabrian Mountains.

- In addition to providing new information which is coherent with many previous geological and geophysical observations, the S-wave velocity model presented in this study fills a gap in the knowledge of the study area, whose seismic characterization was mainly based on active source studies (refraction and wide-angle reflection), which mainly provide P-wave velocities.



# Apéndices

## Apéndice A

# Programa Rfun: a toolbox for the analysis of tele-seismic receiver functions

Este apéndice contiene varias capturas de pantalla mostrando la funcionalidad del programa *Rfun*, desarrollado para llevar a cabo las tareas de cálculo y análisis de funciones receptoras planteadas en este trabajo. El programa permite cortar ventanas de ondas P telesísmicas de datos locales, generando un fichero de metadatos con la información sobre los terremotos disponibles (*back azimuth*, distancia, etc., fig. A.1). El control de calidad visual de las funciones receptoras, el *stacking* y análisis H- $\kappa$  (Eaton et al., 2006; Zhu y Kanamori, 2000) se realizan en la pantalla principal de *Rfun* (fig. A.2). Las medidas de espesor cortical y relación  $V_P/V_S$  se pueden guardar y utilizar para representar mapas en la pestaña H- $\kappa$  Maps (fig. A.3). Las funciones receptoras calculadas se pueden utilizar en una pseudomigración del dominio de tiempo a profundidad para tratar de obtener imágenes de la estructura cortical bajo las estaciones de registro (*CCP stacking*, fig. A.4). Finalmente, aunque aún está en una etapa de desarrollo temprana, el programa cuenta con un diálogo de preferencias que permite cambiar diversos aspectos del procesado y visualización (A.5).

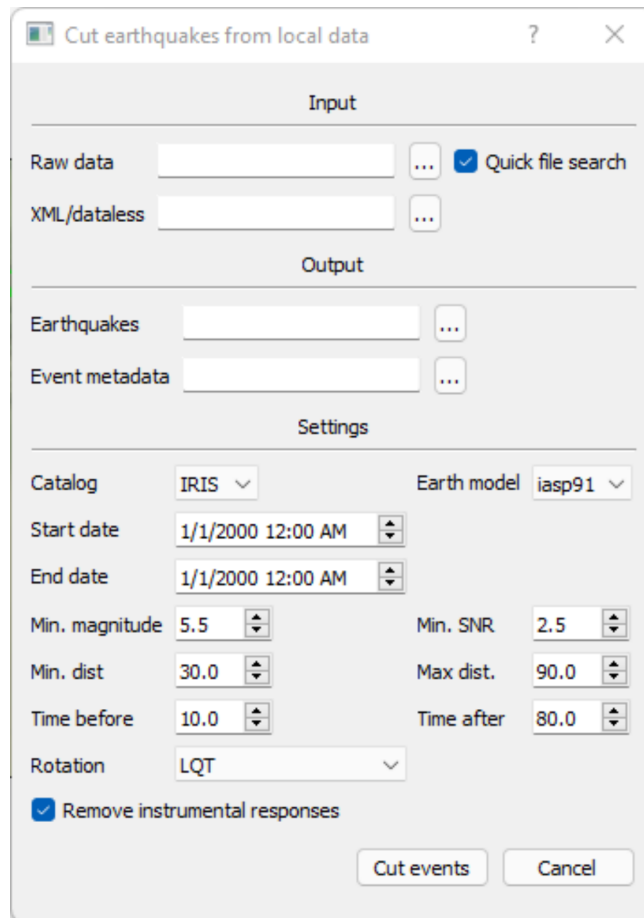


Figura A.1: Diálogo de corte de formas de onda de Rfun.

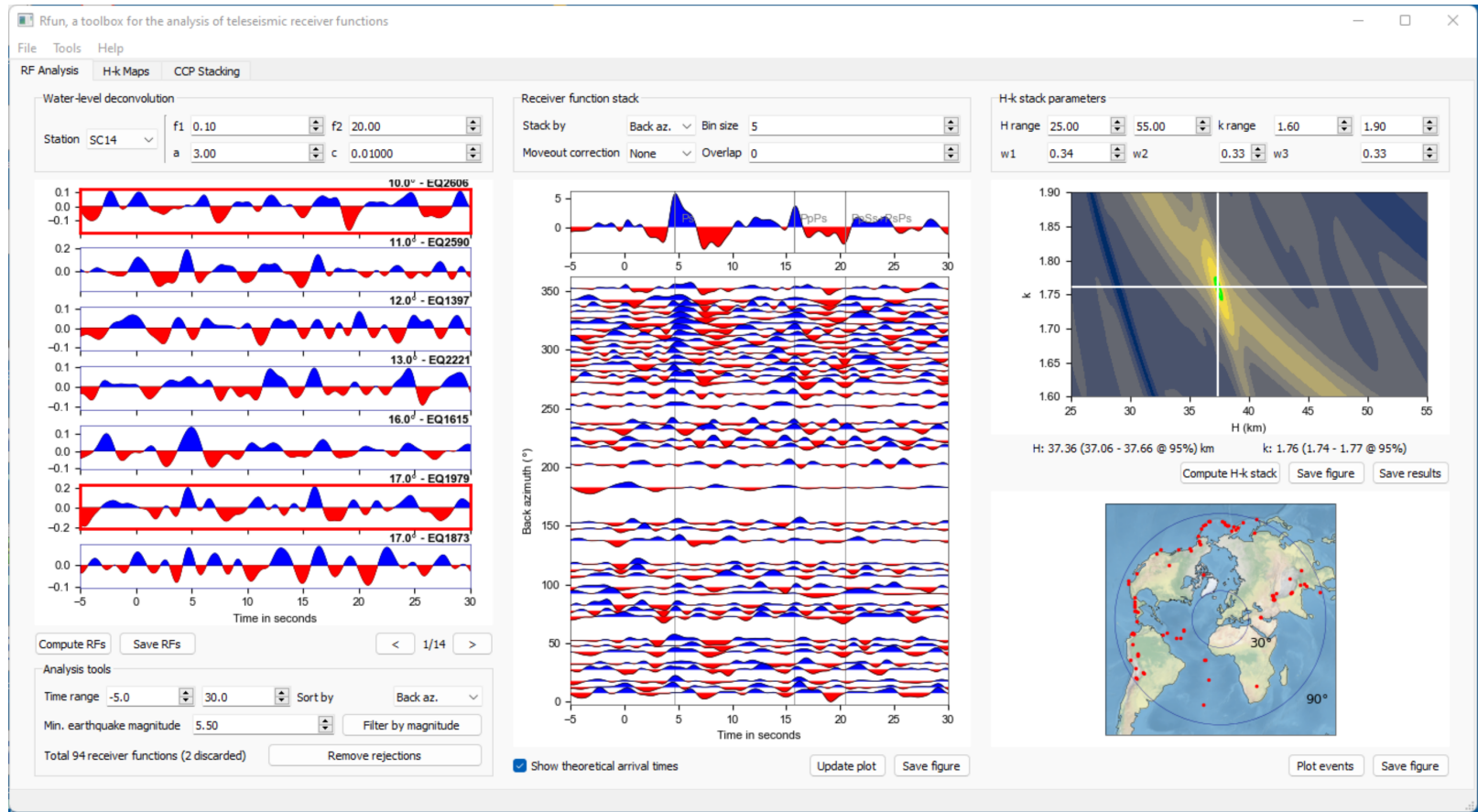


Figura A.2: Vista principal de Rfun, con las funciones receptoras individuales a la izquierda, el stack lineal en el centro, y el diagrama H- $\kappa$  y la distribución epicentral de los eventos arriba y abajo a la derecha, respectivamente.

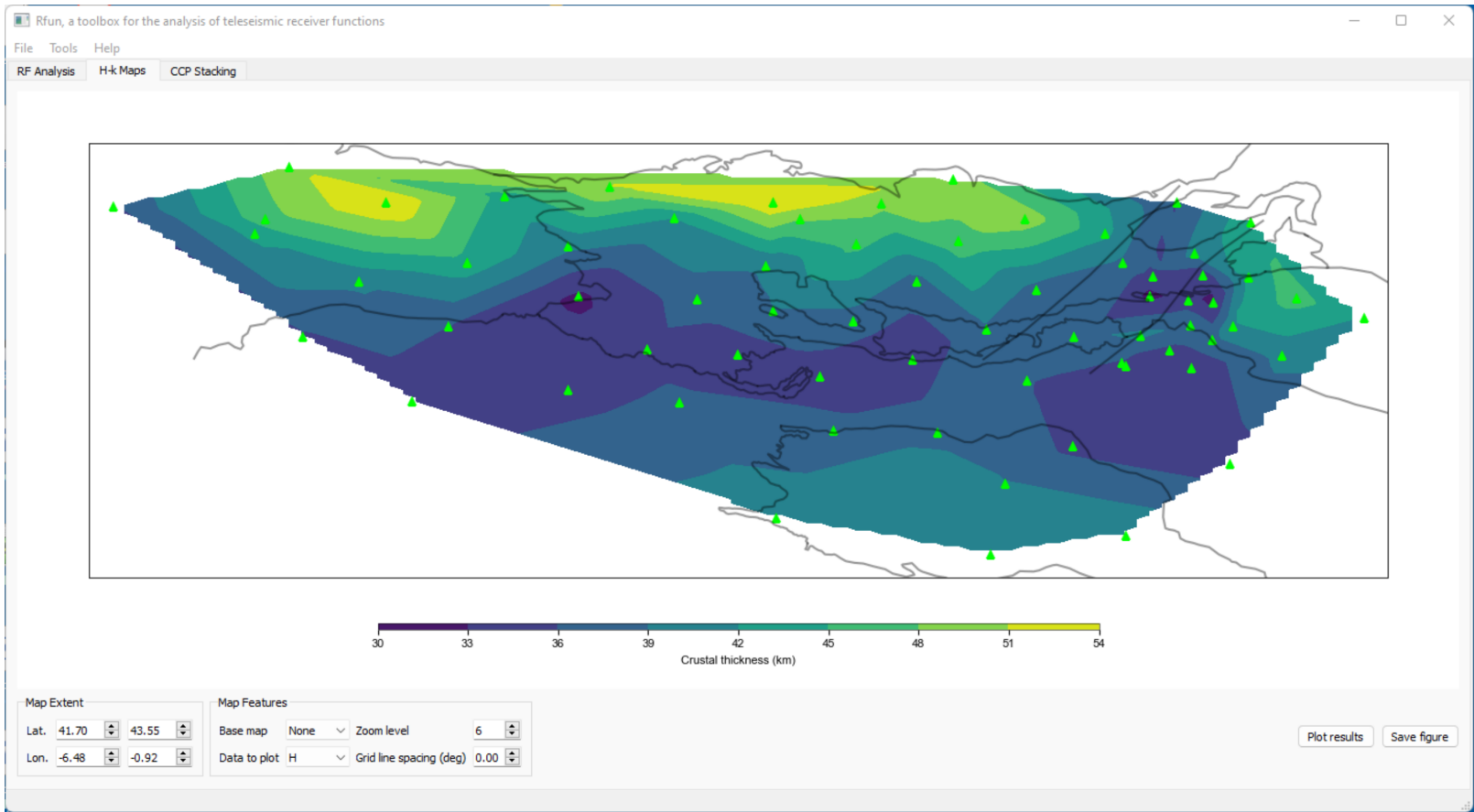


Figura A.3: Visualización de los resultados del análisis H- $\kappa$ .

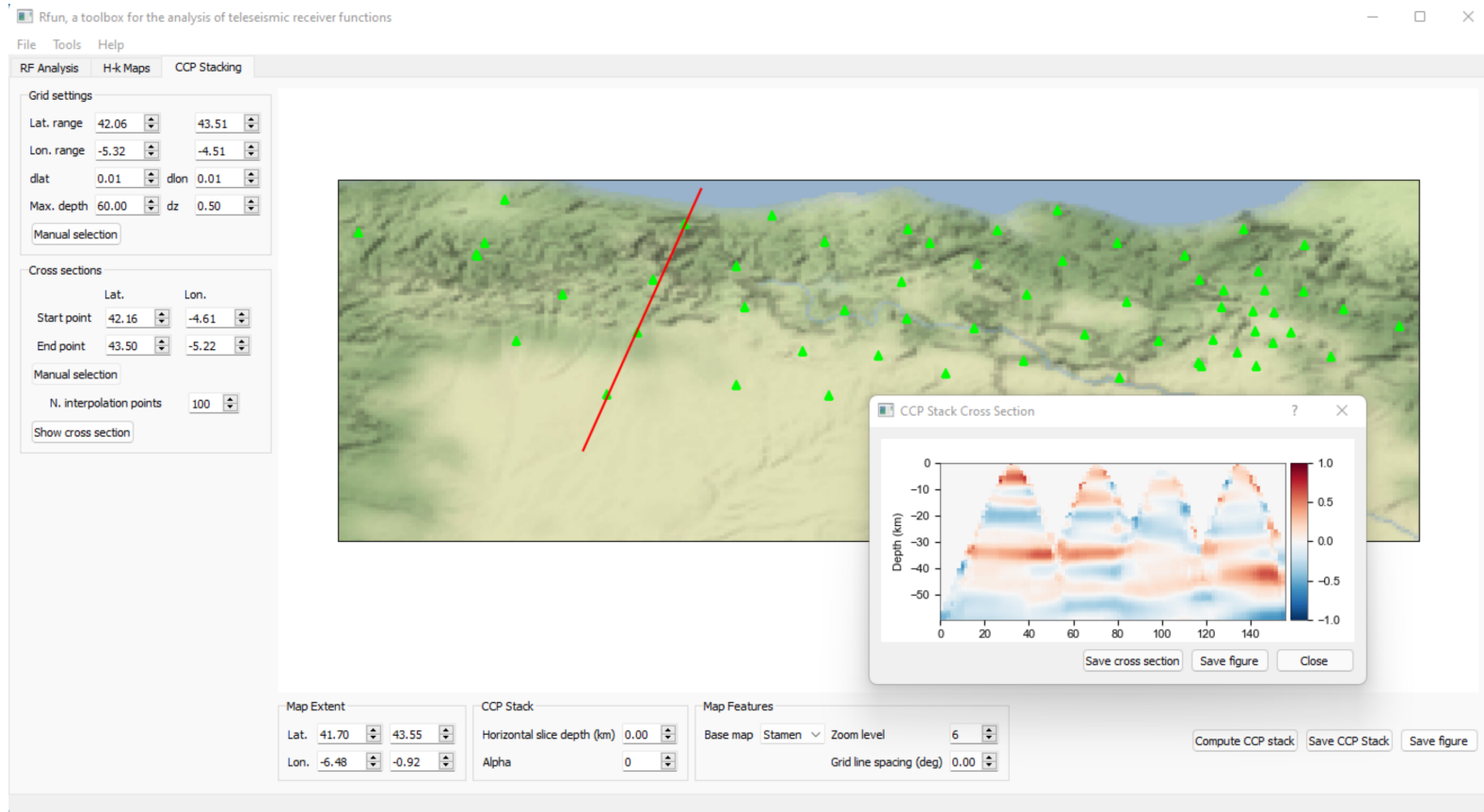


Figura A.4: Selección interactiva de secciones a través del stack CCP.

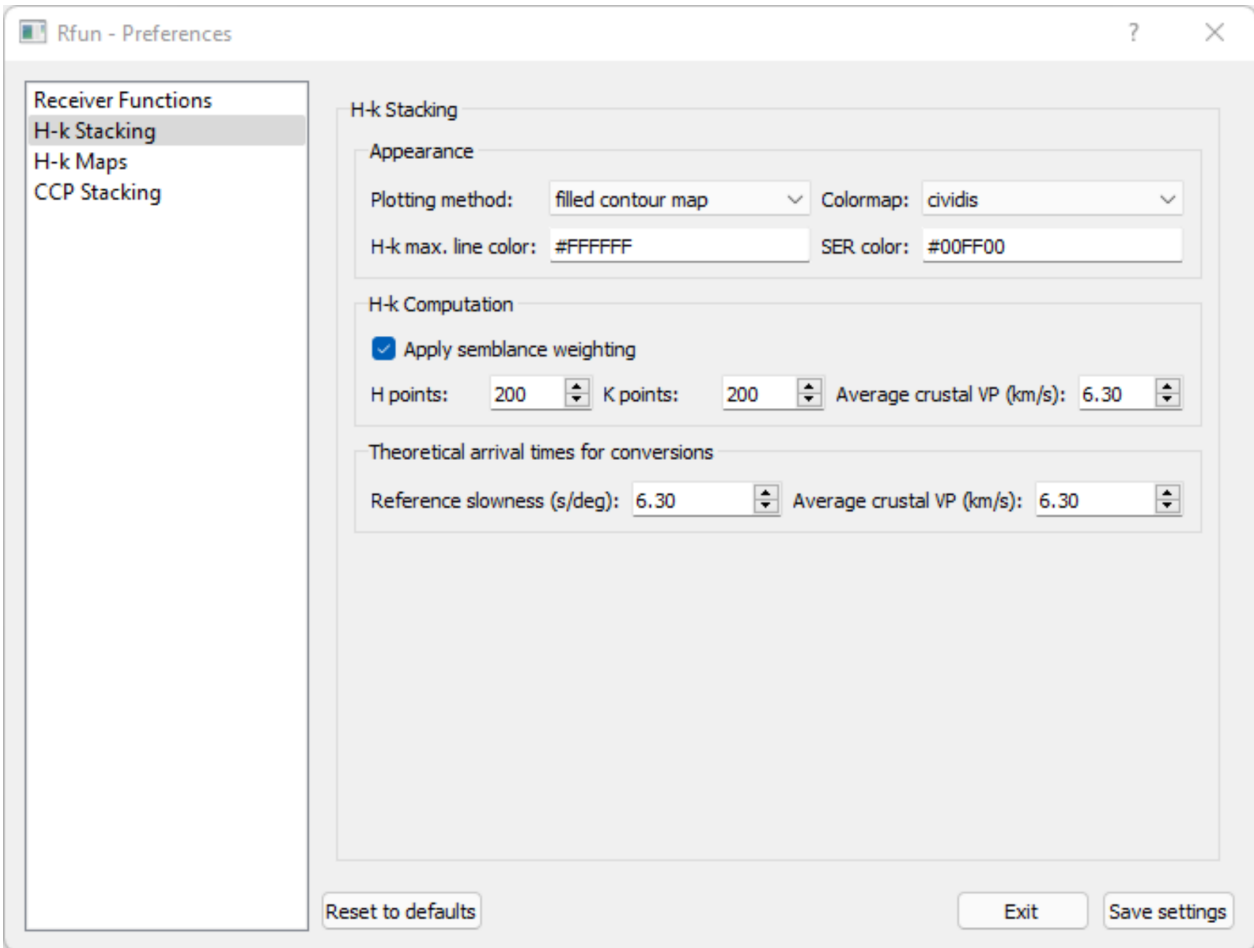


Figura A.5: Diálogo de preferencias de Rfun.

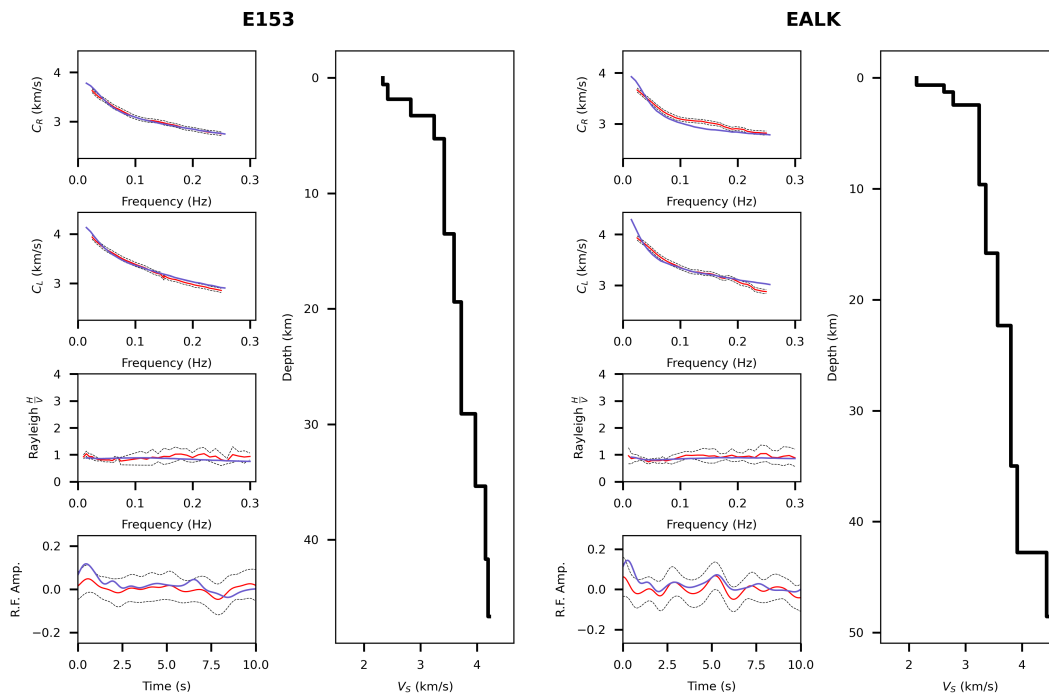
## Apéndice B

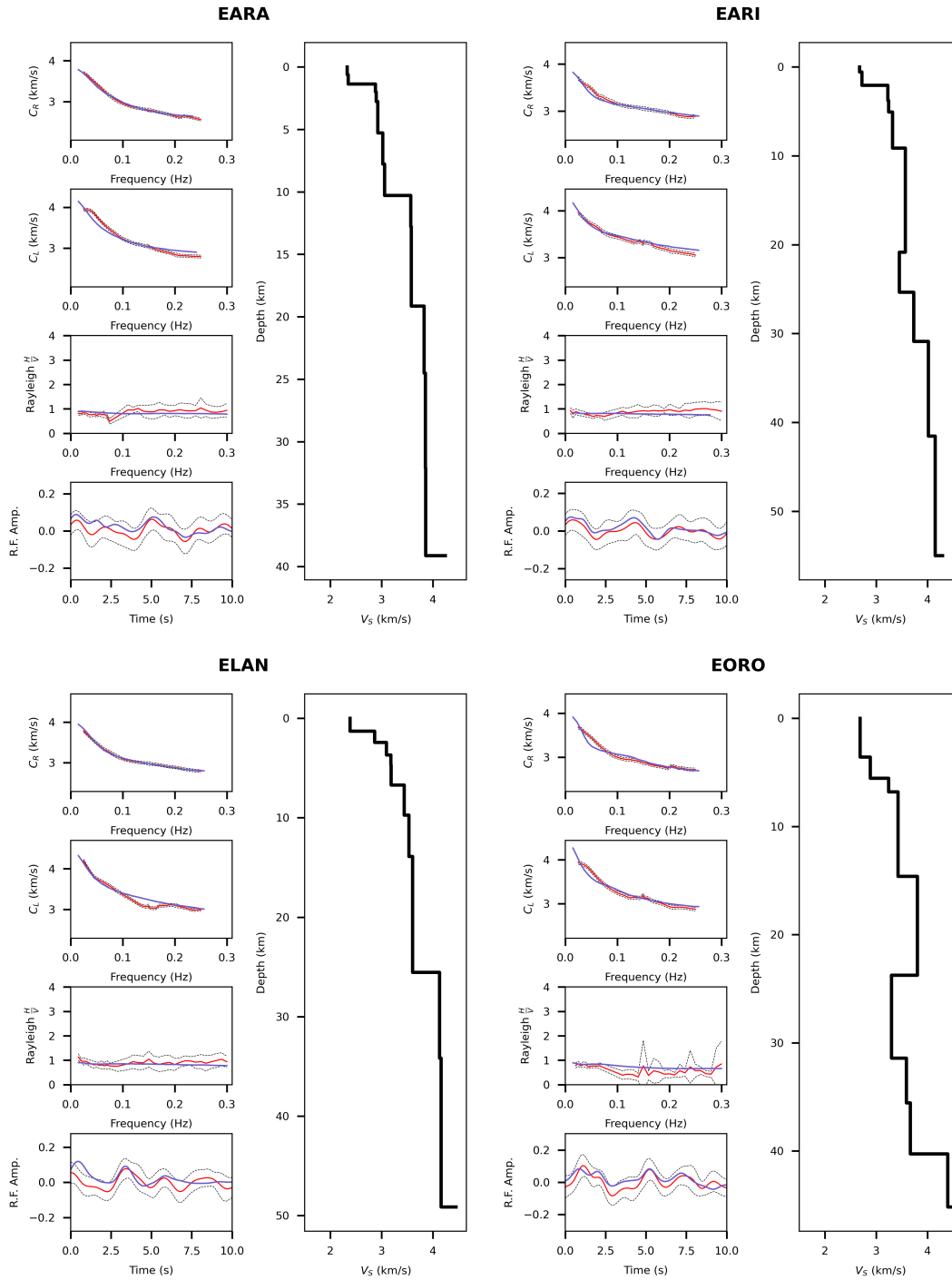
### Modelos 1D obtenidos para las estaciones de las redes SC, MS, NA, ES

Este apéndice contiene los modelos 1D resultantes de la inversión conjunta realizada en la posición de las estaciones sísmicas. La velocidad de fase de las ondas Rayleigh, Love, la elipticidad de las ondas Rayleigh y las funciones receptoras están denotadas por  $C_R$ ,  $C_L$ , Rayleigh H/V y R.F. Amp, respectivamente. Los datos observados y su incertidumbre están representados por las curvas de color rojo y por las líneas negras discontinuas. Las curvas de color azul representan los resultados de la modelización directa utilizando el modelo final obtenido en la inversión.

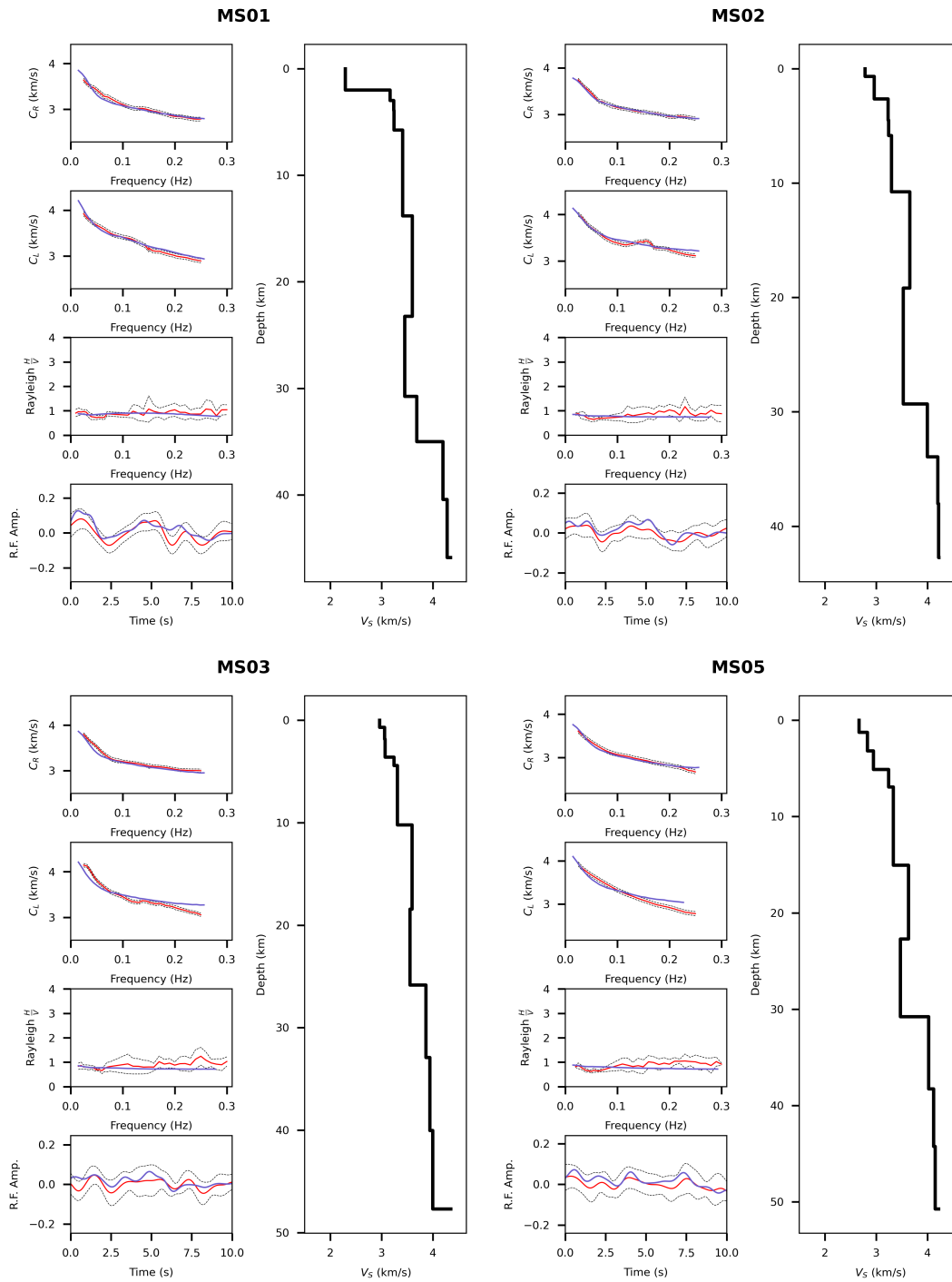


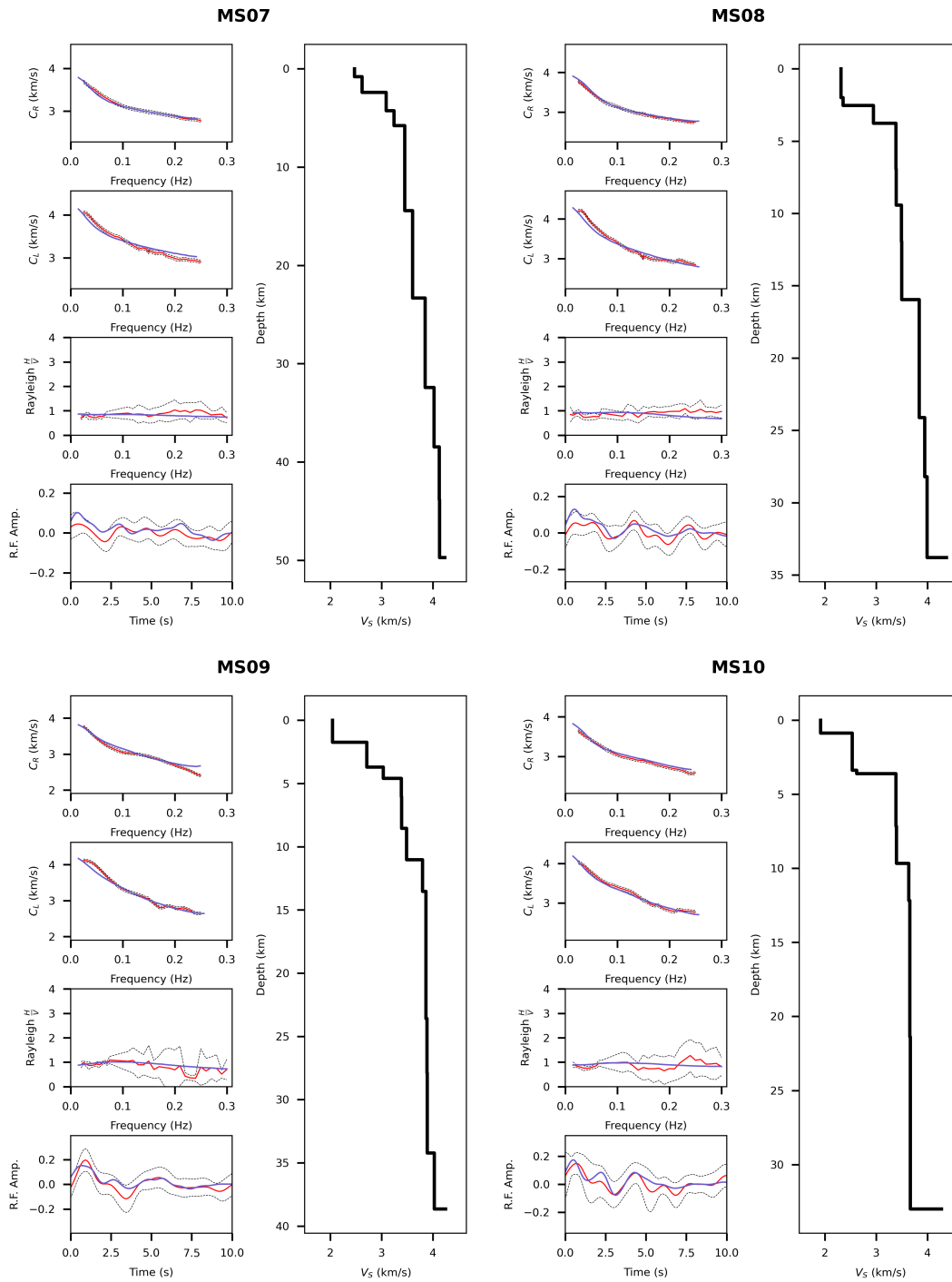
APÉNDICE B. MODELOS 1D OBTENIDOS PARA LAS ESTACIONES DE LAS REDES SC, MS, NA, ES



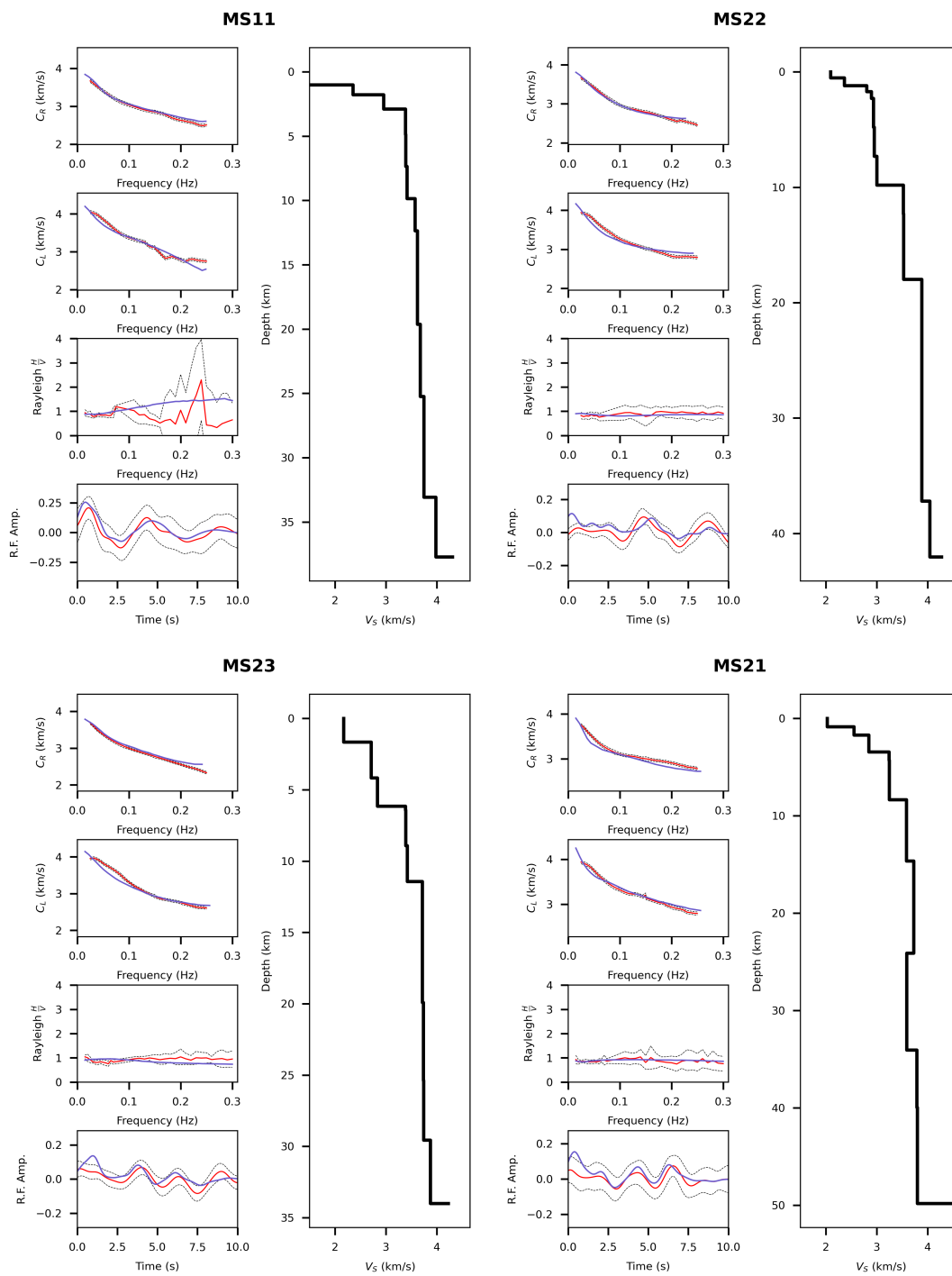


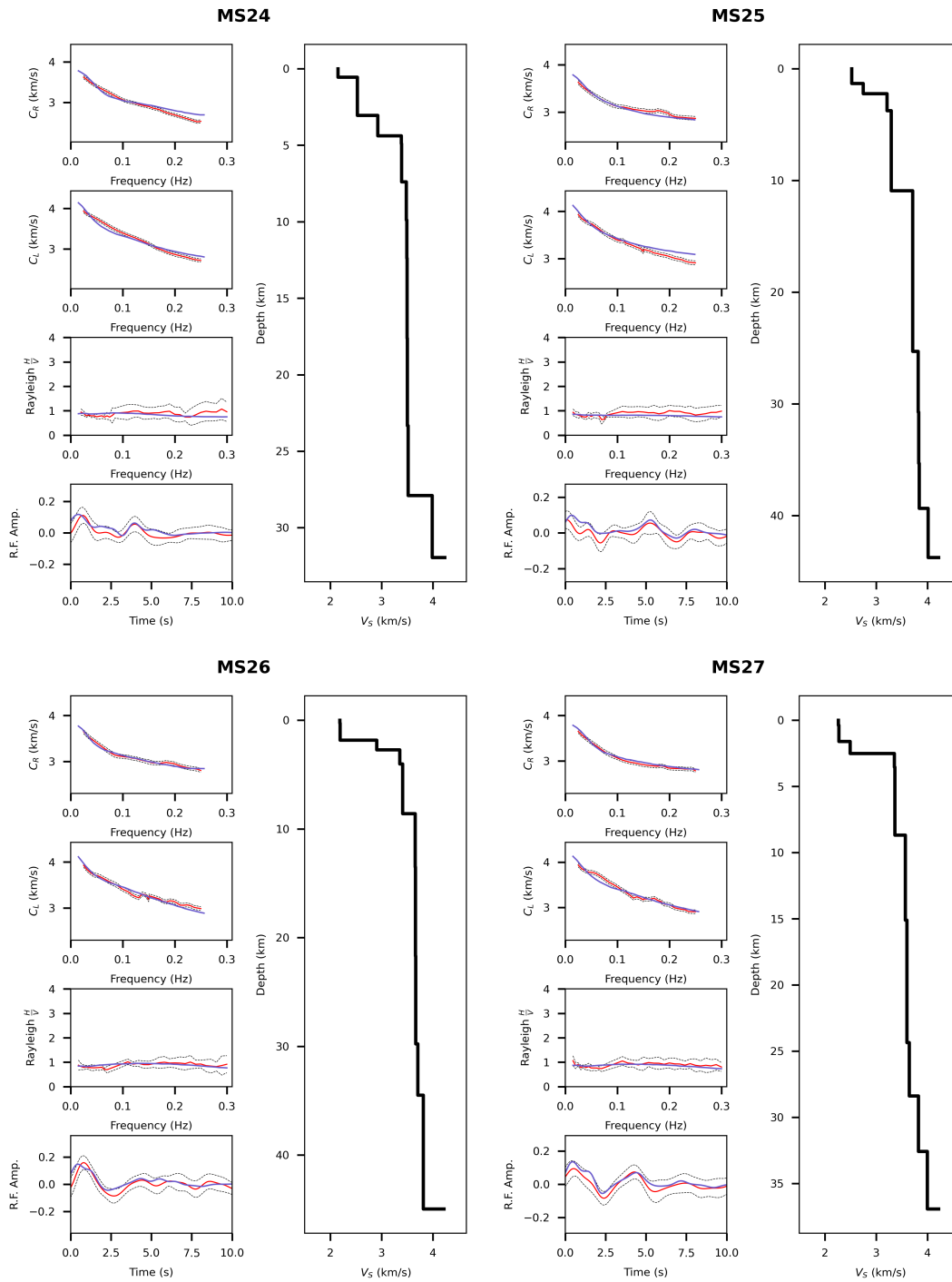
# APÉNDICE B. MODELOS 1D OBTENIDOS PARA LAS ESTACIONES DE LAS REDES SC, MS, NA, ES



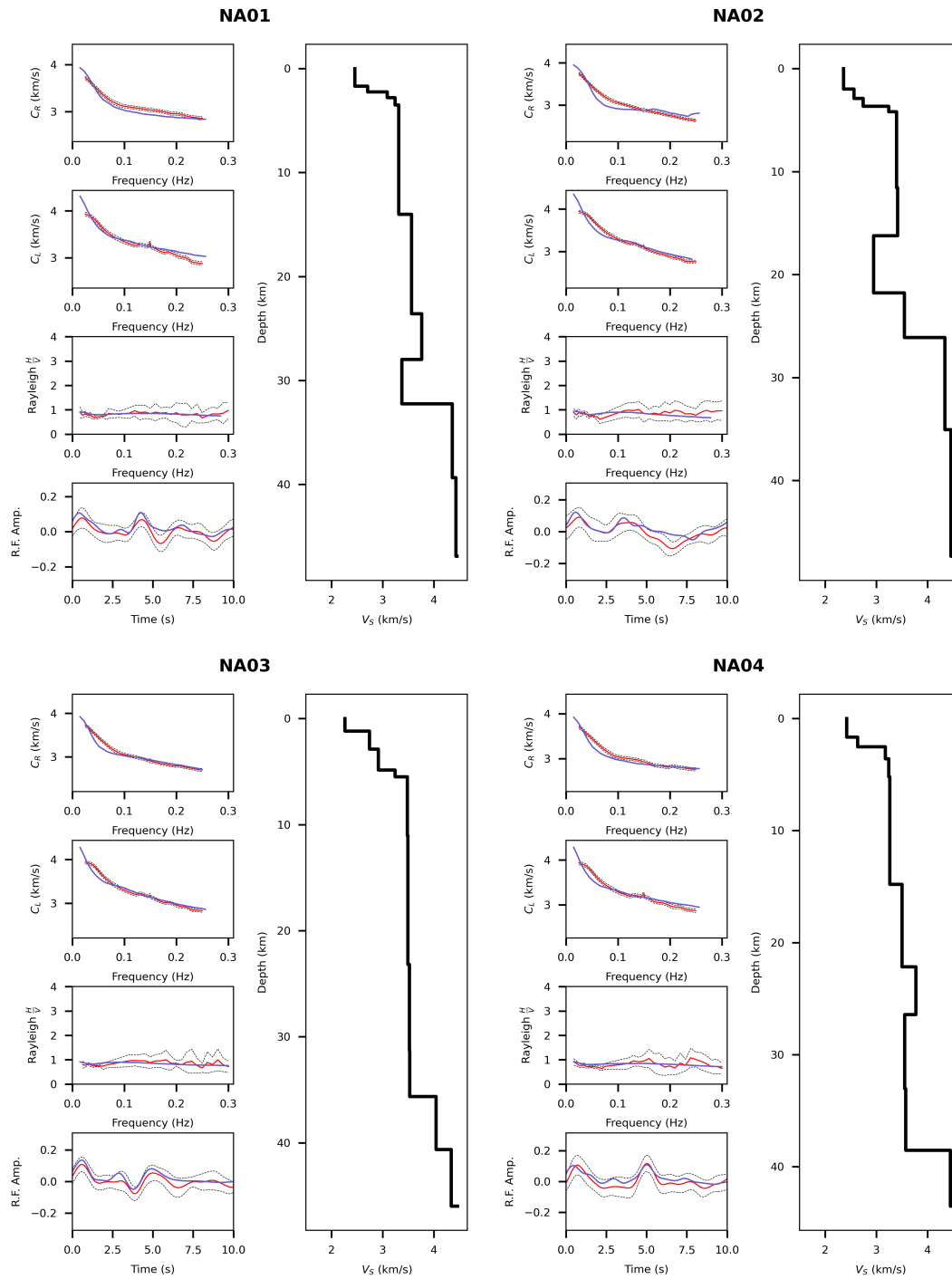


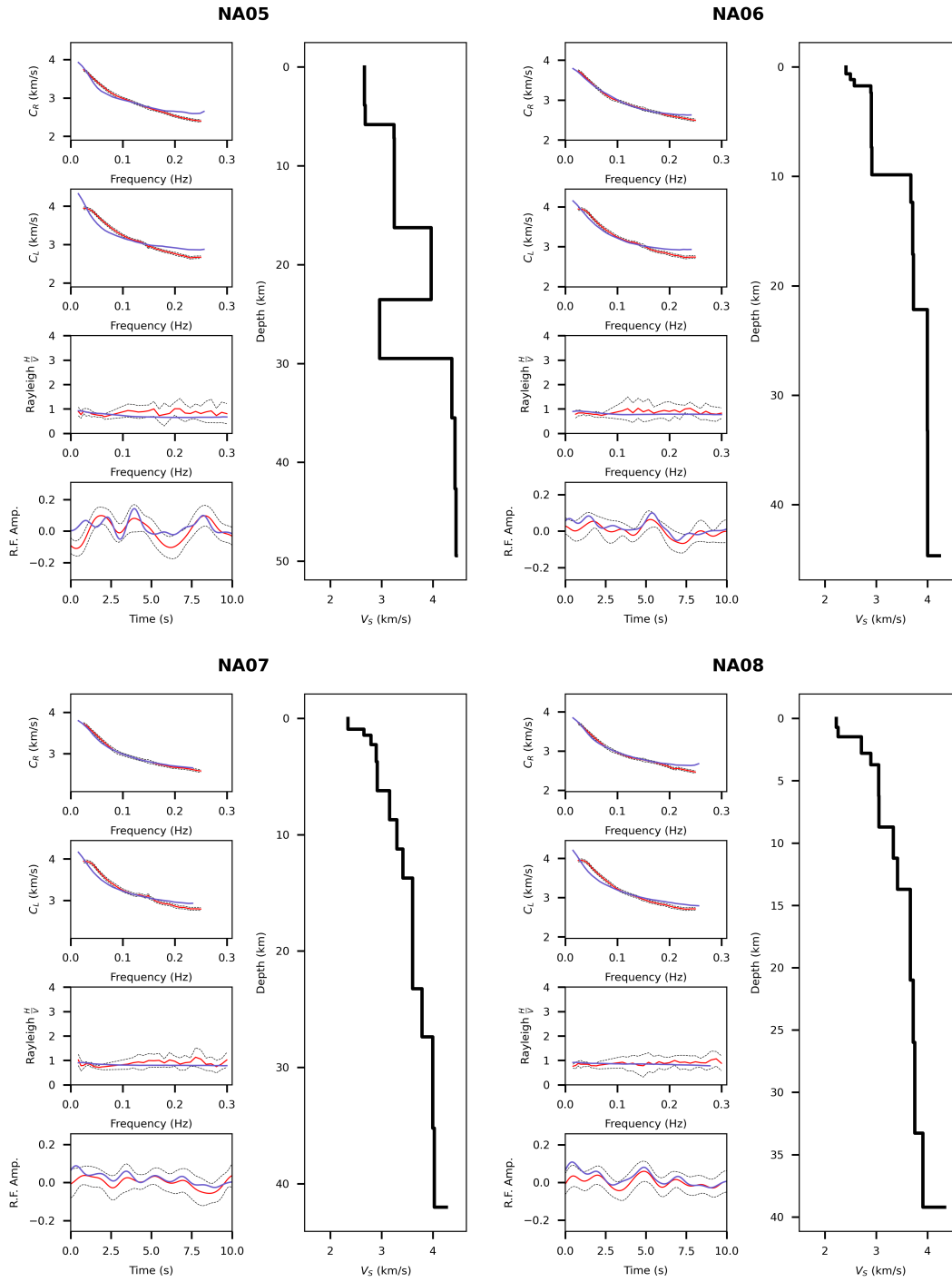
APÉNDICE B. MODELOS 1D OBTENIDOS PARA LAS ESTACIONES DE LAS REDES SC, MS, NA, ES





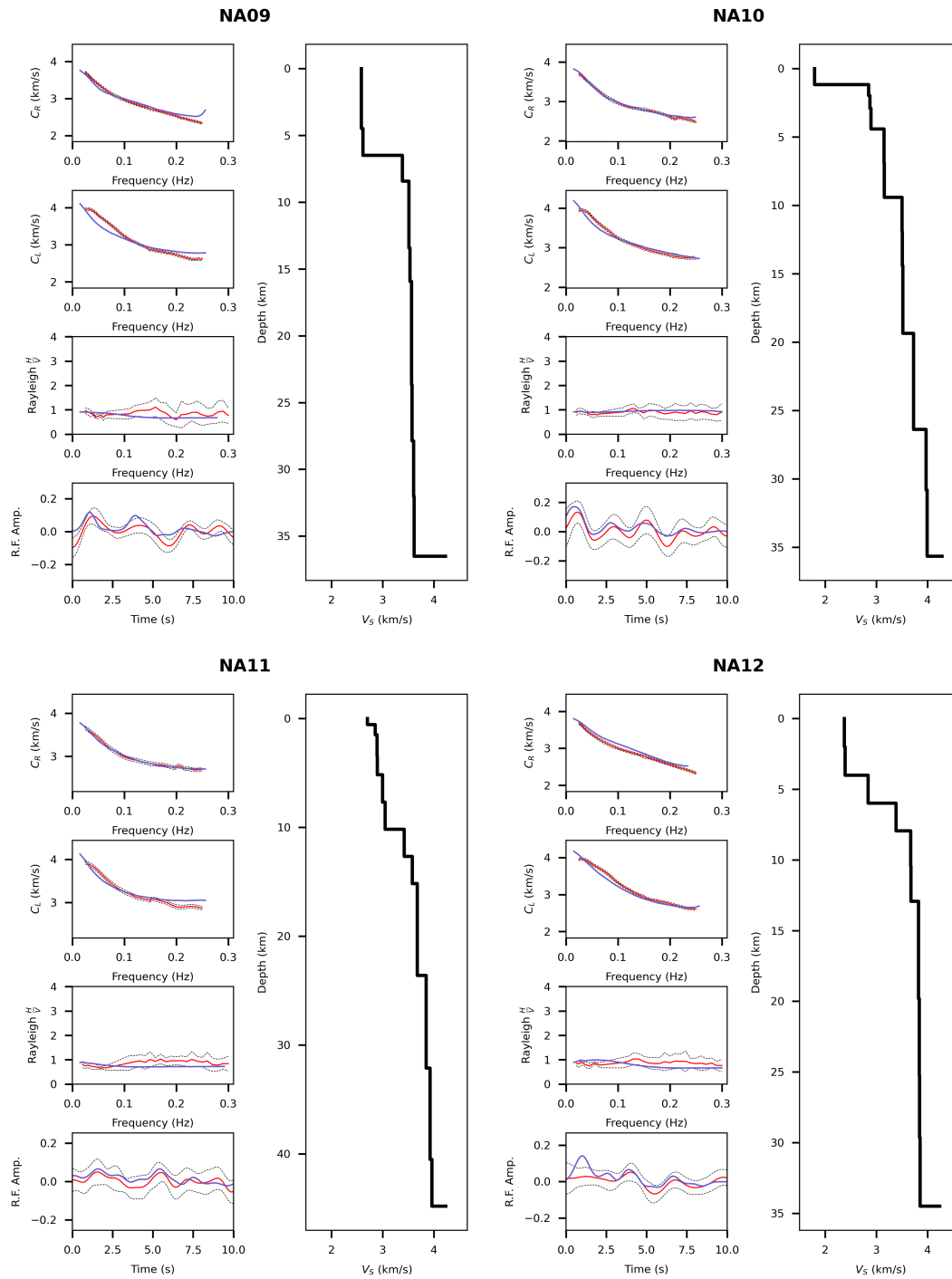
# APÉNDICE B. MODELOS 1D OBTENIDOS PARA LAS ESTACIONES DE LAS REDES SC, MS, NA, ES

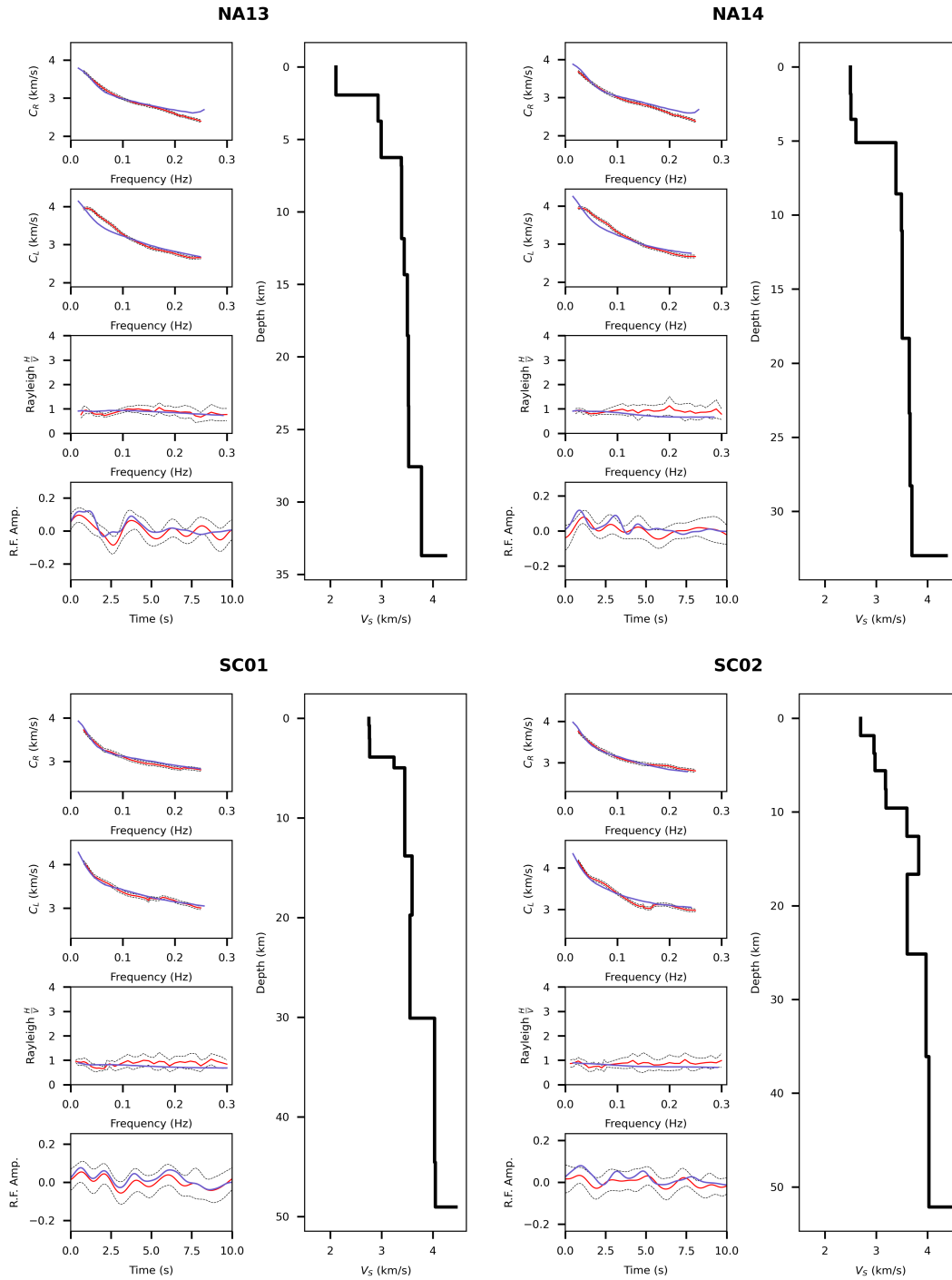




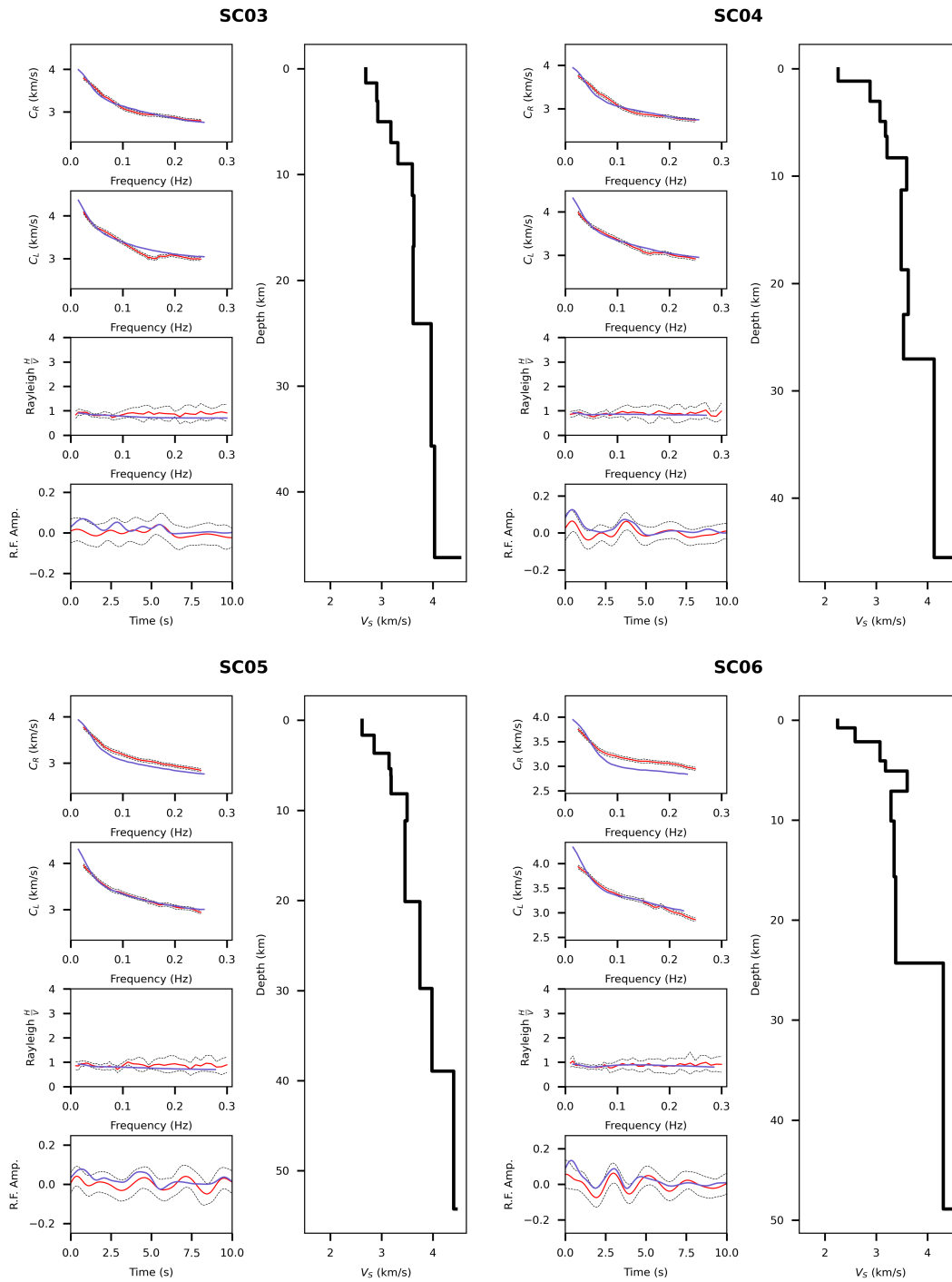


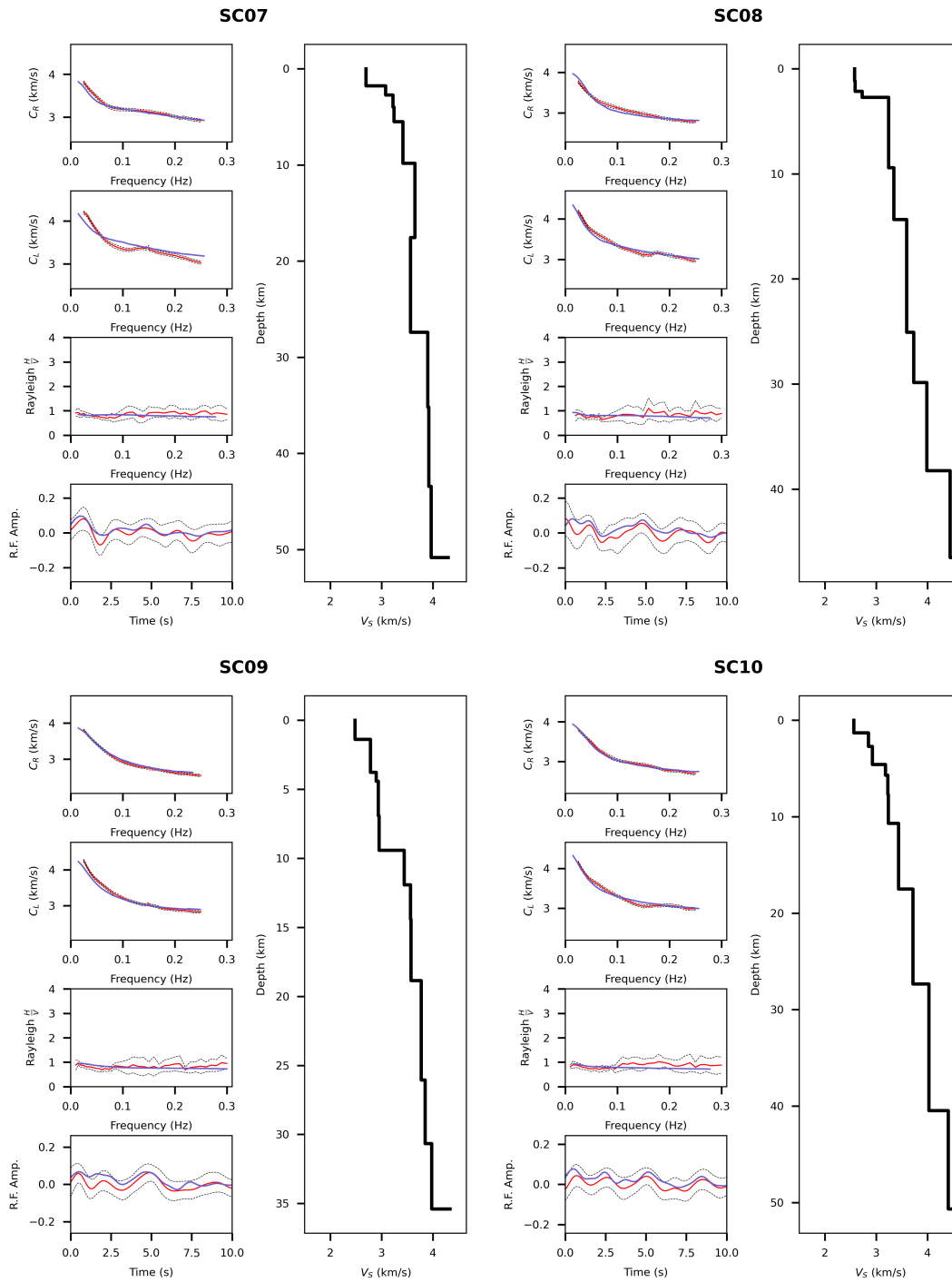
# APÉNDICE B. MODELOS 1D OBTENIDOS PARA LAS ESTACIONES DE LAS REDES SC, MS, NA, ES



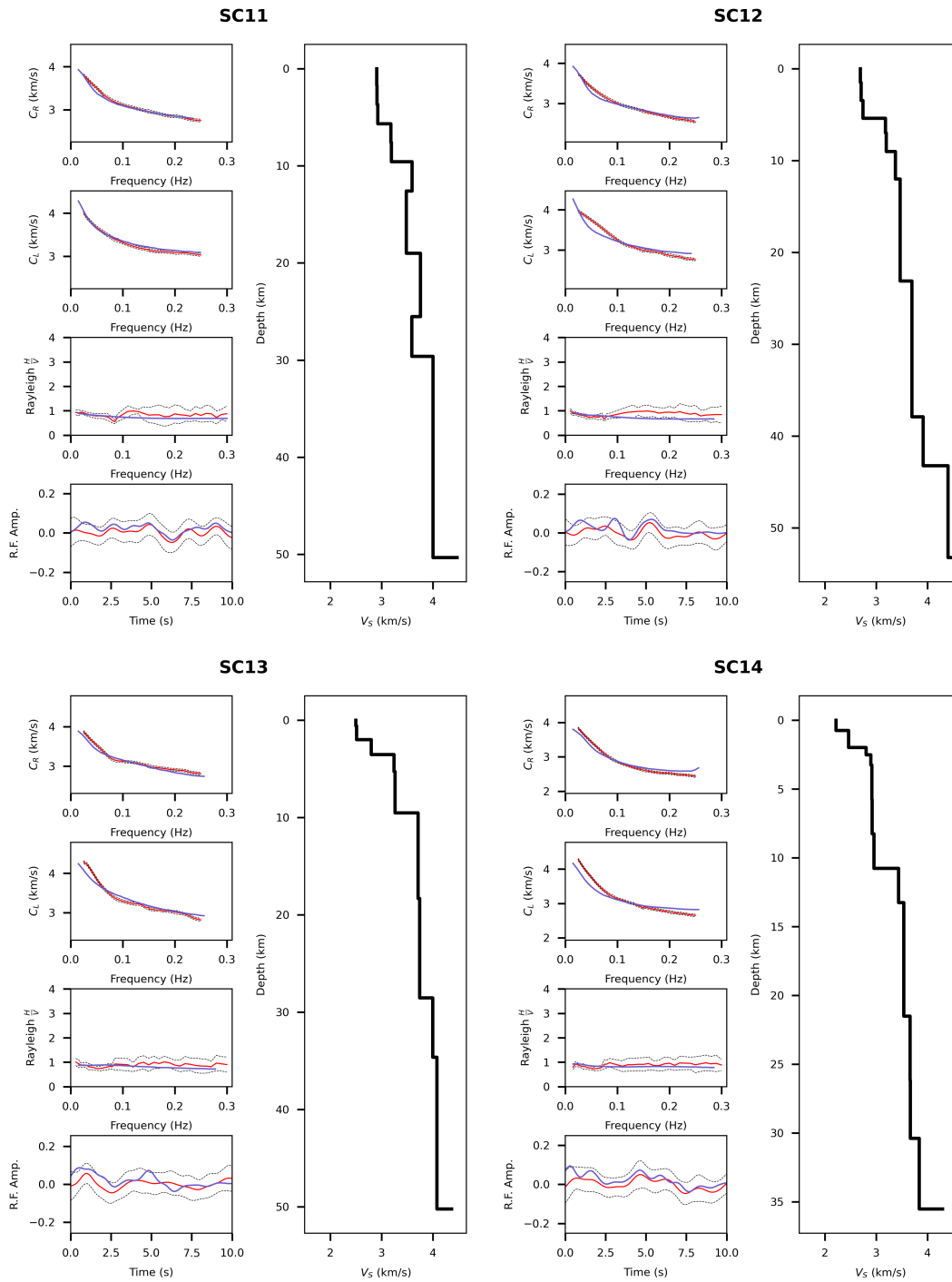


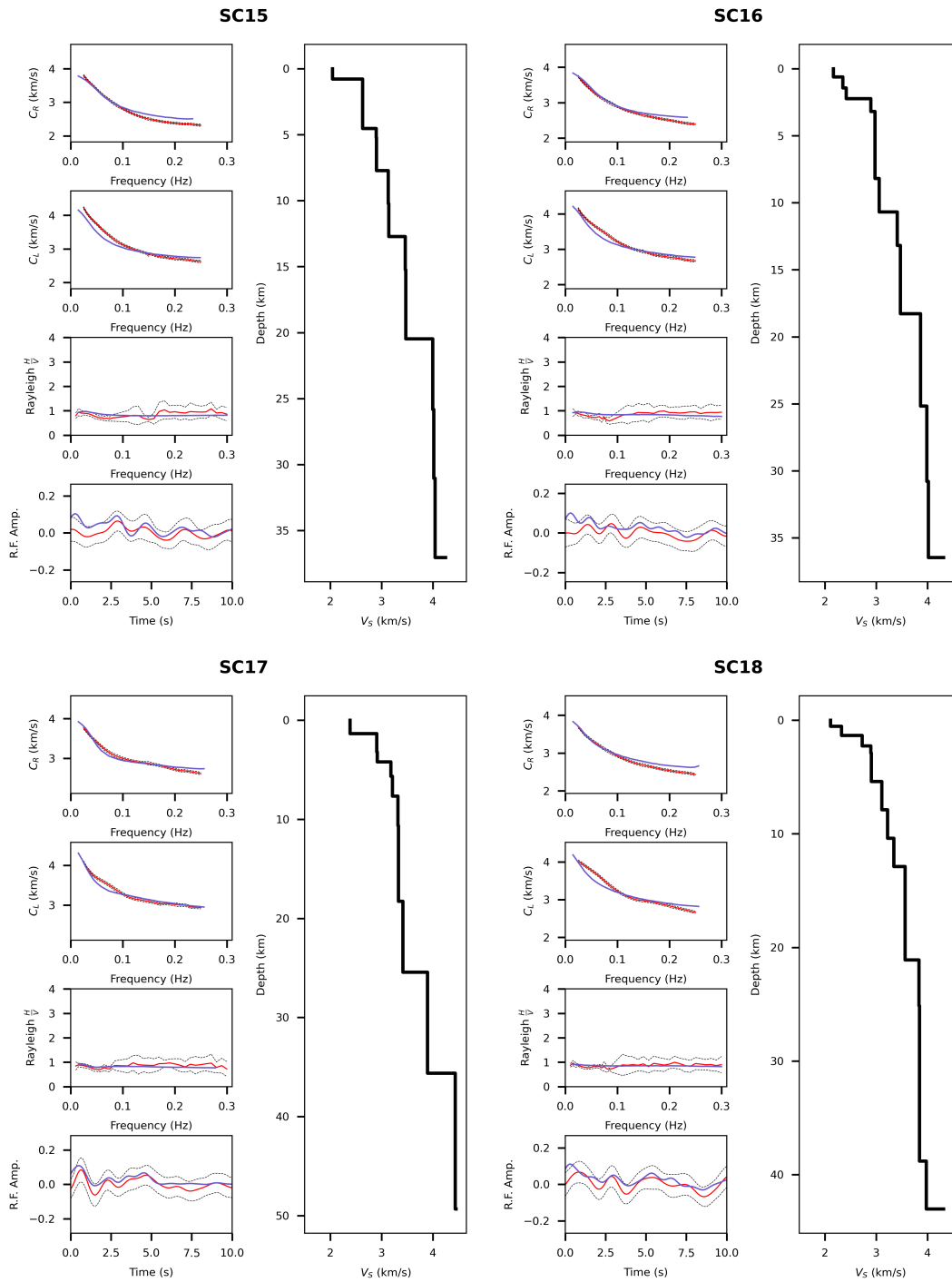
# APÉNDICE B. MODELOS 1D OBTENIDOS PARA LAS ESTACIONES DE LAS REDES SC, MS, NA, ES



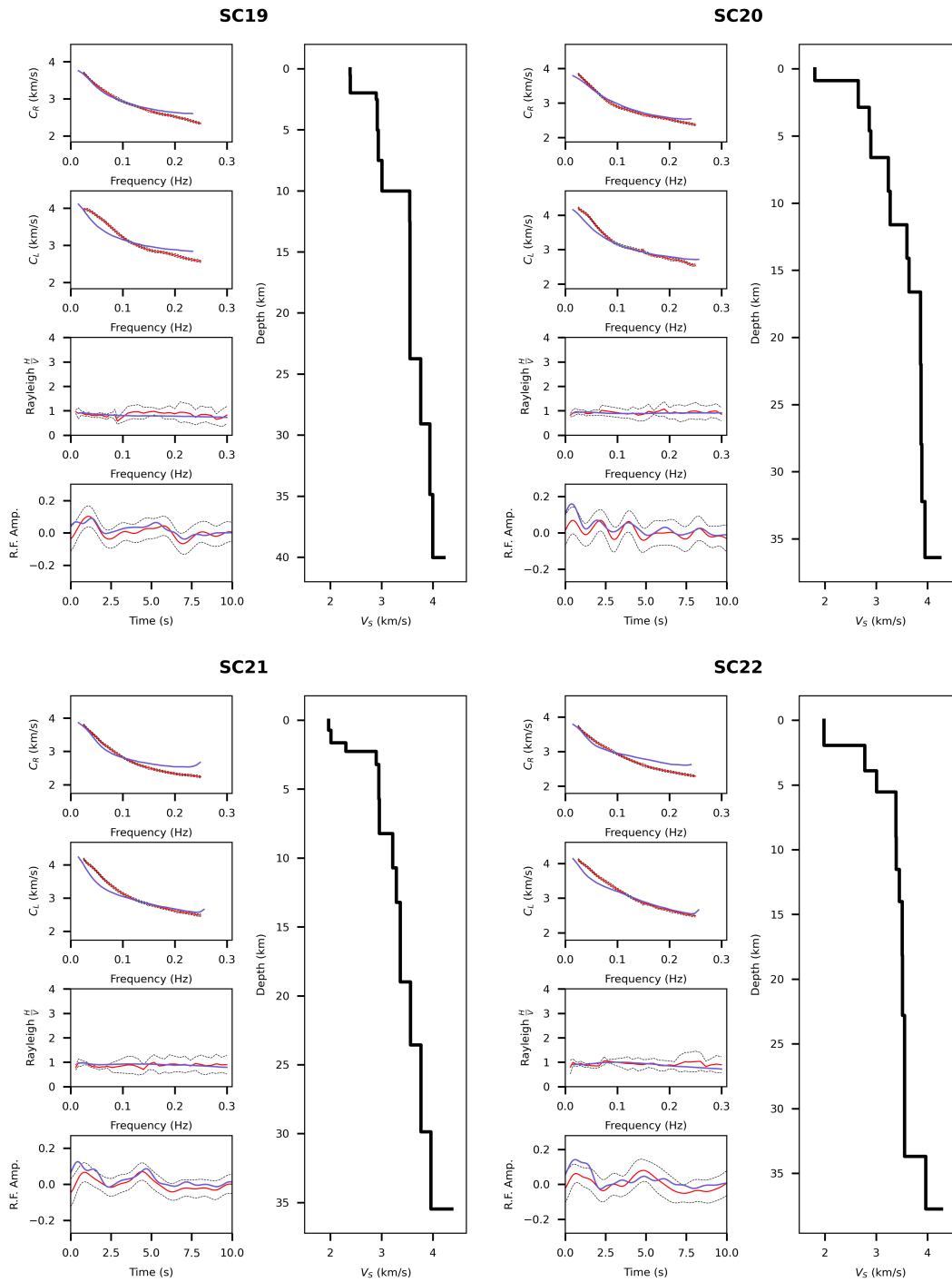


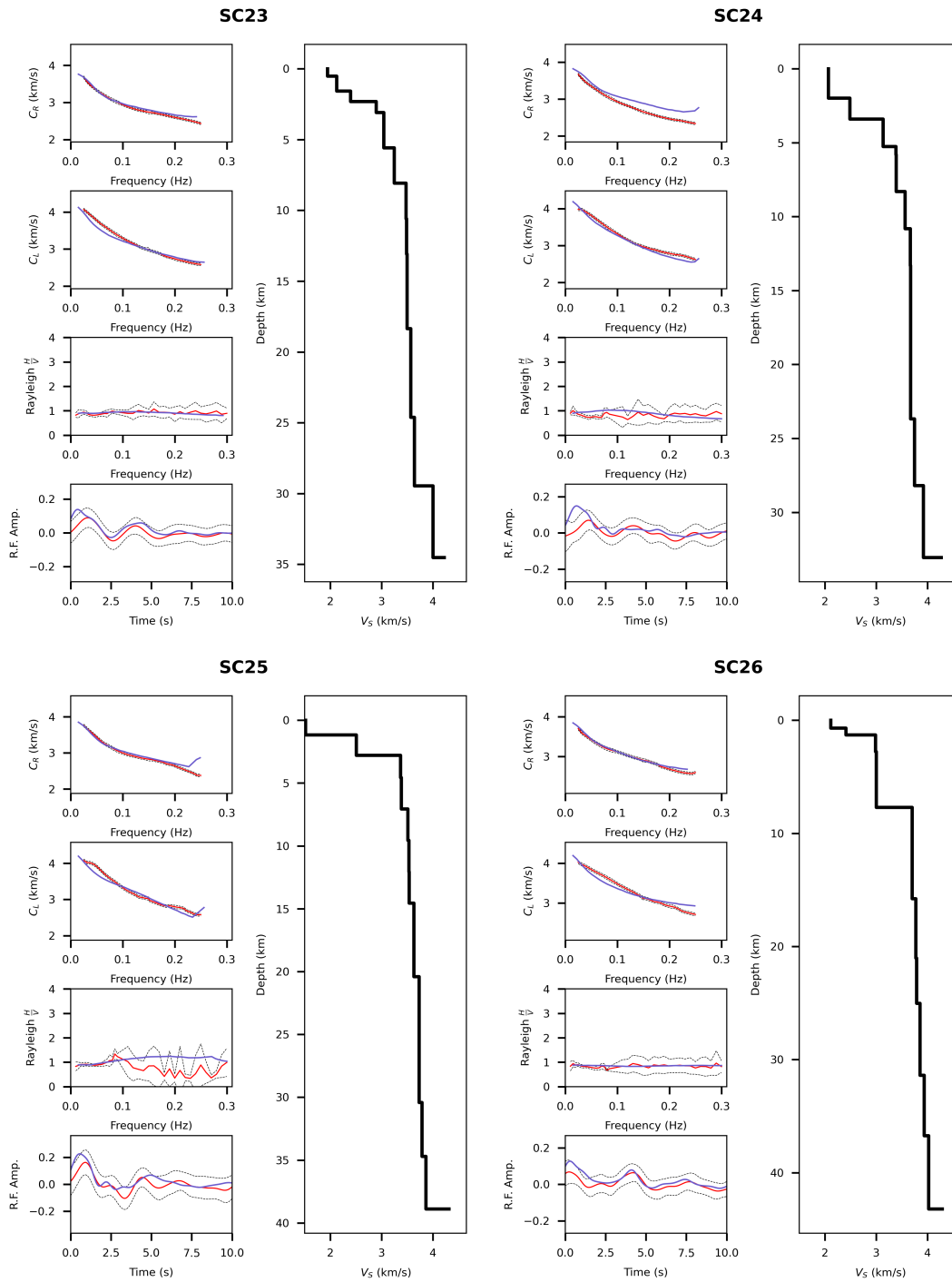
APÉNDICE B. MODELOS 1D OBTENIDOS PARA LAS ESTACIONES DE LAS REDES SC, MS, NA, ES





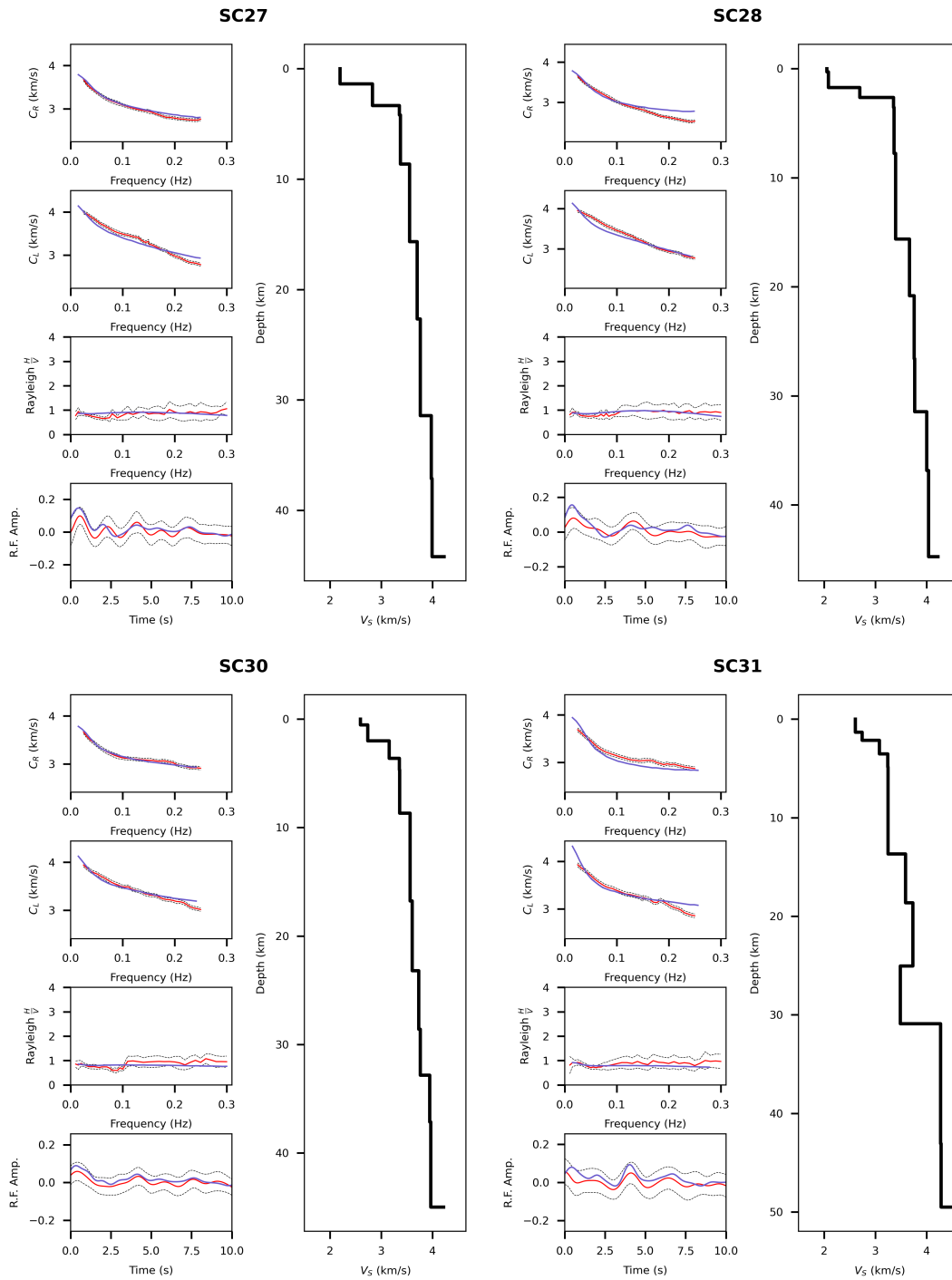
APÉNDICE B. MODELOS 1D OBTENIDOS PARA LAS ESTACIONES DE LAS REDES SC, MS, NA, ES







APÉNDICE B. MODELOS 1D OBTENIDOS PARA LAS ESTACIONES DE LAS REDES SC, MS, NA, ES



# Bibliografía

- Aarts, E. H. L. y Korst, J. H. M. (1989). Boltzmann machines for travelling salesman problems. *European Journal of Operational Research*, 39, 79-95. doi: 10.1016/0377-2217(89)90355-X
- Ábalos, B. (2001). Nuevos datos microestructurales sobre la existencia de deformaciones precámbricas en la Sierra de la Demanda (Cordillera Ibérica). *Geogaceta*, 30.
- Ábalos, B. (2016). Geologic map of the Basque-Cantabrian Basin and a new tectonic interpretation of the Basque Arc. *International Journal of Earth Sciences*, 105(8), 2327-2354. doi: 10.1007/s00531-016-1291-6
- Ábalos, B., Alkorta, A. y V., I. (2008). Geological and isotopic constraints on the structure of the Bilbao anticlinorium (Basque-Cantabrian basin, North Spain). *Journal of Structural Geology*, 30, 1354-1367. doi: 10.1016/j.jsg.2008.07.008
- Abers, G. A., Hu, X. y Sykes, I. (1995). Source scaling of earthquakes in the Shumagin region, Alaska: time-domain inversions of regional waveforms. *Geophysical Journal International*, 123(1), 41-58. doi: 10.1111/j.1365-246X.1995.tb06660.x
- Abo-Zena, A. (1979). Dispersion function computations for unlimited frequency values. *Geophysical Journal International*, 58, 91-105. doi: 10.1111/j.1365-246X.1979.tb01011.x
- Acevedo, J., Fernández-Viejo, G., Llana-Fúnez, S. y López-Fernández, C. (2019). Ambient noise tomography of the southern sector of the Cantabrian Mountains, NW Spain. *Geophysical Journal International*, 219, 479-495. doi: 10.1093/gji/ggz308

- Aki, K. (1957). Space and time spectra of stationary stochastic waves, with special reference to microtremors. *Bulletin of the Earthquake Research Institute*, 35, 415-456.
- Aki, K. y Richards, P. G. (2002). *Quantitative Seismology* (2nd ed.). University Science Books, Sausalito, California.
- Aller, J. y Zeyen, H. J. (1996). A 2.5-d interpretation of the Basque country magnetic anomaly (northern Spain: geodynamical implications). *Geologische Rundschau*, 85, 303-309.
- Alonso, J., Pulgar, J., García-Ramos, J. y Barba, P. (1996). Tertiary basins and alpine tectonics in the Cantabrian Mountains (NW) Spain. En P. Friend y C. Dabrio (Eds.), *Tertiary basins of Spain: The stratigraphic record of crustal kinematics* (Vol. World and Regional Geology 6, p. 2214-227). Cambridge University Press. doi: 10.1017/CBO9780511524851.031
- Alonso, J. L., Marcos, A. y Suárez, A. (2009). Paleogeographic inversion resulting from large out of sequence breaching thrusts: The León Fault (Cantabrian Zone, NW Iberia). A new picture of the external Variscan Thrust Belt in the Ibero-Armorican Arc. *Geologica Acta*, 7(4), 451-473. doi: 10.1344/105.000001449
- Alonso, J. L., Pulgar, J. A. y Pedreira, D. (2007). El relieve de la Cordillera Cantábrica. *Enseñanza de las Ciencias de la Tierra*, 15(2), 151-163.
- Alonso-Gavilán, G., Armenteros, I., Carballeira, J., Corrochano, A., Huerta, P. y Rodríguez, J. M. (2004). Cuenca del duero. En J. A. Vera (Ed.), *Geología de España* (p. 233-241). SGE-IGME, Madrid.
- Amine, K. (2019). Multiobjective Simulated Annealing: Principles and Algorithm Variants. *Advances in Operations Research*, 2019, 8134674-1 a 8134674-13. doi: 10.1155/2019/8134674
- Ammon, C. J., Randall, G. E. y Zandt, G. (1990). On the nonuniqueness of receiver function inversions. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 95(B10), 15303-15318.
- Angrand, P., Mouthereau, F., Masini, E. y Asti, R. (2020). A reconstruction of Iberia accounting for Western Tethys-North Atlantic kinematics since the late-Permian-Triassic. *Solid Earth*, 11, 1313-1332. doi: 10.5194/se-11-1313-2020
- Ardizzone, J., Mezcuca, J. y Socias, I. (1989). *Mapa aeromagnético de la España peninsular*.

- Maps 17.344-1989 to 17.346-1989, IGN, Madrid.
- Arthaud, F. y Matte, P. (1975). Les décrochements tardi-hercyniens du sud-ouest de l'Europe. Geometrie et essai de reconstitution des conditions de la deformation. *Tectonophysics*, 25, 139-171.
- Arthaud, F. y Matte, P. (1977). Late Paleozoic strike-slip faulting in southern Europe and northern Africa: Results of a right-lateral shear zone between the Appalachians and the Urals. *GSA Bulletin*, 88, 1305-1320.
- Attanayake, J., Ferreira, A. M. G., Berbellini, A. y Morelli, A. (2017). Crustal structure beneath Portugal from teleseismic Rayleigh Wave Ellipticity. *Tectonophysics*, 712-713, 344-361. doi: 10.1016/j.tecto.2017.06.001
- Audet, P. y Schaeffer, A. J. (2018). Fluid pressure and shear zone development over the locked to slow slip region in Cascadia. *Science Advances*, 4(3), eaar2982. doi: 10.1126/sciadv.aar2982
- Aurell, M., Robles, S., Bádenas, B., Rosales, I., Quesada, S., Meléndez, G. y García-Ramos, J. (2003). Transgressive-regressive cycles and Jurassic palaeogeography of northeast Iberia. *Sedimentary Geology*, 162(3-4), 239-271. doi: 10.1016/S0037-0738(03)00154-4
- Azambre, B. y Rossy, M. (1976). Le magmatisme alcalin d'âge crétacé dans les Pyrénées occidentales et l'Arc basque, ses relations avec le métamorphisme et la tectonique. *Bulletin de la Société Géologique de France*, 18, 1725-1728.
- Bahamonde, J. R., Colmenero, J. R. y Vera, C. (1997). Growth and demise of Late Carboniferous carbonate platforms in the eastern Cantabrian Zone, Asturias, northwestern Spain. *Sedimentary geology*, 110, 99-122.
- Bahamonde, J. R., Merino-Tomé, O., Della Porta, G. y Villa, E. (2015). Pennsylvanian carbonate platforms adjacent to deltaic systems in an active marine foreland basin (Escalada Fm., Cantabrian Zone, NW Spain). *Basin Research*, 27, 208-229. doi: 10.1111/bre.12068
- Bard, P.-Y. y SESAME research team. (2004). *Sesame european research project: Guidelines for the implementation of the h/v spectral ratio technique on ambient vibrations*.

*measurements, processing and interpretation.*

- Barmin, M. P., Ritzwoller, M. H. y Levshin, A. L. (2001). A fast and reliable method for surface wave tomography. *Pure and Applied Geophysics*, 158, 1351-1375. doi: 10.1007/PL00001225
- Barnolas, A. y Pujalte, V. (2004). La cordillera pirenaica. definición, límites y división. En J. A. Vera (Ed.), *Geología de España* (p. 233-241). SGE-IGME, Madrid.
- Bath, M. y Steffanson, R. (1966). S-p conversions from the base of the crust. *Annals of Geophysics*, 19, 119-130.
- Ben-Ameur, W. (2004). Computing the Initial Temperature of Simulated Annealing. *Computational Optimization and Applications*, 29, 369-385. doi: 10.1023/B:COAP.0000044187.23143.bd
- Ben-Menahem, A. y Singh, S. J. (2000). *Seismic waves and sources*. Springer, New York, NY. doi: 10.1007/978-1-4612-5856-8
- Bensen, G. D., Ritzwoller, M. H., Barmin, M. P., Levshin, A. L., Lin, F., Moschetti, M. P., ... Yang, Y. (2007). Processing seismic ambient noise data to obtain reliable broadband surface wave dispersion measurements. *Geophysical Journal International*, 196, 1239-1260. doi: 10.1111/j.1365-246X.2007.03374.x
- Berg, E. M., Lin, F.-C., Allam, A., Schulte-Pelkum, V., Ward, K. M. y Shen, W. (2020). Shear Velocity Model of Alaska via Joint Inversion of Rayleigh Wave Ellipticity, Phase Velocities and Receiver Functions Across the Alaska Transportable Array. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 125, e2019JB018582. doi: 10.1029/2019JB018582
- Bianchi, I., Park, J., Piana Agostinetti, N. y Levin, V. (2010). Mapping seismic anisotropy using harmonic decomposition of receiver functions: An application to Northern Apennines, Italy. *Journal of Geophysical Research*, 115, B12317. doi: 10.1029/2009JB007061
- Bonnefoy-Claudet, S., Cotton, F. y Bard, P. Y. (2006). The nature of noise wavefield and its applications for site effects studies, a literature review. *Earth-Science Reviews*, 79, 205-227. doi: 10.1016/j.earscirev.2006.07.004
- Boore, D. M. y Toksöz, M. N. (1969). Rayleigh wave particle motion and crustal structure. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 59(1). doi: 10.1785/BSSA0590010331

- Boschi, L., Weemstra, C., Verbeke, J., Ekström, G., Zunino, A. y Giardini, D. (2013). On measuring surface wave phase velocity from station-station cross correlation of ambient signal. *Geophysical Journal International*, 192, 346-358. doi: 10.1093/gji/ggs023
- Boxberger, T., Picozzi, M. y Parolai, S. (2011). Very fast simulated re-annealing. *Mathematical and Computer Modelling*, 12, 967-973. doi: 10.1016/0895-7177(89)90202-1
- Brocher, T. M. (2005). Empirical relations between elastic wavespeeds and density in the Earth's crust. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 95, 2081-2092. doi: 10.1785/0120050077
- Burdick, L. J. y Langston, C. A. (1977). Modeling crustal structure through the use of converted phases in teleseismic body-wave forms. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 67, 677-691.
- Cámara, P. (1997). The Basque-Cantabrian basin's Mesozoic tectonosedimentary evolution. *Mémoires de la Société géologique de France*, 171, 187-191.
- Cámara, P. (2017). Salt and Strike-Slip Tectonics as Main Drivers in the Structural Evolution of the Basque-Cantabrian Basin, Spain. En J. I. Soto, J. Flinch y G. Tari (Eds.), *Permo-Triassic Salt Provinces of Europe, North Africa and the Atlantic Margins* (Vol. Tectonics and Hydrocarbon Potential 17). Elsevier. doi: 10.1016/B978-0-12-809417-4.00018-5
- Campos, J. (1979). Estudio geológico del Pirineo vasco al W del río Bidasoa. *Sociedad de Ciencias Naturales Aranzadi*, 1-2, 3-139.
- Carls, P. y Valenzuela-Ríos, J. I. (2002). Devonian-Carboniferous rocks from the Iberian Cordillera. En S. García-López y F. Bastida (Eds.), *Paleozoic conodonts from north Spain* (Vol. 1, p. 299-314).
- Casas-Sainz, A. M. y Gil Imaz, A. (1998). Extensional subsidence, contractional folding and thrust inversion of the eastern Cameros Basin, northern Spain. *Geologische Rundschau*, 86, 802-818.
- Castañares, L. M., Robles, S., Gimeno, D. y Bravo, J. C. V. (2001). The submarine volcanic system of the Errigoiti formation (Albian-Santonian of the Basque-Cantabrian Basin, northern Spain): stratigraphic framework, facies, and sequences. *Journal of Sedimentary Research*, 71(2), 318-333. doi: 10.1306/080700710318

- Cercato, M. (2017). Sensitivity of Rayleigh wave ellipticity and implications for surface wave inversion. *Geophysical Journal International*, 213, 489-510. doi: 10.1093/gji/ggx558
- Chesnel, V., Samankassou, E., Merino-Tomé, O., Fernández, L. P. y Villa, E. (2016). Facies, geometry and growth phases of the Valdorria carbonate platform (Pennsylvanian, northern Spain). *Sedimentology*, 63(1), 60-104.
- Chevrot, S., Villaseñor, A., Sylvander, M., Benahmed, S., Beucler, E., Cougoulat, G., ... Woly-niec, D. (2014). High-resolution imaging of the Pyrenees and Massif Central from the data of the Pyrope and IBERARRAY portable array deployments. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 119, 6399-6420. doi: 10.1002/2014JB010953
- Chong, J., Ni, S., Chu, R. y Somerville, P. (2016). Joint Inversion of Body-Wave Receiver Function and Rayleigh-Wave Ellipticity. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 106(2), 537-551. doi: 10.1785/0120150075
- Christensen, N. I. (1996). Poisson's ratio and crustal seismology. *Journal of Geophysical Research*, 101 (B2). doi: 10.1029/95JB03446
- Clemente, P. (2010). Review of the Upper Jurassic-Lower Cretaceous stratigraphy in Western Cameros basin, Northern Spain. *Revista de la Sociedad Geológica de España*, 23(2-3), 101-143.
- Colchen, M. (1974). Géologie de La Sierra de la Demanda, Burgos-Logroño (Espagne). *Memoria del Instituto Geológico y Minero de España*, 85.
- Colmenero, J. R. y Prado, J. G. (1993). Coal basins in the Cantabrian Mountains, northwestern Spain. *International Journal of Coal Geology*, 23, 215-229.
- Córdoba, D., Banda, E. y Ansorge, J. (1987). The Hercynian crust in northwestern Spain: a seismic survey. *Tectonophysics*, 132, 321-333.
- Córdoba, D., Banda, E. y Ansorge, J. (1988). P-wave velocity-depth distribution in the Hercynian crust of northwest Spain. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 51(1-3), 235-248.
- Coward, M. P. (1975). Structural and tectonic setting of the Permo-Triassic basins of NW Europe. En S. A. R. Boldy (Ed.), *Permian and Triassic rifting in NW Europe* (Vol. 91, p. 7-39). London, UK: Amerada Hess Ltd.

- Cox, H. (1973). Spatial correlation in ambient noise fields with application to ambient sea noise. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 54, 1289-1301. doi: 10.1121/1.1914426
- Crotwell, H. P., Owens, T. J. y Ritsema, J. (1999). The TauP Toolkit: Flexible seismic travel-time and ray-path utilities. *Seismological Research Letters*, 70(2), 154-160. doi: 10.1785/gssrl.70.2.154
- DeFelipe, I., Pedreira, D., Pulgar, J. A., Iriarte, E. y Mendia, M. (2017). Mantle exhumation and metamorphism in the Basque-Cantabrian Basin (N Spain): Stable and clumped isotope analysis in carbonates and comparison with ophicalcites in the North-Pyrenean Zone (Urdach and Lherz). *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 18, 631-652. doi: 10.1002/2016GC006690
- DeFelipe, I., Pulgar, J. A. y Pedreira, D. (2018). Crustal structure of the eastern Basque-Cantabrian Zone - western Pyrenees: from the cretaceous hyperextension to the cenozoic inversion. *Revista de la Sociedad Geológica de España*, 31(2), 69-82.
- Della Porta, G., Kenter, J. A. M., Immenhauser, A. y Bahamonde, J. R. (2002). Lithofacies Character and Architecture Across a Pennsylvanian Inner-Platform Transect (Sierra del Cuera, Asturias, Spain). *Journal of Sedimentary Research*, 72, 898-916.
- Díaz, J. (2016). On the origin of the signals observed across the seismic spectrum. *Earth-Science Reviews*, 161, 224-232. doi: 10.1016/j.earscirev.2016.07.006
- Díaz, J., Gallart, J., Pedreira, D., Pulgar, J. A., Ruiz, M., López, C. y González-Cortina, J. M. (2003). Teleseismic imaging of alpine crustal underthrusting beneath Niberia. *Geophysical Research Letters*, 30(11), 8(1)-8(4). doi: 10.1029/2003GL017073
- Díaz, J., Gallart, J., Pulgar, J. A., Ruiz, M. y Pedreira, D. (2009). Crustal structure beneath North-West Iberia imaged using receiver functions. *Tectonophysics*, 478(3-4), 175-183. doi: 10.1016/j.tecto.2009.08.003
- Díaz, J., Pedreira, D., Ruiz, M., Pulgar, J. A. y Gallart, J. (2012). Mapping the indentation between the Iberian and Eurasian plates beneath the Western Pyrenees/Eastern Cantabrian Mountains from receiver function analysis. *Tectonophysics*, 570-571, 114-122. doi: 10.1016/j.tecto.2012.07.005



- Díaz, J., Villaseñor, A., Gallart, J., Morales, J., Pazos, A., Córdoba, D., ... Group, T. S. W. (2009). The IBERARRAY broadband seismic network: A new tool to investigate the deep structure beneath Iberia. *Orfeus Newsletter*, 8(2).
- Doran, A. K. y Laske, G. (2017). Ocean-bottom seismometer instrument orientations via automated rayleigh-wave arrival angle measurements. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 107(2), 691-708. doi: 10.1785/012016.165
- Dreiling, J. y Frederik, T. (2019). BayHunter - MCMC transdimensional Bayesian inversion of receiver functions and surface wave dispersion V. 1.0. *GFZ Dada Services*. doi: 10.5880/GFZ.2.4.2019.001
- Dréo, J., Pétrowski, A., Siarry, P. y Taillard, E. (2006). Metaheuristics for Hard Optimization. *The Journal of Chemical Physics*, 21, 1087-1092.
- Eaton, D. W., Dineva, S. y Mereu, R. (2006). Crustal thickness and vp/vs variations in the Greenville orogen (Ontario, Canada) from analysis of teleseismic receiver functions. *Tectonophysics*, 420, 223-238.
- Eichmüller, K. (1986). Some Upper Carboniferous (Namurian; Westphalian) Litostratigraphic Units in Northern Spain. Results and Implications of an Environmental Interpretation. *Boletín Geológico y Minero*, 5, 590-607.
- Ekström, G. (2014). Love and Rayleigh phase velocity maps, 5-40 s, of the western and central usa from usarray data. *Earth and Planetary Science Letters*, 402, 42-49. doi: 10.1016/j.epsl.2013.11.022
- Ermert, L., Villaseñor, A. y Fitchner, A. (2016). Cross-correlation imaging of ambient noise sources. *Geophysical Journal International*, 204 (1), 347-364. doi: 10.1093/gji/ggv460
- Espina, R. G., Alonso, J. L. y Pulgar, J. A. (1996). Growth and propagation of buckle folds determined from syntectonic sediments (the Ubierna fold Belt, Cantabrian Mountains, N Spain). *Journal of Structural Geology*, 18, 431-441.
- Fäh, D., Kind, F. y Giardini, D. (2001). A theoretical investigation of average H/V ratios. *Geophysical Journal International*, 145, 535-549.
- Farias, P., Gallastegui, G., González-Lodeiro, F., Marquínez, J., Martín Parra, L. M., Martínez Catalán, J. R., ... Rodríguez Fernández, L. R. (1987). Aportaciones al conocimiento

- to de la litoestratigrafía y estructura de Galicia central. En *Actas e comunicações. IX Reunião sobre a geologia do oeste peninsular*.
- Fernández-Viejo, G., Cadenas, P., Acevedo, J. y Llana-Fúnez, S. (2021). The unevennes of the north Iberian crustal root, a snapshot of and elusive stage in margin reactivation. *Geology*, *49*, 1426-1430. doi: 10.1130/G49341.1
- Fernández-Viejo, G., Gallart, J., Pulgar, J. A., Córdoba, D. y Dañobeitia, J. J. (2000). Seismic signature of Variscan and Alpine tectonics in NW Iberia: crustal structure of the Cantabrian Mountains and Duero basin. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, *105*, 3001-3018. doi: 10.1029/1999JB900321
- Fernández-Viejo, G., Gallart, J., Pulgar, J. A., Gallastegui, J., Dañobeitia, J. J. y Córdoba, D. (1998). Crustal transition between continental and oceanic domains along the north Iberian margin from wide angle seismic and gravity data. *Geophysical Research Letters*, *25*, 4249-4252.
- Ferreira, S. y Woodhouse, J. H. (2007). Observations of long period Rayleigh wave ellipticity. *Geophysical Journal International*, *169*, 161-169. doi: 10.1111/j.1365-246X.2006.03276.x
- Feuilleé, P. y Rat, P. (1971). Structures et paléogéographies pyrénéo-cantabriques. En J. Debyser, X. Le Pichon y L. Montadert (Eds.), *Histoire Structurale du Golfe de Gascogne* (Vol. 22(2), p. 1-48). París: Ed. Technip.
- Frasca, G., Manatschal, G., Cadenas, P., Miró, J. y Lescoutre, R. (2021). Restoring deformable microplates with intracontinental strike-slip corridors: hints from Iberia. *Terra Nova*, *33*, 573-581. doi: 10.1111/ter.12549
- Froment, B., Campillo, M., Roux, P., Gouedard, P., Verdel, A. y Weaver, R. L. (2010). Estimation of the effect of nonisotropically distributed energy on the apparent arrival time in correlations. *Geophysics*, *75* (5), SA85-SA93. doi: 10.1190/1.3483102
- Gal, M., Reading, A. M., Ellingsen, S. P., Koper, K. D., Gibbons, S. J. y Näsholm, S. P. (2014). Improved implementation of the fk and capon methods for array analysis of seismic noise. *Geophysical Journal International*, *198* (2), 1045-1054. doi: 10.1093/gji/ggu183
- Gallart, J., Fernández-Viejo, G., Díaz, J., Vidal, N. y Pulgar, J. A. (1997). Deep structure

- of the transition between the Cantabrian Mountains and the North Iberian margin from wide-angle ESCI-N data. *Revista de la Sociedad Geológica de España*, 8 (4), 365-382.
- Gallastegui, J. (2000). Estructura cortical de la cordillera y margen continental cantábricos. *Trabajos de Geología*, 22, 9-234.
- García-Jerez, A., Piña-Flores, J., Sánchez-Sesma, F. J., Luzón, F. y Perton, M. (2016). A computer code for forward calculation and inversion of the H/V spectral ratio under the diffuse field assumption. *Computers & Geosciences*, 97, 67-78. doi: 10.1016/j.cageo.2016.06.016
- García Lobón, J. L., Reguera García, M. I., Martín León, J., Rey Moral, C. y Berrezueta Alvarado, E. (2010). Plan de selección y caracterización de áreas y estructuras favorables para el almacenamiento geológico de CO<sub>2</sub> en España. Informe ejecutivo. *Informe inédito del Instituto Geológico y Minero de España*, 75.
- García-Mondejar, J., Agirrezabala, L. M., Aranburu, A., Fernández-Mendiola, P. A., Gómez-Pérez, I., López-Horgue, M. y Rosales, I. (1996). Aptial-Albian tectonic pattern of the basque-cantabrian basin (northern Spain). *Geological Journal*, 31, 13-45. doi: 10.1002/(SICI)1099-1034(199603)31:1<13::AID-GJ689>3.0.CO;2-Y
- García-Sansegundo, J., Poblet, J., Alonso, J. L. y Clariana, P. (2011). Hinterland-foreland zonation of the Variscan orogen in the Central Pyrenees: comparison with the northern part of the Iberian Variscan Massif. *Geological Society, London, Special Publications*, 349, 169-184. doi: 10.1144/SP349.9
- García-Senz, J., Pedrera, A., Ayala, C., Ruiz-Constán, A., Robador, A. y Rodríguez-Fernández, L. R. (2019). Inversion of the north Iberian hyperextended margin: the role of exhumed mantle indentation during continental collision. *Tectonics*, 36 (12), 3155-3177. doi: 10.1002/2017TC004716
- Geman, S. y Geman, D. (1984). Stochastic Relaxation, Gibbs Distributions, and the Bayesian Restoration of Images. *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence*, 6, 721-741. doi: 10.1109/tpami.1984.4767596
- Gómez-García, C. y Villaseñor, A. (2015). Rayleigh wave ellipticity measurements in the Iberian Peninsula and Morocco. *BSC Doctoral Symposium (2nd: 2015: Barcelona)*,

108-109.

- Goutorbe, B., Oliveira Coelho, D. L. y Drouet, S. (2015). Rayleigh wave group velocities at periods of 6-23 s across Brazil from ambient noise tomography. *Geophysical Journal International*, 203, 869-882. doi: 10.1093/gji/ggv343
- Gucunsky, N. y Woods, R. D. (1992). Numerical simulation of the SASW test. *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, 11(4), 213-227. doi: 10.1016/0267-7261(92)90036-D
- Guimerà, J., Mas, R. y Alonso, A. (2004). Intraplate deformation in the NW Iberian Chain: Mesozoic extension and Tertiary contractional inversion. *Journal of the Geological Society, London*, 161, 291-303.
- Guimerà, J., Rivero, L., Salas, R. y Casas, A. (2016). Moho depth inferred from gravity and topography in an intraplate area (Iberian Chain). *Tectonophysics*, 666, 134-143.
- Gutiérrez-Alonso, G., Johnston, S. T., Weil, A. B., Pastor Galán, D. y Fernández-Suárez, J. (2012). Buckling an orogen: The Cantabrian Orocline. *GSA Today*, 22(7), 4-9.
- Harkrider, D. G. (1964). Surface waves in multilayered elastic media I. Rayleigh and Love waves from buried sources in a multilayered elastic half-space. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 54(2), 627-679.
- Harkrider, D. G. y Anderson, D. L. (1966). Surface wave energy from point sources in plane layered Earth models. *Journal of Geophysical Research*, 71(12), 2967-2980. doi: 10.1029/JZ071i012p02967
- Haskell, N. A. (1953). The dispersion of surface waves on multilayered media. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 43(1), 17-34.
- Havskov, J. y Alguacil, G. (2006). *Instrumentation in Earthquake Seismology*. doi: 10.1007/978-3-319-21314-9
- Helffrich, G. R., Wookey, J. M. y Bastow, I. D. (2013). *The Seismic Analysis Code: A Primer and User's Guide*. Cambridge University Press.
- Heredia, N., Gómez, J. A., Molinero, R., León, C., Pineda, A., Delgado, B., ... Navas, M. (2010). Selección y caracterización de áreas y estructuras con capacidad de almacenamiento geológico de CO<sub>2</sub> en España. En *Cadena Cantábrica y Cuenca del Duero (Geología)* (Vol. I-1, p. 113).

- Herrmann, R. B. (2013). Computer Programs in Seismology: An Evolving Tool for Instruction and Research. *Seismological Research Letters*, 84, 1081-1088. doi: 10.1785/0220110096
- Hosseinpour, M., Williams, S., Seton, M., Barnett-Moore, N. y Müller, R. D. (2016). Tectonic evolution of Western Tethys from Jurassic to present day: coupling geological and geophysical data with seismic tomography models. *International Geology Review*, 58(13), 1616-1645. doi: 10.1080/00206814.2016.1183146
- Hu, S., Yao, H. y Yang, H.-Y. (2021). The azimuthal dependence of Rayleigh wave ellipticity in a slightly anisotropic medium. *Geophysical Journal International*, 225, 1359-1374. doi: 10.1093/gji/ggab029
- IGME. (1987). *Contribución de la exploración petrolífera al conocimiento de la Geología de España*. Instituto Geológico y Minero de España (IGME), Servicio de Publicaciones, Madrid.
- Ingber, L. (1989). Very fast simulated re-annealing. *Mathematical and Computer Modelling*, 12, 967-973. doi: 10.1016/0895-7177(89)90202-1
- Izquierdo-Llavall, E., Casas Sainz, A., Oliva-Urcia, B., Burmester, R., Pueyo, E. L. y Housen, B. (2015). Multi-episodic remagnetization related to deformation in the Pyrenean Internal Sierras. *Geophysical Journal International*, 201, 891-914. doi: 10.1093/gji/ggv042
- Julià, J., Ammon, C. J., Herrmann, R. B. y Correig, A. M. (2000). Joint inversion of receiver function and surface wave dispersion observations. *Geophysical Journal International*, 143, 99-112. doi: 10.1046/j.1365-246x.2000.00217.x
- Julià, J., Ammon, C. J. y Nyblade, A. A. (2005). Evidence for mafic lower crust in Tanzania, East Africa, from joint inversion of receiver functions and Rayleigh wave dispersion velocities. *Geophysical Journal International*, 162, 555-569. doi: 10.1111/j.1365-246X.2005.02685.x
- Julià, J., Vila, J. y Macià, R. (1998). The receiver structure beneath the Ebro basin, Iberian Peninsula. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 88, 1538-1547.
- Julivert, M. (1996). Place de la chaîne Hercynienne des Pyrénées dans le cadre Varisque. En A. Barnolas, J. C. Chiron y B. Guérangué (Eds.), *Introduction. Géophysique, Cycle*

- Hercynien* (Vol. 1). BGRM-IGME.
- Julivert, M., Fontboté, J. M., Ribeiro, A. y Conde, L. (1972). *Mapa tectónico de la Península Ibérica y Baleares, E:1:1,000,000*. Instituto Geológico y Minero de España.
- Kennet, B. L. N. (1991). *IASPEI 1991 Seismological Tables*. Canberra, Australia: Bibliotech.
- Kennett, B. L. N. y Engdahl, E. R. (1991). Travel times for global earthquake location and phase identification. *Geophysical Journal International*, 105, 429-465.
- Kirkpatrick, S. (1984). Optimization by Simulated Annealing: Quantitative studies. *Journal of Statistical Physics*, 34(5-6), 975-986. doi: 10.1007/BF01009452
- Kirkpatrick, S., Gelatt, C. D. y Vecchi, M. P. (1983). Optimization by Simulated Annealing. *Science*, 220, 671-680. doi: 10.1126/science.220.4598.671
- Lamarque, G. y Julià, J. (2019). Lithospheric and sublithospheric deformation under the Borborema Province of northeastern Brazil from receiver function harmonic stripping. *Solid Earth*, 10, 893-905. doi: 10.5194/se-10-893-2019
- Langston, C. A. (1977). The effect of planar dipping structure on source and receiver responses for constant ray parameter. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 67, 1029-1050.
- Langston, C. A. (1979). Structure under Mount Rainer, Washington, inferred from teleseismic body waves. *Journal of Geophysical Research*, 84, 4749-4762. doi: 10.1029/JB084iB09p04749
- Larrasoaña, J. C., Parés, J. M., Millán, H., del Valle, J. y Pueyo, E. L. (2003). Paleomagnetic, structural and stratigraphic constraints on transverse fault kinematics during basin inversion: The Pamplona Fault (Pyrenees, north Spain). *Tectonics*, 22(6), 1071. doi: 10.1029/2002TC001446
- Levin, V., Roecker, S., Graham, P. y Hosseini, A. (2008). Seismic anisotropy indicators in Western Tibet: Shear wave splitting and receiver function analysis. *Tectonophysics*, 462, 99-108. doi: 10.1016/j.tecto.2008.03.019
- Levsin, A. L., Yanovskaya, T. B., Lander, A. V., Bukchin, B. G., Barmin, M. P., Ratnikova, L. I. y Its, E. N. (1989). *Seismic surface waves in a laterally inhomogeneous earth* (V. I. Keilis-Borok, Ed.). Kluwer Academic Publishers, London.

- Li, G., Chen, H., Niu, F., Guo, Z., Yang, Y. y Xie, J. (2016). Measurement of rayleigh wave ellipticity and its application to the joint inversion of high-resolution s wave velocity structure beneath northeast china. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 121(2), 864-880. doi: 10.1002/2015JB012459
- Ligorrià, J. y Ammon, C. J. (1999). Iterative deconvolution and receiver-function estimation. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 89(5), 1395-1400.
- Lin, F., Tsai, V. C. y Schmandt, B. (2014). 3-D crustal structure of the western United States: application of Rayleigh-wave ellipticity extracted from noise cross-correlations. *Geophysical Journal International*, 198 (2), 656-670. doi: 10.1093/gji/ggu160
- Lin, F.-C. y Schmandt, B. (2014). Upper crustal azimuthal anisotropy across the contiguous U.S. determined by Rayleigh wave ellipticity. *Geophysical Research Letters*, 41(23). doi: 10.1002/2014GL062362
- Liu, C.-N., Lin, F.-C., Huang, H.-H., Wang, Y., Berg, E. M. y Lin, C.-H. (2021). High-Resolution 3-D Shear Wave Velocity Model of Northern Taiwan via Bayesian Joint Inversion of Rayleigh Wave Ellipticity and Phase Velocity With Formosa Array. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 126, e2020JB021610. doi: 10.1029/2020JB021610
- Liu, H. y Niu, F. (2012). Estimating crustal seismic anisotropy with a joint analysis of radial and transverse receiver function data. *Geophysical Journal International*, 188, 144-164. doi: 10.1111/j.1365-246X.2011.05249.x
- López-Fernández, C. (2006). *Actividad sísmica, zonación sismotectónica y riesgo sísmico en el noroeste de la Península Ibérica* (Tesis Doctoral no publicada). Universidad de Oviedo.
- López-Gómez, J., Martín-González, F., Heredia, N., de la Horra, R., Barrenechea, J. F., Cadenas, P., ... Gand, G. (2019). New lithostratigraphy for the Cantabrian Mountains: A common tectonostratigraphic evolution for the onset of the Alpine cycle in the W Pyrenean realm, N Spain. *Earth-Science Reviews*, 188, 249-271. doi: 10.1016/j.earscirev.2018.11.008
- Lotze, F. (1945). Zur Gliderung der Varisziden der Iberischen Meseta. *Geotektonische Forschungen*, 6, 78-92.

- Ludwig, W. J., Nafe, J. E. y Drake, C. L. (1970). Seismic refraction. En A. E. Maxwell (Ed.), *The sea* (p. 53-84). Nueva York: Wiley-Interscience.
- Lundy, M. y Mees, A. (1986). Convergence of an annealing algorithm. *Mathematical Programming*, *34*, 111-124. doi: 10.1007/BF01582166
- Luo, Y., Yang, Y., Xu, Y., Xu, H., Zhao, K. y Wang, K. (2015). On the limitations of interstation distances in ambient noise tomography. *Geophysical Journal International*, *201*, 652-661. doi: 10.1093/gji/ggv043
- Ma, Z., Masters, G., Laske, G. y Pasyanos, M. (2014). A comprehensive dispersion model of surface wave phase and group velocity for the globe. *Geophysical Journal International*, *199*, 113-135. doi: 10.1002/2014GL062362
- Macquet, M., Paul, A., Pedersen, H. A., Villaseñor, A., Chevrot, S., Sylvander, M. y Wolyniec, D. (2014). Ambient noise tomography of the Pyrenees and the surrounding regions: inversion for a 3-D Vs model in the presence of a very heterogeneous crust. *Geophysical Journal International*, *199*, 402-415. doi: 10.1093/gji/ggu270
- Manatschal, G., Chenin, P., Lescoutre, R., Miró, J., Cadenas, P., Saspiturry, N., ... Calassou, S. (2021). The role of inheritance in forming rifts and rifted margins and building collisional orogens: a Biscay-Pyrenean perspective. *BSGF - Earth Sciences Bulletin*, *192*. doi: 10.1051/bsgf/2021042
- Mancilla, F. D. L. y Díaz, J. (2015). High resolution Moho topography map beneath Iberia and Northern Morocco from receiver function analysis. *Tectonophysics*, *663*, 203-211. doi: 10.1016/j.tecto.2015.06.017
- Marcos, A. y Pulgar, J. A. (1982). An approach to the Tectonostratigraphic evolution of the Cantabrian Foreland thrust and fold belt, Hercynian Cordillera of NW Spain. *Neues Jahrbuch für Geologie und Paläontologie*, *163*(2), 256-260.
- Martínez, F. J., Dietsch, C., Aleinikoff, J., Cirés, J., Arboleya, M. L., Reche, J. y Gómez-Gras, D. (2015). Provenance, age, and tectonic evolution of Variscan flysch, southeastern France and northeastern Spain, based on zircon geochronology. *Bulletin of the Geological Society of America*, *128*, 242-289. doi: 10.1130/B31316.1
- Martínez Catalán, J. R. (2011). Are the oroclines of the Variscan belt related to late Variscan



- strike-slip tectonics? *Terra Nova*, 23(4), 241-247. doi: 10.1111/j.1365-3121.2011.01005.x
- Martínez-Catalán, J. R., Schulmann, K. y Ghienne, J.-F. (2021). The Mid-Variscan Allochthon: Keys from correlation, partial retrodeformation and plate-tectonic reconstruction to unlock the geometry of a non-cylindrical belt). *Earth-Science Reviews*, 220. doi: 10.1016/j.earscirev.2021.103700
- Matte, P. (1991). Accretionary history and crustal evolution of the Variscan belt in Western Europe). *Tectonophysics*, 196, 309-337.
- Matthews, K. J., Maloney, K. T., Zahirobic, S., Williams, S. E., Seton, M. y Müller, R. D. (2016). Global Plate Boundary Evolution and Kinematics Since the Late Paleozoic. *Global and Planetary Change*, 146, 226-250. doi: 10.1016/j.gloplacha.2016.10.002
- Menke, W. (1979). Comment on "Dispersion function computations for unlimited frequency values" by Anas Abo-Zena. *Geophysical Journal International*, 59, 315-323. doi: 10.1111/j.1365-246x.1979.tb06769.x
- Menke, W. (2012). *Geophysical Data Analysis: Discrete Inverse Theory, MATLAB Edition*. Elsevier, New York, NY.
- Menke, W. y Jin, G. (2015). Waveform fitting of cross spectra to determine phase velocity using Aki's formula. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 105, 1619-1627. doi: 10.1785/0120140245
- Merino-Tomé, O., Alonso, J. L., Bahamonde, J. R., Fernández, L. P., Colmenero, J. R., Villa, E. y Suárez, A. (2019). 11.2.2. Foreland Basin at the Cantabrian Zone: Evolution from Distal Foreland Basin Successions to Wedge-Top Deposition and Tightening of the Ibero-Armorican Arc. En C. Quesada y J. T. Oliveira (Eds.), *The Variscan Cycle* (Vol. 2). Springer.
- Métaxian, J., Lesage, P. y Dorel, J. (1997). Permanent tremor of Masaya Volcano, Nicaragua: Wave field analysis and source location. *Journal of Geophysical Research*, 102, 22.529-22.545. doi: 10.1029/97JB01141
- Metropolis, N., Rosenbluth, A. W., Rosenbluth, M. N., Teller, A. H. y Teller, E. (1953). Equations of state calculations by fast computing machines. *The Journal of Chemical Physics*,

- 21, 1087-1092.
- Mezcua, J. y Rueda, J. (2006). Sismicidad, sismotectónica y evolución geodinámica de la Península Ibérica. *Física de la Tierra*, 18, 137-155.
- Muir, V. y Tsai, V. C. (2017). Rayleigh-wave H/V via noise cross correlation in southern California. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 107(5), 2021-2027. doi: 10.1785/0120170051
- Mulargia, F. (2012). The seismic noise wavefield is not diffuse. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 131. doi: 10.1121/1.3689551
- Muñoz, J. A. (1992). Evolution of a Continental Collision Belt: ECORS-Pyrenees Crustal Balanced Cross-section. En K. R. McClay (Ed.), *Thrust Tectonics* (p. 235-246). Chapman & Hall.
- Muñoz-Jimenez, A. y Casas-Sainz, A. M. (1997). The Rioja Trough (N Spain), tectosedimentary evolution of a symmetric foreland basin. *Basin Research*, 9, 65-86.
- Nakamura, Y. (1989). A method for dynamic characteristics estimation of subsurface using microtremor on the ground surface. *Report of Railway Technical Research Institute*, 1, 25-33.
- Nakamura, Y. (2000). Clear identification of fundamental idea of Nakamura's technique and its applications. *Proceedings of the 12th World Conference on Earthquake Engineering. Auckland, New Zealand (2000)*.
- Nance, R. D., Gutiérrez-Alonso, G., Keppie, J. D., Linnemann, U., Murphy, J. B., Quesada, C., ... Woodcock, N. H. (2010). Evolution of the Rheic Ocean. *Gondwana Research*, 17, 195-216. doi: 10.1016/j.gr.2009.08.001
- Nance, R. D., Gutiérrez-Alonso, G., Keppie, J. D., Linnemann, U., Murphy, J. B., Quesada, C., ... Woodcock, N. H. (2012). A brief history of the Rheic Ocean. *Geoscience Frontiers*, 3(2), 125-135. doi: 10.1016/j.gsf.2011.11.008
- Ohori, M., Nobata, A. y Wakamatsu, K. (2002). A comparison of ESAC and FK methods of estimating phase velocity using arbitrarily shaped microtremor arrays. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 92, 2323-2332. doi: 10.1785/0119980109
- Olivar-Castaño, A., Pilz, M., Pedreira, D., Pulgar, J., Díaz-González, A. y González-Cortina,

- J. M. (2020). Regional Crustal Imaging by Inversion of Multimode Rayleigh Wave Dispersion Curves Measured From Seismic Noise: Application to the Basque-Cantabrian Zone (N Spain). *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 125, e2020JB019559. doi: 10.1029/2020JB019559
- Omodeo-Salé, S., Salas, R., Guimerà, J., Ondrak, R., Mas, R., Arribas, J., ... Martínez, L. (2015). Subsidence and thermal history of an inverted late jurassic-early cretaceous extensional basin (Camerós, North-central Spain affected by very low- to low-grade metamorphism). *Basin Research*, 29 (S1), 156-174. doi: 10.1111/bre.12142
- Owens, T. J., Zandt, G. y Taylor, S. R. (1984). Seismic Evidence for an Ancient Rift Beneath the Cumberland Plateau, Tennessee: A Detailed Analysis of Broadband Teleseismic P Waveforms. *Journal of Geophysical Research*, 89, 7783-7795. doi: 10.1029/JB089iB09p07783
- Palomeras, I., Villaseñor, A., Thurner, S., Levander, A., Gallart, J. y Harnafi, M. (2017). Lithospheric structure of Iberia and Morocco using finite-frequency Rayleigh wave tomography from earthquakes and seismic ambient noise. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 18(5), 1824-1840. doi: 10.1002/2016GC006657
- Pardo, G., Arenas, C., González, A., Luzón, A., Muñoz, A., Pérez, A., ... Villena, J. (2004). La cuenca del Ebro. En J. A. Vera (Ed.), *Geología de España* (p. 533-543). SGE-IGME, Madrid.
- Park, J. y Levin, V. (2000). Receiver functions from multiple-taper spectral correlation estimates. *Bulletin of the Seismological Society of America*. doi: 10.1785/0119990122
- Parolai, S., Picozzi, M., Richwalski, S. M. y Milkereit, C. (2005). Joint inversion of phase velocity dispersion and H/V ratio curves from seismic noise recordings using a genetic algorithm, considering higher modes. *Geophysical Research Letters*, 32, L01303. doi: 10.1029/2004GL021115
- Pastor-Galán, D., Gutiérrez-Alonso, G., Fernández-Suárez, J., Murphy, J. B. y Nieto, F. (2013a). Tectonic evolution of NW Iberia during the Paleozoic inferred from the geochemical record of detrital rocks in the Cantabrian Zone. *Lithos*, 182-183, 211-228.
- Pastor-Galán, D., Gutiérrez-Alonso, G., Murphy, J. B., Fernández-Suárez, J., Hofmann, M. y

- Linnemann, U. (2013b). Provenance analysis of the Paleozoic sequences of the northern Gondwana margin in NW Iberia: Passive margin to Variscan collision and orocline development. *Gondwana Research*, 23, 1089-1103.
- Pedreira, D. (2005). *Estructura cortical de la zona de transición entre los Pirineos y la Cordillera Cantábrica. PhD Thesis (2004)*. Ed. Universidad de Oviedo (Ediuno), ISBN: 84-8317-528-2, 343 pp.
- Pedreira, D., Afonso, J. C., Pulgar, J. A., Gallastegui, J., Carballo, A., Fernández, M., ... García-Moreno, O. (2015). Geophysical-petrological modeling of the lithosphere beneath the Cantabrian Mountains and the North-Iberian margin: geodynamic implications. *Lithos*, 230, 46-68. doi: 10.1016/j.lithos.2015.04.018
- Pedreira, D., Pulgar, J. A., Díaz, J., Alonso, J. L., Gallastegui, J. y Teixell, A. (2018). Comment on “Reconstruction of the Exhumed Mantle Across the North Iberian Margin by Crustal-Scale 3-D Gravity Inversion and Geological Cross Section” by Pedrera et al. *Tectonics*, 37, 4338-4345. doi: 10.1029/2018TC005129
- Pedreira, D., Pulgar, J. A., Gallart, J. y Díaz, J. (2003). Seismic evidence of Alpine crustal thickening and wedging from the western Pyrenees to the Cantabrian Mountains (north Iberia). *Journal of Geophysical Research*, 108, B42204. doi: 10.1029/2001JB001667
- Pedreira, D., Pulgar, J. A., Gallart, J. y Torné, M. (2007). Three-dimensional gravity and magnetic modeling of crustal indentation and wedging in the western Pyrenees-Cantabrian Mountains. *Journal of Geophysical Research*, 112, B12405. doi: 10.1029/2007JB005021
- Pedrera, A., García-Senz, J., Ayala, C., Ruiz-Constán, A., Rodríguez-Fernández, L. R., Robador, A. y González Menéndez, L. (2017). Reconstruction of the Exhumed Mantle Across the North Iberian Margin by Crustal-Scale 3-D Gravity Inversion and Geological Cross Section. *Tectonics*, 36 (12), 3155-3177. doi: 10.1002/2017TC004716
- Pérez-Estaún, A., Bastida, F., Alonso, J. L., Marquínez, J., Aller, J., Álvarez Marrón, J., ... Pulgar, J. A. (1988). A thin-skinned tectonic model for an arcuate fold and thrust belt: the Cantabrian Zone (Variscan Ibero-Armorican Arc). *Tectonics*, 7, 517-537.
- Pérez-Estaún, A., Bea, F., Bastida, F., Marcos, A., Martínez-Catalán, J. R., Martínez-Poyatos,

- D., ... González-Lodeiro, F. (2004). La cordillera varisca europea: el macizo ibérico. En J. A. Vera (Ed.), *Geología de España* (p. 21-25). SGE-IGME, Madrid.
- Pérez-Estaún, A., Pulgar, J. A., Banda, E., Álvarez Marrón, J. y Group, E.-N. (1994). Crustal structure of the external variscides in northwest Spain from deep seismic profiling. *Tectonophysics*, 232, 91-118.
- Pérez-Estaún, A., Pulgar, J. A., Álvarez Marrón, J. y Group, E.-N. (1997). Crustal structure of the Cantabrian Zone: seismic image of a Variscan foreland thrust and fold belt (NW Spain). *Revista de la Sociedad Geológica de España*, 8(4), 307-319.
- Pestel, E. C. y Leckie, F. A. (1963). *Matrix Methods in Elastomechanics*. Nueva York: McGraw-Hill.
- Pilz, M., Parolai, S. y Woith, H. (2017). A 3-D algorithm based on the combined inversion of Rayleigh and Love waves for imaging and monitoring of shallow structures. *Geophysical Journal International*, 209, 152-166. doi: 10.1093/gji/ggx005
- Press, F. (1968). Earth Models Obtained by Monte Carlo Inversion. *Journal of Geophysical Research*, 73, 5223-5234. doi: 10.1029/jb073i016p05223
- Prieto, G. A., Lawrence, J. F. y Beroza, G. C. (2009). Anelastic Earth structure from the coherency of the ambient seismic field. *Journal of Geophysical Research*, 114, B07303. doi: 10.1029/2008JB006067
- Pulgar, J. A., Gallart, J., Fernández-Viejo, G., Pérez-Estaún, A., Álvarez Marrón, J. y the ESCIN Group. (1996). Seismic image of the Cantabrian Mountains in the western extension of the pyrenees from integrated ESCIN reflection and refraction data. *Tectonophysics*, 264, 1-19.
- Pulgar, J. A., González-Cortina, J. M., Acevedo, J., Díaz-González, A. y del Pie, L. (2017). *Informe final del proyecto siscan*.
- Quintana, L., Pulgar, J. A. y Alonso, J. L. (2015). Displacement transfer from borders to interior of a plate: A crustal transect of Iberia. *Tectonophysics*, 663, 378-398. doi: 10.1016/j.tecto.2015.08.046
- Rat, P. (1988). The Basque-Cantabrian basin between the Iberian and European plates, some facts but still many problems. *Revista de la Sociedad Geológica de España*, 1(3-4),

327-348.

- Rawlinson, N. y Spakman, W. (2016). On the use of sensitivity test in seismic tomography. *Geophysical Journal International*, 205, 1221-1243. doi: 10.1093/gji/ggw084
- Riba, O., Reguant, S. y Villena, J. (1983). Ensayo de síntesis estratigráfica y evolutiva de la cuenca terciaria del Ebro. En J. A. Comba (Ed.), *Geología de España. Libro Jubilar J.M. Ríos* (Vol. 2, p. 131-159). Madrid: IGME.
- Ringler, A. T., Hutt, C. R., Persefield, K. y Gee, L. S. (2013). Seismic station installation orientation errors at ANSS and IRIS/USGS stations. *Seismological Research Letters*, 84, 926-931. doi: 10.1785/0220130072
- Roca, E., Muñoz, J. A., Ferrer, O. y Ellouz, N. (2011). The role of the Bay of Biscay Mesozoic extensional structure in the configuration of the pyrenean orogen: Constraints from the marconi deep seismic reflection survey. *Tectonics*, 30, 1-33. doi: 10.1029/2010TC002735
- Ruiz, M., Gallart, J., Díaz, J., Olivera, C., Pedreira, D., López, C., ... Pulgar, J. A. (2006). Seismic activity at the western Pyrenean edge. *Tectonophysics*, 412, 217-235. doi: 10.1016/j.tecto.2005.10.034
- Salas, R. y Casas, A. (1993). Mesozoic extensional tectonics, stratigraphy and crustal evolution during the Alpine cycle of the eastern Iberian basin. *Tectonophysics*, 228, 33-55.
- Salas, R., Guimerà, J., Mas, R., Martín-Closas, C., Meléndez, A. y Alonso, A. (2001). Evolution of the Mesozoic Central Iberian Rift System and its Cenozoic Inversion (Iberian Chain). En W. Cavazza, A. H. F. R. Robertson, P. Ziegler y S. Crasquin-Soleau (Eds.), *Peri-Tethyan Rift/Wrench Basins and Passive Margins* (Vol. 186, p. 145-185).
- Sambridge, M. (2001). Finding acceptable models in nonlinear inverse problems using a neighbourhood algorithm. *Inverse Problems*, 17, 387-403. doi: 10.1088/0266-5611/17/3/302
- Sanz-López, J., Blanco-Ferrera, S., Sánchez de Posada, L. C. y García-López, S. (2007). Serpukhovian conodonts from northern Spain and their biostratigraphic application. *Paleontology*, 50, 883-904.
- Savage, M. K. (1998). Lower crustal anisotropy or dipping boundaries? Effects on receiver

- functions and a case study in New Zealand . *Journal of Geophysical Research*, 103, 15,069-15,087. doi: 10.1029/98JB00795
- Savage, M. K., Lin, F. C. y Townend, J. (2013). Ambient noise cross-correlation observations of fundamental and higher-mode Rayleigh wave propagation governed by basement resonance. *Geophysical Research Letters*, 40, 1-6. doi: 10.1002/grl.50678
- Savostin, L. A., Sibuet, J. C., Zonenshain, L. P., Le Pichon, X. y Roulet, M. J. (1986). Kinematic evolution of the Tethys belt from the Atlantic Ocean to the Pamirs since the Triassic. *Tectonophysics*, 123, 1-35.
- Schettino, A. y Turco, E. (2009). Breakup of Pangaea and plate kinematics of the central Atlantic and Atlas regions). *Geophysical Journal International*, 178(2), 1078-1097. doi: 10.1111/j.1365-246X.2009.04186.x
- Schettino, A. y Turco, E. (2011). Tectonic history of the western Tethys since the Late Triassic). *GSA Bulletin*, 123(1-2), 89-105. doi: 10.1130/B30064.1
- Schulte-Pelkum, V. y Mahan, K. H. (2014). A method for mapping crustal deformation and anisotropy with receiver functions and first results from USArray. *Earth and Planetary Science Letters*, 402, 221-233. doi: 10.1016/j.epsl.2014.01.050
- Sekihara, K., Haneishi, H. y Ohyama, N. (1992). Details of simulated annealing algorithm to estimate parameters of multiple current dipoles using biomagnetic data. *IEEE Transactions on Medical Imaging*, 11, 293-299. doi: 10.1109/42.141654
- Shapiro, N. M. y Campillo, M. (2004). Emergence of broadband rayleigh waves from correlations of the ambient seismic noise. *Geophysical Research Letters*, 31, 8-11. doi: 10.1029/2004GL019491
- Shapiro, N. M., Singh, S. K., Almora, D. y Ayala, M. (2001). Evidence of the dominance of higher-mode surface waves in the lake-bed zone of the Valley of Mexico. *Geophysical Journal International*, 147, 517-527. doi: 10.1046/j.0956540x.2001.01508.x
- Shen, W., Ritzwoller, M. H., Schulte-Pelkum, V. y Lin, F.-C. (2013). Joint inversion of surface wave dispersion and receiver functions: a Bayesian Monte-Carlo approach. *Geophysical Journal International*, 192, 807-836. doi: 10.1093/gji/ggs050
- Sibuet, J. C., Rouzo, S. y Srivastava, S. (2012). Plate tectonic reconstructions and paleo-

- geographic maps of the central and North Atlantic oceans). *Canadian Journal of Earth Sciences*, 49(12). doi: 10.1139/e2012-071
- Sibuet, J. C., Srivastava, S. P. y Spakman, W. (2004). Pyrenean orogeny and plate kinematics. *Journal of Geophysical Research*, 109, 1-18. doi: 10.1029/2003jb002514
- Silveira, G., Afonso Dias, N. y Villaseñor, A. (2013). Seismic imaging of the western Iberian crust using ambient noise: Boundaries and internal structure of the Iberian Massif. *Tectonophysics*, 589, 186-194. doi: 10.1016/j.tecto.2012.12.025
- Sánchez-Moya, Y. y Sopena, A. (2004). El rift mesozoico ibérico. En J. A. Vera (Ed.), *Geología de España* (p. 533-543). SGE-IGME, Madrid.
- Sánchez-Sesma, F. J., Rodríguez, M., Iturrarán-Viveros, U., Luzón, F., Campillo, M., Margerin, L., ... Rodríguez-Castellanos, A. (2001). A theory for microtremor H/V spectral ratio: application for a layered medium. *Geophysical Journal International*, 186, 221-225.
- Snieder, R. (2004). Extracting the Green's function from the correlation of coda waves: A derivation based on stationary phase. *Physical Review E*, 69, 046610. doi: 10.1103/PhysRevE.69.046610
- Socco, L., Foti, S. y Boiero, D. (2010). Surface-wave analysis for building near-surface velocity models - Established approaches and new perspectives. *Geophysics*, 75(5), 75A83-75A102. doi: 10.1190/1.3479491
- Stein, S. y Wysession, M. (2003). *An introduction to seismology, earthquakes, and earth structure*. Malden, MA: Blackwell Publishing Ltd.
- Strenski, P. N. y Kirkpatrick, S. (1991). Analysis of finite length annealing schedules. *European Journal of Operational Research*, 2005, 77-92. doi: 10.1016/j.ejor.2004.03.035
- Tang, X. M., Li, C. y Patterson, D. J. (2010). A curve-fitting technique for determining dispersion characteristics of guided elastic waves. *Geophysics*, 75, 153-160. doi: 10.1190/1.3420736
- Tanimoto, T. y Rivera, L. (2005). Prograde Rayleigh wave particle motion. *Geophysical Journal International*, 162, 399-405. doi: 10.1111/j.1365-246X.2005.02481.x
- Tanimoto, T. y Rivera, L. (2008). The ZH ratio method for long-period seismic data: sensitivity kernels and observational techniques. *Geophysical Journal International*, 172, 187-198.



- doi: 10.1111/j.1365-246X.2007.03609.x
- Tanimoto, T. y Tsuboi, S. (2009). Variational principle for Rayleigh wave ellipticity. *Geophysical Journal International*, 179, 1658-1668. doi: 10.1111/j.1365-246X.2009.04360.x
- Tanimoto, T., Yano, T. y Hakamata, T. (2013). An approach to improve Rayleigh-wave ellipticity estimates from seismic noise: application to the Los Angeles Basin. *Geophysical Journal International*, 193, 407-420. doi: 10.1093/gji/ggs123
- Téllez, J., Matías, L. M., Córdoba, D. y Mendes-Víctor, L. A. (1993). Structure of the crust in the schistose domain of Galicia-Tras-Os-Montes (NW Iberian Peninsula). *Tectonophysics*, 221, 81-93.
- Tokimatsu, K., Tamura, S. y Kojima, H. (1992). Effects of multiple modes on Rayleigh wave dispersion characteristics. *Journal of Geotechnical Engineering*, 118(10), 1529-1543. doi: 10.1061/(ASCE)0733-9410(1992)118:10(1529)
- Triki, E., Collete, Y. y Siarry, P. (2005). A theoretical study on the behavior of simulated annealing leading to a new cooling schedule. *European Journal of Operational Research*, 2005, 77-92. doi: 10.1016/j.ejor.2004.03.035
- Trippetta, F., Collettini, C., Vinciguerra, S. y Meredith, P. G. (2010). Laboratory measurements of the physical properties of Triassic Evaporites from Central Italy and correlation with geophysical data. *Tectonophysics*, 492, 121-132.
- Tugend, J., Manatschal, G., Kuszniir, N. J., Masini, E., Mohn, G. y Thinon, I. (2014). Formation and deformation of hyperextended rift systems: Insights from rift domain mapping in the Bay of Biscay-Pyrenees. *Geophysical Research Letters*, 32, L01303. doi: 10.1029/2004GL021115
- van Laarhoven, P. J. M. y Aarts, E. H. L. (1987). *Simulated annealing: Theory and Applications*. Dordrecht: Springer. doi: 10.1007/978-94-015-7744-1
- Velasco, F., Pesquera, A., Arce, R. y Olmedo, F. (1987). A contribution to the ore genesis of the magnesite deposit of Eugui, Navarra (Spain). *Mineralium Deposita*, 22, 33-41.
- Vergés, J., Fernández, M., Macchiavelli, C. y Torné, M. (2019). An Introduction to the Alpine Cycle in Iberia. En C. Quesada y J. T. Oliveira (Eds.), *The Alpine Cycle* (Vol. 3). Springer.

- Villaseñor, A., Yang, Y., Ritzwoller, M. H. y Gallart, J. (2007). Ambient noise surface wave tomography of the Iberian Peninsula: implications for shallow seismic structure. *Geophysical Research Letters*, 34, L11304. doi: 10.1029/2007GL030164
- Wagner, R. H., Winkler Prins, C. F. y Riding, R. E. (1971). Lithostratigraphic units of the lower part of the Carboniferous in northern León, Spain. *Trabajos de Geología*, 4, 603-663.
- Wang, R. (1999). A simple orthonormalization method for stable and efficient computation of Green's functions. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 89(3), 733-741.
- Wang, X., Chen, Q. F., Li, J. y Wei, S. (2016). Seismic Sensor Misorientation Measurement Using P-Wave Particle Motion: An Application to the NECsaisds Array. *Seismological Research Letters*, 87(4). doi: 10.1785/0220160005
- Wapenaar, K. (2004). Retrieving the Elastodynamic Green's Function of an Arbitrary Inhomogeneous Medium by Cross Correlation. *Physical Review Letters*, 93, 254301-1 - 254301-4. doi: 10.1103/PhysRevLett.93.254301
- Weil, A. B. (2006). Kinematics of oroclinal tightening in the core of an arc: Paleomagnetic analysis of the Ponga Unit, Cantabrian Arc, northern Spain. *Tectonics*, 25(3). doi: 10.1029/2005TC001861
- Weil, A. B., Gutiérrez-Alonso, G. y Conan, J. (2010). New time constraints on lithospheric-scale oroclinal bending of the Ibero-Armorican Arc: a palaeomagnetic study of earliest Permian rocks from Iberia. *Journal of the Geological Society*, 167(1), 127-143. doi: 10.1144/0016-76492009-002
- Wilde-Piórko, M., Grycuk, M., Polkowski, M. y Grad, M. (2017). On the rotation of teleseismic seismograms based on the receiver function technique. *Journal of Seismology*, 21, 857-868. doi: 10.1007/s10950-017-9640-x
- Woodhouse, J. H. (1974). Surface Waves in a Laterally Varying Layered Structure. *Geophysical Journal International*, 37(3), 461-490. doi: 10.1111/j.1365-246X.1974.tb04098.x
- Xia, J., Shen, C. y Xu, Y. (2013). Near-surface shear-wave velocities and quality factors derived from high frequency surface waves. *The Leading Edge*, 32(6), 612-618.
- Xia, R., Miller, R. D., Park, C. B. y Tian, G. (2003). Inversion of high frequency surface waves with fundamental and higher modes. *Journal of Applied Geophysics*, 52, 45-57. doi:

## BIBLIOGRAFÍA

---

10.1016/S0926-9851(02)00239-2

Yang, Y., Ritzwoller, M. H., Levshin, A. L. y Shapiro, N. M. (2007). Ambient noise Rayleigh wave tomography across Europe. *Geophysical Journal International*, 168, 259-274. doi: 10.1111/j.1365-246X.2006.03203.x

Zhu, L. y Kanamori, H. (2000). Moho depth variation in southern California from teleseismic receiver functions. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 105, 2969-2980. doi: 10.1029/1999JB900322