UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Departamento de Ciencias Geológicas

Estructuración y evolución tectónica neoproterozoica-mesozoica del Uruguay mediante la aplicación de métodos geofísicos potenciales, con énfasis en la región central del Cinturón Dom Feliciano

Tesis presentada para optar al título de
Doctor de la Universidad de Buenos Aires en el área Ciencias Geológicas

Pablo Andrés Nuñez Demarco

Directora de Tesis: Dra. Claudia Beatriz Prezzi

Codirectora: Dra. Leda Sánchez Bettucci

Consejero de Estudios: Dra. María Julia Orgeira

Lugar de Trabajo: Departamento de Ciencias Geológicas, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires, Argentina

2022

Agradecimientos

Quisiera agradecer a las instituciones y personas que han hecho posible la realización de esta tesis:

al CONICET por brindarme la beca que me permitió llevar adelante este doctorado,

a la Universidad de Buenos Aires y al IGeBA por brindarme el espacio físico, marco institucional y la formación académica,

a la Universidad de la Republica y la Facultad de Ciencias, por su apoyo en el transcurso de estos años,

a DINAMIGE por proporcionar los datos aeromagnéticos del Uruguay,

a Naomi Ussami, del IAG de la Universidad de São Paulo, por proporcionarme los datos gravimétricos del Uruguay y la región,

al Servicio Geográfico Militar por proporcionar los datos gravimétricos en detalle de la región de Polanco-Mariscala,

a Enrique Masquelin por su increíble disposición a investigar y discutir teorías, y por sus invaluables aportes sobre la estructuración de Uruguay,

a Rossana Muzio, Elena Peel, Carlos Vasquez, Ramon Caraballo, A. Bonilla, Pablo Pazos, Claire Bouligand y Judith Loureiro por su ayuda en los temas de sus particulares especialidades,

a mi directora de tesis la Dra. Claudia Beatriz Prezzi por su apoyo, su guía y por el afecto brindados a lo largo de todos los años,

a mi cotutora la Dra. Leda Sánchez Bettucci, porque que nos impulsa y motiva continuamente a crecer, por su apoyo incondicional, dedicación, su liderazgo y amistad todos estos años.

a mi familia y a mis amigos y compañeros por su apoyo constante todos estos años

y a Kiba, infinitas gracias por tu cariño y amistad durante todos los años de este doctorado. Hiciste bellas las vidas de quienes te rodeamos; sin tu inspiración esta tesis no habría llegado a ser lo que es.

¡Gracias!

Para Kiba...

Índice

Resumen 4
Abstract 5

1. Introducción 6
1.1. Objetivos y flujo de trabajo 6
1.2. Área de estudio y bases de datos 7
1.3. Síntesis de los principales aportes originales realizados 10
1.4. Estructura de la Tesis 11
1.5. Lista de publicaciones de los resultados obtenidos en esta tesis doctoral 13
1.6. Lista de publicaciones asociadas a este trabajo de tesis doctoral 14

2. Estratigrafía Neoproterozoica a Mesozoica de Uruguay 15
2.1. Introducción 15
2.2. Divisiones estructurales del Escudo Uruguayo 16
2.3. Zona de estudio de detalle 21
2.4. Basamento Cristalino 22
2.5. Cinturón Dom Feliciano 23
2.6. Grupo Arroyo del Soldado 26
2.7. Formación Barriga Negra 27
2.8. Intrusiones Graníticas 29
2.9. Controversias Estratigráficas 33
2.10. Estratigrafía del Mesozoico 37

3. Transformadas de Fourier, Hilbert y Riesz 42
3.1. Principios de la Transformada de Fourier 42
3.2 Transformada de Fourier en 2D 52
3.3. Transformada de Hilbert 60

4. Análisis Espectral 65
4.1. Introducción 65
4.2. Modelo espectral básico 68
4.3. Modelado iterativo (Forward modeling) y método del pico espectral 70
4.4. Modelo Fractal 71
4.5. Modelo Fractal Simplificado 73
4.6. Gradiente Geotérmico 74

5. Filtros de Campos Potenciales 76
5.1. Filtros básicos 76
5.2. La Señal Analítica y sus filtros derivados 84
5.3. Generalizaciones matemáticas: señales monogénicas y analíticas directas 88
5.4. Espacio de escala y continuaciones ascendentes 91
5.5. Deconvolución de Euler 96
5.6. Representación visual: Color, Sombras y Umbrales 97

6. Resultados: Revisión de los métodos espectrales 101
6.1. Introducción 101
6.2. Consideraciones sobre el método del centroide 101
6.3. Sistemas de unidades 102
6.4. Rangos de números de onda 102

6.5. Interpretación del método 107
6.6. Consideraciones sobre los métodos de *forward modeling* y pico espectral 110
6.7. Consideraciones sobre el método fractal 113
6.8. Consideraciones sobre el método fractal simplificado 115
6.9. Ventanas: geometría, tamaños, superposición y preprocesado 117
6.10. Método alternativo de cálculo aplicando el método de modelado directo 135
6.11. Modelado directo con el método fractal 136
6.12. Conclusiones de los test 137

7. Resultados: Profundidad a la isoterma de Curie en Sudamérica 138

8. Resultados: Análisis de Filtros de las Anomalías Aeromagnéticas 147
8.1. Introducción 147
8.2. Diques y unidades estructurales 155

9. Resultados: Deconvolución de Euler aplicada a las Anomalías Aeromagnéticas 164
9.1. Introducción 164
9.2. Cortes estructurales 167

10. Resultados: Análisis de los Datos Gravimétricos 173
10.1. Anomalía Gravimétrica Regional 173
10.2. Anomalía Gravimétrica Local (Zona central de Uruguay) 181

11. Discusión 184
11.1. Análisis Espectral: Estructuración 184
11.2. Anomalías Gravimétricas: Estructuración 184
11.3. Anomalías Aeromagnéticas: Estructuración 188
11.4. Restricciones de edad y correlación regional 192

12. Conclusiones 197

Bibliografía 202

Apéndice 244

Resumen

El objetivo general de esta tesis es contribuir a la comprensión de la evolución tectónica proterozoica y mesozoica del Uruguay mediante el análisis integrado de relevamientos gravimétricos y magnetométricos terrestres, aéreos y satelitales y de datos geológicos y estructurales. En particular, se hace foco en el estudio de la evolución tectónica de la zona central del basamento cristalino del Uruguay, localizada en el departamento de Lavalleja (-33°40'34° S; -54°40'55°30' O). Dicha zona, donde afloran la Formación Barriga Negra y los intrusivos graníticos de los complejos Polanco y Santa Lucía, comprende los sectores centrales de la cuenca aulacogénica mesozoica y del Cinturón Dom Feliciano y su límite con el Terreno Nico Pérez. En consecuencia, resulta clave para comprender la estructuración y evolución neoproterozoica y mesozoica del escudo uruguayo.

Para poder interpretar los datos magnetométricos y gravimétricos de manera rigurosa se llevaron a cabo revisiones detalladas de los diversos métodos y técnicas comúnmente aplicados al análisis de campos potenciales (análisis espectral, deconvolución de Euler, filtros). Estas revisiones llevaron a establecer correcciones e innovaciones metodológicas que permiten realizar simplificaciones en los procesos y obtener una mayor certidumbre en los resultados. En particular, con respecto al análisis espectral se definieron los límites de algunos de los parámetros requeridos para los cálculos de profundidad de fuentes magnéticas, estableciendo nuevos criterios y condiciones más rigurosas para su correcta aplicación. Asimismo, se desarrollaron diversos programas en Matlab y modelos para el testeo de los diversos métodos y técnicas y sus parámetros.

A partir de los datos disponibles y de los relevados en el marco de esta tesis se trabajó en tres escalas diferentes. Se realizó una interpretación de gran escala de anomalías magnetométricas correspondientes a modelos globales. Se llevó adelante un estudio de escala regional, a partir de relevamientos aeromagnéticos y gravimétricos de la República Oriental del Uruguay. Finalmente, se trabajó a escala local con datos gravimétricos terrestres relevados en el departamento de Lavalleja, en combinación con nuevo mapeo geológico-estructural.

El análisis de modelos globales permitió reevaluar las estructuras y límites del Cratón del Río de la Plata y cuencas suprayacentes. Las interpretaciones de escala regional y local posibilitaron establecer la estructuración paleoproterozoica, neoproterozoica y mesozoica del Uruguay. Se identificaron diversos enjambres de diques máficos paleoproterozoicos y mesozoicos y se determinó el rumbo e inclinación de algunas estructuras, así como su cronología. A partir de la integración de los resultados obtenidos se propone un nuevo modelo para la apertura del rift mesozoico, el cual involucra una zona de transferencia controlada por la reactivación de estructuras correspondientes al cinturón Dom Feliciano.

Abstract

The aim of this thesis is to contribute to the understanding of the Proterozoic and Mesozoic tectonic evolution of the Uruguayan shield through the integrated analysis of gravimetric and magnetometric, land, aerial and satellite surveys; and geological and structural data. In particular, it focuses on the study of the tectonic evolution of the central zone of the crystalline basement of Uruguay, located in the department of Lavalleja (-33°40'34°S; -54°40'55°30 'W). This area, where the Barriga Negra Formation and the granitic intrusions of the Polanco and Santa Lucía complexes crop out, comprises the central sectors of the Mesozoic aulacogenic basins, the Dom Feliciano Belt and its limit with the Nico Pérez Terrain. Consequently, it is key to understanding the Neoproterozoic and Mesozoic structure and evolution of the Uruguayan Shield.

In order to interpret the magnetometric and gravimetric data in a rigorous way, detailed reviews of the various methods and techniques commonly applied to the analysis of potential fields (spectral analysis, Euler deconvolution, filters) were carried out. These reviews led to the establishment of corrections and methodological innovations that allowed simplifications in the processes and resulted in a greater certainty of the results. In particular, with regard to spectral analysis, the limits of some of the parameters required for the depth calculations of magnetic sources were defined, establishing new criteria and more rigorous conditions for their correct application. Likewise, various Matlab programs and models were developed for testing the various methods and techniques and their parameters.

Based on the available data and those surveyed in the framework of this thesis, analysis and interpretations were carried out on three different scales. A large-scale interpretation of magnetometric anomalies corresponding to global models was performed. A regional scale study was carried out, based on aeromagnetic and gravimetric surveys of Uruguay. Finally, we worked on a local scale with land gravity data collected in the department of Lavalleja, in combination with new geological-structural mapping.

The analysis of global models made it possible to re-evaluate the structures and limits of the Río de la Plata Craton and overlying basins. Interpretations on a regional and local scale made it possible to establish the Paleoproterozoic, Neoproterozoic and Mesozoic structure of Uruguay. Various swarms of Paleoproterozoic and Mesozoic mafic dikes were identified and the strike and dip of some structures, as well as their relative chronology, were determined. From the integration of the obtained results, a new model is proposed for the opening of the Mesozoic rift, which involves a transfer zone controlled by the reactivation of structures corresponding to the Neoproterozoic Dom Feliciano Belt.

1
Introducción

1.1. Objetivos y flujo de trabajo

El objetivo general de esta tesis es contribuir a la comprensión de la evolución tectónica neoproterozoica y mesozoica del Uruguay, mediante la interpretación integrada de relevamientos gravimétricos y magnetométricos terrestres, aéreos y satelitales, junto con datos geológicos y estructurales.

En particular, se hace foco en el estudio de la evolución tectónica de la región sur de la zona central del basamento cristalino del Uruguay, localizada en el departamento de Lavalleja entre las coordenadas -33°38'1,65"S, -55°26'0,14"O y -34°20'14,42"S, 54°31'41,44"O. Dicha zona, donde afloran la Formación Barriga Negra y los intrusivos graníticos de los complejos Polanco y Santa Lucía, comprende los sectores centrales de la cuenca aulacogénica mesozoica y del Cinturón Dom Feliciano y su límite con el Terreno Nico Pérez. En consecuencia, resulta clave para comprender la estructuración y evolución neoproterozoica y mesozoica del Escudo Uruguayo.

A partir del procesamiento, análisis e interpretación de nuevos datos gravimétricos y magnetométricos se intenta contribuir a profundizar el conocimiento del sector sur del Cinturón Dom Feliciano. Asimismo, se trata de resolver y mejorar la discriminación de las distintas sucesiones de eventos deformacionales que afectaron a la región. En particular, se procura aportar a la comprensión de la superposición de eventos tectónicos neoproterozoicos y mesozoicos y, por lo tanto, al esclarecimiento de los distintos modelos tectónicos y estratigráficos propuestos para Uruguay.

Por otra parte, para poder interpretar los datos magnetométricos y gravimétricos de manera rigurosa se llevaron a cabo revisiones detalladas de los diversos métodos y técnicas comúnmente aplicados al análisis de campos potenciales (análisis espectral, filtros, etc.). Se establecieron correcciones e innovaciones metodológicas que permitieron realizar simplificaciones en los procesos y obtener una mayor calidad y certidumbre en los resultados. En particular, con respecto al análisis espectral se definieron los límites de algunos de los parámetros requeridos para los

cálculos de profundidad a la isoterma de Curie, estableciendo nuevos criterios y condiciones más rigurosas para su correcta aplicación. Asimismo, se desarrollaron distintos programas en Matlab y modelos para el testeo de los distintos métodos y técnicas y sus parámetros.

En cuanto al flujo de trabajo empleado, se realizó una recopilación y lectura crítica de los antecedentes bibliográficos disponibles, tanto en lo relativo a la geología y evolución tectónica de la zona de estudio, como en cuanto a las metodologías a aplicar en el procesamiento de los datos. Se confeccionó un mapa geológico del área principal de estudio, destacando y discutiendo los problemas de nomenclatura y de definición de diversas unidades actualmente existentes en el Uruguay, lo que muchas veces lleva a confusión. Se llevó adelante una exhaustiva revisión de los distintos filtros y de los diferentes métodos espectrales propuestos previamente por otros autores para el análisis de campos potenciales (gravimetría y magnetometría). Para ello se desarrollaron nuevos códigos en Matlab y programas computacionales que permitieron realizar diferentes análisis sobre la base de modelos especialmente construidos para esta tesis. Luego, dichas técnicas mejoradas e incluyendo innovaciones metodológicas propuestas en este trabajo, fueron aplicadas en el análisis de los datos gravimétricos y magnetométricos correspondientes a la zona de estudio. Particularmente se llevó adelante la aplicación de filtros, análisis espectral y deconvolución de Euler. Se realizó una interpretación integrada de todos los resultados obtenidos, identificándose diversos enjambres de diques máficos paleoproterozoicos y mesozoicos y determinándose el rumbo e inclinación de algunas estructuras, así como su cronología. Finalmente, se propone un nuevo modelo para la apertura del rift mesozoico, el cual involucra una zona de transferencia controlada por la reactivación de estructuras correspondientes al Cinturón Dom Feliciano.

1.2. Área de estudio y bases de datos

Las distintas bases de datos utilizadas en esta tesis poseen diferentes resoluciones y coberturas espaciales, a su vez, los diversos métodos a aplicar poseen limitantes en cuanto a la escala (área mínima considerada) en la que pueden ser aplicados. Por ejemplo, el análisis espectral requiere poder dividir el área de estudio en múltiples ventanas cuadradas con una longitud mínima de sus lados de entre 200 y 1000 km, para garantizar que se muestreen señales de larga longitud de onda y que, en consecuencia, los resultados reflejen la estructura cortical, lo cual implica trabajar a una escala regional o continental. Los datos magnéticos obtenidos de modelos globales de baja resolución permiten trabajar a escala continental, la mejor y más completa recopilación disponible de datos gravimétricos terrestres y satelitales (Sá, 2004) tiene una cobertura regional con baja resolución, los nuevos datos aeromagnéticos de alta resolución de Uruguay solo tienen una cobertura limitada de la mitad sur del país, mientras que los nuevos datos gravimétricos adquiridos para esta tesis poseen mayor resolución pero solo abarcan una pequeña región del Cinturón Dom

Feliciano. Por lo tanto, los diversos análisis se llevaron adelante a diferentes escalas integrándose sus resultados, en la medida de lo posible, en pos de alcanzar los objetivos planteados. De esta forma se trabajó en tres escalas diferentes:

i) Se realizó una interpretación de gran escala de anomalías magnetométricas correspondientes a modelos globales para el continente Sudamericano.

ii) Se llevó adelante un estudio de escala regional, a partir de nuevos relevamientos aeromagnéticos de alta resolución de la República Oriental del Uruguay y de un modelo gravimétrico regional que incluye datos terrestres y satelitales (Sá, 2004) de la República Oriental del Uruguay y algunas regiones limítrofes aledañas.

iii) Finalmente, se trabajó a escala local con datos gravimétricos terrestres especialmente relevados para este trabajo de tesis, en combinación con un nuevo mapeo geológico-estructural; haciendo foco en el estudio de la evolución tectónica de la zona central del Cinturón Dom Feliciano y del rift mesozoico, localizada en el departamento de Lavalleja (entre las coordenadas -33° 38' 1,65"S, -55° 26' 0,14"O y -34° 20' 14,42"S, 54° 31' 41,44"O).

Los datos magnéticos del continente Sudamericano (Fig. 1.1a) se extrajeron de la tercera versión de la Earth Magnetic Anomaly Grid (EMAG2v3), calculados a 4 km de altitud. Este modelo global está dado por una grilla de anomalías con una resolución espacial de dos minutos de arco, compilada a partir de datos satelitales, marinos, terrestres y aéreos (Maus *et al*. 2009; Meyer *et al*. 2017; Oehler *et al*. 2018). Para este trabajo fue seleccionada la región de América del Sur, ya que abarca una amplia variedad de ambientes geotectónicos: áreas cratónicas, cinturones orogénicos, márgenes activos, márgenes pasivos, grandes cuencas, derrames de basaltos fisurales, zonas de fusión parcial de la corteza media, entre otros (Mantesso-Neto *et al.* 2004). El mapa magnético de América del Sur EMAG 2 v.3 presenta una anomalía magnética muy puntual y de muy alta intensidad en los Andes Centrales (región Puna), que podría deberse a un error en los datos, pero que resulta particularmente interesante para evaluar sus efectos en los métodos propuestos. Además, el modelo global EMAG2v.3 tiene lagunas de datos que requieren interpolación. Si bien esto suele considerarse como un problema, brinda la oportunidad de analizar sus efectos en los resultados.

Los datos gravimétricos regionales (Fig. 1.1b) provienen del modelo desarrollado por la Universidad de São Paulo para el continente Sudamericano (Sá 2004), como resultado de la recopilación e integración de datos gravimétricos satelitales y terrestres. Este modelo de la anomalía de Bouguer Completa en la zona on-shore y de la anomalía de Aire Libre en la zona off-shore, contiene los datos de los relevamientos gravimétricos terrestres realizados en Uruguay entre 1950 y 1956 (SGM 1986; Subiza 1997) y posee una resolución promedio de 9 km.

El relevamiento aeromagnético de alta resolución de la República Oriental del Uruguay fue realizado entre 2014 y 2015 por la Dirección Nacional de Minería y Geología de Uruguay (DINAMIGE) (Sánchez Bettucci *et al.* 2016). El área relevada se muestra en la Fig. 1.1c. La elevación media de vuelo fue de 100 m, a lo largo de líneas de rumbo N-S con una equidistancia de 400 m, y con líneas de enlace de rumbo E-O cada 4 km. Se realizaron las correspondientes correcciones debido a la variación diurna y se sustrajo de los datos observados el Campo de Referencia Geomagnético Internacional.

A escala local (Fig. 1.1d), durante los años 2018 y 2019 se obtuvieron nuevos datos gravimétricos mediante un gravímetro LaCoste & Romberg, en colaboración con el Servicio Geográfico Militar del Uruguay, atravesando zonas de cizalla y estructuras de interés. Este relevamiento consta de un total de 513 estaciones, distribuidas a lo largo de 11 transectas, donde se efectuaron mediciones cada 500 m o 1000 m. Los datos crudos fueron procesados y corregidos como parte de esta tesis, determinándose la correspondiente anomalía de Bouguer. A estos datos debe sumarse otro relevamiento realizado por nuestro grupo de trabajo en 2015 en el marco del Proyecto ECOS – U17U01. En dicho relevamiento se midieron 172 estaciones, mediante un gravímetro LaCoste & Romberg. Los datos correspondientes fueron procesados e integrados con el relevamiento realizado durante los años 2018 y 2019, anteriormente mencionado. Lamentablemente, no fue posible continuar con el relevamiento de detalle durante los años 2020 y 2021 debido a la pandemia de COVID19, lo cual impidió alcanzar la cobertura y resolución inicialmente planificadas.

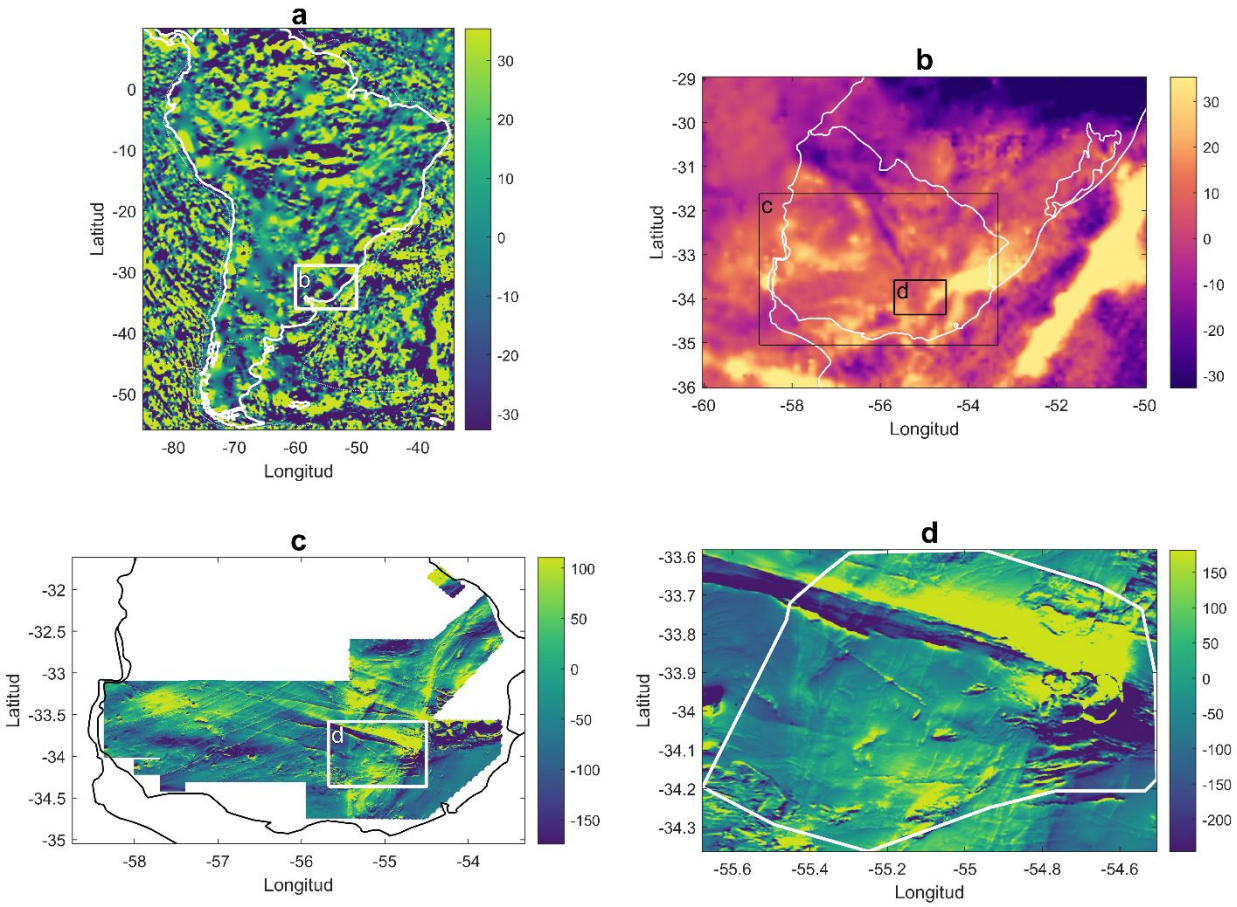

Figura 1.1. Área cubierta por las distintas bases de datos utilizadas. (**a**) Datos magnéticos globales del continente Sudamericano, Earth Magnetic Anomaly Grid (EMAG2v3). El rectángulo blanco indica el área correspondiente a los datos mostrados en la figura b. (**b**) Área cubierta por las anomalías gravimétricas de Uruguay y regiones aledañas (Sá 2004). Los rectángulos negros indican la localización de las figuras c y d. (**c**) Área cubierta por el relevamiento aeromagnético de detalle de Uruguay. El rectángulo blanco indica el área presentada en la figura d. **(d)** Área de estudio de detalle, mostrando la anomalía magnética. El polígono blanco indica el área cubierta por los datos gravimétricos terrestres de detalle relevados para esta tesis. En tonos de verde anomalías magnéticas (nT), en tonos rojos anomalía gravimétrica (mGal).

1.3. Síntesis de los principales aportes originales realizados

Durante el desarrollo de esta tesis se realizaron meticulosas revisiones fundamentales para el entendimiento de los esquemas estructurales en Uruguay, así como para dilucidar las controversias y divergencias existentes entre los diferentes modelos de evolución geológica propuestos por distintos autores. Se publicaron trabajos que revisan y corrigen la estratigrafía, estructura y edad de varias unidades en la región (Núñez Demarco *et al.* 2018; 2019a; 2019b; Núñez Demarco 2019; Silva Lara *et al.* 2018).

Se desarrollaron múltiples programas computacionales para llevar a cabo el análisis espectral y la aplicación de filtros a los campos potenciales. Se realizaron minuciosas revisiones matemáticas y metodológicas mediante el análisis sistemático de cerca de 200 artículos científicos, discutiéndose numerosas dificultades, condiciones, procedimientos y reconociéndose múltiples casos de aplicaciones erróneas y malas interpretaciones en los mismos. Se establecieron las condiciones y valores de los parámetros necesarios para la correcta aplicación de los métodos espectrales.

Las interpretaciones de los resultados obtenidos a partir del análisis a distintas escalas de los datos magnetométricos y gravimétricos indican que las estructuras del basamento proterozoico controlaron el desarrollo del rift mesozoico. Los enjambres de diques paleoproterozoicos fueron reactivados como fallas normales, mientras que las estructuras neoproterozoicas obstaculizaron el desarrollo del rift mesozoico, resultando en una deformación caracterizada por la ocurrencia de movimientos transcurrentes. Se reconoció por primera vez la existencia de un importante enjambre de diques mesozoicos con una orientación perpendicular a las estructuras neoproterozoicas. Estos hallazgos contradicen el modelo de rifting propuesto por otros autores para Uruguay, por lo que se presenta un nuevo modelo en el cual el rift mesozoico habría generado dos cuencas de rift conectadas mediante una zona de transferencia central, producto de la reactivación de las estructuras del Cinturón Dom Feliciano, entre las Zonas de Cizalla Sierra Ballena y Sarandí del Yí.

1.4. Estructura de la Tesis

A continuación, se resumen los contenidos principales del resto de los capítulos que conforman el presente Trabajo de Tesis de Doctorado.

I Marco geológico

En el **Capítulo 2** se explican los distintos modelos tectónicos y estratigráficos propuestos por diferentes autores para el Uruguay, así como las diversas controversias y problemas de nomenclatura aún hoy vigentes. Este capítulo es el resultado de una amplia revisión bibliográfica y de nuevos relevamientos estratigráficos que fueron publicados en Núñez Demarco *et al.* (2018, 2019a, 2019b), Núñez Demarco (2019) y Silva Lara *et al.* (2018).

II Metodología

En el **Capítulo 3** se exponen las bases teóricas y prácticas de las transformadas de Fourier, Hilbert y Riesz, así como de la Señal Analítica, de los métodos de preprocesamiento (e.g. funciones marco) y del cálculo del espectro de potencia radial. Dichas bases resultan indispensables para la elaboración de programas computacionales y para la

implementación de los métodos espectrales y filtros empleados y desarrollados en esta tesis.

En el **Capítulo 4** se presenta el método espectral y los distintos modelos empleados para el cálculo de la profundidad a la isoterma de Curie a partir de datos magnéticos.

En el **Capítulo 5** se exponen los diversos filtros utilizados en el análisis de campos magnéticos y gravimétricos, su comparación y efectividad para detectar o no fuentes profundas. Asimismo, se presentan los fundamentos de la deconvolución de Euler y de la representación visual de datos usada en esta tesis.

III Resultados

En el **Capítulo 6** se presenta una revisión de los métodos espectrales, determinando las condiciones que deben cumplirse y los parámetros que deben ser considerados para la correcta aplicación del método. También se evalúan los distintos modelos en diversas condiciones y se estudia la variación en los resultados debida a la aplicación de diferentes métodos de preprocesamiento. La primera parte de este capítulo fue publicada en Núñez Demarco *et al.* (2021).

En el **Capítulo 7** se exhiben los resultados del análisis espectral de los datos magnéticos globales llevado adelante para Sudamérica y se compara su concordancia con observaciones y estimaciones previas disponibles para diversas regiones.

En el **Capítulo 8** se presentan los resultados del análisis de los filtros aplicados a los datos aeromagnéticos de alta resolución del sur de Uruguay. En este capítulo se analiza la estructura de fallas y diques que afectan e intruyen al basamento cristalino. También se presentan los resultados de la deconvolución de Euler. Los resultados presentados en este capítulo fueron publicados en Núñez Demarco *et al.* (2020).

En el **Capítulo 9** se presentan los resultados de la deconvolución de Euler aplicada a los datos aeromagnéticos de alta resolución del sur de Uruguay. Se interpreta la actitud de las principales estructuras.

En el **Capítulo 10** se incluyen los resultados del análisis de los datos gravimétricos regionales de Uruguay y regiones aledañas. También se exhiben los resultados del análisis de los datos gravimétricos locales en una región clave, donde se intersectan el Cinturón Dom Feliciano y el rift mesozoico.

IV Discusión

En el **Capítulo 11** se discuten los resultados obtenidos en los capítulos precedentes, proponiendo un nuevo modelo tectónico/estructural para la apertura del rift mesozoico en Uruguay.

V Conclusiones

En el **Capítulo 12, Conclusiones**, se presentan las principales conclusiones de las investigaciones realizadas en el marco de esta tesis doctoral.

1.5. Lista de publicaciones de los resultados obtenidos en esta tesis doctoral

• Nuñez Demarco, P., Prezzi, C., & Bettucci, L. S. (2017). Un nuevo programa basado en Matlab para el Análisis Espectral de datos magnetométricos. Latinmag Letters Special Issue, 7(GEP04), 1-6.

• Núñez Demarco, P. A., Masquelín, E., & Sánchez Bettucci, L. (2018). Historia de la geología precámbrica del Uruguay: revisión de las divisiones estructurales, tectoestratigráficas sus límites y nomenclaturas. Revista Investigaciones Montevideo, 2018, 1 (2): 1-16. https://www.miem.gub.uy/mineria-y-geologia/revista-investigaciones

• Nuñez Demarco P., Masquelin H., Sanchez Bettucci L. (2019a) Stratigraphy and tectonic setting of the Barriga Negra Formation in Uruguay: an update - Brazilian Jurnal of Geology. Doi: 10.1590/2317-4889201920180047

• Núñez Demarco, P., Masquelin, H., Loureiro, J., Prezzi, C., Sánchez Bettucci, L. (2019b) Historia de la Geología Precámbrica de Uruguay: Unidades del Cinturón Dom Feliciano y su basamento, Revista Investigaciones, Montevideo, 2(1):36-57 https://www.miem.gub.uy/mineria-y-geologia/revista-investigaciones

• Núñez Demarco, P. (2019). Litodema Tarumán Una secuencia metasedimentaria arqueana del Uruguay. Revista Investigaciones, Montevideo, 2(2), 41-53. https://www.miem.gub.uy/mineria-y-geologia/revista-investigaciones

• Núñez Demarco, P., Masquelin, H., Prezzi, C., Aifa, T., Muzio, R., Loureiro, J., Peel E. Campal, N. & Bettucci, L. S. (2020). Aeromagnetic patterns in Southern Uruguay: Precambrian-Mesozoic dyke swarms and Mesozoic rifting structural and tectonic evolution. Tectonophysics, 789, 228373. DOI: 10.1016/j.tecto.2020.228373

• Núñez Demarco, P., Prezzi, C., & Sánchez Bettucci, L. (2021). Review of Curie point depth determination through different spectral methods applied to magnetic data. Geophysical Journal International, 224(1), 17-39. https://doi.org/10.1093/gji/ggaa361

• Núñez Demarco, P., Bonilla, A., Sánchez Bettucci, L, Prezzi, C. (2022). Potential-field filters for gravity and magnetic interpretation: a review. Geophysical Journal International, (En revisión).

1.6. Lista de publicaciones asociadas a este trabajo de tesis doctoral

• Silva Lara, H., Masquelin, H., Núñez Demarco, P. (2018). Formación Polanco: petrografía, estructura y metamorfismo en la región de polanco-manguera azul, Revista Investigaciones Montevideo, 1(2):17-29

• Bologna, M. S., Dragone, G. N., Muzio, R., Peel, E., Núñez-Demarco, P., & Ussami, N. (2019). Electrical structure of the lithosphere from Rio de la Plata Craton to Paraná Basin: Amalgamation of cratonic and refertilized lithospheres in SW Gondwanaland. Tectonics, 38(1), 77-94.

• Prezzi, C. B., Orgeira, M. J., Coronato, A. M., Quiroga, D. R., Ponce, J. F., Núñez Demarco, P. A., & Palermo, P. (2019). Geophysical methods applied to Quaternary studies in glacial environments: Río Valdez outcrop, Tierra del Fuego, Argentina. - Quaternary International. Doi: 10.1016/j.quaint.2019.07.022

• Cervantes-Solano, M., Goguitchaichvili, A., Sánchez Bettucci, L., Morales-Contreras, J., Gogorza, C., & Núñez Demarco, P. (2020). An integrated paleomagnetic and multispecimen paleointensity study from the late Jurassic Zapicán dike swarm (Uruguay). Journal of South American Earth Sciences, 104, 102815.

•Sánchez Bettucci, L., Loureiro, J., & Núñez Demarco, P. (2021). Airborne geophysical characterization of Uruguayan basement. Journal of South American Earth Sciences, 103206. https://doi.org/10.1016/j.jsames.2021.103206

• Prezzi, C., Orgeira, M. J., Coronato, A., Onorato, M. R., Quiroga, D., López, R., Ponce, J.F., Magneres, I. Núñez Demarco, P, Perucca, L. & Palermo, P. (2021). Geophysical Methods Applied to the Study of Lakes and PaleoLakes in Tierra del Fuego. In Geological Resources of Tierra del Fuego (pp. 189-217). Springer

2
Estratigrafía Neoproterozoica a Mesozoica de Uruguay

2.1. Introducción

En Uruguay el **Basamento Cristalino** ocupa, en total, un 44% de la superficie del territorio nacional (Fig. 2.1) aflorando principalmente en la mitad sur del territorio. En la región norte el basamento esta restricto a las llamadas "islas cristalinas" de Cuñapirú-Vichadero en el departamento de Rivera y Aceguá en el departamento de Cerro Largo. Este basamento está constituido por rocas metamórficas e intrusiones plutónicas, así como por diversas rocas filonianas. Las rocas metamórficas comprenden gneises, esquistos, y anfibolitas. Se observan también transiciones graduales entre gneises, migmatitas y rocas graníticas. Estas unidades fueron afectadas por varios eventos que involucran plegamiento, intrusiones, anatexis, erosión, e intenso intemperismo.

En toda su extensión se observan cinturones de rocas metamórficas intercaladas (Fig. 2.1). En su mayoría se trata de rocas con protolitos volcánicos y sedimentarios, presentando desde un incipiente a un alto grado de metamorfismo y deformación. Estos cinturones son comúnmente intruidos por rocas ígneas, plutónicas y filonianas, al igual que el Basamento Cristalino.

Debido a las dificultades para diferenciarlas y establecer una estratigrafía coherente, o por mera simplificación, estas rocas son comúnmente agrupadas junto con el Basamento Cristalino, en lo que se denomina **Escudo Uruguayo** (Caorsi & Goñi 1958; Masquelin 2006), **Zócalo Cristalino** (Preciozzi *et al.* 1979), **Escudo Precámbrico, Predevónico** o **Predevoniano** (Bossi *et al.* 1965).

Las rocas que constituyen estas unidades están cubiertas por depósitos sedimentarios fanerozoicos. Los depósitos al sur del territorio nacional constituyen las cuencas volcano-sedimentarias extensionales - **cuenca Santa Lucía** y **cuenca Merín** -, relacionadas a la apertura del océano Atlántico durante el Mesozoico (Fig. 2.1). Los depósitos al norte poseen hasta 3000 m de espesor y corresponden a sedimentos y depósitos volcánicos paleozoicos y mesozoicos que conforman el relleno de la denominada en Uruguay como **Cuenca Norte** .

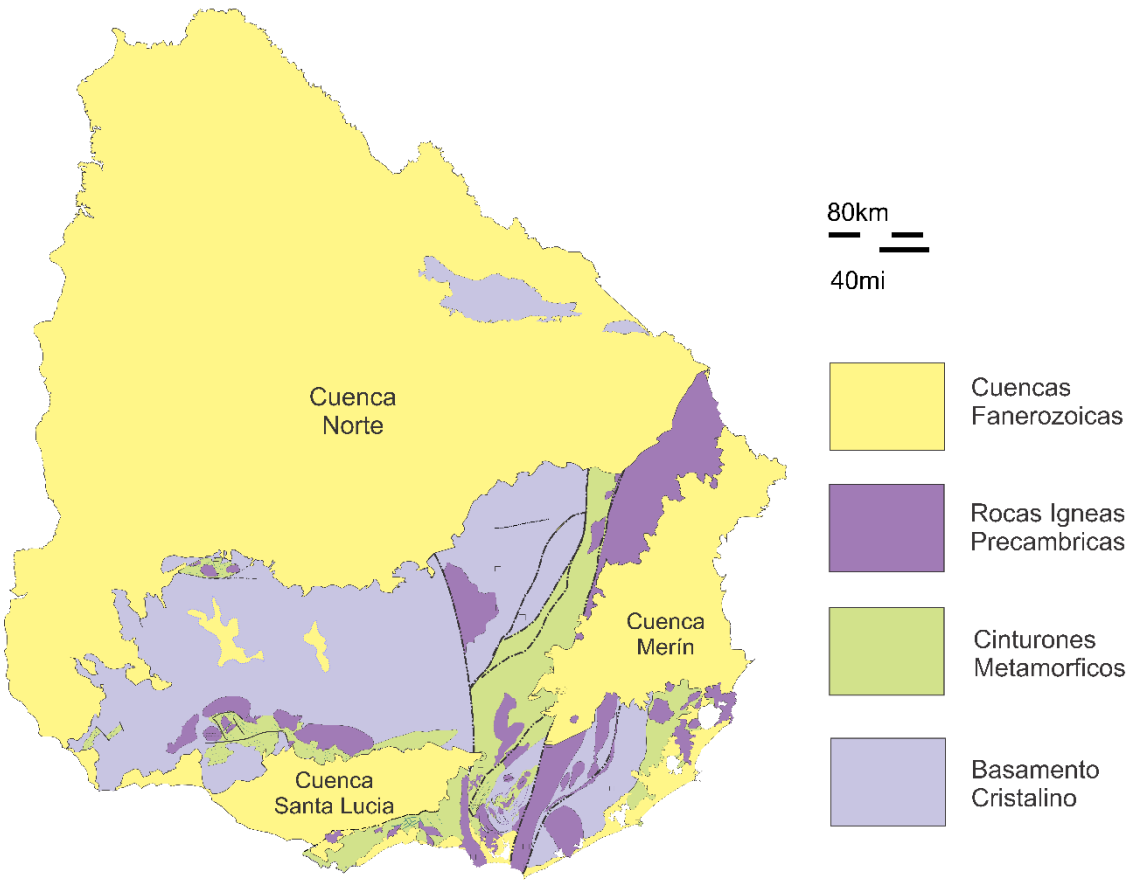

Figura 2.1 - Mapa geológico simplificado del Uruguay – Preciozzi *et al.* (1999), Sánchez Bettuci *et al.* (2010), Oyhantçabal *et al.* (2010), Masquelin *et al.* (2012).

2.2. Divisiones estructurales del Escudo Uruguayo

De Oeste a Este las principales unidades tectónicas/estructurales del Uruguay son (Fig. 2.2) el Terreno Piedra Alta (Bossi *et al.* 1993), el Terreno Nico Pérez (Bossi & Campal 1992), el Cinturón (faja plegada y corrida) Dom Feliciano (Fragoso-César 1980) y el Terreno Punta del Este (Preciozzi *et al.* 1999).

El **Terreno Piedra Alta (**Bossi *et al.* (1993**)** se ubica al Oeste del territorio uruguayo, limitando al Este con el Terreno Nico Pérez y el Cinturón Dom Feliciano mediante la Zona de Cizalla Sarandí del Yí (Preciozzi *et al.* 1985). Incluye cinturones de rocas metamórficas de grado bajo a medio, suites plutónicas con afinidad TTG (ca. 2,1 Ga), complejos máficos estratificados, magmatismo tardío post-orogénico (1,9–2,3 Ga), granitos de tipo A rapakivi (2,078 Ga), y magmatismo extensional representado por el haz de diques máficos de Florida (Bossi & Cingolani 2009; Rapela *et al.* 2007; Sánchez Bettucci *et al.* 2010a; Oyhantçabal *et al.* 2011; Hartmann *et al.* 2000). De acuerdo con Peel & Preciozzi (2006) el Terreno Piedra Alta es un terreno paleoproterozoico juvenil tectónicamente estable desde los 1,8 Ga, sin registros de orogenias

neoproterozoicas. La corteza de este terreno es descripta por Oyhantçabal *et al.* (2011) como generada durante un solo evento, sobre la base de edades modelo Sm-Nd TDM de entre 2,8 y 2,3 Ga y edades de cristalización de 2,2 -2,1 Ga. Asimismo, estos autores proponen que el terreno ya presentaba una litosfera engrosada en tiempos Neoproterozoicos. Sánchez Bettucci *et al.* (2021) a partir de nuevos datos isotópicos sugieren un herencia arqueana e impronta neoproterozoica, reportadas en unidades del Terreno Piedra Alta, modifican la idea de que el Cratón del Río de La Plata corresponde a una unidad tectónica paleoproterozoica juvenil.

El **Terreno Nico Pérez** (*sensu* Bossi & Campal 1992; Sánchez Bettucci *et al.* 2010a) está compuesto por diferentes bloques corticales de edades Arqueanas a Mesoproterozoicas, conocidos como bloques Valentines, Rivera y Pavas (Fig. 2.2). A diferencia del Terreno Piedra Alta, este terreno fue intensamente afectado por el magmatismo neoproterozoico. Se considera a la **Zona de Cizalla Sierra de Sosa** como el límite oriental del Terreno Nico Pérez con el Cinturón Dom Feliciano, aunque algunos autores (e.g. Mallmann *et al.* 2007; Oyhantçabal *et al.* 2011) consideran a la **Zona de Cizalla Sierra Ballena** como su límite este, incluyendo así parte del basamento del Cinturón Dom Feliciano (Fig. 2.2). Sánchez Bettucci *et al.* (2021) sugieren una afinidad cratónica del Terreno Nico Pérez con el Cratón del Río de La Plata.

El **Bloque Valentines** corresponde a gneises granulíticos, metapiroxenitas y cuarcitas ricas en magnetita y augita, intruidos por magmatismo paleo- y neoproterozoico. Datos isotópicos U-Pb (SHRIMP) obtenidos por Santos *et al.* (2003) en circones muestran una edad de 2163 ± 8 Ma para el protolito del Bloque Valentines y una edad de 2058 ± 3 Ma para el metamorfismo de alto grado. El magmatismo paleoproterozoico es representado por el batolito granítico anorogénico Illescas con edades Pb/Pb de 1,75 Ga (Campal & Schipilov 1995).

El **Bloque Rivera** (Preciozzi *et al.* 1985) es una asociación bimodal máfico-félsica que sufrió metamorfismo de alto grado, dando lugar a granulitas y litologías supracorticales como formaciones bandeadas de hierro (BIFs), fels piroxeníticos y mármoles forsteríticos. De acuerdo con Oyhantçabal *et al.* (2011; 2012) los ortogneises granulíticos félsicos son de naturaleza calco-alcalina con elevado K, compatibles con una asociación de arco magmático continental. Asimismo, Vidal (2009) indica un pico metamórfico a 6-9 Kbar y 800° C para esas granulitas. Edades U-Pb SHRIMP (Santos *et al.* 2003) sugieren una edad de 2140 ± 6 Ma para la cristalización y 2077 ± 6 Ma para el metamorfismo de las granulitas félsicas.

El **Bloque Pavas** (Preciozzi *et al.* 1985) limita al Este con el Cinturón Dom Feliciano por medio de la Zona de Cizalla María Albina y al Oeste con el Bloque Valentines por medio de la Zona de Cizalla Sierra de Sosa. Este terreno está constituido por gneises anfibolíticos, anfibolitas, cuarcitas con fucsita, y esquistos ultramáficos tremolíticos y actinolíticos. Este bloque es intruido por la Diorita Zapicán que presenta una edad U-Pb en circones de 610,4 ± 2,5 Ma (Oriolo *et al.* 2016a). Análisis U-Pb (SHRIMP) en circones de ortogneises tonalíticos (Hartmann *et al.* 2001) arrojaron edades de 3,41 Ga (en núcleo) interpretadas como la edad de cristalización y edades de

3,1 a 2,7 Ga (bordes) interpretadas como correspondientes a episodios metamórficos.

Según Oyhantçabal *et al.* (2012) y Oriolo *et al.* (2016a) las edades obtenidas en los diferentes bloques del Terreno Nico Pérez sugieren la ocurrencia de un magmatismo múltiple a ca. 2,18–2,10 Ga, concomitante con el metamorfismo de alto grado. Asimismo, edades modelo TDM Sm-Nd sugieren un crecimiento cortical en dos periodos distintos: 3,0 - 2,6 Ga y 2,3 - 1,6 Ga (Oyhantçabal *et al.* 2012). Oriolo *et al.* (2016a) propusieron que el Terreno Nico Pérez fue generado principalmente en el Arqueano, y que la distribución de Hf TDM revela un crecimiento cortical episódico durante el Arqueano, con episodios de generación cortical durante el Paleoproterozoico y el Mesoarqueano, indicando retrabajo cortical durante el Proterozoico.

El Cinturón Dom Feliciano está constituido por un conjunto de unidades que fueron deformadas y metamorfizadas durante el ciclo orogénico Brasiliano/Pan-Africano (750-550 Ma; e.g., Fragoso-Cesar 1980; Porada 1989) en Uruguay, sur de Brasil y oeste de África. Está genéticamente relacionado a episodios tectónicos ocurridos durante el Neoproteozoico, durante la convergencia de los cratones Río de la Plata, Congo y Kalahari y al desarrollo de los cinturones Kaoko, Gariep y Damara en el sur de África (Porada 1989; Prave 1996; Dürr & Dingeldey 1996; Basei *et al.* 2005; 2008). Algunos autores (Hartmann *et al.* 2011; Gubert *et al.* 2016) consideran que el Cinturón Dom Feliciano corresponde a las asociaciones litológicas generadas durante los eventos orogénicos São Gabriel (900-680 Ma) y Dom Feliciano (650-540 Ma). Este cinturón se extiende por más de mil kilómetros desde el sur de Uruguay hasta la ciudad de Florianópolis en Brasil, reconociéndose tres unidades principales (Basei *et al.* 2000), de Este a Oeste: cinturón de ante arco (edad Ediacarana), cinturón de esquistos (Neoproterozoico) y cinturón granítico (650-550 Ma).

Finalmente, tras obtener nuevos datos geocronológicos, Preciozzi *et al.* (1999) identificaron un tercer terreno cuyo basamento presenta edades de entre 2000 y 1800 Ma (Paleoproterozoico) y evidencia de rejuvenecimiento durante la orogenia Brasiliana-Pan-Africana (570-900 Ma). **El Terreno Punta del Este** se encuentra en la porción este del Escudo Uruguayo, separado del Cinturón Dom Feliciano por la **Zona de Cizalla San Carlos-Cordillera**, no teniendo equivalente en Brasil o Argentina. Sin embargo, más recientemente algunos autores proponen que el mismo se extiende hasta la Zona de Cizalla Sierra Ballena (Sánchez Bettucci *et al.* 2010a, *Basei et al. 2011*, Masquelin *et al.* 2017). Este terreno coincide en gran medida con la zona oriental previamente descripta por Fragoso-Cesar & Soliani (1984) según Fragoso-Cesar *et al.* (1987). Estos autores asociaron las edades del terreno con la orogenia Namacualana, identificada en el sur de África (Basei *et al.* 2010).

La Zona de Cizalla Sarandí del Yí se extiende a lo largo de 250 km en dirección casi NS, alcanzando hasta 15 km de ancho. Su trazado bajo la cobertura de la Cuenca Norte es realizado por la mayoría de los autores siguiendo el mapa de anomalías gravimétricas (SGM 1970), curvándose hacia Argentina en las cercanías de la ciudad de Salto (véase Fig. 2.6A). Bossi

& Campal (1992) sugirieron que esta zona de cizalla es dextral, sobre la base de la inflexión de diques máficos del Terreno Piedra Alta. Sin embargo, Oyhantçabal (2005) demostró que la Zona de Cizalla Sarandí del Yí registra desplazamiento sinistral superpuesto al dextral. Además, este autor sugirió una edad Paleoproterozoica para la fase dextral y Mesoproterozoica a Nneoproterozoica para la reactivación sinistral (Oyhantçabal 2005). Posteriormente Oriolo *et al.* (2016b) estudiaron la nucleación de circones en la zona de cizalla por el método U-Pb y determinaron que la misma tiene una edad Neoproterozoica (ca. 600 Ma), con evidencias de magmatismo relacionado con la deformación. El movimiento sinistral fue acotado temporalmente por la intrusión de un granito sin-cinemático entre los ~594–584 Ma (Oyhantçabal *et al.* 2001; 2007; 2009). Estudios magnetotelúricos (Bologna *et al.* 2018) indicarían que la zona de cizalla sería una sutura menor en la corteza superior y no una zona de sutura continental de escala litosférica como propusieron las interpretaciones previas (Bossi & Cingolani 2009; Gaucher *et al.* 2011) o, al menos, que no representaría una sutura neoproterozoica.

La Zona de Cizalla Sierra Ballena es una mega sutura sinistral que se extiende desde Punta Ballena en Uruguay hacia Brasil, donde continúa como la Dorsal de Canguçu. Fragoso-Cesar *et al.* (1987) la consideraron como una zona de cizalla intraplaca relacionada a una colisión oblicua. Fernandes *et al.* (1992) sugieren que es el resultado de la deformación Brasiliana con un transporte longitudinal. Basei & Teixeira (1987) la consideran una zona de sutura.

El Terreno Piedra Alta es atravesado por un **haz de diques máficos** de entre 20 y 80 metros de espesor, subparalelos y subverticales con dirección principal N70°E. Este haz de diques ha recibido múltiples denominaciones a lo largo del tiempo: "Granitos negros" (Bossi & Campal 1991); haz de diques máficos Ismael Cortinas (Fragoso-Cesar 1991); "*Uruguayan Dyke Swarm*" (Halls *et al.* 2001), haz de diques máficos del Río de la Plata (Maldonado *et al.* 2003) y haz de diques máficos Florida (FDS) (Hartmann *et al.* 2000; Bossi & Cingolani 2009; Sánchez Bettucci *et al.* 2010a; Oyhantçabal *et al.* 2011). Este enjambre de diques está fuertemente afectado por el intemperismo y su identificación en el campo es por demás dificultosa. En algunas regiones generan fuertes depresiones en la topografía, al punto de ser confundidos con canales secos de ríos o zonas miloníticas (Núñez Demarco *et al.* 2013). Dataciones U–Pb (ID-TIMS), Rb-Sr y Ar-Ar indican que estos diques tienen edades de entre 1,7 y 1,8 Ga (Teixeira *et al.* 1999, 2013; Halls *et al.* 2001). Teixeira *et al.* (2013), a su vez, diferenciaron varios tipos de diques considerando su petrología y signatura geoquímica.

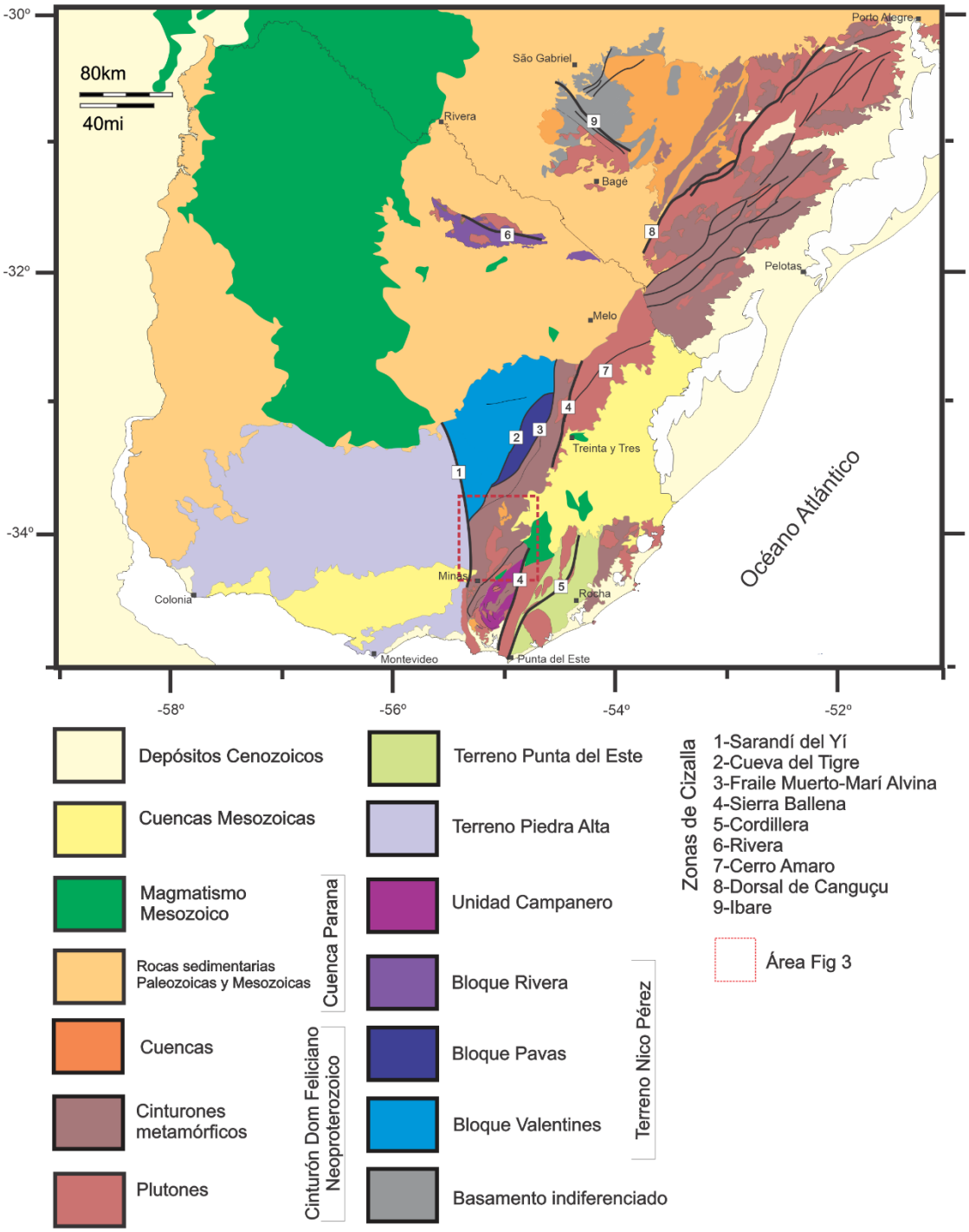

Figura 2.2. Principales divisiones estructurales y cuencas del Uruguay y la región. Preciozzi *et al.* (1999), Sánchez Bettucci *et al.* (2010a), Oyhantçabal *et al.* (2010), Masquelin *et al.* (2012), Wildner *et al.* (2008).

2.3. Zona de estudio de detalle

La zona de estudio de detalle (Fig. 2.3) se encuentra en la región central del Escudo Uruguayo (entre las coordenadas -33°38'1,65"S, -55°26'0,14"O y -34°20'14,42"S, -54°31'41,44"O). En dicha zona afloran rocas del Basamento Cristalino (Terrenos Piedra Alta y Nico Pérez), la región central del Cinturón Dom Feliciano, los conglomerados de la Formación Barriga Negra y cuerpos intrusivos graníticos del Complejo Carapé, del Complejo Granítico Polanco y del Batolito de Santa Lucía, así como diversas zonas de cizalla. La zona comprende además el centro del aulacógeno mesozoico, abarcando pequeñas cuencas mesozoicas aisladas.

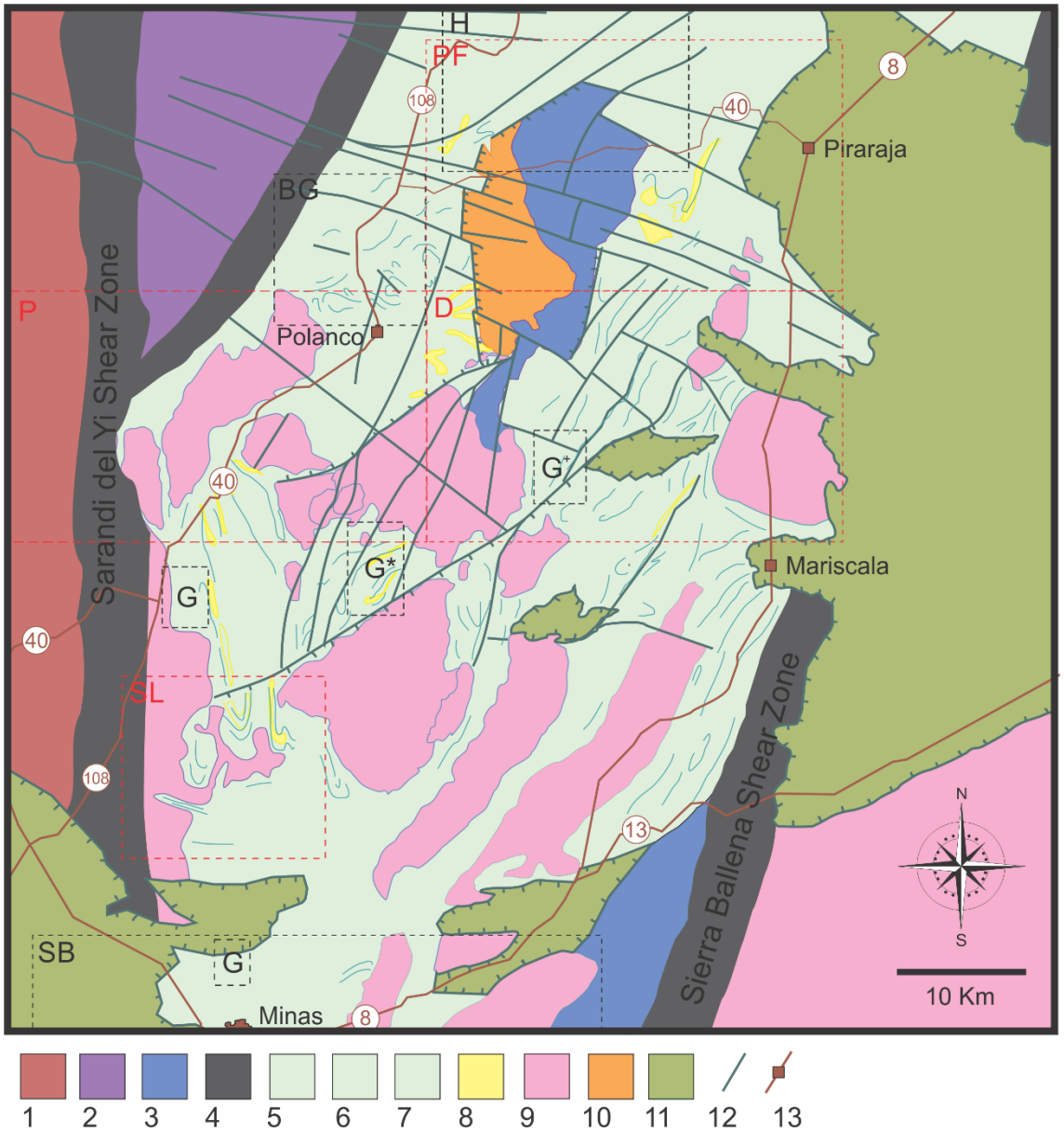

Figura 2.3. Mapa geológico del área de estudio de detalle. **1.-** Terreno Piedra Alta, gneises y granitoides indiferenciados. **2.-** Terreno Nico Pérez. **3.-** Basamento Cristalino Indiferenciado: Unidad Campanero y Litodema Taruman. **4.-**Zonas de Cizalla. **5.-** Grupo Lavalleja

indiferenciado. **6.-** Mármoles de Polanco (de acuerdo con Goñi & Hoffstetter 1964; Midot 1984; Preciozzi & Fay 1988; Preciozzi *et al.* 1981; Díaz *et al.* 1990; Bossi & Navarro 1991; Gaucher 2000). **7.-** Complejo las Tetas *sensu* Hartmann *et al.* (2001). **8.-** Cuarcitas de los Bueyes. **9.-** Granitoides indiferenciados. **10.-** Formación Barriga Negra. **11.-** Cuencas mesozoicas. **12.-** Sistema principal de fallas. **13.-** Carreteras y Ciudades. En línea punteada se señalan todas las zonas previamente mapeadas: **PF.-** Preciozzi & Fay (1988), **P.-** Preciozzi *et al.* (1981), **D.-** Diaz *et al.* (1990), **SB.-** Sánchez Bettucci (1998). **SL-** Sánchez Bettucci & Loureiro (2000). **G.-** Todas las zonas mapeadas del Grupo Arroyo del Soldado *sensu* Gaucher (2000), Gaucher *et al*. (2008) y Bossi & Gaucher (2014). **BG.-** Mapa de la Formación Manguera Azul según Bossi & Gaucher (2014). **G^+.-** Mapa donde se define el estratotipo de la Formación Polanco *sensu* Gaucher (2000) y Bossi & Gaucher (2014).

2.4. Basamento Cristalino

2.4.1 Unidad Campanero

La Unidad Campanero (Sánchez Bettucci 1998; Sánchez Bettucci *et al.* 2003a; 2003b; 2003c, véase además secciones 2.8.1 Complejo Carapé y 2.9. Controversias Estratigráficas) incluye granitos pre-orogénicos caracterizados por una gran variación composicional y deformación dúctil desde ligera a intensa, habiendo sido interpretados como correspondientes al basamento pre-Brasiliano (Figuras 2.2 y 2.3). Dataciones por el método U/Pb en circón arrojaron una edad de *ca*. 1,7 Ga, mientras que los isótopos de Nd indican que el magma se formó predominantemente a partir de la fusión parcial de unidades Arqueanas (Sánchez Bettucci *et al.* 2003a; 2003b; Oyhantçabal *et al.* 2005; Mallmann *et al.* 2007).

2.4.2 Complejo Las Tetas

Al norte de la zona presentada en la Fig. 2.3, en el límite con el terreno Nico Pérez, Hartman *et al.* (2001) definieron el Complejo Las Tetas (Fig. 2.3), que agrupa un conjunto indiferenciado de metaconglomerados, cuarcitas, mármoles, rocas calcosilicatadas y gneises del basamento, que se extendería hasta el norte de la ciudad de Minas. Dataciones en los metaconglomerados indicaron edades Arqueanas. Sin embargo, esas mismas unidades fueron previamente mapeadas e interpretadas por diversos autores (eg: Midot 1984; Preciozzi & Fay 1988; Sánchez Bettucci 1998) como parte del Grupo Lavalleja, los Mármoles de Polanco y el complejo gnéisico basal (Fig. 2.3) (Ver sección 2.9. Controversias Estratigráficas).

El Complejo La China está en contacto tectónico con el Bloque Valentines a través de la zona de cizalla de Cueva del Tigre, mientras que hacia el SE con el Complejo Las Tetas a través de la

zona de cizalla de María Albina, y al noreste, está en contacto tectónico con las rocas supracorticales del Cinturón Dom Feliciano por la zona cizalla Fraile Muerto (Sánchez Bettucci et al., 2021).

2.4.3 Litodema Taruman

El litodema Taruman (Núñez Demarco 2014; Núñez Demarco *et al.* 2019) se compone de una secuencia de cuarcitas, metaconglomerados, niveles de meta-areniscas, esquistos calcáreos con sericita y niveles de filitas y mármoles altamente deformados intercalados en el complejo de gneises y esquistos del basamento.

Las cuarcitas de grano muy fino a medio, son masivas pero con importante foliación mesoscópica. La foliación es paralela, a veces lenticular y anastomosada. En contacto con las cuarcitas se observan metaconglomerados oligomícticos con clastos fuertemente silicificados y deformados, mostrando un importante estiramiento. Los clastos se componen principalmente de cuarcitas blancas y negras, con tamaños de entre 5 cm y 25 cm, con escasos clastos feldespáticos fracturados y redondeados, pero poco deformados. El estiramiento observado alcanza relaciones axiales 7:1 entre los ejes mayor y menor. Las filitas presentan fuerte foliación y pliegues de tipo *kink* y *chevrón* encontrándose interestratificadas con mármoles masivos y foliados. Si bien la unidad es diferenciable del Basamento Cristalino, sus relaciones estructurales con el mismo no son claras. Esta unidad puede ser considerada como parte del Complejo las Tetas (Hartman *et al.* 2001) o correlacionada con la Formación Zanja del Tigre del Grupo Lavalleja (Sánchez Bettucci 1998; Sánchez Bettucci *et al.* 2010). Los niveles conglomerádicos son correlacionables con conglomerados de la Formación Salus (Chiron 1982), actualmente incluidos en la Formación Fuente del Puma 60 km al Sur o con la unidad Conglomerados Cerros del Diamante (Gaucher *et al.* 2014).

2.5. Cinturón Dom Feliciano

El Cinturón Dom Feliciano (*sensu* Fragoso-Cesar 1980) agrupa litologías que están asociadas al evento orogénico Brasiliano (Fig. 2.1), y limitan al Noroeste con el terreno Nico Pérez mediante la Zona de Cizalla Fraile Muerto – María Albina (Bossi & Campal 1992; Basei 2000; Sánchez Bettucci *et al.* 2010a; Oyhantçabal *et al.* 2010; 2012; Rapela *et al.* 2011), al Oeste con el Terreno Piedra Alta mediante la Zona de Cizalla Sarandí del Yí y al Este con el Terreno Punta del Este mediante la Zona de Cizalla Sierra Ballena.

Este domino estructural incluye a un cinturón de rocas metamórficas denominado **Grupo Lavalleja**, los **Mármoles de Polanco** (Sánchez Bettucci 1998), el **Complejo Carapé** (Goñi 1958), la **Unidad Campanero** (Sánchez Bettucci *et al.* 2003a; 2003b; 2010a; Oyhantçabal *et al.*

2011a), el **Complejo Las Tetas** (Hartman *et al.* 2001), el **Grupo Arroyo del Soldado** (*sensu* Sánchez Bettucci 2010a) y la **Formación Barriga Negra** (Masquelin *et al.* 2017).

2.5.1 Grupo Lavalleja

El Grupo Lavalleja fue originalmente definido como la Serie Metamórfica de Lavalleja (Goñi 1958, Goñi & Hoffstetter 1964); posteriormente Bossi & Navarro (1991) lo renombraron como Grupo siguiendo una nomenclatura más moderna. Sánchez Bettucci (1998) realizó un mapeo extenso y estudios petrológicos en la porción sur del Cinturón Dom Feliciano y redefinió al Grupo Lavalleja siguiendo los criterios del código estratigráfico de nomenclatura, identificando tres formaciones (i.e. Minas, Fuente del Puma y Zanja del Tigre) compuestas por sucesiones meta-sedimentarias y meta-volcánicas intensamente deformadas. Esta es una de la unidades mejor reconocidas en la región (Sánchez Bettucci & Ramos 1999; Sánchez Bettucci *et al.* 2003a; 2003b; 2003c; 2010a; Pazos *et al.* 2008; Fambrini *et al.* 2005; Rapela *et al.* 2011; Masquelin *et al.* 2011; 2017; Oyhantcabal *et al.* 2009; 2010; 2011; 2012) aunque algunos autores han publicado propuestas alternativas (Gaucher 2000; Chiglino 2010; Blanco *et al.* 2010; Poire *et al.* 2005; Pecoits *et al.* 2016)

2.5.1.a Formación Zanja del Tigre

La Formación Zanja del Tigre está compuesta por una secuencia meta volcano-sedimentaria, meta-gabros, orto y para anfibolitas, rocas calcosilicatadas, micaesquistos variados, cuarcitas, mármoles y BIF (Sánchez Bettucci 1998). El metamorfismo de esta unidad alcanza facies anfibolita. Los BIF consisten en bandas alternantes de cuarzo, magnetita y hematita (especularita); rocas carbonáticas, calcosilicatadas y anfibolitas (Oyhantçabal *et al.* 2007). Una muestra de una ritmita meta-psamítica de esta unidad fue analizada por U-Pb (SHRIMP) revelando edades heredadas de entre 3,4 y 2,2 Ga (Sánchez Bettucci *et al.* 2010b). Zircones en meta-ignimbritas analizados por U-Pb (SHRIMP) indicaron edades de 1,43 Ga, mientras que circones detríticos presentaron edades de entre 3,35 y 1,4 Ga (Oyhantçabal *et al.* 2005).

2.5.1.b Formación Fuente del Puma

La Formación Fuente del Puma (Midot 1984) aflora al sur de la ciudad de Minas. Esta unidad fue dividida en tres asociaciones informales: sedimentaria, volcánica e intrusiva (meta gabro horblendítico) afectadas por metamorfismo en facies esquistos verdes superior (Sánchez Bettucci 1998). La unidad sedimentaria está representada por

mármoles, metapelitas, metacalcopelitas y meta-arcosas interestratificadas con una asociación de rocas volcánicas ácidas y básicas. En la unidad ocurren mineralizaciones de Cu-Zn-Pb y SEDEX Zn-Pb con un origen sin-genético a tardi-metamórfico (Sánchez Bettucci *et al.* 2004; 2010b). Los depósitos de mármol son actualmente explotados para la fabricación de cemento Portland y clinker.

2.5.1.c Formación Minas

Esta unidad se encuentra aflorando en los alrededores de la ciudad de Minas (Sur de la zona presentada en la Fig. 2.3), comprende metaconglomerados, meta-areniscas, metapelitas, y rocas meta-carbonáticas (mármoles dolomíticos y calcáreos, algunos con estructuras estromatolíticas) afectados por metamorfismo de bajo grado (Sánchez Bettucci 1998; Sánchez Bettucci *et al.* 2001). La asociación metamórfica de la unidad es calcita ± dolomita ± forsterita ± espinela ± tremolita ± clorita ± flogopita ± ilmenita ± esfeno. BIFs y meta-chert ocurren ocasionalmente. Los BIFs fueron identificados por Oyhantçabal *et al.* (2007) como del tipo Raptitan. Estos están intercalados con metapelitas que contienen fenocristales típicos de rocas volcánicas, así como texturas shards sugiriendo una contribución volcánica junto a la fuente de precipitación del hierro.

2.5.1.d Mármoles de Polanco

La unidad Mármoles de Polanco (o Formación Polanco) está compuesta por mármoles dolomíticos y calcáreos foliados, plegados, y afectados por metamorfismo de contacto de intrusiones graníticas (Fig. 2.3). Fue definida por Goñi (1958) y publicada formalmente por Goñi & Hoffstetter (1964) en el *Lexique Stratigraphique International*. Sin embargo, Para autores como Gaucher (2000) o Bossi & Gaucher (2014), la unidad corresponde en realidad a rocas sedimentarias (calizas) y es incluida en el Grupo Arroyo del Soldado (véase Núñez Demarco *et al.* 2019b). En cambio, Silva Lara *et al.* (2018) realizaron un mapeo y estudio petrológico de detalle, determinando un metamorfismo de grado esquistos verdes superior y una estructura en domos y cubetas de la unidad.

A pesar de los avances y controversias (véase Silva Lara *et al.* 2018; Núñez Demarco *et al.* 2019b), los Mármoles de Polanco sólo han sido mapeados en zonas restringidas (Midot 1984; Preciozzi & Fay 1988; Preciozzi *et al.*1981; Diaz *et al.*1990; Gaucher 2000; Silva Lara *et al.* 2018) y nunca se ha publicado un mapa completo de la unidad y sus límites (ver Fig. 2.3). Según los diferentes autores esta unidad ha sido considerada y mapeada como discordante sobre el Grupo Lavalleja (Preciozzi & Fay 1988; Gaucher 2000), parte del Grupo Lavalleja (Midot 1984; Masquelin *et al.* 2017;

Silva Lara *et al.* 2018) e incluso subyacente al Grupo Lavalleja (Hartman *et al.* 2001; Bossi & Gaucher 2014).

2.5.1.e Cuarcitas de los Bueyes

Las meta-areniscas y cuarcitas de esta unidad, asociadas a la unidad Polanco, fueron reconocidas por Walther (1927) y MacMillan (1931), siendo incluidas dentro del Grupo Lavalleja por diferentes autores (Caorsi & Goñi 1958; Bossi *et al.* 1965; Preciozzi *et al.* 1979; 1981; Fragoso-Cesar 1987; Díaz *et al.* 1990; Bossi & Navarro 1991). Los primeros en considerar a estas cuarcitas como una unidad independiente fueron Preciozzi *et al.* (1981), a la cual denominaron Unidad Salus, considerándola suprayacente a la unidad Polanco. Preciozzi (1985) y Preciozzi & Fay (1988) las incluyeron en el Grupo Barriga Negra, - del que también forman parte los Mármoles de Polanco - en el miembro Arroyo del Soldado. Núñez Demarco (2014) propuso denominar Cuarcitas de los Bueyes a esta unidad ya que la denominación "Formación Salus" (Chiron 1982) ya fue re-utilizada para definir una unidad de metaconglomerados de cantos rodados unos 60 km al Sur, y el término "Arroyo del Soldado" también fue re-utilizado para denominar un grupo sedimentario en la zona (Gaucher *et al.* 1996; Gaucher 2000) (véase además Núñez Demarco *et al.* 2018; Núñez Demarco *et al.* 2019b).

La litología de esta unidad se caracteriza por niveles métricos y decamétricos de cuarcitas masivas blancas a meta-areniscas de grano fino friables (Preciozzi 1985; Fragoso-Cesar 1987; Preciozzi & Fay 1988; Núñez Demarco 2014; Masquelin *et al.* 2017; Núñez Demarco *et al.* 2018). La selección de las areniscas y su redondez es muy buena, su granulometría es variada desde media, muy fina a microcristalina. El grado de cementación es variable, encontrándose algunas veces masivas, fuertemente silicificadas con grano no visible a simple vista, hasta con débil cementación de óxidos que hacen a la muestra friable.

2.6. Grupo Arroyo del Soldado

Gaucher *et al.* (1996) señalaron que había varias unidades que hasta el momento se incorporaban en el Grupo Lavalleja que no estaban metamorfizadas y que presentaban otras edades. En consecuencia, decidieron definir el Grupo Arroyo del Soldado, reuniendo en él esas unidades sedimentarias.

Una de las unidades supuestamente sedimentarias son los Mármoles de Polanco, llamados Formación Polanco (Gaucher *et al.* 1996; Gaucher 2000). Sin embargo, varios autores indicaron que un bajo grado de metamorfismo afecta a las unidades incluidas en el Grupo Arroyo del

Soldado (Goñi & Hoffstetter 1964; Midot 1984; Preciozzi & Fay 1988; Hartman *et al.* 2001; Sanchez Bettucci 1998, Sanchez Bettucci *et al.* 2010a, Bossi & Gaucher 2014, Silva Lara *et al.* 2018; Núñez Demarco *et al.* 2019a; 2019b). El resultado ha sido una gran confusión estratigráfica, dado que diversos autores definen de forma distinta a este grupo (ver Núñez Demarco *et al.* 2019b y sección 2.9 Controversias Estratigráficas).

Recientemente Bossi & Gaucher (2014) excluyeron del Grupo Arroyo del Soldado su principal unidad calcárea (en el área tipo de los Mármoles de Polanco *sensu* Goñi & Hoffstetter 1964, ver Fig. 2.3) y la redefinieron como una nueva unidad sedimentaria (Formación Manguera Azul) sobre la base de diferencias isotópicas con otras sucesiones carbonáticas (donde se ubica el estratotipo de la Formación Polanco *sensu* Gaucher 2000, ver Fig. 2.3). Aunque la separación viola el código estratigráfico por dividir unidades según criterios químicos, la nueva interpretación retoma exactamente la definición original de los Mármoles de Polanco, pero asignándole un nuevo nombre.

2.7. Formación Barriga Negra

Midot (1984), a partir de un boceto geológico no publicado de Fay & Arrighetti (1981), definió a la Formación Barriga Negra (Fig. 2.4), una sucesión de conglomerados, arcosas y pelitas, en las inmediaciones del arroyo homónimo. A su vez, Preciozzi *et al.* (1985) definieron en el Mapa Geológico del Uruguay al Grupo Barriga Negra (Fig. 2.7), reuniendo en él a todas las litologías sedimentarias discordantes con el basamento metamórfico. Este grupo asociaba diversas unidades conglomerádicas -espacialmente no relacionadas-, areniscas, arcosas, cuarcitas, y las rocas calcopelíticas subyacentes (incluyendo los Mármoles de Polanco y unidades que posteriormente se definirían como el Grupo Arroyo del Soldado) (ver Núñez Demarco *et al.* 2019b) Independientemente, Fragoso-Cesar *et al.* (1987), en una revisión de la geología del Uruguay, definieron la Formación Barriga Negra, reuniendo a todas las secuencias conglomerádicas previamente incorporadas en el Grupo Barriga Negra.

Preciozzi & Fay (1988), mantuvieron al Grupo Barriga Negra (*sensu* Preciozzi *et al.* 1985), y lo dividieron en tres "unidades informales": Paso de los Talas (conglomerados), Arroyo del Soldado (areniscas y cuarcitas) y Polanco (rocas calcáreas). Sin embargo, Díaz *et al.* (1990) y Bossi & Navarro (1991) retoman y redefinen a la Formación Barriga Negra de Midot (1984), a la cual le suman otras unidades conglomerádicas en la región (en una agrupación similar a la de Fragoso-Cesar *et al.* 1987). Finalmente, Gaucher (2000) retoma la Formación Barriga Negra (*sensu* Midot 1984) y la incluye junto a la unidad Polanco en el Grupo Arroyo del Soldado, como una unidad sedimentaria.

Núñez Demarco (2014) y Núñez Demarco *et al.* (2019a) realizaron una minuciosa revisión y mapeo de la unidad, enmendando su estratigrafía, relaciones de contacto y petrología.

La Formación Barriga Negra es dividida aquí en cuatro miembros (Núñez Demarco 2014; Masquelin *et al.* 2017; Núñez Demarco *et al.* 2019a) de base a techo: Miembro volcano-sedimentario: compuesto por rocas volcánicas y piroclásticas ácidas; Miembro de conglomerados arcósicos: caracterizado por ortoconglomerados gravosos arcósicos; Miembro de conglomerados calcáreos: formado por ortodiamictitas oligomícticas de bloques calcáreos y matriz arenosa; Miembro Vidal: formado por ortodiamictitas a paradiamictitas petromícticas de bloques con matriz arenosa y niveles de arenitas arcósicas y pelitas.

La Formación Barriga Negra se apoya en discordancia angular y paraconformidad (contacto de falla) sobre los Mármoles de Polanco y las Cuarcitas de los Bueyes y en disconformidad sobre el basamento gnéisico y el Litodema Taruman. Un conjunto de fallas asignadas a eventos distensivos de edad mesozoica atraviesan el graben en el que se encuentra esta unidad con intrusiones de diques máficos y riolíticos. Esta Formación está afectada por metamorfismo hidrotermal, en sus dos miembros inferiores y plegada en los extremos norte y sur. No se constata continuidad estratigráfica con ninguna unidad del Grupo Arroyo del Soldado (contrario a lo previamente sugerido). Asimismo, se determina que corresponde a un ambiente continental árido (debido a la presencia de litología arcósica, grietas de desecación, gotas de lluvia preservadas) con gradientes topográficos elevados y en condiciones de tectónica activa (vulcanismo, cambios abruptos de área de aporte y granulometría, *slumps*). Teniendo en cuenta las características mencionadas se propuso retirar a la unidad del Grupo Arroyo del Soldado y correlacionarla con la Formación las Ventanas (Núñez Demarco 2014; Núñez Demarco *et al.* 2019a; Masquelin *et al.* 2017)

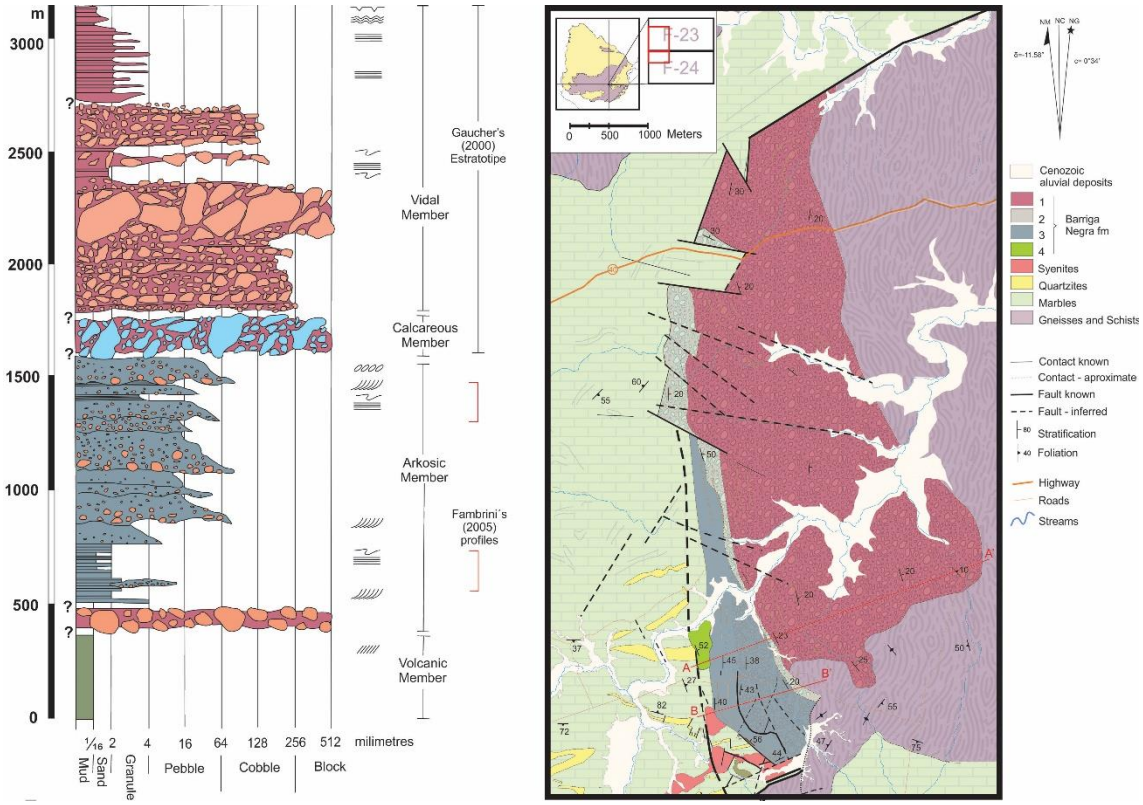

Figura 2.4. Estrato tipo y mapa de la Formación Barriga Negra. 1-Miembro Vida, 2-Miembro de conglomerados calcáreos, 3- Miembro de conglomerados arcósicos, 4- Miembro volcánico. (Núñez Demarco *et al.* 2019a).

2.8. Intrusiones Graníticas

2.8.1 Complejo Carapé

Los granitos de la Sierra de Carapé, al sur de Uruguay, fueron estudiados por Walter (1927), quien describió a la región como compuesta por granitos protomiloníticos y gneises. Bossi (1983) definió al Grupo Carapé como una unidad con metamorfismo de medio a alto grado, compuesta por: micaesquistos, anfibolitas, mármoles, gneises y migmatitas. Preciozzi *et al.* (1985) redefinieron al Grupo Carapé como un complejo gnéisico-migmatítico que presenta intrusiones graníticas. Litológicamente está constituido por orto y para-gneises, anfibolitas y migmatitas. Bossi & Navarro (1991) consideraron que el Grupo Carapé (*sensu* Bossi 1983) está relacionado genéticamente con el Grupo Lavalleja. Sánchez Bettucci (1998), Sánchez Bettucci & Ramos (1999; 2002) y Sánchez Bettucci *et al.* (2001) proponen reunir a las rocas metamórficas

supracorticales (esquistos, anfibolitas, mármoles) en **la Formación Zanja del Tigre** (Grupo Lavalleja) y a las rocas del basamento (granitoides, gneises, milonitas, migmatitas) en el **Complejo Carapé**. Posteriormente, Sánchez Bettucci *et al.* (2003a; 2003b) y Sánchez Bettucci & Oyhantçabal (2003), amplían la definición de esta separando en la **Unidad Campanero** a las rocas del basamento (granitoides pre-orogénicos, gneises, milonitas, migmatitas) y reservando el nombre **Complejo Granítico Carapé** para el conjunto de las diferentes litologías graníticas sin- a post-orogénicas que intruyen a la Unidad Campanero y al Grupo Lavalleja . Es importante recalcar que la Unidad Campanero ya había sido propuesta por Sánchez Bettucci (1998), pero no es mencionada en una publicación oficial sino hasta el 2002; en publicaciones anteriores puede verse solo en los mapas como integrante del Complejo Carapé (ver: Sánchez Bettucci & Ramos 1999; 2002; Sánchez Bettucci *et al.* 2001).

El Complejo Carapé (*sensu* Sánchez Bettucci 1998) incluye granitoides sin- a tardío-post- orogénicos y alcalinos que intruyen al basamento prebrasiliano (Unidad Campanero) y al Grupo Lavalleja. Las intrusiones presentan contactos discordantes con la roca de caja, bordes con enfriamiento rápido (chilled margins) y aureolas de contacto. La deformación sobreimpuesta produce variaciones texturales y desarrollo local de texturas miloníticas y cataclásticas. Estos granitoides pueden ser divididos en función de los rasgos petrográficos y las características geoquímicas en: granitos sin-orogénicos, tardío-post orogénicos y alcalinos post-colisionales (Sánchez Bettucci & Oyhantçabal 2003). Los granitos sin-orogénicos presentan texturas metamórficas penetrativas, mientras que los granitos post-orogénicos adaptan su estructura a la roca de caja. Ambos tipos de granitos son caracterizados como calcoalcalinos de medio a alto potasio, entre metaluminosos y peraluminosos, vinculados a un arco magmático de madurez normal. Según sus edades, los granitos del Complejo Carapé se pueden dividir en tres grupos; el primero con edades de entre 540 y 500 Ma, el segundo de entre 600 y 540 Ma y el tercero de entre 850 y 750 Ma, lo cual es consistente con las edades obtenidas para el sur de Brasil (Sánchez Bettucci *et al.* 2003a).

2.8.2 Complejo Granítico Polanco y Batolito Puntas del Santa Lucía

Los cuerpos graníticos en la región están relativamente bien identificados, sin embargo, su nomenclatura cambia según los autores y está sujeta a múltiples sinonimias, lo que hace muy difícil seguir su estudio y correlación (Núñez Demarco *et al.* 2019a).

Las primeras descripciones de granitoides en la zona de Polanco-Barriga Negra se deben a Walther (1919) y MacMillan (1931). Ferrando & Fernández (1971) describen

por primera vez la presencia de un gran *cuerpo intrusivo* denominado *Polanco* (Ferrando & Fernández 1971, p. 208). Preciozzi *et al.* (1981), en la Carta Geológica de Polanco, identifican seis granitoides distintos a los cuales agrupan en dos unidades: el **Granito de Polanco** y el **Granito de Barriga Negra.** El Granito de Polanco (Fig. 2.5-E, F) comprende granitos biotíticos gruesos, granitos horblendo-biotíticos, leucogranitos de grano medio y leucogranitos filonianos; mientras que en el Granito Barriga Negra (Fig. 2.5-H) se incluyen leucogranitos con biotita y una granodiorita de grano medio.

Díaz *et al.* (1990) en la carta geológica de Cerro Partido, identifican y definen a la **Sienita del Arroyo Barriga Negra,** y al **Granito del Arroyo Mangacha**. La Sienita Barriga Negra consiste en un macizo de sienitas, granitos y microgranitos, asociados a brechas ígneas (Fig. 2.5-J). Mientras que el Granito de Mangacha es un leucogranito con biotita y hornblenda y con deformación frágil. Sin embargo, el Granito del Arroyo Mangacha (*sensu* Díaz *et al.* 1990) es el mismo **Granito Barriga Negra** ya definido en la hoja geológica contigua (*sensu* Preciozzi *et al.* 1981, ver Fig. 2.3-P, D).

Bossi (1991) denominó al conjunto de plutones como **Macizo Granítico Polanco**, sin mayores contribuciones a la unidad. Mientras que Bossi *et al.* (1998) agrupan a las sienitas y granitos identificados por Díaz *et al.* (1990) junto con otros granitoides en el **Batolito Puntas del Santa Lucía** (Fig. 2.5-G, H). Sin embargo, Gaucher *et al.* (2008) y Bossi & Gaucher (2014) definen a otro cuerpo como el **Granito del Arroyo Mangacha** al NE del fotoplano Arroyo del Soldado, al sur del Granito del Arroyo Mangacha previamente definido y separado del Batolito Puntas del Santa Lucía. Recientemente, Bossi & Gaucher (2014) identificaron también dos nuevos cuerpos graníticos en la localidad de Polanco: el **Granito Lavaderos** y el **Granito Sierra de Cabral**. Aunque el Granito Sierra de Cabral coincide en ubicación y descripción con los granitos hornblendo-biotíticos y son considerados parte del Complejo Granítico de Polanco (Preciozzi *et al.* 1981).

Hartmann *et al.* (2002) dataron al monzogranito de Puntas del Santa Lucía (30º07’24’’S, 55º12’17’’O) por el método U-Pb SHRIMP obteniendo una edad de cristalización de 633±8 Ma y una edad de 607 ± 7 Ma atribuida al metamorfismo en facies anfibolita. Granitos biotíticos del Complejo Granítico Polanco fueron datados por Rb-Sr en roca total en 530 ± 15 Ma (Umpierre & Halpern 1971). Posteriormente, Bossi *et al*. (1998) recalcularon esta edad en función de una nueva constante de desintegración y obtuvieron una edad de 548±15. Sin embargo, Umpierre & Halpern (1971) advierten que no fue posible trazar la isócrona y que la razón inicial de Sr/Sr= 0,708 fue supuesta. Dataciones U-Pb en circones de los granitos hornblendo-biotíticos del Complejo Polanco (Granito Sierra de Cabral *Com pers.* de Basei en Bossi & Gaucher 2014)

indicaron una edad de 586 ± 11 Ma.

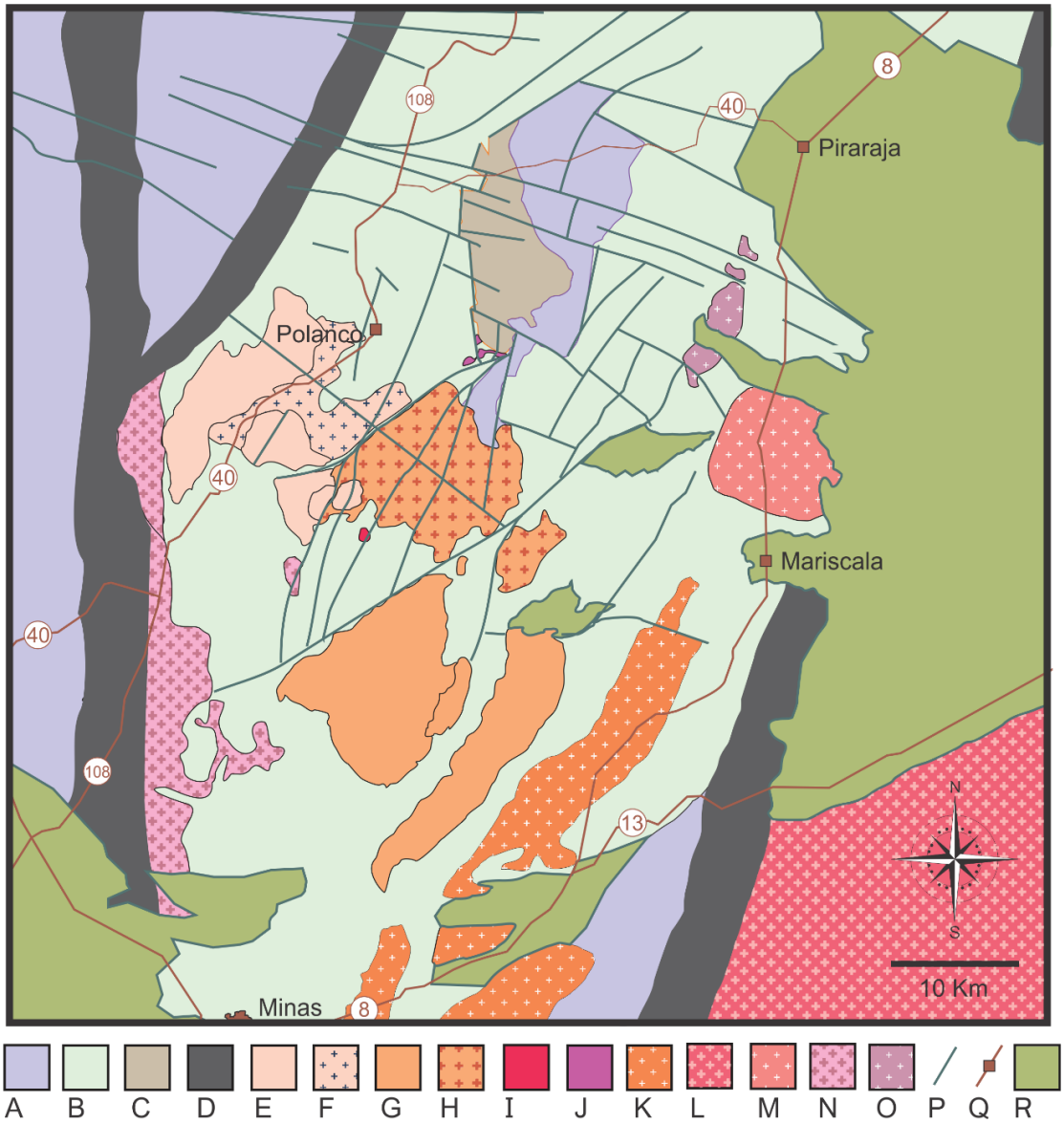

Figura 2.5. Mapa de los granitoides en la zona de estudio de detalle. **A-** Basamento granito-gnéisico indiferenciado. **B.-** Grupo Lavalleja indiferenciado. **C.-** Formación Barriga Negra. **D.-** Zonas de Cizalla. **E. y F. –** Complejo Granítico Polanco. **F.-** Granitos hornblendo-biotíticos (o Granito de la Sierra de Cabral *sensu* Gaucher & Bossi 2014). **G y H.-** Batolito de Santa Lucía. **H.-** Granito de Barriga Negra *sensu* Preciozzi *et al.* (1981) o Granito Mangacha *sensu* Díaz *et al.* (1990). **I.-** Granito de Mangacha *sensu* Gaucher (2000; 2008) y Bossi & Gaucher (2014). **J.-** Sienitas, **K.-** Complejo Granítico Carapé. **L.-** Granito de Aiguá. **M.-** Granito Tapes Chico. **N.-** Granitoides indiferenciados. **O.-** Granito Tapes Grande. **P.-** Sistema principal de fallas. **Q.-** Carreteras y Ciudades. **R.-** Cuencas mesozoicas.

2.9. Controversias Estratigráficas

Como ya ha sido señalado, la gran mayoría de las unidades geológicas mencionadas están sujetas a controversias (e.g. Complejo las Tetas, Mármoles de Polanco, Grupo Arroyo del Soldado, Granito del Arroyo Mangacha). En Núñez Demarco *et al.* (2019a) se discute aún más en detalle estas y otras controversias. De estas debe destacarse, sin embargo, que Bossi *et al.* (2002) y Bossi & Gaucher (2014) han propuesto una estratigrafía totalmente nueva para el Escudo Uruguayo, redefiniendo, reagrupando y descartando unidades previamente aceptadas como el Grupo Lavalleja (Sánchez Bettucci 1998), el Complejo Granítico Carapé y la Unidad Campanero (Sánchez Bettucci 1998; Sánchez Bettucci *et al.* 2003a; 2003b; 2003c). A su vez, proponen diferentes límites para el Terreno Nico Pérez.

Bossi & Gaucher (2014) argumentan que las edades del Grupo Lavalleja no corresponden al ciclo Brasiliano sino al Grenvilliano y por lo tanto la unidad debe ser renombrada y redefinida (Bossi *et al.* 2002). Estos autores renombran la porción sureste del Grupo Lavalleja (*sensu* Preciozzi *et al.* 1993; Sánchez Bettucci 1998) como Grupo Fuente del Puma (Bossi *et al.* 2002) y más tarde como Grupo Parque UTE (Chiglino *et al.* 2010). Más allá de que se genera un problema de prioridad y sinonimias - pues la Formación Fuente del Puma fue originalmente definida por Midot (1984) y es parte del Grupo Lavalleja (Sánchez Bettucci 1998; Sánchez Bettucci & Ramos 1999), estos autores definieron incorrectamente al Grupo dado que no indican las unidades que lo componen, como estipula el código estratigráfico. Asimismo, Gaucher & Bossi (2014 y referencias allí mencionadas) cuestionan la definición del Cinturón Dom Feliciano, proponiendo una división estructural del Uruguay diferente (Fig. 2.6). En esta nueva interpretación consideran a todos los cuerpos postorogénicos de afinidad calco-alcalina con edades brasilianas en Uruguay corresponden a unmagmatismo generado en un ambiente extensional (rift), y al Grupo Arroyo del Soldado como depósitos marinos de plataforma estable (límite pasivo).

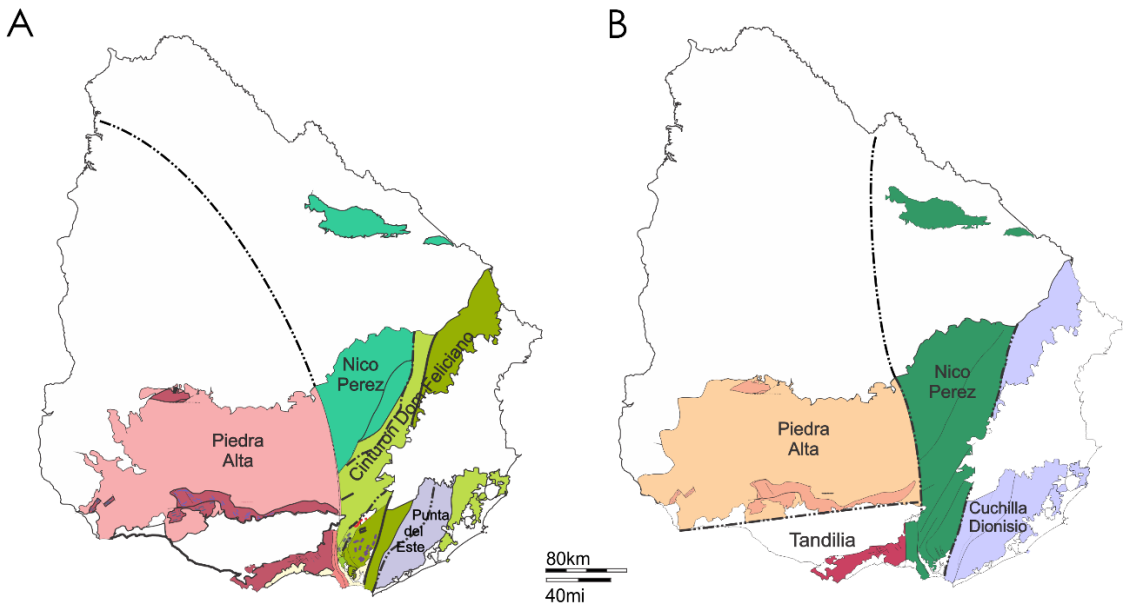

Figura 2.6. Modelos Tectónicos para el Uruguay. **A:** modelo según Sánchez Bettucci *et al.* (2010), Oyhantçabal *et al.* (2010), Preciozzi *et al.* (1999), Masquelin *et al.* (2012). **B:** modelo según Bossi & Gaucher (2014).

La estratigrafía propuesta para el Complejo Carapé y para la Unidad Campanero y sus redefiniciones también ha sido motivo de controversias y confusiones (ver: Bossi & Navarro 2001; Sánchez Bettucci & Ramos 2002). Por ejemplo, Mallmann *et al.* (2007) dicen basarse en la definición de Sánchez Bettucci (2001) pero utilizar el término Complejo Carapé para referirse al basamento granito-gnéisico en lugar de a los granitos sin- a post-orogénicos, con lo cual para el Complejo Carapé "tiene el mismo significado que la Unidad Campanero de Sánchez Bettucci *et al.* (2003[a])". Mientras que, por otro lado, algunos autores continúan utilizando el Grupo Carapé según Bossi (1983) (Bossi *et al.* 2001; Gaucher *et al.* 2011; Bossi & Gaucher 2014) e incluso utilizan simultáneamente tanto las denominaciones Grupo Carapé como Complejo Granítico Carapé, ya que pese a la sinonimia representan unidades distintas (Bossi *et al.* 2007; Bossi & Gaucher 2014). Más aún, Bossi *et al.* (2007) propusieron el término **Escama Tectónica Carapé** para reunir en una unidad al Grupo Carapé, al Complejo Granítico Carapé y al Granito El Renegado (Bossi *et al.* 2007, p.8) y lo apilan como si fuera un perfil estratigráfico.

Otros modelos y nomenclaturas estratigráficas también han sido propuestas por otros autores, entre los cuales pueden destacarse Rossini & Aubet (2000), Oyhantçabal *et al.* (2005), Aubet *et al.* (2014), Pecoits *et al.* (2016)..

Las principales razones por las que hay tantas alternativas estratigráficas radican principalmente en el escaso conocimiento de los antecedentes geológicos y en la falta de mapeo adecuado. Nuevas unidades, perfiles estratigráficos y datos geoquímicos son producidos continuamente en áreas espacialmente acotadas, sin un contexto geológico apropiado. Más allá

de los problemas de nomenclatura, las unidades son mapeadas a escala regional (1:500.000) o en mapas detallados de áreas restringidas y desconectadas, sin ningún conocimiento o definición de su extensión, límites o contactos. Como ejemplo, el Grupo Lavalleja tiene solo su porción sur mapeada en detalle (Sánchez Bettucci 1998; Sánchez Bettucci & Ramos 1999; Mallmann *et al.* 2007) y solo hay escasos bocetos de su extensión al norte de la ciudad de Minas. A tal punto, que su extensión difiere enormemente entre los diversos autores (Fig. 2.7). Más aún, a pesar del hecho de que hay docenas de perfiles estratigráficos y análisis químicos publicados, no existen mapas de la extensión completa de las unidades en el Grupo Arroyo del Soldado. Solo existen mapas en áreas clave (Fig. 2.3) y mapas regionales de la unidad, pero su extensión varía notoriamente entre los diversos autores (Fig. 2.7). Esta falta de concordancia en los límites estructurales de las unidades, más allá del nombre que se les asigne, prueba que no hay real conocimiento de detalle de muchas de las unidades aflorantes en esta zona.

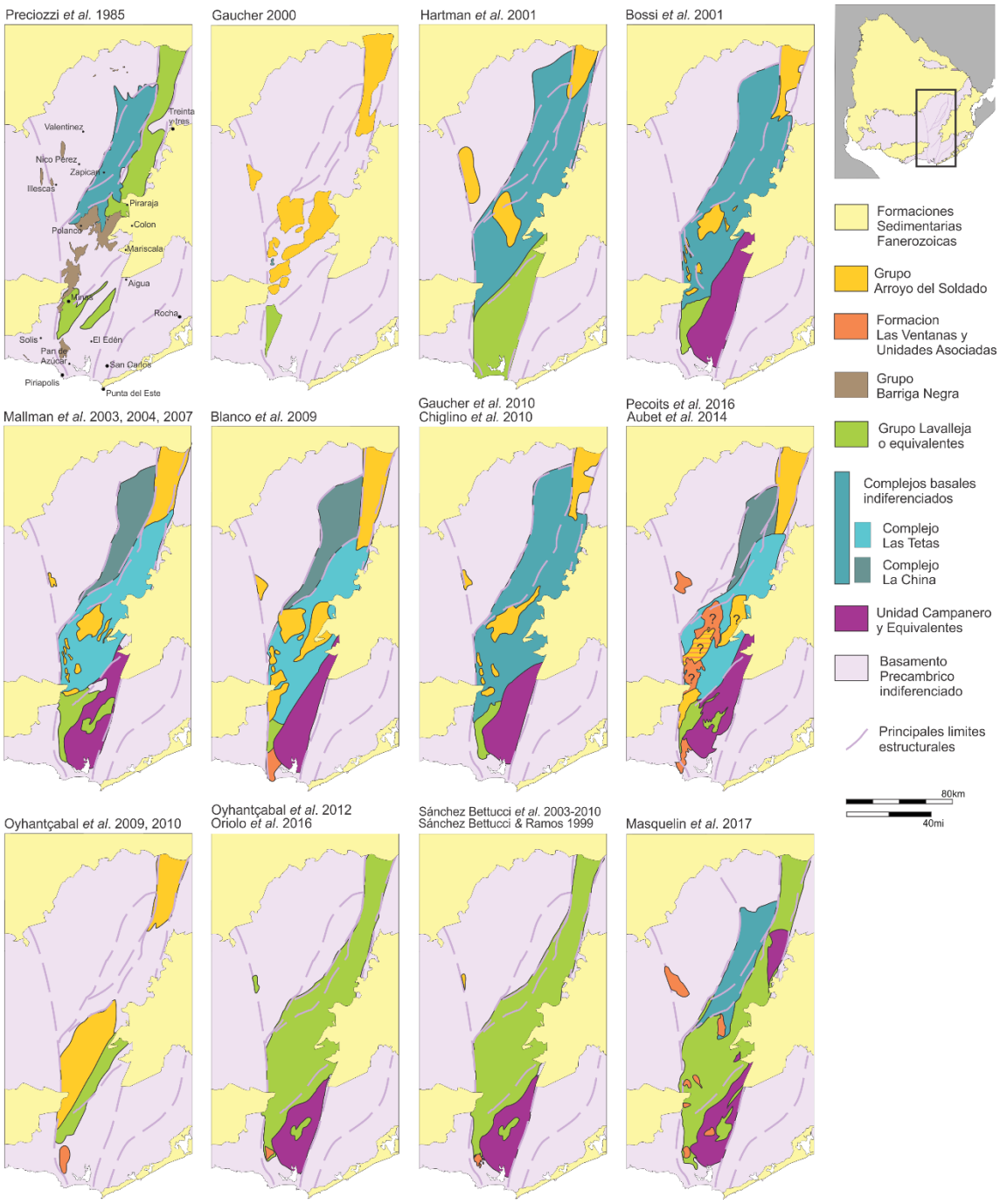

Figura 2.7. Propuestas estratigráficas según Preciozzi *et al.* (1985), Gaucher (2000), Hartmann *et al.* (2001), Bossi *et al.* (2001), Mallmann *et al.* (2003; 2004; 2007), Blanco *et al.* (2009), Gaucher (2010), Chiglino *et al.* (2010), Pecoits *et al.* (2016), Aubet *et al.* (2014), Oyhantçabal *et al.* (2009; 2010; 2012), Oriolo *et al.* (2016), Sánchez Bettucci *et al.* (2003; 2010), Sánchez Bettucci & Ramos (1999), Masquelin *et al.* (2017).

2.10. Estratigrafía del Mesozoico

Durante el Mesozoico, el territorio uruguayo sufrió los efectos de la apertura continental que diera lugar al Océano Atlántico. La ruptura de Gondwana Occidental y la apertura del Océano Atlántico comenzó entre el Jurásico Tardío y Cretácico temprano en las regiones más australes de América (Vaughan & Pankhurst 2008; Salomon *et al.* 2015a; 2015b; Will & Frimmel 2018; entre otros). Esta ruptura avanzó hacia el norte del margen Brasilero hasta unirse con el Océano Atlántico central en el Cretácico Medio (Albiano-Turoniano). Esta apertura produjo múltiples cuencas aulacogénicas a lo largo de África y América (Burke & Dewey 1973). En Uruguay están representadas por las cuencas de Punta del Este, Santa Lucía y Merín (Fig. 2.8), además de múltiples cuencas menores. El desarrollo de estas cuencas fue claramente controlado por la estructuración del basamento cristalino, que es más resistente a la facturación que los sedimentos y sucesiones ígneas de los cinturones orogénicos Brasiliano/Pan-Africanos (Mohriak *et al.* 2002; 2008; Muzio 2006; Rossello *et al.* 2007). El magmatismo bimodal en estas cuencas está clasificado en los basaltos de la Formación Puerto Gómez y las riolitas/riodacitas de la Formación Arequita.

2.10.1 Cuencas Santa Lucía y Merín

En la región sur-suroeste de Uruguay se describió la cuenca de rift Santa Lucía (Jones 1956; 1957) mediante análisis gravimétricos y perfiles de pozo. Bossi (1966) identificó un segundo graben en la región sureste de Uruguay coincidiendo con la localización de la laguna Merín. Las llamadas cuencas de rift Santa Lucía y Merín[1] fueron primeramente consideradas un conjunto de grabens germanotípicos (Gómez Rifas 1989). Luego se las redefinió teniendo en cuenta que ambas cuencas se encontraban conectadas mediante una falla principal del rift con dirección N70°E, conocida como lineamiento Santa Lucía-Aiguá-Merín (SaLAM, Rossello *et al.* 1999; 2000; 2007). De acuerdo a esta nueva definición, las cuencas se habrían originado como resultado de movimientos distensivos y también transcurrentes entre el Jurásico y mediados del Cretácico.

La cuenca de rift Santa Lucía se encuentra principalmente sobre el terreno Piedra Alta. Se trata de una cuenca simétrica con dirección N70°E, de entre 40 y 60 km de ancho, y con un horst central. Se estima que alcanza al menos 2,4 km de profundidad (Veroslavsky *et al.* 2006).

En cambio, la cuenca Merín se estima que posee un relleno de cerca de 5 km de espesor,

[1] Nota sobre la nomenclatura en este texto: En la literatura uruguaya es más común utilizar el nombre "Cuenca de la laguna Merín" sin embargo términos geográficos como laguna, cerro o rio no deben incluirse en nombre geológicos. Por otro lado, el nombre de estas cuencas, puede hacer referencia tanto a las cuencas de rift mesozoico como a las cuencas Cuaternarias/Modernas del río Santa Lucía y Laguna Merín, las cuales se superponen espacialmente, aunque no son lo mismo. Por lo tanto, en este texto preferimos referirnos estrictamente a las cuencas mesozoicas como cuencas de rift.

generando relieves de cerca de 100 m en sus bordes de falla (De Santa Ana *et al.* 1994; Veroslavsky *et al.* 2006; Cernuschi *et al.* 2015). Esta cuenca es afectada por al menos cuatro centros volcánicos ("calderas") (los complejos Valle Chico, Lascano Este, Lascano Oeste y San Luis), caracterizados por magmatismo bimodal (basaltos-riolitas) con composición subalcalina a alcalina y peralcalina, asociados a distintos episodios de ruptura (Ferrando & Fernández 1971; Preciozzi *et al.* 1985; Rossello *et al.* 1999; 2000; Gómez Rifas & Masquelin 1996; Sánchez Bettucci 1998, Muzio 2000; Morales *et al.* 2006; Muzio *et al.* 2002; 2009a; 2009b; 2012; 2017; Cernuschi *et al.* 2015). Estos cuatro centros volcánicos se relacionan con máximos en las anomalías gravimétricas e intensas anomalías magnéticas (SGM 1973; Reitmayr 2001; Cernuschi *et al.* 2015). Estas anomalías han sido interpretadas como indicios de la existencia de calderas magmáticas (Conti 2008; Cernuschi *et al.* 2015). Estos mismos complejos están atravesados por diques discordantes de composición traquítica a riolítica con direcciones N60°E a E-O y N20°E a N40°E (Muzio 2000; Cernuschi *et al.* 2015).

En la región entre estas cuencas se encuentran diversas cuencas de rift menores denominadas Arequita, Valle Fuentes, Tapes Sur, Tapes Norte (Fig. 2.8).

Todo este conjunto de cuencas se generaron en asociación con otras cuencas de la región como son las cuencas del Salado y Colorado en Argentina y simultáneamente con la formación de la provincia magmática Paraná-Etendeka (ca. 135 Ma), uno de los mayores derrames basálticos del mundo (Bellieni *et al.* 1986; Stewart *et al.* 1996; Peate 1997; Renne *et al.* 1992; 1996; Muzio 2006; Thiede & Vasconcelos 2010; Salomon *et al.* 2017; entre otros).

2.10.2 Formación Puerto Gómez

Esta formación (Serra 1944; Bossi 1966; Preciozzi *et al.* 1985; Muzio 2000; 2006; Veroslavsky *et al.* 2006; Spoturno *et al.* 2012) está constituida por basaltos con andesitas subordinadas que pueden verse en superficie principalmente en las localidades de Pirarajá, Colón y Treinta y Tres, y en menor medida en los alrededores de Aiguá, Paso de los Talas y Lascano. Perforaciones realizadas en la zona de la cuenca Merín indican que hay un espesor de cerca de 1000 metros de basaltos, que debieron derramarse mediante magmatismo fisural. Se trata de rocas amigdaloides a masivas, con textura porfirítica subofítica a intersertal y ocasionalmente glomeroporfirítica; compuestas principalmente por clinopiroxeno (augita), plagioclasa cálcica, olivino y minerales opacos. Las amígdalas presentan ocasionalmente rellenos de minerales secundarios del grupo de las ceolitas, calcita, yeso y cuarzo. Las andesitas son porfiríticas, con fenocristales de plagioclasa (An44) en una matriz afanítica. Análisis químicos realizados por Gómez Rifas & Masquelin (1996) en la perforación 502 indican que por debajo de los 650 m los basaltos presentan características correlacionables con los de fondo oceánico; mientras que por encima de los 650 m

se encuentran lavas típicas de ambiente de intraplaca continental de naturaleza tholeítica, análogos a los derrames basálticos del norte de Uruguay. Turner *et al.* (1999) sugirieron que estas variaciones son el resultado del proceso de evolución magmática y atribuyeron su origen a fusión del manto litosférico. La unidad fue datada entre 126.9 y 133.1 Ma por el método $^{40}Ar/^{39}Ar$ en plagioclasa (Cernuschi *et al.* 2015 y referencias)

2.10.3 Macizo Valle Chico

En la región que se encuentra entre la ciudad de Mariscala y el pueblo Colón existen afloramientos de rocas hipoabisales subalcalinas intermedias a ácidas, las cuales incluyen: rocas plutónicas (sienitas, cuarzosienitas y sienogranitos), volcánicas (traquitas y cuarzotraquitas) e intermedias (diques traquíticos y riolíticos). Estas litologías se agrupan en una unidad llamada **Macizo Valle Chico** (Ferrando & Fernández 1971; Gómez Rifas & Masquelin 1996; Muzio 2000; Muzio *et al.* 2009a; Cernuschi *et al.* 2015), que intruye a los derrames basálticos. Este magmatismo subalcalino a alcalino se corresponde con una etapa de distensión y fracturación concentrada en la región de la cuenca de la Laguna Merín (Preciozzi *et al.* 1985; Rossello *et al.* 1999; 2000). La asociación de rocas plutónicas presenta textura equigranular desde fina a gruesa, caracterizadas por hornblenda/arfvedsonita, augita/egirina-augita y biotita como principales minerales máficos y ortosa mesopertítica/microclino, oligoclasa/andesina y cuarzo como minerales félsicos. La asociación volcánica se compone entre un 10 y un 35 % por fenocristales de feldespato potásico comúnmente albitizados y, ocasionalmente, cristales de cuarzo redondeados inmersos en una matriz afanítica. La asociación de diques porfiríticos presenta cerca de 20% de fenocristales de feldespato potásico y cuarzo en una matriz vítrea a hipocristalina. Estos diques siguen direcciones estructurales N60°E a E–O para los de composición traquítica y N20°E a N40°E para los riolíticos. Estos últimos, si bien integran espacialmente el Macizo Valle Chico, intruyen en forma discordante todo el conjunto litológico, y por sus características petrológicas se corresponden con la Formación Arequita (Muzio 2006). Esta unidad fue datada en 133 Ma por el método $^{40}Ar/^{39}Ar$ en plagioclasa (Cernuschi *et al.* 2015 y referencias).

2.10.4 Formación Arequita

Las rocas ácidas, principalmente riolitas, flujos piroclásticos (ignimbritas) y algunos derrames dacíticos se agrupan en la **Formación Arequita** (Bossi 1966) y conforman antiguos domos erosionados que pueden verse desde Arequita (Lavalleja) a Lascano (Rocha). Este magmatismo intruyó a través de los basaltos emplazándose sobre los mismos y corresponde a los estadios finales del vulcanismo durante el Cretácico temprano (127-133 Ma Cernuschi *et al.* 2015). Las

riolitas son de textura porfirítica con fenocristales de cuarzo y/o sanidina con textura de corrosión. Son de color rosado a rojizo y las estructuras de tipo fluidal son frecuentes, con niveles ignimbríticos sobre cada derrame. Análisis químicos indican una naturaleza peralcalina–alcalina (Muzio & Sánchez Bettucci 1998; Muzio 2000). Este tipo de derrames altamente diferenciados corresponderían a los últimos estadios del magmatismo de la Provincia Paraná–Etendeka.

Estudios petrológicos y geoquímicos realizados en las asociaciones bimodales del sur de Uruguay sugieren procesos de contaminación cortical y proponen al manto litosférico como fuente del magma, a partir del cual sus productos litológicos están genéticamente relacionados por procesos de fusión progresiva (Muzio *et al.* 2002; Muzio 2006).

2.10.5 Formación Cañada Solís

Asociados al vulcanismo sin-rift se identificaron conglomerados rojizos, interestratificados con lavas, definidos como **Formación Cañada Solís** por De Santa Ana & Ucha 1994.

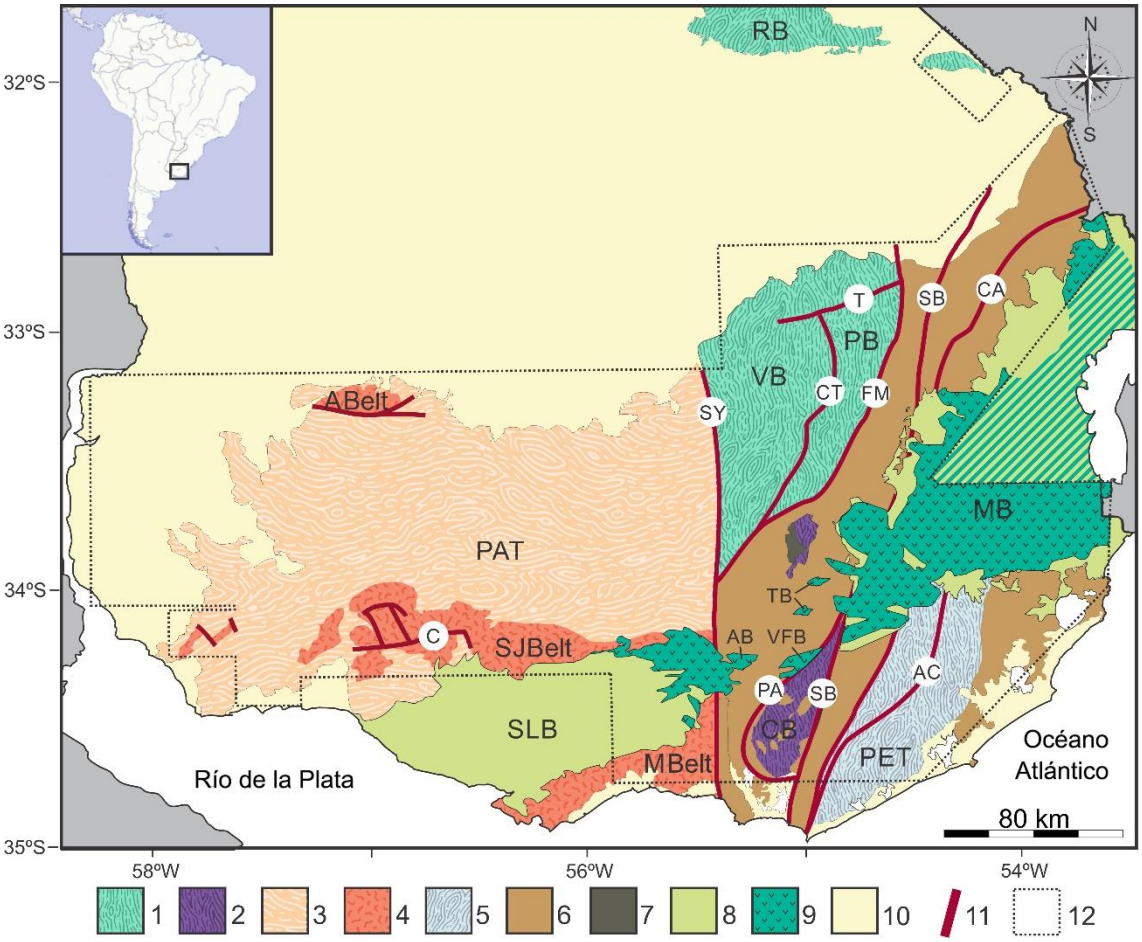

Figura 2.8. Principales lineamientos estructurales del sur de Uruguay y cuencas mesozoicas. (**1**) Terreno Nico Pérez, Arqueano-Neoproterozoico compuesto por los bloques: Rivera (RB), Valentines (VB) y Pavas (PB); (**2**) Basamento proterozoico del Cinturón Dom Feliciano, Bloque Campanero (CB); (**3**) Terreno paleoproterozoico Piedra Alta (PAT); (**4**) Cinturones metamórficos paleoproterozicos (cinturones de esquistos e intrusiones ígneas); (**5**) Terreno Punta del Este (PET); (**6**) Cinturón neoproterozoico Dom Feliciano (cinturones de esquistos y granitoides), (**7**) Formación Barriga Negra; (**8**) Rocas sedimentarias mesozoicas; (**9**) Magmatismo bimodal mesozoico; (**8–9**) Cuencas de rift mesozoicas: Santa Lucía (SLB), Merín (MB), Tapes Norte y Tapes Sur (TB), Arequita (AB), Valle Fuentes (VFB); (**10**) Otras cuencas paleozoicas y cenozoicas indiferenciadas; (**11**) Principales limites estructurales proterozoicos; Zonas de Cizalla: Cufré (C), Sierra Ballena (SB), Sarandí del Yí (SY), Cueva del Tigre-Sierra de Sosa (CT), Fraile Muerto-María Albina (FM), Otazo-Cerro Amaro (CA), Alférez-Cordillera (AC), Tupambaé (T), Pan de Azúcar *thrust belt* (PA).

3
Transformadas de Fourier, Hilbert y Riesz

3.1. Principios de la Transformada de Fourier

La transformada de Fourier es una transformación lineal que cambia una función con dominio en el espacio o tiempo, en una función con dominio en la frecuencia angular (ω) o lineal (f). En el caso de dominio en el tiempo: $\mathcal{F}\{g(t)\} \rightarrow \mathcal{F}\{g(f)\}$ ó $\mathcal{F}\{g(t)\} \rightarrow \mathcal{F}\{g(\omega)\}$ donde $\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi f$. En el caso de dominio espacial en dos dimensiones: $\mathcal{F}\{g(\mathrm{x},\mathrm{y})\} \rightarrow \mathcal{F}\{g(\nu_\mathrm{x}, \nu_\mathrm{y})\}$ o $\mathcal{F}\{g(\mathrm{x},\mathrm{y})\} \rightarrow \mathcal{F}\{g(\mathrm{k_x}, \mathrm{k_y})\}$, siendo $\mathbf{v} = (\nu_\mathrm{x}, \nu_\mathrm{y})$ la frecuencia espacial o vector/número de onda, y $\mathbf{k} = (\mathrm{k_x}, \mathrm{k_y})$ el vector o "número" de onda angular tal que $k_i = \frac{2\pi}{\lambda_i} = 2\pi\nu_i$.[1] La transformada de Fourier transforma el dominio de la función de un espacio vectorial a otro en las frecuencias, que también representa la misma función. En su versión unidimensional se define como[2]:

3.1) $$\mathcal{F}\{g(t)\} = G(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} g(t) \,.\, e^{-i\omega t} dt$$

o bien como:

3.2) $$\mathcal{F}\{g(t)\} = G(f) = \int_{-\infty}^{\infty} g(t) \,.\, e^{-i2\pi f t} dt$$

---

[1] Debe tenerse en claro que tanto en la literatura como en las aplicaciones prácticas la notación referente a las variables espaciales o temporales es ambigua y, por lo mismo, confusa. Esta ambigüedad surge de que las ondas pueden estudiarse espacial o temporalmente y de que ambas aproximaciones son proporcionales, y por lo tanto equivalentes. En el dominio temporal se habla del periodo T de una onda, de su frecuencia $f = \frac{1}{T}$, y su frecuencia angular $\omega = 2\pi . f = \frac{2\pi}{T}$. Mientras que en un sistema de referencia espacial se habla de longitud de onda λ, de frecuencia espacial o vector/número de onda $\nu = \frac{1}{\lambda}$, y el número de onda angular $k = 2\pi . \nu = \frac{2\pi}{\lambda}$. Estas notaciones son equivalentes y se relacionan mediante un valor constante, la velocidad de onda: $v_p = \frac{\lambda}{T}$ y $v_p = \frac{\omega}{k}$. En la literatura y en la práctica relativas a transformadas de Fourier podrán encontrarse explícita e implícitamente expresiones como $f = \frac{1}{\lambda}$ o $\omega = 2\pi . f = \frac{2\pi}{\lambda}$, donde su interpretación espacial o temporal dependerá del contexto (si las medidas son espaciales (λ) o temporales (T)). Por simplicidad, esta última notación es la que se seguirá en esta tesis, recordando que expresiones como $G(f)$, $G(\omega)$, $G(\lambda)$, $G(\nu)$ son, en la práctica, todas equivalentes.

[2] Existen varias versiones de la transformada de Fourier de uso común. La diferencia entre las ecuaciones radica principalmente en la multiplicación por diversos factores constantes fuera de la integral y en el signo del exponente, aún así, todas ellas son equivalentes.

la integral en t de la función original entre más y menos infinito, multiplicada por una función exponencial compleja conocida como kernel de Fourier. La esencia de la función es descomponer o separar la función $g(t)$ en una suma de sinusoides de diferentes frecuencias $\mathcal{F}\{g\} = G(\omega)$.

Si la función $g(t)$ es periódica, puede descomponerse en un conjunto de sinusoides con frecuencias discretas (sumatoria). Este caso particular se conoce como series de Fourier. Si la función no es periódica, la transformada será una suma de sinusoides de todas las frecuencias (integral), es decir, una función continua de la frecuencia.

La transformada de Fourier contiene exactamente la misma información que la función original, simplemente cambia la forma de representarla. La relación entre $g(t)$ y su espectro de Fourier $G(\omega)$ es única en ambos sentidos, para una función dada su espectro es único, y para un espectro dado la señal asociada es única. Este cambio de punto de vista permite realizar nuevos tipos de análisis.

En general la transformada de Fourier es una función con valores complejos, $G(\omega) = \mathcal{F}\{g\} = Re(\mathcal{F}\{g\}) + Im(\mathcal{F}\{g\}) = |\mathcal{F}\{g\}|.e^{-i\,\theta(\omega)}$ siendo $Re(\mathcal{F}\{g\})$ su parte real e $Im(\mathcal{F}\{g\})$ su parte imaginaria, $|\mathcal{F}\{g\}| = \sqrt{Re^2 + Im^2}$ la amplitud del espectro de Fourier, y $\theta(\omega) = tan^{-1}\left(\frac{Im(\mathcal{F}\{g\})}{Re(\mathcal{F}\{g\})}\right)$ el ángulo de fase (Fig. 3.1). En su versión en R la transformada de Fourier puede definirse como dos funciones reales, según la notación de Euler, donde: $e^{i\,\theta} = cos(\theta) + i.sen(\theta)$:

3.3) $$G(\omega)_{Re} = \int_{-\infty}^{\infty} g\,(t).cos(\omega t)dt \quad \text{y} \quad G(\omega)_{Im} = \int_{-\infty}^{\infty} g\,(t).sen(\omega t)dt$$

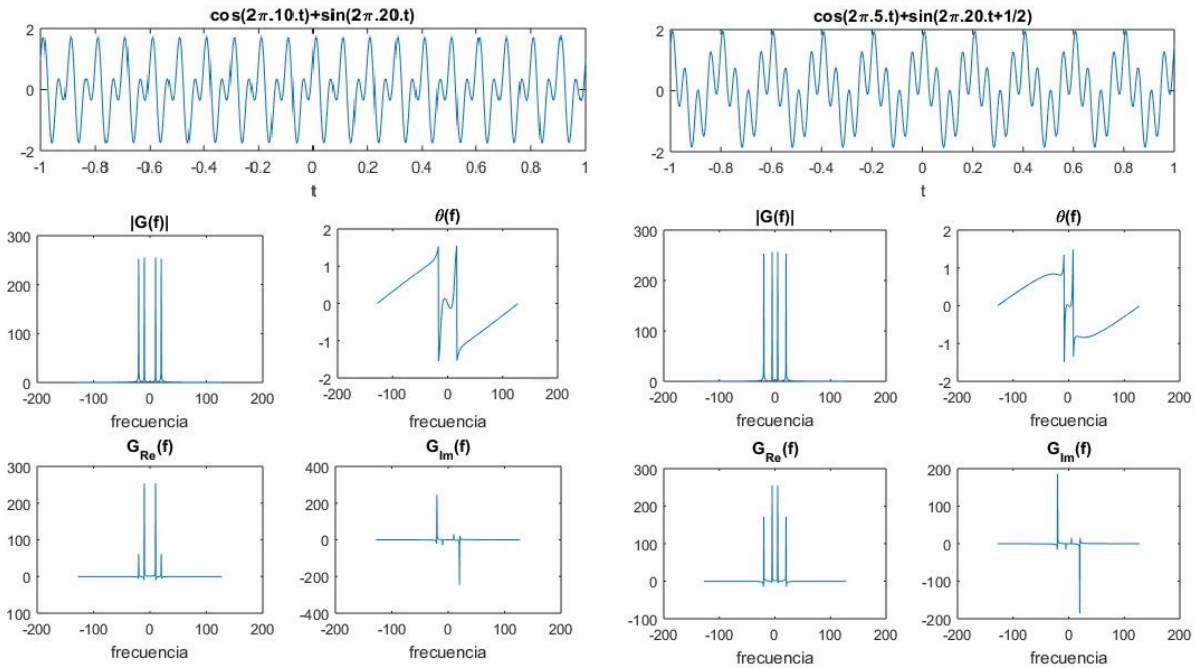

Figura 3.1. Representación de distintas funciones 2D y sus transformadas de Fourier, fase, y partes reales e imaginarias.

Sin embargo, en cuanto a su aplicación práctica, debido a que las funciones digitales no son continuas ni infinitas, sino que son una serie de valores tomados regularmente en el tiempo o espacio, se debe usar una versión discreta de la transformada de Fourier que permite la integración numérica:

3.4) $$G(n) = \sum_{\tau=0}^{N-1} g(\tau) \,.\, e^{\frac{-i2\pi n\tau}{N}} = \sum_{\tau=0}^{N-1} g(\tau) \left[\cos\left(\frac{2\pi n\tau}{N}\right) + i.sen\left(\frac{2\pi n\tau}{N}\right)\right]$$

donde τ determina un valor en espacio o tiempo y n es el número de onda en el espacio de las frecuencias (obs: en algunas versiones puede verse que la sumatoria opera de 1 a N en vez de 0 a N-1). Aquí, utilizamos la notación n para el número de onda y no ω ni f. Esto es debido a que las unidades de medida son irrelevantes cuando se computa la transformada de Fourier, y las coordenadas del espectro de Fourier no son unidades con representación directa en el mundo real. Si la señal muestreada tiene N datos consecutivos, tomados a un intervalo de tiempo o espacio τ, el número de onda $n = 1$ debe corresponder a la frecuencia más baja registrable, asociada al periodo más largo (periodo fundamental) con que se puede registrar la señal (periodo de largo $N.\tau$). Por lo tanto, la frecuencia fundamental correspondiente a $n = 1$ es: $f_1 = \frac{1}{N\tau}$. En general el número de onda n, se relaciona con las frecuencias físicas según la ecuación $f_n = n\frac{1}{N\tau} = n.f_1$ para n tal que $0 \leq n \leq N$, considerando la frecuencia angular $\omega_n = 2\pi f_n = n\frac{2\pi}{N\tau} = n.\omega_1$. Bajo este mismo criterio, el periodo de muestreo es el mínimo periodo con el cual se puede medir, y la frecuencia de muestreo es la máxima frecuencia que puede registrarse: $f_s = \frac{1}{\tau} = N\frac{1}{N\tau} = N.f_1$, que claramente corresponde al número de onda $n = N$.

Si hay N datos, el tiempo de computación es comparable a N^2, el número de multiplicaciones; por lo tanto para N muy grandes el tiempo de computación puede ser inmenso. En 1965 Cooley & Tukey publicaron un algoritmo matemático, que se ha vuelto conocido como transformada rápida de Fourier [*Fast Fourier Transform* (FFT)], el cual reduce el tiempo de computación a aproximadamente $\log_2 N$, lo cual revolucionó el uso de la transformada discreta de Fourier (Cooley *et al*. 1969; 1967). Tanto la transformada de Fourier como la transformada rápida de Fourier computan el mismo resultado, la única diferencia es el método a través del cual se llega a él.

3.1.1 Muestreo - Funciones discretas

Una función digital ǧ (t) no es continua, sino que es una serie de valores tomados a intervalos regulares en el tiempo o espacio (a lo que también se llama "funciones muestreadas"). Considerando a la función ǧ como un muestreo regular de la función g analítica real, se puede definir a ǧ como:

3.5) $$\breve{g}\,(t) = g\,(t)\,\sum_{k=-\infty}^{\infty}\delta\,(t-kT)$$

donde $\delta(x)$ es la función *delta de Dirac*, una función puntual (o pulso), que toma un valor infinito en $\delta(0)$ y es nula en el resto de los puntos, es decir: $\delta(x) = 0$ si $x \neq 0$, y cuya integral entre menos y más infinito vale 1. En este caso $\delta(t-kT) = \infty$ cuando $t = kT$, donde k es un número entero entre -∞ y +∞ y T es el periodo de muestreo (una constante).

De esta forma la función muestreada ğ es la multiplicación de la función original g por un conjunto de deltas de Dirac, distribuidas por un intervalo regular T, conocido como peine de deltas de Dirac o secuencia/tren de pulsos (Fig. 3.3).

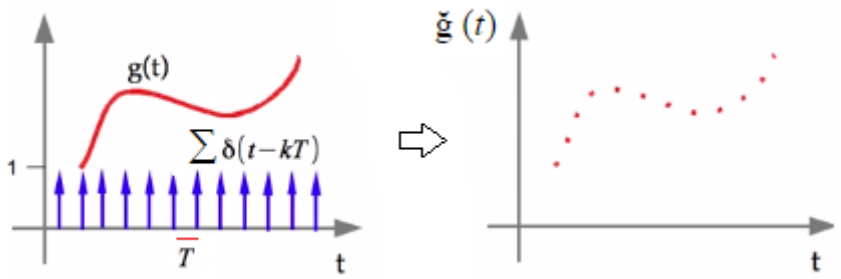

Figura 3.3. Representación esquemática de la función $g(t)$ analítica real (línea roja continua), el peine de deltas de Dirac con periodo T (azul) y la función muestreada ğ (t) con un intervalo de muestreo T.

---

obs: La delta de Dirac no es una función estrictamente hablando, puesto que no puede tener un valor específico que sea el infinito, comúnmente puede definirse como el límite de ciertas funciones, que tienden a cero en todo punto del espacio excepto en el punto para el cual tendería hacia infinito (Fig. 3.2):

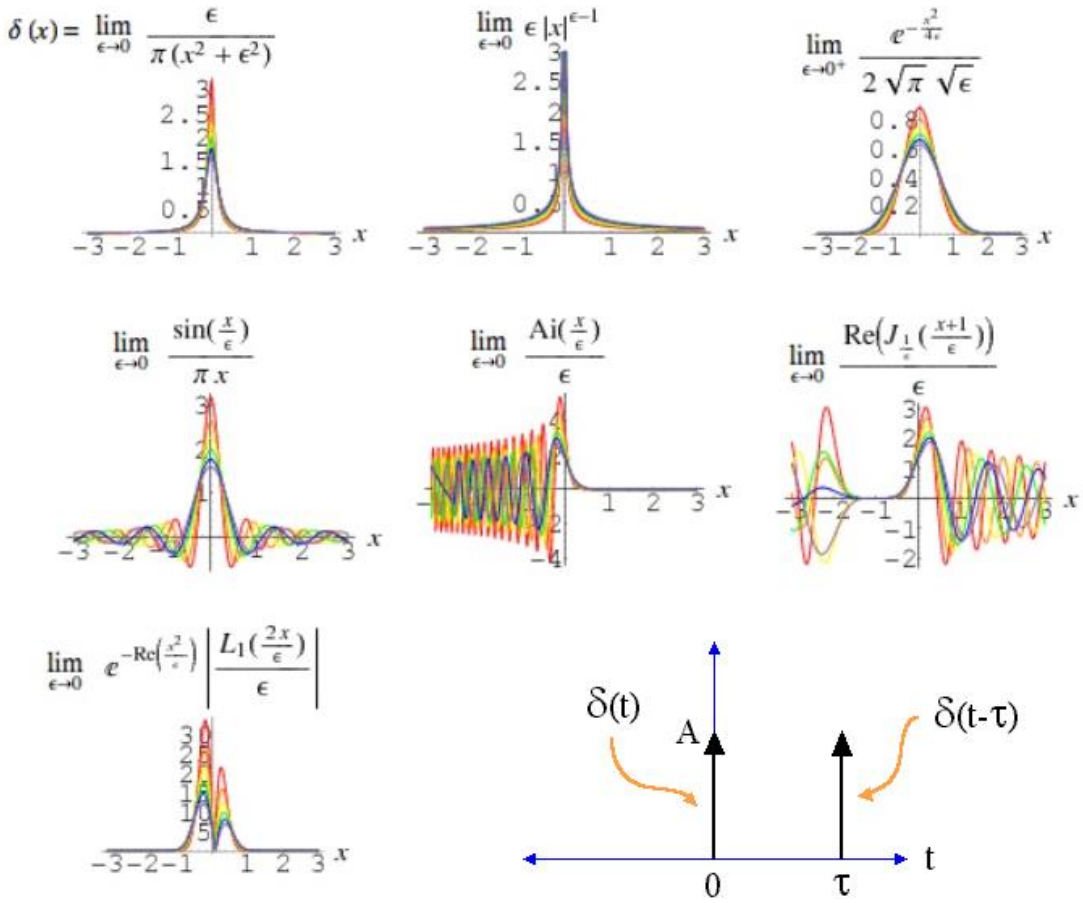

Figura 3.2. Conjunto de funciones que convergen a la función delta de Dirac y representación gráfica de la función delta para $\delta(t)$ y $\delta(t-\tau)$. $\mathrm{Ai}(x)$ es la función de Airy, $J_n(x)$ es una función de Bessel de primer grado y $L_n(x)$ un polinomio de Leguerre de valor positivo arbitrario.

3.1.2 Transformada de Fourier de funciones discretas

A pesar de la elegante formulación de esta función discreta, cabe cuestionarse por qué es necesaria tanta matemática para describir un proceso que parece intuitivamente tan simple. Justamente esto es debido a que la forma en que una función continua es muestreada tiene efectos determinantes sobre su espectro de frecuencias. Utilizando el peine de deltas de Dirac es posible predecir e interpretar esos efectos de forma sencilla. En primer lugar, por el teorema de la convolución, si se quiere calcular la transformada de Fourier de una multiplicación de funciones, esta será la convolución[3] de las transformadas de Fourier de cada función: $\mathcal{F}\{g(t).h(t)\} = \mathcal{F}\{g(t)\} * \mathcal{F}\{h(t)\}$ [4]. Por lo tanto, la transformada de Fourier de

[3] Una convolución es un operador matemático que transforma dos funciones f y g en una tercera función $f * g$ tal que puede representarse geométricamente como varía la magnitud del área de la superposición de las funciones f y g mientras g se trasladada sobre la función f.

[4] La propiedad inversa también es válida, la convolución de las funciones en el dominio del espacio da lugar a una multiplicación de las funciones en el dominio de las frecuencias $\mathcal{F}\{g(t) * h(t)\} = \mathcal{F}\{g(t)\}.\mathcal{F}\{h(t)\}$

nuestra función ğ, que es la multiplicación de dos funciones, será la convolución de la transformada de Fourier de g y de la transformada de Fourier del peine de deltas de Dirac.

Ahora bien, la transformada de Fourier de un peine de deltas de Dirac con periodo T, es otro peine de deltas de Dirac pero con un periodo 1/T (Figs. 3.4c y d). Obsérvese que este periodo es mayor si T es menor que 1. La convolución de una función $g\ (t)$ multiplicada por un peine de Dirac [$\breve{g}\ (t)\ =\ g\ (t)\ \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta\ (t - kT)$], tiene como resultado repetir la función $G(\omega)$ en cada pico del peine de Dirac de periodo 1/T, [$\breve{G}\ (\omega) = G\ (\omega) * \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta\ (\omega - k\frac{1}{T})$], como se ve en las figuras 3.4e y f. Como consecuencia, la función transformada de Fourier de una función muestreada resultará ser periódica e infinita, lo cual la dotará de ciertas propiedades y problemas.

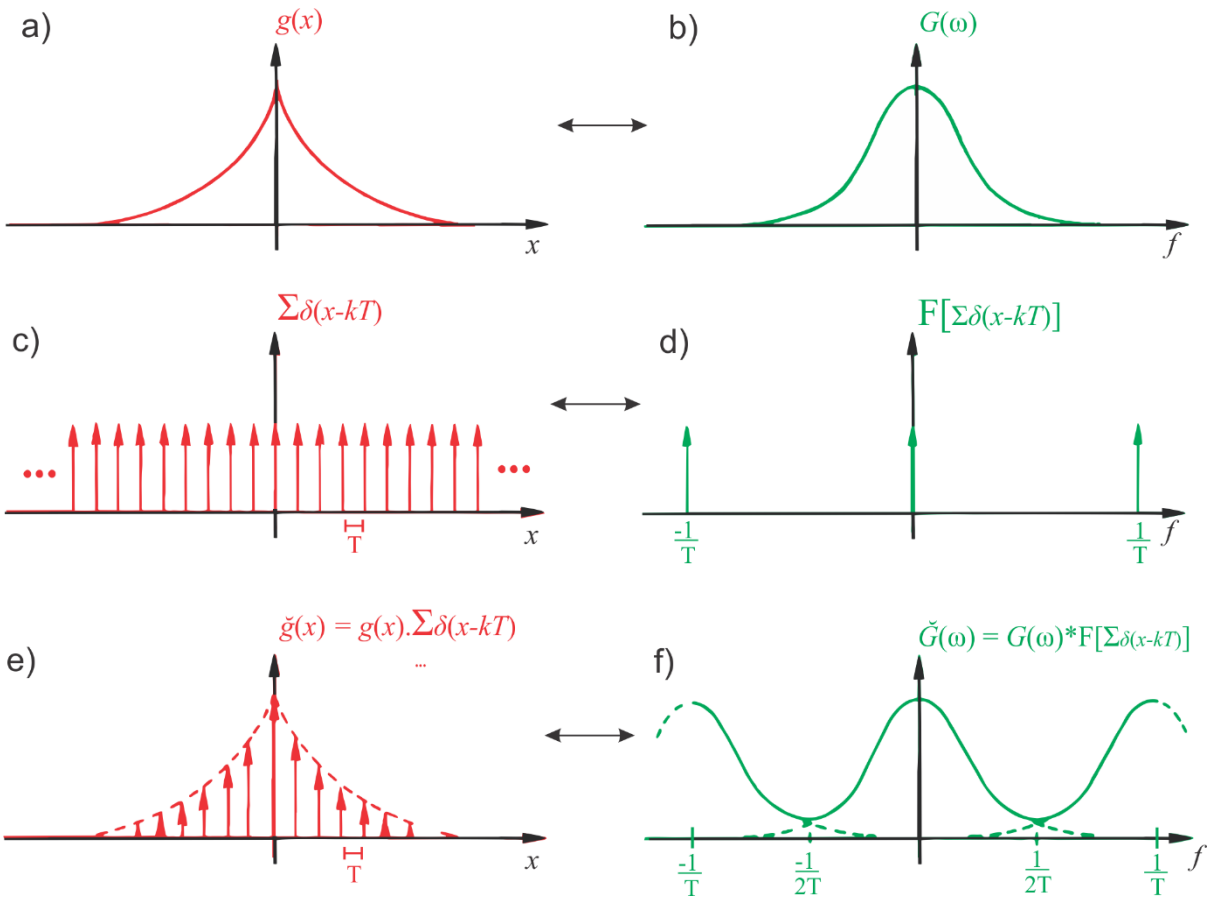

Figura 3.4. Representación de funciones en el dominio espacial/temporal (en rojo) y de sus respectivos equivalentes en el dominio de las frecuencias (en verde). (**a**) Función $g(x)$ y (**b**) su transformada de Fourier $G(f)$. (**c**) Peine de deltas de Dirac con periodo T y (**f**) su respectiva transformada de Fourier con periodo 1/T. (**e**) Convolución entre las funciones g y el peine de deltas de Dirac y (**f**) su respectiva transformada de Fourier. [Modificado de Brigham 1988]

3.1.3 Aliasing y límite de Nyquist

Siempre y cuando las réplicas de $G(\omega)$ producidas por el proceso de muestreo no se superpongan (Fig. 3.5), el espectro original $G(\omega)$ puede ser identificado y, por lo tanto, la función continua original $g\ (t)$ puede ser reconstruida. En cambio, si las réplicas de $G(\omega)$ se superponen demasiado entre sí, habrá problemas en identificar la verdadera forma de la función original $G(\omega)$ y no se podrá reconstruir la función $g\ (t)$. La distancia entre las repeticiones de la función $G(\omega)$ depende del periodo T y la frecuencia de muestreo ($f_s = 1/T$), por lo tanto, para que no ocurran superposiciones, las frecuencias contenidas en la señal original deben ser menores que cierto límite $f_{Nyq} = \frac{1}{2T}$ (Fig. 3.5). De haber frecuencias mayores a este límite, las réplicas de $G(\omega)$ se superpondrán (Fig. 3.5b).

Este límite impone condiciones a la frecuencia de muestreo usada para discretizar la señal. Discretizar una señal continua, con frecuencias dentro de un rango $0 \leq f \leq f_{max}$, requiere una frecuencia de muestreo f_s de por lo menos el doble de f_{max}, ya que se debe cumplir la condición: $f_{max} \leq \frac{1}{2T} = \frac{1}{2} f_s$ ó $f_s \geq 2.f_{max}$. Si esta condición no se cumple, las réplicas en el espectro de frecuencias se superpondrán y el espectro se verá corrompido. Este efecto de superposición se denomina *Aliasing*. Esto es lo expresado por el teorema del muestreo formulado por Shannon & Nyquist. La frecuencia f_{Nyq} (o ω_{Nyq}) es conocida como límite de Nyquist.

En casos reales no suelen conocerse previamente todas las frecuencias contenidas en la señal estudiada, por lo que los fenómenos de superposición son inevitables. En estos casos el límite de Nyquist establece el rango de frecuencias confiables dentro del cual las señales pueden ser reconstruidas y dentro del cual, en definitiva, puede trabajarse.

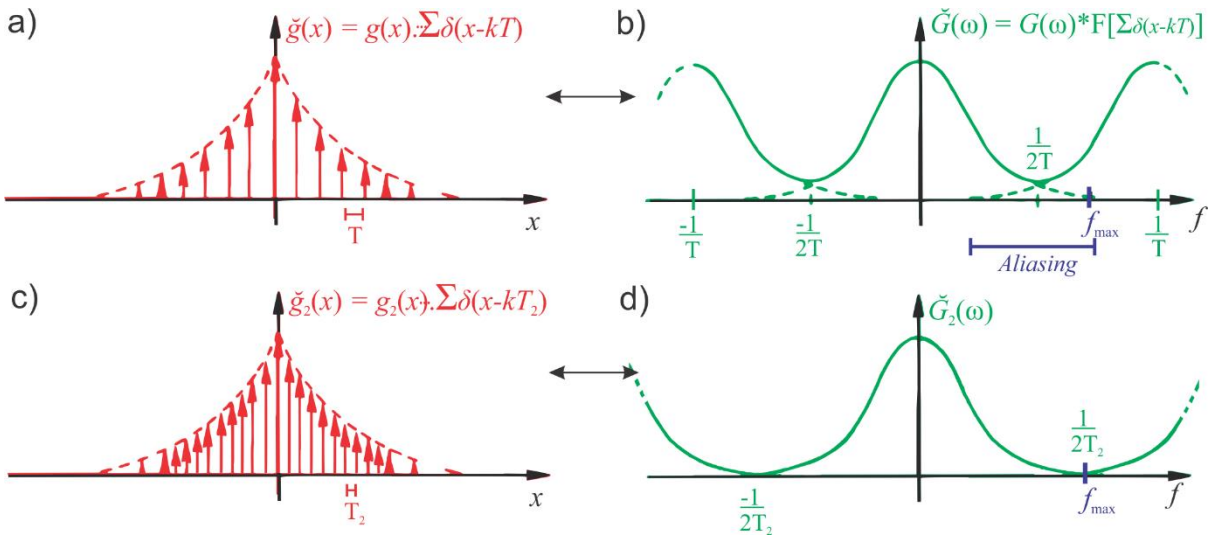

Figura 3.5. Representación de funciones muestreadas con diferentes intervalos de muestreo en el dominio espacial/temporal (en rojo) y de sus respectivos equivalentes en el dominio de las frecuencias (en verde). (Véase Fig. 3.4) [Modificado de Brigham 1988]

3.1.4 Transformada de Fourier de funciones acotadas

Por otra parte, la función muestreada no es infinita, sino que abarca un determinado intervalo finito de tiempo y/o espacio en el cual fue medida, es decir, tiene un dominio acotado. Matemáticamente, esta función acotada puede obtenerse al multiplicar la función original por una función escalón o función de Heaviside (Fig. 3.6c). La transformada de Fourier de la función escalón es una función seno cardinal [sinc(x)=sen(πx)/πx] o seno normalizado [sen(x)/x] (Fig. 3.6d). Nuevamente, por el teorema de la convolución, la transformada de Fourier será la convolución de la transformada de Fourier de la función muestreada y la función escalón (Fig. 3.6f). La convolución con la función *sinc* genera finalmente una transformada de Fourier (Fig. 3.6f) para una función muestreada y acotada en su dominio (Fig. 3.6e).

El resultado de este proceso es una función transformada de Fourier continua (Fig. 3.6f). Sin embargo, en el proceso computacional se obtiene en realidad una función transformada de Fourier con valores discretos $G(n)$ para n enteros. Por lo visto anteriormente, esto es equivalente a multiplicar la transformada de Fourier continua (Fig. 3.6f) por un peine de Dirac (Fig. 3.6h) que proporcionará la transformada muestreada (Fig. 3.6j). Como consecuencia de esta acción, la reconstrucción de la función original a partir de la multiplicación de dos funciones, implicará una nueva convolución entre sus funciones asociadas (Figs. 3.6e y g). La reconstrucción de la señal original resultará en una función periódica, infinita y discreta (Fig. 3.6i) afectada por fenómenos de aliasing. Esto tendrá consecuencias en los procesos de reconstrucción de la señal original

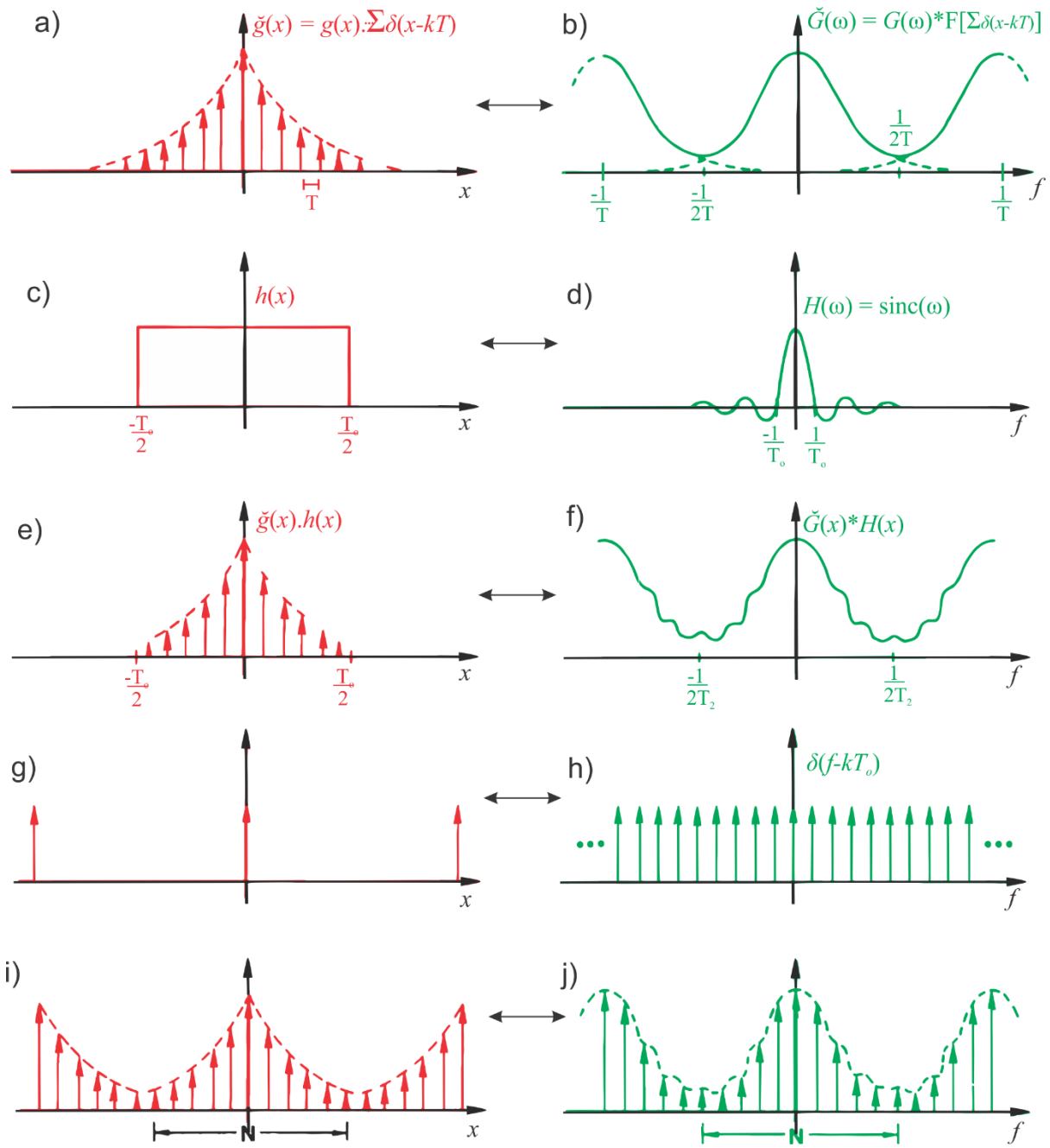

Figura 3.6. Representación de funciones en el dominio espacial/temporal (en rojo) y de sus respectivos equivalentes en el dominio de las frecuencias (en verde). (**a**) Función original $g(x)$ muestreada con un periodo T, con dominio infinito, y (**b**) su transformada de Fourier $G(f)$. (**c**) Función escalón $h(x)$, y (**d**) su respectiva transformada de Fourier. (**e**) Función muestreada y acotada, resultado de la multiplicación entre las funciones $g(x)$ y $h(x)$ y (**f**) su respectiva transformada de Fourier. (**g**) Transformada inversa de Fourier de (**h**) función delta de Dirac. (**i**) Función final ǧ $(t).h(t)$ reconstruida a partir de (**j**) su transformada de Fourier discreta. Una función discreta produce una transformada de Fourier periódica (a y b). Una transformada de Fourier discreta recupera una función periódica (i y j). [Modificado de Brigham 1988]

3.1.5 Implementando la Transformada de Fourier en MatLab

La función de MatLab que calcula la transformada de Fourier discreta por medio del algoritmo de la transformada rápida de Fourier es:

```
Y = fft(X)
```

donde X es el vector de datos; e Y es el vector complejo de frecuencias.

De modo explicativo, dentro de la función `fft` opera un loop lógico en el que se recrea la integral de la ecuación (3.2), o más precisamente, la sumatoria de la ecuación (3.4):

```
for fi=1:N
        fourierSin = exp (-1i*2*pi*(fi-1).*fourierTime);
        fourierCoef(fi) = sum(fourierSin.*signal)
end
```

donde N corresponde al número de puntos en la señal discreta. Las funciones `fourierSin` son las funciones seno complejas (ecs. 3.2 o 3.4), que se construyen desde 0 hasta N-1, siguiendo el índice de frecuencias `fi-1`. El vector temporal `fourierTime` es un vector normalizado de tiempo, que va de 0 a 1, con N elementos. La frecuencia de la señal fi se define como índice en el loop, de 1 a N. Esta frecuencia no se encuentra en Hz o en ninguna unidad física, sino que se define como índices. Esto se debe a que la función debe operar sin importar que unidades de medida tenga la señal original.

El usuario debe conocer el periodo de muestreo T y, por ende, la frecuencia de muestreo f_s=1/T, que permitirán reconstruir el eje de las abscisas y así graficar las funciones g(t) y G(f). Para reconstruir la señal de frecuencias se reconstruye el vector de la forma:

```
TimeHz = linespace (0, Nyq, N/2+1)
```

La señal así definida abarca desde 0 hasta la frecuencia de Nyquist (Nyq=1/2.*fs*). La cantidad de elementos de la señal es N/2+1, ya que se toma solo la mitad positiva de la señal (Fig. 3.7), lo que correspondería a N/2 elementos, el valor +1 se debe a que el cero también debe ser incluido. Más allá de Nyq la señal comienza a repetirse.

Los resultados de la función fft también se expresan en unidades arbitrarias y deben escalarse a fin de expresar correctamente la amplitud o energía de las frecuencias involucradas. La operación fourierCoef(fi) implica una suma de elementos que es cada vez más grande según la cantidad de elementos del vector. En este sentido, la suma debe normalizarse por el número de elementos involucrados para obtener el promedio de la señal. Asimismo, la señal se ve dividida entre las

frecuencias negativas y positivas. La operación transcurre de 0 a N, y se espeja en N/2 (donde se da la frecuencia de Nyquist). Esto es válido solo para señales reales, ya que estas se espejan en los valores negativos; sin embargo, señales complejas no cumplen esta propiedad. De todas maneras, nótese que en 0 y Nyq la frecuencia no debe duplicarse ya que, por ejemplo, 0 no posee frecuencia negativa equivalente. Por lo tanto, el resultado de la transformada de Fourier debe ser corregido de la siguiente manera:

```
Y = fft(X)
Y = [Y(1) Y(2:end-1).*2 Y(end)]./N
```

Nótese, sin embargo, que la corrección de la amplitud de la transformada de Fourier no cambia la forma del espectro, con lo cual el escalamiento no es siempre necesario, dependiendo del análisis que se lleve a cabo.

Otro punto a considerar es que la función fft no muestra el intervalo N centrado en 0, sino el intervalo [0, N], como se observa en la figura 3.7 (N_2, en color rojo).

Obsérvese que las correcciones que se discutieron previamente asumen, por simplicidad, que la función está en el intervalo [0, N]. Pero también pueden definirse en el intervalo [-N/2, N/2] (Fig. 3.7, N en color verde). En algunas circunstancias es necesario aplicar una segunda función `Y2=fftshift(Y)` o `Y2=fttshift(fft(X)`, para poder generar un corrimiento del intervalo.

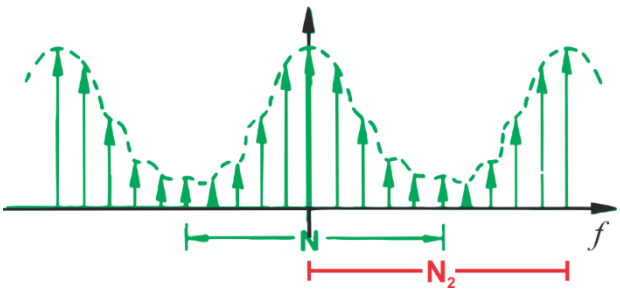

Figura 3.7. Diferencia entre intervalos centrado y descentrado obtenidos en el procesamiento de una señal.

3.2. Transformada de Fourier en 2D

Para funciones en dos dimensiones $g(x, y)$, con N × M datos, la transformada discreta de Fourier en 2D se define como:

3.6) $$G(n,m) = \frac{1}{\sqrt{MN}} \sum_{x=0}^{N-1} \sum_{y=0}^{M-1} g(x,y) e^{-i\frac{2\pi nx}{N}} e^{-i\frac{2\pi my}{M}}$$

para las coordenadas espectrales $0 \leq n \leq N-1$ y $0 \leq m \leq M-1$. El resultado $G(n,m)$ es también una función 2D con N × M datos (mismo tamaño que la original). Las variables *x* e *y* se comportan como la frecuencia horizontal y vertical respectivamente:

3.7) $$e^{-i\frac{2\pi nx}{N}} e^{-i\frac{2\pi my}{M}} = cos\left[2\pi\left(\frac{nx}{N} + \frac{my}{M}\right)\right] + i.sen\left[2\pi\left(\frac{nx}{N} + \frac{my}{M}\right)\right]$$

o lo que es lo mismo:

3.8) $$e^{i.(\omega_n x + \omega_m y)} = \cos(\omega_n x + \omega_m y) + i.sen(\omega_n x + \omega_m y)$$

Estas funciones coseno y seno poseen una frecuencia y orientación dependiente de los números *n* y *m*.

La ecuación para la transformada de Fourier en 2D puede interpretarse como dos transformadas sucesivas en cada dimensión; ya que corresponde a realizar la transformada en cada fila y luego en cada columna (Fig. 3.8).

En Matlab la operación puede realizarse con la función fft2. Como en la situación anterior, el espectro obtenido no está centrado en cero y requiere la aplicación de la funcion fftshift para corregir el mismo.

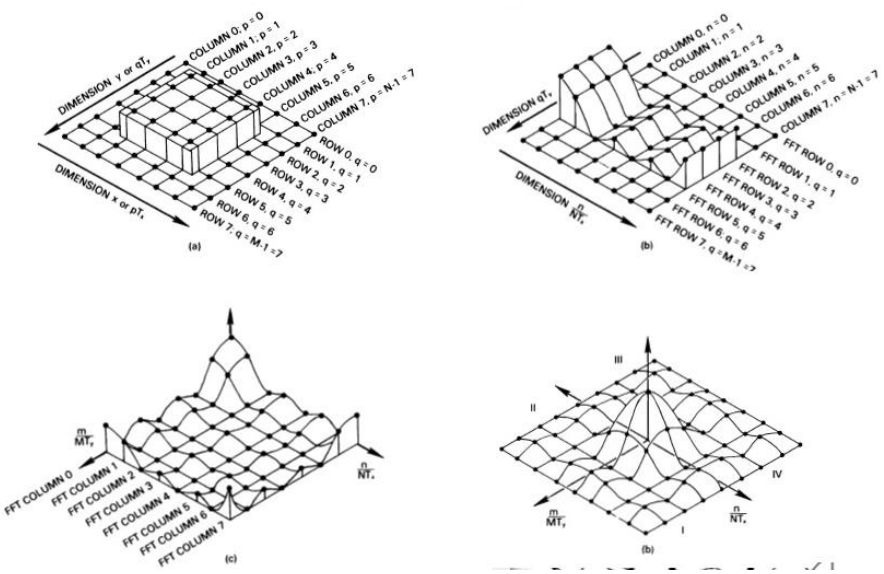

Figura 3.8. Desarrollo gráfico de la transformada de Fourier en 2D como una secuencia de transformaciones unidimensionales [Modificado de Brigham 1988]

3.2.1 Espectro de potencia 2D

Dado que la transformada de Fourier es un número complejo, pueden calcularse su módulo y su fase:

3.9) $$|G(n)| = \sqrt{G_{Re}^2(n) + G_{Im}^2(n)}$$

3.10) $$\theta(\omega) = tan^{-1}\left(\frac{Im(G(n))}{Re(G(n))}\right)$$

El módulo de la señal al cuadrado se denomina "espectro de potencia" (*power spectrum*) de la señal. El espectro de potencia especifica la energía con la que contribuye cada componente de frecuencia en la señal. Sus valores son reales y siempre positivos, constituyendo una forma práctica para presentar gráficamente los resultados.

La información de la fase del espectro se pierde durante el cálculo del espectro de potencia, por lo que no se puede reconstruir la señal original utilizándolo. Al haber perdido la fase, el espectro de potencia es insensible a corrimientos en la señal original, y se utiliza comúnmente para comparar señales.

3.2.2 Visualizando la transformada de Fourier en 2D

No existe una forma simple de visualizar valores complejos de dos dimensiones, como los que resultan de la transformada de Fourier en 2D. Una alternativa es mostrar las partes real e imaginaria como imágenes o superficies individuales. Otra, es mostrar el valor absoluto de la función compleja, o su espectro de potencia.

Análogamente al caso en 1D, el espectro en 2D es una función periódica en ambas dimensiones y simétrica respecto al origen $|G(n,m)| = |G(-n,-m)|$. La representación del espectro usual se centra en $(n,m) = (0,0)$ y abarca los rangos $\frac{-N}{2} \leq n \leq \frac{N-1}{2}$ y $\frac{-M}{2} \leq m \leq \frac{M-1}{2}$.

En la mayoría de las señales naturales la energía se concentra en las bajas frecuencias, con un claro máximo en los números de onda (0,0). Los valores del espectro de potencia usualmente cubren un amplio rango, por lo que graficarlos utilizando una escala lineal hace que los valores menores sean invisibles. Para mostrar el amplio rango de valores espectrales, particularmente los más pequeños, es común graficar la raíz $\sqrt{G(n,m)}$ o el logaritmo $\log[G(n,m)]$ del espectro de potencia (Fig. 3.9).

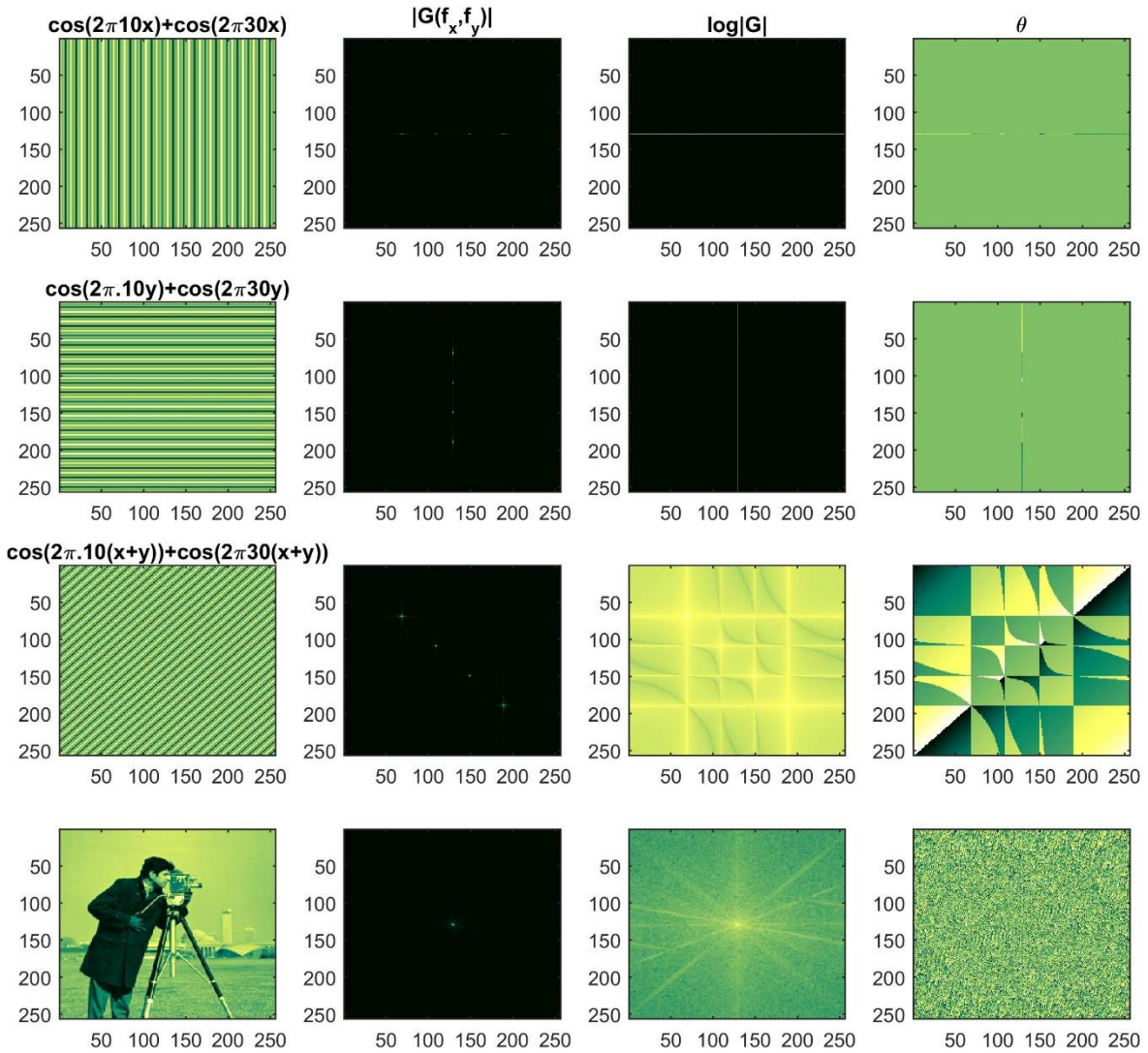

Figura 3.9. En la primera columna (izquierda) se muestran distintas imágenes con diferentes patrones, en la segunda columna el módulo de sus transformadas de Fourier, en la tercera columna su módulo en escala logarítmica, y en la cuarta columna su fase.

3.2.3 Parámetros de una grilla de datos - Aliasing en 2D

Un relevamiento geofísico suele proveer como resultado una grilla de datos o, en otras palabras, una matriz de $n \times m$ datos, con n columnas y m filas. Los intervalos de muestreo espacial (longitud o periodo de muestreo) son equidistancias conocidas dx y dy, con las cuales se midieron los puntos consecutivos en el relevamiento. Con esta información pueden calcularse las dimensiones de la grilla ($Dx=n.dx$ y $Dy=m.dy$) y determinar la frecuencia espacial de muestreo en cada dirección: $f_x = \frac{1}{dx}$ y $f_y = \frac{1}{dy}$ o

también, $\omega_x = \frac{2\pi}{dx}$ y $\omega_y = \frac{2\pi}{dy}$, de donde se deduce que el límite de Nyquist para estas longitudes es $Q_x = \frac{1}{2.dx}$ y $Q_y = \frac{1}{2.dy}$.

La máxima frecuencia permitida en cualquier dirección cae dentro de una zona delimitada por el límite de Nyquist en cada dirección (Fig. 3.10).

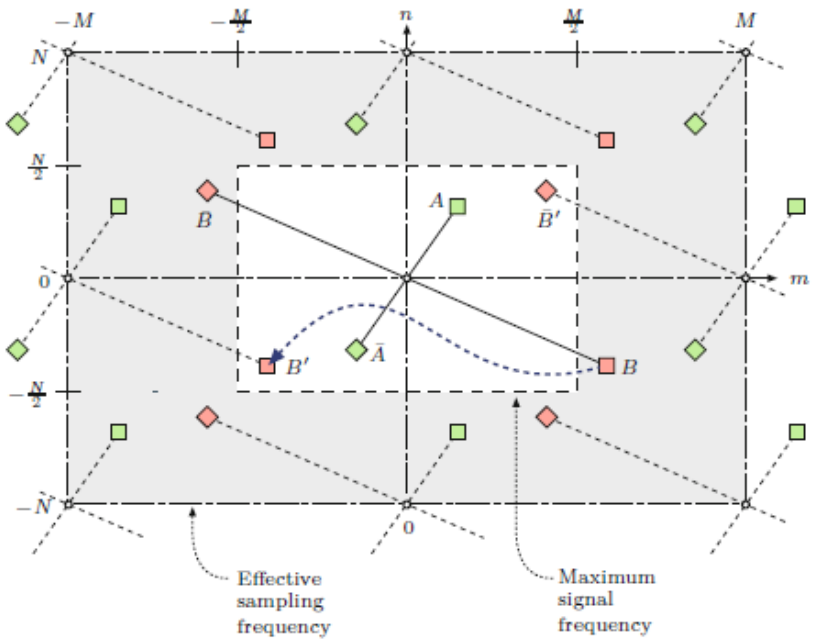

Figura 3.10. Frecuencias máximas y aliasing en 2D. El límite de un espectro 2D n x m delimita la región de frecuencias permisibles a lo largo de cada eje. El rectángulo exterior corresponde a la frecuencia efectivamente registrada, la cual es dos veces el máximo de las frecuencias de la señal en cada dirección. Las componentes de frecuencia en un punto espectral A caen dentro de la zona de frecuencias permisibles y no causan fenómenos de aliasing. En cambio, la frecuencia B está fuera del rango permisible. Debido a la periodicidad del espectro, todas las componentes se repiten en múltiplos de la frecuencia de muestreo a lo largo de cada eje. Esto causa que la frecuencia B sea percibida como una frecuencia B' más alta (aliasing). Esto también cambia la dirección de la señal en el espacio. [Modificada de Burger & Burger 2016]

3.2.4 Efectos de la periodicidad y windowing

Debe tenerse en cuenta que cualquier transformada de Fourier asume que la función de la señal es periódica en todas las direcciones, o sea que se repite indefinidamente en todas las direcciones (Fig 3.11). En consecuencia, las transiciones de los bordes entre réplicas de la imagen son también parte de la señal, tanto como el interior de la imagen. Si hay gran diferencia entre los bordes opuestos de una

imagen (Fig 3.11), eso se verá como una discontinuidad abrupta en la señal (un escalón). Estas discontinuidades son de gran ancho de banda, dispersando su señal a lo largo de la imagen y pueden enmascarar otras componentes relevantes en el espectro (Fig 3.11).

Una solución a este problema consiste en multiplicar la función de la imagen por una **función marco** (*frame / taper / windowing function*) para suavizar la función en sus bordes y llevarla a un valor promedio, de manera tal que la transición entre réplicas se elimina casi totalmente (Fig. 3.12a). Este proceso se conoce como *tapering* o *windowing*. Sin embargo, al multiplicar funciones, por el teorema de la convolución, se genera un nuevo patrón proveniente del espectro de Fourier de la función marco. En consecuencia, debe seleccionarse cuidadosamente el marco con el fin de dañar lo menos posible la imagen (señal original). Existen varias funciones marco predefinidas, las más utilizadas en geofísica son la Blackman, la Hamming y la Hann (e.g. Espinosa-Cardeña & Campos-Enríquez 2008; Bansal & Dimri 2013). Otra solución común es extender la imagen (Fig. 3.12b). En este proceso se genera un nuevo borde para la imagen con un valor constante promedio y se rellena el área entre la imagen y el nuevo borde con datos generados mediante un proceso de interpolación. Esta solución no modifica la información en la imagen original, como si lo hacen las funciones marco, pero introduce nuevas señales generadas en el área interpolada. Este método se menciona en algunas publicaciones (e.g. Tselentis 1991; Elitok & Dolmaz 2008; Quintero *et al*. 2019) y es utilizado por defecto en softwares como el *Oasis Montaj*. Una tercera solución es espejar la imagen (*mirroring*). Esto implica generar 3 copias de la imagen, uniendo las 4 imágenes espejándolas en las uniones (Fig. 3.12c). De esta forma la imagen con un tamaño n x m pasa ahora a ser una imagen con un tamaño 2n x 2m. Esto incrementa por 4 el tamaño de la imagen, lo que implica mayores requerimientos computacionales y produce imprecisiones en la fase de la señal. Este tratamiento es considerado un procedimiento menor, y muy pocos artículos indican que método utilizaron, si es que se aplicó alguno. Sin embargo, Ravat *et al*. (2007) advierten que los números de onda bajos pueden verse notoriamente afectados por un inapropiado procesamiento de las imágenes. Una cuarta opción es el método *multitaper* (a veces mencionado como *método de multicónicas*). Este método consiste, esencialmente, en copiar la señal original y aplicarle a cada copia una función marco diferente, y luego sumar promediando los espectros resultantes (Fig. 3.12d). En este caso, las funciones marco corresponden a una serie de funciones discretas esferoidales proladas [*discrete prolate spheroidal sequences (dpss)*] o secuencias de Slepian [*Slepian sequences*], ortonormales entre ellas, por lo que cada espectro resultante es una estimación independiente del espectro real (Thomson 1982). En el caso bidimensional se trata de una combinación de estas series según cada eje (véase Hanssen 1997; Das *et al*. 2009) (Fig. 3.12d). El número de ventanas involucradas depende principalmente de las dimensiones de los datos y su ancho de banda (Karnik *et al* 2021). El espectro resultante es una mejor aproximación al espectro real, con una menor fuga espectral [*spectral leakage*].

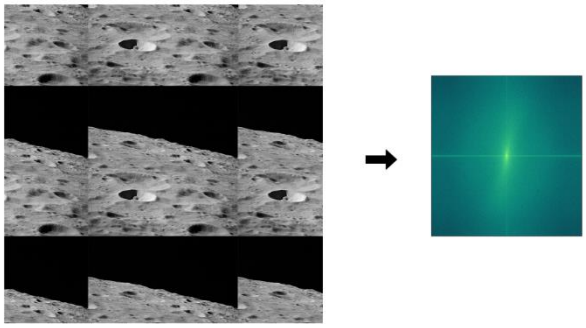

Figura 3.11. Efectos de la periodicidad en un espectro 2D. La transformada de Fourier se calcula bajo la suposición de que la señal (la imagen) es periódica en sus dos dimensiones. Los cambios abruptos en la intensidad de los bordes opuestos de la imagen producen intensas bandas en las componentes de la señal. En este caso, la variación entre los bordes superior e inferior y entre los bordes laterales genera dos líneas verticales y horizontales fuertemente marcadas en el espectro.

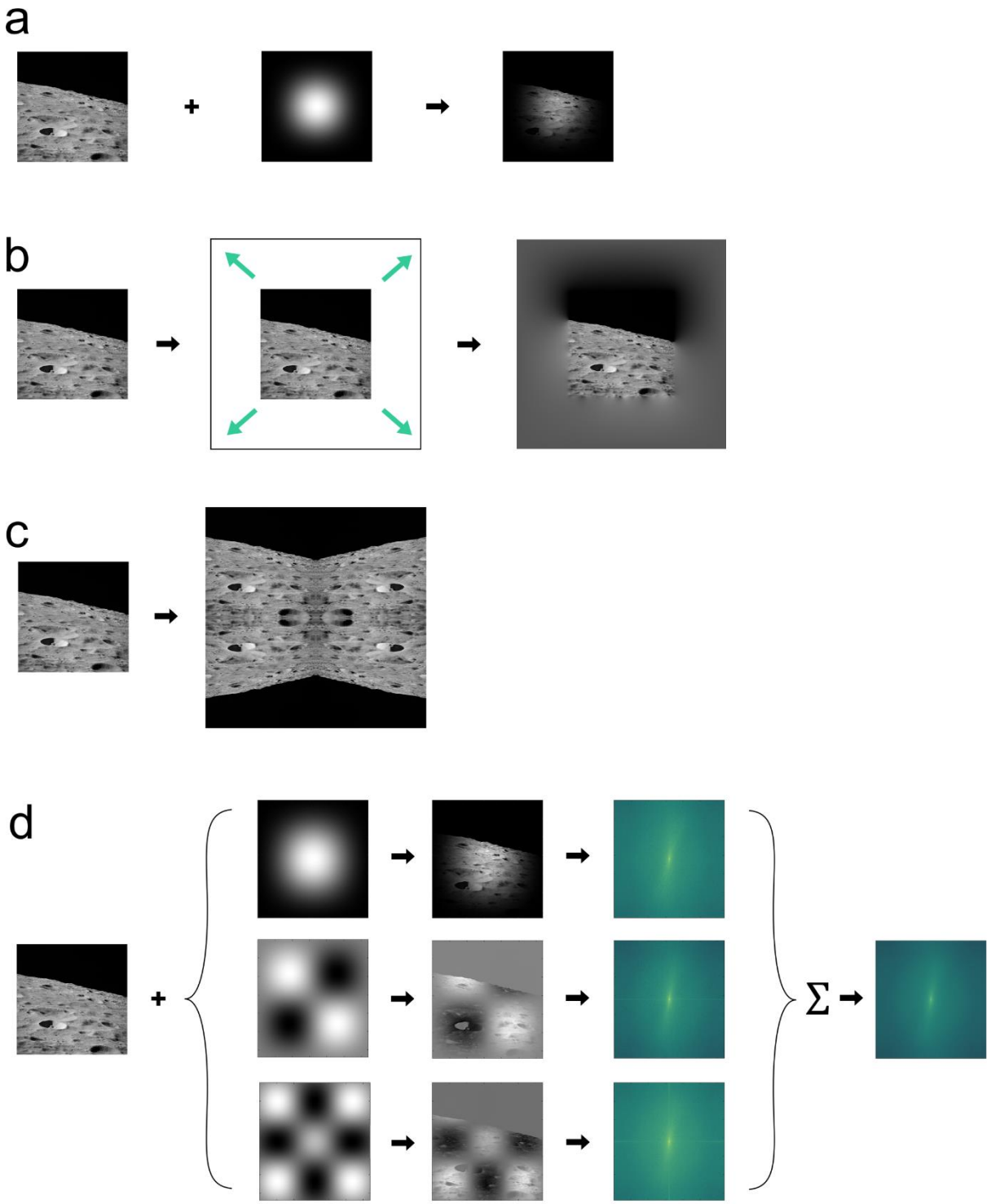

Figura 3.12. (a) Esquema de aplicación de una **función marco 2D** (*frame / taper / windowing function*) para suavizar la función en sus bordes. (b) Esquema de extensión de la imagen. (c) Ejemplo de espejado (*mirroring)* de una imagen. (d) Descripción esquemática de la obtención de un espectro mediante el método *multitaper*.

3.2.5 Media Radial (o Azimutal) del Espectro de Potencia

En los casos en los que una función tridimensional o bidimensional (como el espectro de potencia) puede ser descripta apropiadamente mediante coordenadas esféricas o cilíndricas, es posible calcular la media para cada distancia desde el origen (r), obteniendo una función que solo depende de r. Para una función en dos dimensiones $P(r,\varphi)$ la media radial $\bar{P}(r)$ viene dada por la siguiente expresión:

3.11) $$\bar{P}(|r|) = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} P(r,\varphi)\, d\varphi$$

En el caso del espectro de potencias, la distancia radial corresponde al número de onda ($r = n$), de forma que el resultado final es una función unidimensional de n, o más precisamente del valor absoluto de n, es decir $P(|n|)$, (Fig. 3.13).

La principal suposición involucrada al realizar el promedio radial es que el espectro de potencias no depende de la dirección y, por lo tanto, es aleatorio (Rajaram *et al.* 2009). En el caso de los relevamientos magnetométricos, esto implica que la magnetización de las rocas debe ser aleatoria. Esto suele cumplirse en el caso de grandes regiones y principalmente en zonas continentales, en cambio, la corteza oceánica posee un patrón de magnetización en bandas paralelas que no cumple las condiciones de aleatoriedad (Rajaram *et al.* 2009, Ebbing *et al.* 2009).

Sin embargo, la ecuación 3.11 describe la media para una función continua. En un caso real, usualmente se tiene una función discreta, es decir una matriz bidimensional (o tridimensional) de puntos, que siguen una distribución rectangular y no radial.

.

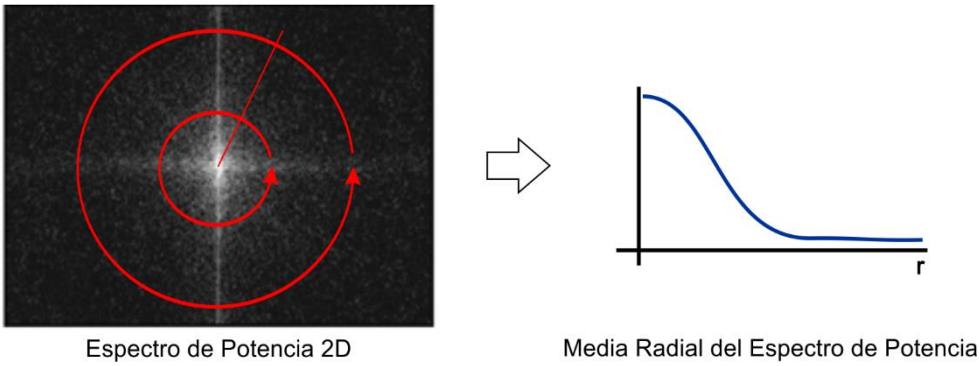

Figura 3.13. Esquematización del cálculo de la media radial del Espectro de Potencia.

3.3. Transformada de Hilbert

La transformada de Hilbert ($\mathcal{H}$) es una trasformación lineal que transforma a la función de variable real $f(x)$ en otra función de variable real $\mathcal{H}\{f(x)\} = \hat{f}(x)$ (La transformada puede presentar diversas

notaciones $\hat{f}(x)$, $\tilde{f}(x)$, $f_h(x)$, o incluso $H(x)$ cuando no hay lugar a confusiones). Esta transformada se define como:

3.12) $$\hat{f}(x) = \frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{f(\tau)}{x-\tau}d\tau$$

Así definida, la trasformada resulta ser la convolución de la función $f(x)$ por la función $h(x) = 1/\pi x$ conocida como el kernel de Cauchy. Como se presentó previamente, la convolución resulta en una multiplicación de la transformada de Fourier de cada componente:

3.13) $$\hat{F}(\omega) = H(\omega).F(\omega)$$

siendo $H(\omega)$ la transformada de Fourier de la función $h(x)$ y $\hat{F}(\omega)$ la transformada de Fourier de $\hat{f}(x)$. La función H es un simple valor multiplicador:

3.14) $$H(\omega) = -i.sgn(\omega)\begin{cases} i = e^{+\frac{i\pi}{2}} & para\ \omega < 0 \\ 0 & para\ \ \omega = 0 \\ -i = e^{-\frac{i\pi}{2}} & para\ \omega > 0 \end{cases}$$

Considerando la notación de Euler y que la multiplicación de exponenciales equivale a la suma de sus exponentes, se deduce que la transformada de Hilbert produce un cambio de fase de π /2, +90º para las frecuencias negativas y -90º para las frecuencias positivas. Así, por ejemplo, la transformada de Hilbert de la función $cos(x)$ con $x > 0$ equivale a la función $cos(x - \pi/2) = sen(x)$.

La transformada así definida tiene algunas propiedades particulares. Por ejemplo, al aplicar dos veces la transformada de Hilbert se obtiene la función original con el signo contrario $\mathcal{H}\{\mathcal{H}\ \{f(x)\}\} = -f(x)$, de esta forma la transformada inversa de Hilbert es simplemente - $\mathcal{H}$.

3.3.1 Función Holomórfica y Señal Analítica

Una función holomórfica es una función de valores complejos y variables complejas que es diferenciable para todo punto en su dominio. Esta definición es equivalente a “función derivable” en los números reales. Sin embargo, la característica de diferenciabilidad en los números complejos involucra otras condiciones.

Una función compleja de una variable compleja puede definirse como:

3.15) $$g(x + iy) = u(x, y) + iv(x, y)$$

donde *u* y *v* son funciones reales. Para que la función g sea holomórfica, las funciones *u* y *v* deben ser derivables con respecto a x e y (es decir tener derivadas parciales) y satisfacer las ecuaciones de Cauchy-Reimann:

3.16) $$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial y} \quad y \quad \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial v}{\partial x}$$

Otra consecuencia de esta propiedad es que las funciones u y v son la transformada de Hilbert una de la otra, de forma que:

3.17) $$v(x,y) = \mathcal{H}\{u(x,y)\} = \hat{u}(x,y)$$

En procesamiento de señales, a partir de una función real $f(x)$, se define la representación/señal analítica de $f(x)$ como:

3.18) $$s(x) = f(x) + i\hat{f}(x)$$

A su vez, la señal analítica puede expresarse en notación polar de la siguiente forma:

3.19) $$s(x) = A(x)e^{i\varphi}$$

donde $A(x)$ es la amplitud instantánea de la señal o la envolvente de la señal:

3.20) $$A(x) = \sqrt{[f(x)]^2 + \left[\hat{f}(x)\right]^2}$$

y $\varphi(x)$ es el argumento, ángulo de fase o fase instantánea de la señal:

3.21) $$\varphi(x) = arctan2\left(\frac{\hat{f}(x)}{f(x)}\right)$$

La derivada en x de la fase es la frecuencia instantánea, espacial o temporal, según sea el caso. La amplitud, fase y frecuencia instantánea de la señal son comúnmente usadas en análisis de señales para detectar o destacar ciertas características de la señal.

3.3.2 Transformada de Riesz y la señal monogénica

La transformada de Hilbert se define normalmente para una dimensión, permitiendo definir la señal analítica en $\mathbb{R}^2$ (o su equivalente, el plano complejo). En geofísica se ha utilizado la transformada de Hilbert en dos dimensiones generando señales analíticas en $\mathbb{R}^3$ (con dos componentes reales y una compleja) (Nabighian 1984; Nelson 1986). La transformada de Hilbert en dos dimisiones de una función $G = \left(G_x, G_y\right)$ definida en el dominio de las frecuencias se puede expresar de la siguiente forma:

3.22) $$_2\mathcal{H}\{G\} = \frac{i\vec{k}}{|k|} \cdot G = \left(\frac{ik_x}{|k|}, \frac{ik_y}{|k|}\right) \cdot \left(G_x, G_y\right) = \left(\mathcal{H}_x, \mathcal{H}_y\right) \cdot \left(G_x, G_y\right)$$

donde $\mathcal{H}_x$ y $\mathcal{H}_y$ son las componentes en x e y de la transformada de Hilbert (e.g. Nabighian 1984; Nelson 1986; Pedersen 1989; Roest *et al*. 1992; Debeglia & Corpel 1997).

Sin embargo, hay muchas posibles generalizaciones de las transformadas de Hilbert en 2D (véase por ejemplo Duffin 1957; Unser *et al*. 2009 y referencias en estos). Felsberg & Sommer (2000;

2001) propusieron una generalización de las transformada de Hilbert en varias dimensiones por medio de las transformadas de Riesz. Esta generalización resulta ser la única en la que la señal analítica resulta isotrópica (Bridge 2017).

La transformada de Riesz ($\mathcal{R}$) es una transformación lineal que transforma una función de variable compleja: $f\{z\}$ o $f\{x,y\}$, con $z = x + iy$ en otra función de variables complejas $\mathcal{R}\left\{f\{z\}\right\} = -r_x\left\{f\{z\}\right\} + ir_y\left\{f\{z\}\right\}$. Donde r_x y r_y son las componentes de primer orden en *x* e *y* de la transformada de Riesz. En el dominio de las frecuencias se puede expresar como:

3.23a) $$r_x\{f\} = \mathcal{F}^{-1}\left\{i\frac{k_x}{|k|}\mathcal{F}\{f\}\right\}$$

3.23b) $$r_y\{f\} = \mathcal{F}^{-1}\left\{i\frac{k_y}{|k|}\mathcal{F}\{f\}\right\}$$

donde k_x, k_y son los números de onda asociados con las direcciones x e y, respectivamente. Basta una rápida observación de las ecuaciones 22 y 23a y b para notar que $r_x = \mathcal{H}_x$ y $r_y = \mathcal{H}_y$; con lo cual la supuesta generalización en 2D no es más que la definición clásica utilizada en geofísica.

Más aún, Felsberg & Sommer (2000; 2001), por medio de la trasformada de Riesz, generalizaron el concepto de señal analítica para dos dimensiones y múltiples dimensiones, renombrándola como "señal monogénica" (*monogenic signal*), recomendándola para la detección de bordes y líneas en el análisis de imágenes. Aparentemente, en las ciencias de la computación y análisis de imágenes, los científicos desconocían totalmente los más de 40 años de desarrollo de esos conceptos por los geofísicos (véase Felsberg & Sommer 2000; Unser *et al*. 2009; Bridge 2017). Sin embargo, Felsberg & Sommer (2001) notan que el concepto ya había sido utilizado por Nabighian (1984).

Aunque algunos investigadores en geofísica han señalado a la señal monogénica como una novedad (e.g. Hidalgo-Gato *et al*. 2015), la realidad es que, para los geofísicos, esta definición no introduce mayores innovaciones que un cambio de notación (Li & Pilkington 2016). Sin embargo, debemos mencionar que esta definición permite establecer conexiones con y posiblemente nuevas interpretaciones de otras definiciones previamente existentes (e.g. señal analítica directa, continuaciones ascendentes y espacio escala, ver capítulo siguiente)

La señal monogénica se define mediante el vector:

3.24) $$ms = (f, \mathcal{H}_x\{f\}, \mathcal{H}_y\{f\})$$

La amplitud del vector es:

3.25) $$|ms| = \sqrt{f^2 + \mathcal{H}_x\{f\}^2 + \mathcal{H}_y\{f\}^2}$$

Su azimut u orientación está dado por:

3.26) $$\alpha_{ms} = arctan2\left(\frac{\mathcal{H}_y\{f\}}{\mathcal{H}_x\{f\}}\right)$$

Su fase local corresponde a:

3.27) $$\varphi_{ms} = arctan2\left(\frac{\sqrt{\mathcal{H}_x\{f\}^2+\mathcal{H}_y\{f\}^2}}{f}\right)$$

Nótese que la definición de fase es inversa a la utilizada para la señal analítica.

4
Análisis Espectral

4.1. Introducción

Existen varios métodos para calcular la profundidad a las fuentes magnéticas a partir de mapas de anomalías magnéticas. Desde que Spector & Grant (1970) propusieron un procedimiento general para determinar la profundidad a fuentes magnéticas a través del espectro de potencia de perfiles o mapas magnéticos, el análisis espectral ha ganado popularidad; especialmente con el impulso dado por los avances computacionales modernos. Esto lo ha convertido en uno de los métodos más simples y rápidos para obtener una estimación de la profundidad a las fuentes magnéticas.

A partir del análisis del campo magnético de la corteza, es posible estimar la profundidad por debajo de la cual no podría existir magnetización. En las condiciones adecuadas, la base de las fuentes magnéticas Z_b (*Deep Base/Bottom of Magnetic Sources* DBMS, también conocido como *Depth to Bottom* DTB) puede relacionarse con la profundidad a la que las rocas pierden sus propiedades magnéticas debido a la temperatura interior de la Tierra, es decir, cuando los minerales magnéticos alcanzan su temperatura de Curie o temperatura de Néel (Langel & Hinze 1998). Como resultado, Z_b a menudo se considera sinónimo de la profundidad de la isoterma de Curie, también conocida como profundidad del punto de Curie, aunque este no siempre es el caso.

La magnetización de las rocas depende de la composición (cantidad de minerales magnéticos) y de la temperatura. De hecho, las estimaciones del espesor de la corteza terrestre magnetizada sugieren que puede haber dos profundidades correspondientes a cambios en la composición y / o temperaturas a las que las rocas pierden sus propiedades ferromagnéticas. En este sentido, Z_b (Fig. 4.1) a veces puede representar un límite petrológico y no simplemente un límite térmico (Rajaram *et al.* 2009; Langel & Hinze 1998; Blakely 1988). En profundidad, la composición de la corteza puede cambiar, por lo que las rocas se vuelven pobres en minerales magnéticos. En regiones de flujo térmico muy bajo (por ejemplo, áreas cratónicas), la isoterma de Curie se puede encontrar debajo del Moho, pero como en general se asume que las rocas del manto no son magnéticas (según estudios de muestras de xenolitos), la profundidad Z_b en esas regiones puede corresponder al Moho en lugar de a la isoterma de Curie (Wasilewski *et al.* 1979; Wasilewski & Mayhew 1992). Algunos casos en Brasil (Gasparini *et al.* 1979), Siberia (Bulina 1961) y Canadá (Hall 1968) presentan esta peculiaridad. Sin embargo, algunos estudios han concluido que el manto superior también puede contribuir al campo geomagnético en algunos

ambientes tectónicos (por ejemplo, Saad 1969; Chiozzi *et al.* 2005; Ferré *et al.* 2013; 2014; Friedman *et al.* 2014). Por ejemplo, en regiones con bajo flujo térmico (Eppelbaum & Pilchin 2006) y especialmente en regiones oceánicas (Harrison & Carle 1981; Arkani-Hamed & Strangway 1986; Counil *et al.* 1989; Langel & Hinze 1998) lo más probable es que la isoterma de Curie se encuentre a profundidades correspondientes al manto superior más que a la corteza. Cuando Z_b se correlaciona con un límite de velocidad o densidad, lo más probable es que refleje un cambio de composición. Sin embargo, cuando no coincide con ese tipo de límites, es más probable que refleje la profundidad de la isoterma de Curie (Beardsmore & Cull 2001). En este último caso, el valor de Z_b nos permite estimar la profundidad a la que se alcanza la temperatura de Curie y, por lo tanto, el gradiente geotérmico en la zona estudiada. Por esta razón, es importante considerar la composición mineralógica de la corteza.

Dado que la mayoría de los minerales son paramagnéticos o diamagnéticos con susceptibilidades magnéticas extremadamente bajas, las propiedades magnéticas de las rocas están controladas principalmente por los minerales ferromagnéticos. El principal portador de magnetización lo proporciona la serie de soluciones sólidas de las titanomagnetitas. Otros minerales como la hematita, la pirrotina y las aleaciones de hierro y níquel solo se consideran importantes en determinadas situaciones geológicas espacialmente restringidas; sin embargo, todavía es un tema en discusión (por ejemplo, Kletetschka *et al.* 2002; McEnroe *et al.* 2004). Por lo tanto, se considera que los principales minerales magnéticos de la corteza inferior son la magnetita o las titanomagnetitas (Frost & Shive 1986; Hunt *et al.* 1995). La serie de las titanomagnetitas consiste en la solución sólida variable de sus dos minerales extremos: magnetita y ulvospinela. Sus propiedades físicas varían con la proporción de titanio a hierro; una mayor concentración de titanio da como resultado una temperatura de Curie más baja, así como una menor susceptibilidad magnética. Generalmente, para las fuentes más profundas, la magnetita se considera el principal mineral magnético. Por lo tanto, se supone que la temperatura de Curie de la magnetita determina la temperatura de la isoterma de Curie (Telford *et al.* 1990). Sin embargo, la temperatura de Curie de la magnetita es de 580 °C cuando es pura, pero puede bajar a 300 °C para la magnetita de titanio o aumentar hasta 620 o 1100 °C para las aleaciones de Fe-Co-Ni (Haggerty 1978; Blakely 1998). La generalización de 580 °C como temperatura de la isoterma de Curie es una aproximación razonable para la corteza continental (Ross *et al.* 2006), pero debe considerarse con la debida precaución.

Por otro lado, debe tenerse en cuenta el efecto Hopkinson en la corteza media e inferior (Hopkinson 1889). Esta es una transición de fase magnética de segundo orden, entre estados ferro / ferrimagnéticos y paramagnéticos, que a la temperatura de Curie puede inducir un aumento muy brusco (teóricamente infinito) de la susceptibilidad magnética. Esto puede producir zonas de pocos cientos de metros de espesor, con una susceptibilidad extremadamente alta, justo en la profundidad de Curie. Si no se tiene en cuenta este efecto, las anomalías magnéticas causadas por

tales cuerpos podrían interpretarse como causadas por cuerpos de muy gran tamaño con susceptibilidades normales (Kiss *et al.* 2005; Dunlop *et al.* 2010; Dunlop 2014). Esto puede ser particularmente importante para los modelos magnéticos de múltiples capas de la corteza.

La metodología habitual para obtener la profundidad a las fuentes magnéticas a partir de mapas de anomalías magnéticas implica calcular el espectro de potencia de los datos magnéticos de un área definida, luego calcular el promedio radial del espectro de potencia y, finalmente, ajustar la curva experimental con alguna curva teórica, que depende directamente de la profundidad a la fuente magnética (Fig. 4.1). Este método se puede aplicar a todo el conjunto de datos para obtener una profundidad promedio regional única, o el área estudiada se puede dividir en zonas más pequeñas (ventanas). En este último caso, se obtienen valores de profundidad local, y se puede generar un mapa de profundidad a las fuentes magnéticas para toda el área estudiada. Las principales complicaciones de esta metodología vienen dadas por las dimensiones del área de estudio, la resolución o detalle con el que se pretende mapear la profundidad a las fuentes magnéticas y el modelo teórico utilizado.

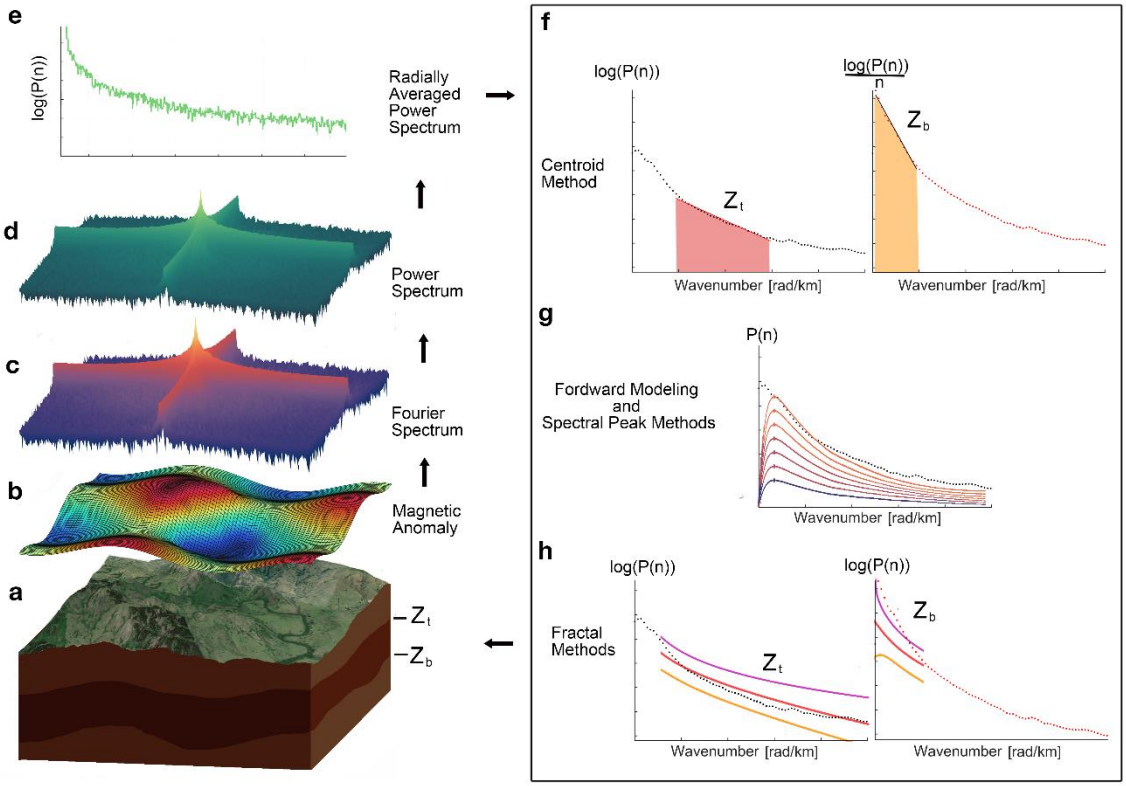

Figura 4.1. Ilustración de los diferentes pasos en los métodos espectrales para la determinación de la profundidad de la isoterma de Curie. La fuente magnética ubicada entre las profundidades Z_t y Z_b **(a)** genera una anomalía magnética **(b)** con un espectro de Fourier bidimensional **(c)**. Se calcula el espectro de potencia 2-D **(d)** y se promedia radialmente **(e)**. En el método del centroide las profundidades Z_t y Z_b se calculan mediante ajustes lineales en el espectro de potencia y en la

densidad espectral de amplitud escalada, respectivamente **(f)**. En el modelo directo (*forward modeling*) una curva teórica, indicada por líneas de colores, se ajusta al espectro de potencia **(g)**. En el método fractal simplificado, las ecuaciones se ajustan a diferentes variaciones del espectro (líneas de colores) para calcular las profundidades Z_t y Z_b **(h)**. Modificada de Núñez Demarco *et al.* (2021).

4.2. Modelo espectral básico

Spector & Grant (1970) introdujeron un procedimiento mediante el cual se puede determinar la profundidad hasta el techo de la fuente magnética, utilizando la media radial del espectro de energía. El procedimiento fue posteriormente mejorado por otros autores (Treitel *et al.* 1971; Bhattacharyya & Leu 1975a; 1975b; 1977; Okubo 1985; Tanaka *et al.* 1999) permitiendo calcular no solo la profundidad hasta el tope de las fuentes magnéticas, sino también la profundidad de su centroide y su base.

Suponiendo que: (*i*) la fuente magnética es una capa que se extiende infinitamente en todas las direcciones horizontales, que (*ii*) el espesor de la capa es pequeño en comparación con la escala horizontal, y que (*iii*) la magnetización $M(x, \mathrm{y})$ es una función aleatoria de x e y, y no depende de la profundidad; Blakely (1996) mostró, teóricamente, que la densidad espectral de potencia (o simplemente el espectro de potencia) del campo magnético anómalo total observado está dada por:

4.1) $$\mathrm{P}(n_x, n_y) = \Phi_M(n_x, n_y) \times G(n_x, n_y)$$

donde n_x, n_y son los números de onda en las direcciones x e y, de forma que $n_i = {}^{2\pi}/_{\lambda_i}$, donde λ_i es la longitud de onda en las direcciones x e y, (en condiciones reales discretas $\lambda_i = k.d_i$, con k siendo una constante y d_i la separación discreta entre elementos o la resolución de la longitud de onda), Φ_M es el espectro de potencia de la magnetización y G es la transformada de Fourier del campo anómalo total, dado por:

4.2) $$G(n_x, n_y) = 4\pi^2 C_M^2 |\theta_M|^2 |\theta_{CG}|^2 e^{-2|n|Z_t} (1 - e^{-|n|(Z_b - Z_t)})^2$$

donde C_M es una constante, θ_M y θ_{CG} son factores dados por la dirección de magnetización y la dirección del campo magnético ambiental, respectivamente, Z_t es la profundidad al techo de la fuente magnética, Z_b es la profundidad a la base de la fuente magnética, y $|n|$ es el módulo de

(n_x, n_y). Además, la expresión $\Phi_M(n_x, n_y)$ es constante si la magnetización $M(x, y)$ es completamente aleatoria y no correlacionada con x o y.

La ecuación 4.2 puede ser simplificada, ya que todos los términos son radialmente simétricos; con la única excepción de θ_M y θ_{CG}; pero, aunque no son radialmente simétricos, su media radial es constante. Por lo tanto, la media radial del espectro de potencias puede simplificarse como:

4.3) $$P(|n|) = Ae^{-2|n|Z_t}(1 - e^{-|n|(Z_b - Z_t)})^2$$

donde A es una constante. Aplicando logaritmo, la ecuación resulta en:

4.4) $$\ln[P(|n|)] = \ln[A] - 2Z_t|n| + 2\ln\left[1 - e^{-|n|(Z_b - Z_t)}\right]$$

Para valores medios a altos de n, la función exponencial tiende a cero y el logaritmo que la contiene también tiende a cero. Por lo tanto, la ecuación 4.4 puede reducirse a una línea con pendiente igual a $2Z_t$:

4.5) $$\ln[P(|n|)] = \ln[A] - 2Z_t|n|$$

Dividiendo la ecuación 4.5 entre 2 se obtiene que:

4.6) $$\boldsymbol{\ln\left[[P(n)]^{1/2}\right] = B - Z_t|n|}$$

donde n es el número de onda, $P(n)$ el espectro de potencia, Z_t la profundidad al techo de la capa magnética y B una constante.

Por lo tanto, calculando el espectro de potencia de nuestros datos magnéticos, luego su promedio radial y finalmente calculando la pendiente a lo largo de números de onda larga es posible obtener la profundidad al techo de una capa magnética utilizando la ecuación 4.6.

Por otro lado, reacomodando los términos y multiplicando por $e^{|n|(Z_o - Z_o)}$, la ecuación 4.3 puede ser reescrita como:

4.7) $$[P(|n|)]^{1/2} = Ae^{-|n|Z_o}\left(e^{-|n|(Z_t - Z_o)} - e^{-|n|(Z_b - Z_o)}\right)$$

donde $Z_o = (Z_b - Z_t)/2$ es la distancia desde la superficie al centroide de la capa magnética.

Substituyendo la última exponencial de la ecuación 4.7 por una aproximación con los primeros términos de su serie de Taylor, para n~0, se obtiene:

4.8) $$[P(|n|)]^{1/2} \sim Ae^{-|n|Z_o}|n|(Z_b - Z_t)$$

siendo $(Z_b - Z_t)$ el espesor de la capa magnética. Aplicando logaritmo a la ecuación 4.8 y reacomodando los términos se tiene que:

4.9) $$\mathbf{ln}\left[\frac{[\boldsymbol{P}(\boldsymbol{n})]^{1/2}}{|\boldsymbol{n}|}\right] = \mathbf{ln}[\boldsymbol{D}] - \boldsymbol{Z_o}\,|\boldsymbol{n}|$$

donde *n* es el número de onda, *P*(*n*) el espectro de potencia, Z_o la profundidad del centroide de la capa magnética, y D una constante que depende del espesor de la capa magnética. En consecuencia, a partir del promedio radial del espectro de potencia normalizado por el módulo del número de onda es posible calcular la pendiente de la curva para los primeros valores de *n* y obtener así la posición del centroide de la capa magnética.

La profundidad de la base de la capa magnética puede calcularse mediante la relación (Okubo *et al.* 1985; Tanaka *et al.* 1999):

4.10) $$\boldsymbol{Z_b = 2Z_o - Z_t}$$

donde Z_b es la profundidad de la base de la fuente magnética, Z_o la profundidad de su centroide y Z_t la profundidad del techo de la capa magnética.

La aplicación de las ecuaciones 4.6, 4.9 y 4.10 para la caracterización de cuerpos magnéticos es conocida como el método del centroide.

4.3. Modelado iterativo (*Forward modeling*) y método del pico espectral

El conjunto de las ecuaciones 4.6, 4.9 y 4.10 constituye el método más simple y más utilizado para determinar la profundidad al techo y la base de una capa magnética. Una solución algo más elaborada implica ajustar la curva teórica correspondiente a la ecuación 4.3 al espectro de potencia de datos magnéticos. Reescribiendo la ecuación 4.3 se puede obtener una ecuación más elegante y práctica para este ajuste:

4.11) $$P(n) = A\left[e^{-Z_t|n|} - \mathrm{e}^{-Z_b|n|}\right]^2$$

donde A es una constante que no depende de las profundidades Z_t y Z_b. Esta es una ecuación de tres variables que debe ajustarse iterativamente hasta encontrar el mínimo desajuste entre el

espectro de potencia observado y esta curva teórica (ver Blakely 1996; Ravat 2007). La aplicación de esta ecuación se conoce como método de modelado directo.

Otro método, muy similar, implica la determinación del pico máximo en el espectro de potencia $\boldsymbol{P}(\boldsymbol{n_{max}})$ para calcular Z_t y Z_b a través de su relación con el correspondiente número de onda $\boldsymbol{n_{max}}$ (Connard *et al.* 1983; Blakely 1996). La ecuación teórica correspondiente se puede obtener hallando los ceros de la primera derivada de la ecuación 4.11. La solución viene dada por:

4.12) $$n_{max} = \frac{Ln(Z_t) - \ln(Z_b)}{Z_t - Z_b}$$

Esta ecuación también requiere una solución iterativa, por ensayo y error, en la que los valores de Z_t y Z_b se estiman a priori.

4.4. Modelo Fractal

Los métodos anteriores se basan en el supuesto de que las fuentes magnéticas se distribuyen en capas o prismas con distribución gaussiana (Bhattacharyya 1964; Spector & Grant 1970; Blakely 1996). Sin embargo, estas geometrías no siempre reflejan las variaciones naturales de los parámetros en la Tierra.

Fue Mandelbrot (1983) quien introdujo el concepto de distribuciones fractales (escalado de ruidos), proporcionando un modelo realista para la densidad de potencia espectral de varios parámetros de la naturaleza. Una fuente con distribución fractal tiene un espectro de potencia proporcional a $\boldsymbol{n}^{-\beta}$, donde $\boldsymbol{n}$ es el número de onda y β es el exponente fractal. Este exponente determina las proporciones entre las variaciones de las frecuencias altas y bajas de la señal. Cuanto mayor sea el valor del exponente, mayor será la relación entre las longitudes de onda largas y cortas en la señal. Una distribución de ruidos de escala (*scaled noise*) con una densidad de probabilidad gaussiana se caracteriza completamente por su media, varianza y exponente escalar. A pesar de que es poco probable que las variables geofísicas presenten variaciones tan simples, el modelo de ruido escalar es una buena primera aproximación al comportamiento real en geología. Hoy en día, muchos procesos geofísicos se describen en términos fractales. Hosken (1980) determinó que las reflexiones acústicas en los estudios de pozos siguen una distribución fractal. Hewett (1986) encontró que también lo hace la porosidad (densidad de neutrones). Todoeschuck *et al.* (1992) determinaron que los perfiles de densidad, resistividad y rayos γ siguen la misma ley, y que las propiedades de las rocas parecerían fundamentalmente fractales. Brown & Scholz (1985), Scholz & Aviles (1986) e Hirata *et al.* (1987) demostraron que las fracturas, fallas y diaclasas también siguen distribuciones fractales.

Gregotski *et al.* (1991) y Todoeschuck *et al.* (1992) observaron que las anomalías del campo magnético parecen exhibir el comportamiento característico de la ley de potencia y sugirieron que este comportamiento podría reflejar una distribución fractal de la magnetización en la corteza. Según varios autores, este modelo introduce mejoras significativas en el cálculo de la profundidad a la fuente magnética (Maus & Dimri 1995). El modelo fractal (Todoeschuck *et al.* 1992; Maus & Dimri 1995; Maus *et al.* 1997; Bansal & Dimri 2005; Bouligand *et al.* 2009; Bansal & Dimri 2013; Chopping & Kennett 2013) asume que el promedio radial del logaritmo del espectro de potencia sigue la siguiente ecuación general (Maus *et al.* 1997):

4.13) $$ln[P(|n|)] = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} \ln\big(P(n,\varphi)\big)\ d\varphi$$

$$= \underbrace{\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} \ln\left[c_s \frac{\mu_o^2}{N^2}(V^2 + H^2\cos^2(\varphi))^2\right] d\varphi}_{C} \ - 2|n|Z_t - |n|\Delta Z - \beta\ln(n) \ldots$$

$$+ \ln\left[\int_0^{\infty} [\cosh(\Delta Z|n|) - \cos(\Delta ZV)]\left(1 + \frac{V^2}{|n|^2}\right)^{-1-\frac{\beta}{2}} dV\right]$$

donde Z_t es la profundidad del techo de la capa magnética de espesor $\Delta Z = Z_b - Z_t$, μ_o es la permeabilidad del espacio libre, N es el vector de campo geomagnético (al que la magnetización remanente es paralela), H y V son las componentes horizontal y vertical del campo geomagnético, respectivamente, $n = (n_x, n_y, n_z)$ es el vector de onda y $|n|$ la norma de los números de onda horizontales $|n| = \sqrt{{n_x}^2 + {n_y}^2}$, c_s y β son constantes; donde β es el exponente escalar 3D de la distribución de susceptibilidad, también llamado exponente fractal.

Esta ecuación se puede resolver analíticamente, llegando a la siguiente expresión (Bouligand *et al.* 2009):

4.14) $$ln[P(|n|)] = C - 2|n|Z_t - (\beta - 1)\ln(|n|) + \Bigg[-|n|\Delta Z +$$

$$\ln\left(\frac{\sqrt{\pi}}{\Gamma\left(1+\frac{\beta}{2}\right)}\left(\frac{\cosh(|n|\Delta Z)}{2}\Gamma\left(\frac{1+\beta}{2}\right) - \mathrm{K}_{\frac{1+\beta}{2}}(|n|\Delta Z)\left(\frac{|n|\Delta Z}{2}\right)^{\frac{1+\beta}{2}}\right)\right)\Bigg]$$

donde C es una constante, Γ es la función gama y K es la función de Bessel modificada del segundo tipo. Esta solución tiene cuatro variables desconocidas, C, Zt, ΔZ y β, que deben configurarse iterativamente hasta encontrar el mejor ajuste con el espectro de potencia medido.

4.5. Modelo Fractal Simplificado

La ecuación 4.14 se puede simplificar, considerando que el término final de la ecuación (entre corchetes) tiende a cero cuando n o ΔZ son mayores (Fig. 4.2). De hecho, para ΔZ superior a 10 km y n superior a 0,1 rad / km la ecuación 4.14 es independiente del valor de Z_b. En consecuencia, la ecuación 4.14 se puede simplificar a:

4.15) $$ln[P(|n|)] = C - 2|n|Z_t - (\beta - 1)\ln(|n|)$$
$$= C - 2|n|Z_t - \ln(|n|^{\alpha})$$

con α = β-1. (El lector debe tener cuidado, ya que las notaciones de exponentes son ligeramente diferentes en diferentes publicaciones).

La figura 4.2 muestra una comparación entre los resultados obtenidos a partir de las ecuaciones 4.14 y 4.15 en diferentes condiciones. Este enfoque implica que el espectro de potencia sigue la ecuación general (Pilkington & Todoeschuck 1993; Pilkington *et al.* 1994; Maus & Dimri 1995; 1996; Li & Eaton 2004; Bansal *et al.* 2011; Bansal & Dimri 2013):

4.16) $$P(n) = C'e^{-2Z_t|n|}|n|^{-\alpha}$$

con C = ln (C'). Además, según Pilkington & Todoeschuck (1993) y Li & Eaton (2004), C = 8α !! / π (α + 1) !!, donde la notación k !! es el doble factorial o semifactorial de un número k.
Las ecuaciones 4.15 o 4.16 también se pueden reescribir como una ecuación lineal de la forma:

4.17) $$\ln[P(n).|n|^{\alpha}] = C - 2Z_t|n|$$

Esta ecuación es muy similar a la ecuación 4.6, siendo válida solamente para números de onda n mayores que 1 o 0,2 rad/km .

Por otro lado, Bansal *et al.* (2011; 2013) y Bansal & Dimri (2013) propusieron una ecuación simplificada para el cálculo de Z_o:

4.18) $$\ln\left[\frac{P(n)}{|n|^2}.|n|^{\alpha}\right] = D - 2Z_o|n|$$

Sin embargo, esta ecuación se propuso sin una clara fundamentación matemática o explicación clara de su validez. Aparentemente, solo sería válida para longitudes de onda larga (de forma equivalente a la ecuación 4.9) (véase Bansal *et al.* 2011). De hecho, esta ecuación implica que:

$$4.19) \quad \ln[P(n)] = D - 2Z_o|n| - (\alpha - 2)\ln[n]$$
$$= D - 2Z_o|n| - (\beta - 3)\ln[n]$$

lo cual es similar a la ecuación 4.15, pero cambiando Z_t por Z_o y reduciendo la constante fractal. Como puede verse en la figura 4.2 - que muestra la comparación entre las ecuaciones 4.19, 4.14 y 4.15 en diferentes condiciones - la ecuación 4.19 se aproxima al comportamiento de la ecuación 4.14 para números de onda muy bajos (longitudes de onda largas). Mientras que la ecuación 4.17 se aproxima a la forma de la ecuación 4.14 para todas las longitudes de onda, excepto en el caso de números de onda bajos (ec. 4.2).

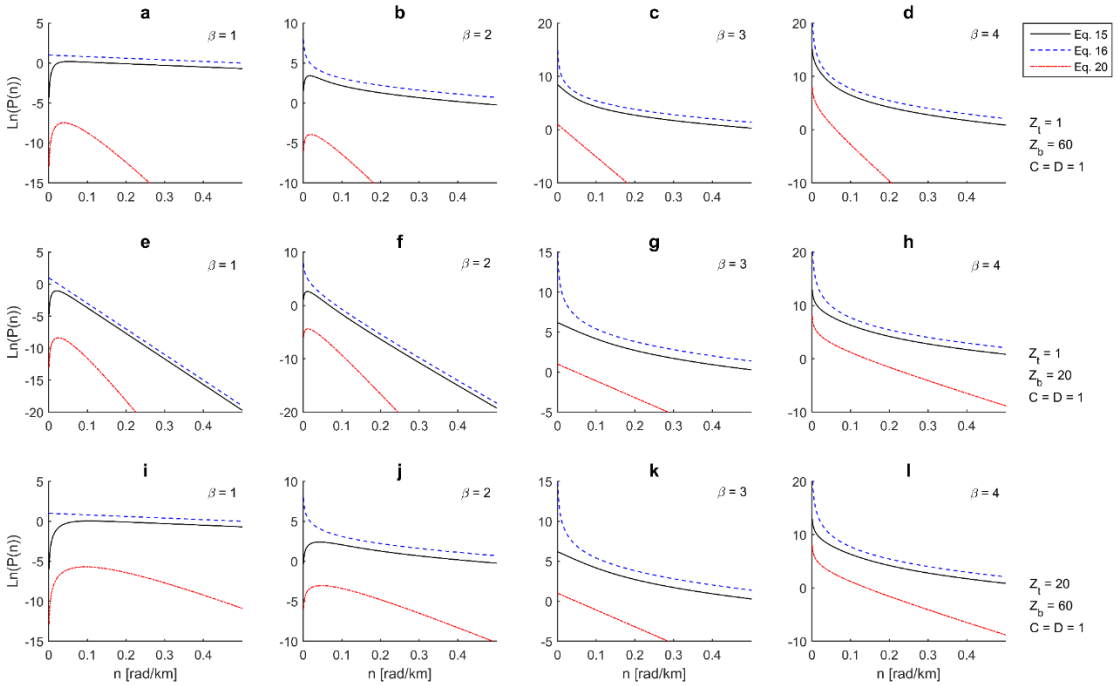

Figura 4.2. Comparación entre las ecuaciones 4.14, 4.15 y 4.19 bajo diferentes condiciones. Las figuras en la misma fila comparten los mismos parámetros, indicados en el margen derecho, en donde: C y D, son constantes que condensan las propiedades magnéticas y, Zt y Zb son las profundidades al techo y la base de la fuente magnética, respectivamente. Las figuras en la misma columna comparten el mismo valor de la constante fractal β, indicado en la esquina superior de cada gráfico. Modificado de Núñez Demarco *et al.* (2021).

4.6. Gradiente Geotérmico

La estructura térmica de la litosfera controla varios aspectos de la evolución geotectónica y geodinámica. Por lo general, las mediciones de temperatura en pozos se utilizan para determinar

el flujo térmico de la corteza. Sin embargo, estas medidas son escasas, no están distribuidas uniformemente y generalmente solo suelen ser útiles si se obtienen a profundidades superiores a un kilómetro. Los métodos magnetotelúricos y sísmicos solo proporcionan evidencia indirecta de resistividad eléctrica o velocidades de ondas sísmicas que, a su vez, pueden indicar temperaturas más altas o más bajas, pero no producen estimaciones de temperatura absoluta. Por otro lado, los datos magnéticos se pueden utilizar para estimar el gradiente geotérmico, bajo las condiciones técnicas y geotectónicas adecuadas.

El gradiente geotérmico responde a la variación de temperatura entre la superficie y un determinado punto de profundidad según la ecuación:

4.20) $$\nabla G = \frac{\Delta T}{\Delta Z} = \frac{T_2 - T_1}{Z_2 - Z_1} = \frac{T_c - T_{sur}}{Z_b}$$

donde T_c es la temperatura de Curie, Z_b es la profundidad hasta la base de la capa magnética y T_{sur} es la temperatura promedio en la superficie. Muchas publicaciones asumen que la temperatura media de la superficie se considera 0°C (e.g. Tanaka *et al.* 1999; Selim & Aboud 2014; Bilim *et al.* 2016), aunque otras publicaciones utilizaron temperaturas medias anuales locales, p. ej.: 19°C (Qingqing *et al.* 2008) o 26° C (Salem *et al.* 2017). Suponiendo que la magnetita pura es el mineral magnético más común en las rocas de la corteza inferior, su temperatura de Curie de 580°C se utiliza como temperatura de la isoterma de Curie.

Además, el gradiente geotérmico está asociado con el flujo térmico q según la ley de Fourier:

4.21) $$\mathrm{q} = c_t \frac{\Delta T}{\Delta Z} = c_t \frac{T_c - T_{sup}}{Z_b}$$

donde c_t es la conductividad térmica de las rocas. La conductividad térmica media de las rocas ígneas es de 2,5 W / Km y se utiliza como estándar. También se pueden utilizar ecuaciones más sofisticadas para el cálculo de la conductividad térmica, por ejemplo, asumiendo un comportamiento no lineal, producción de calor o advección no despreciable (Durham *et al.* 1987; Fox Maule *et al.* 2009; Guimarães *et al.* 2014; Mather & Fullea 2019, entre otros). Como una aproximación de primer orden, la producción de calor a menudo se ignora, particularmente en áreas volcánicas o geotérmicas donde su contribución puede considerarse insignificante. Sin embargo, se puede estimar de diferentes formas. La producción de calor radiogénico en la corteza continental se puede estimar mediante un modelo de decaimiento exponencial con la profundidad (e.g. Lachenbruch 1970; Guimarães *et al.* 2014; Bilim *et al.* 2016): A(z) = Ao e ^ ((-z)⁄δ) donde A_o es la tasa de producción de calor radiogénico en la superficie de la Tierra, z es la profundidad y δ es la constante de profundidad (a la profundidad δ, A se reduce a 1/e de su valor superficial $A_{0)}$.

5
Filtros de Campos Potenciales

5.1. Filtros básicos

5.1.1 Derivadas direccionales

Considerando una función escalar de valores reales - ej. un campo potencial - *M* (*x*,*y*) medido en una superficie horizontal, las derivadas direccionales de *M* en las direcciones *x* e *y* se pueden estimar mediante la diferencia finita:

5.1) $$\frac{dM(x,y)}{dx} \approx \frac{M_{(i+1,j)} - M_{(i-1,j)}}{2\Delta x}$$

O alternativamente:

5.2) $$\frac{dM(x,y)}{dx} \approx \frac{M_{(i+1,j)} - M_{(i,j)}}{\Delta x}$$

5.3) $$\frac{dM(x,y)}{dy} \approx \frac{M_{(i,j+1)} - M_{(i,j)}}{\Delta y}$$

Nótese que si la función *M* (*x*,*y*) corresponde a una grilla o matriz de $m \times n$ datos. las derivadas obtenidas con estos resultados tendrán $(m-1) \times n$ y $m \times (n-1)$ datos (o $(m-2) \times n$ y $m \times (n-2)$ datos, dependiendo del método elegido). Este fue el método principal para calcular derivadas desde los albores del cálculo computacional (e.g. Dole & Jordan 1978; Sharpton *et al.* 1987). Luego del desarrollo del algoritmo para la transformada rápida de Fourier (FFT) en los años sesenta, este método fue siendo reemplazado lentamente, ya que su cálculo en el dominio de la frecuencia es más eficiente (e.g. Odegard & Berg 1965; Dean 1958; Jacqmin & Pekar 1969; Debeglia & Corpel 1997). Sin embargo, la computación en el dominio espacial aún se prefiere en ciertas condiciones y aplicaciones (e.g. Russ *et al.* 1994; Cooper 2014; Ting-Jie *et al.* 2016)

Se puede demostrar, dadas las propiedades lineales de la transformada de Fourier, que en el dominio de la frecuencia las derivadas horizontales corresponden a (e.g. Jacqmin & Pekar 1969):

5.4) $$\frac{d^n M}{dx^n} = \mathcal{F}^{-1}\{(ik_x)^n \mathcal{F}\{M\}\}$$

5.5) $$\frac{d^n M}{dy^n} = \mathcal{F}^{-1}\left\{ \left(ik_y\right)^n \mathcal{F}\{M\}\right\}$$

donde *i* representa el numero complejo $\sqrt{-1}$, $\mathcal{F}\{\}$ y $\mathcal{F}^{-1}\{\ \}$ son las transformadas de Fourier y su inversa, *n* es el orden de la derivada y k_x, k_y son los números de onda en las direcciones *x* e *y*, respectivamente (ver Figs. 5.1a, b y 5.2a, b).

5.1.2 Derivada Horizontal

Denotaremos gradiente horizontal o componente horizontal del campo M(*x*,*y*) como el vector definido por:

5.8) $$\frac{\overrightarrow{\partial M}}{\partial h} = \left(\frac{\partial M}{\partial x}, \frac{\partial M}{\partial y}\right)$$

donde $\frac{\partial M}{\partial x}$ y $\frac{\partial M}{\partial y}$ son las derivadas direccionales del campo M en las direcciones x e y (Figs. 5.1c, 5.2c).

La magnitud o amplitud del gradiente horizontal (o de la componente horizontal del campo M), también conocida como "*the absolute magnitude of the horizontal gradient" (Miler & Singh 1994b), o "total/absolute horizontal derivative*" (THD, Fairhead *et al.* 2004a; 2004b; Fairhead & Williams 2006; Verduzco *et al.* 2004) está definida por la ecuación:

5.9) $$\left|\frac{\partial M}{\partial h}\right| = \sqrt{\left(\frac{\partial M}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial M}{\partial y}\right)^2}$$

Para perfiles unidimensionales, la expresión (5.9) viene dada por:

5.10) $$\left|\frac{\partial M}{\partial h}\right| = \sqrt{\left(\frac{\partial M}{\partial x}\right)^2} = \left|\frac{\partial M}{\partial x}\right|$$

La magnitud del gradiente horizontal tiene numerosas aplicaciones. Se emplea en el procesamiento de imágenes (Russ *et al.* 1994), se ha utilizado en mapas topográficos (Schmidt 1972; Mitášová & Hofierka 1993), y, por supuesto, se aplica ampliamente a mapas y perfiles de campos potenciales, así como a otros filtros (Figs. 5.1c, 5.2c). Se usa comúnmente como herramienta para delinear estructuras tales como fallas

y límites geológicos (Dole & Jordan 1978; Cordell 1979; Cordell & Grauch 1982; 1985; Grauch & Cordell 1987; Sharpton *et al.* 1987; entre otros).

5.1.3 Acimut

Miller & Singh (1994a; 1994b) definieron el acimut aparente como la dirección del gradiente horizontal (ver también Russ *et al.* 1994):

5.11) $$\alpha = arctan2\left(\frac{\partial M/\partial x}{\partial M/\partial y}\right)$$

Este es un ángulo que se mide en el sentido de las agujas del reloj desde el eje y con la dirección positiva apuntando al norte (Figs. 5.1d, 5.2d). Además, la dirección del acimut es perpendicular a las líneas de contorno del campo analizado en el punto de cálculo. Por lo tanto, la dirección de la tangente a las curvas de nivel se convierte en: *rumbo* = *acimut* + 90º, (Fig. 3c). Es importante notar que esta definición debe usar *arcotangente2*.

El acimut es un filtro subestimado en geofísica, pero puede proporcionar información sobre la orientación de lineamientos, límites y estructuras. Incluso es posible determinar un valor umbral tanto para el vector de magnitud como para el acimut y separar la información a partir de una determinada magnitud o con determinados ángulos, pudiendo combinar la información en histogramas o diagramas de rosas (Miller & Singh 1994a; Russ *et al.* 1994; Sun 1995; Gadala-Maria & Parsi 1993).

5.1.4 Derivada Vertical

El estudio de las derivadas verticales fue una de las primeras técnicas utilizadas en la interpretación de campos potenciales (Evjen 1936; Peters 1949; Henderson & Zietz 1949; Elkins 1951; Bhattacharyya 1964; 1965; Jacqmin & Pekar 1969, entre otros) y continúa utilizándose en varios análisis. La derivada vertical es el cambio vertical del campo potencial. Puede determinarse directamente midiendo el campo en dos alturas diferentes, para lo cual existen configuraciones de instrumentos y sensores, conocidos como gradiómetros (Hood & McClure 1965). Sin embargo, también se puede calcular a partir del campo potencial de varias maneras. Por ejemplo, dado que todo campo potencial M es armónico, satisface la ecuación de Laplace:

5.12) $$\frac{\partial^2 M}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 M}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 M}{\partial z^2} = 0$$

La segunda derivada vertical se puede calcular rápidamente usando las derivadas horizontales:

5.13) $$\frac{\partial^2 M}{\partial z^2} = -\frac{\partial^2 M}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 M}{\partial y^2}$$

A lo largo de los perfiles el cálculo se simplifica, ya que una de las derivadas en la horizontal es cero.

Por otro lado, el cálculo de la derivada vertical se puede simplificar bastante en el dominio de la frecuencia, como:

5.14) $$\mathcal{F}\left\{\frac{\partial^2 M}{\partial z^2}\right\} = k_x^2 \mathcal{F}\{M\} + k_y^2 \mathcal{F}\{M\} = \left(k_x^2 + k_y^2\right)\mathcal{F}\{M\} = |k|^2 \mathcal{F}\{M\}$$

donde $\mathcal{F}\{\quad\}$ es el operador de la transformada de Fourier, de forma que $\mathcal{F}\{M\}$ es la transformada de Fourier de M, k_x, k_y denotan los números de onda en las direcciones x e y, y $|k|$ es el módulo de los números de onda. De hecho, se puede demostrar que la derivada vertical de M de orden n está dada por:

5.15) $$\mathcal{F}\left\{\frac{\partial^n M}{\partial z^n}\right\} = |k|^n \mathcal{F}\{M\} = \left(\sqrt{k_x^2 + k_y^2}\right)^n \mathcal{F}\{M\}$$

con lo cual el cálculo de las derivadas verticales solo requiere tres pasos: convertir el campo al dominio de Fourier, multiplicar por $|k|^n$ y calcular la inversa de la transformada de Fourier.

La derivada vertical es invariante a las rotaciones, es decir, no se ve afectada por la dirección de las discontinuidades (como ocurre con los filtros direccionales) y destaca particularmente puntos, líneas y bordes en las imágenes (Figs. 5.1e, f y 5.2e, f). Se aplica comúnmente a datos magnéticos o gravimétricos para resaltar características geológicas de fuentes poco profundas, que normalmente producen anomalías de longitud de onda corta (alta frecuencia). En otras palabras, destaca cambios rápidos en el campo, como los generados por los bordes de los cuerpos causantes de las anomalías detectadas (Figs. 5.1e, f y 5.2e, f). En el campo del procesamiento de imágenes, la segunda derivada vertical (calculada a través de la ecuación 5.13) se conoce como filtro laplaciano, comúnmente aplicado al brillo (intensidad) de una imagen (Russ *et al.* 1994).

La segunda derivada vertical también es un filtro de paso alto. La multiplicación del factor $|k|^n$ tiene la propiedad de amplificar señales en números de onda altos, lo que mejora las frecuencias altas (longitudes de onda cortas) mientras elimina las frecuencias bajas correspondientes a variaciones generales y graduales. Sin embargo, como consecuencia, también amplifica el ruido en la imagen. De hecho, uno de

sus principales problemas es que realza mucho más los puntos que las líneas, y las líneas mucho más que los escalones o contornos, lo que convierte al ruido en un gran problema (Russ *et al.* 1994). Cuanto mayor sea el valor de *n*, mayor resolución y calidad se requiere en los datos para garantizar buenos resultados. Además, se debe tener en cuenta que la intensidad de la señal también responde a la superposición constructiva o destructiva de las ondas (ver Sumintadireja *et al*. 2018). En el procesamiento de imágenes y la geofísica, es común aplicar filtros (por ejemplo, filtros gaussianos, continuaciones ascendentes) antes del cálculo de las derivadas verticales para eliminar el ruido puntual.

La suma de la señal original y su segunda derivada vertical se conoce como operador de nitidez y se utiliza para mejorar las imágenes aumentando el contraste en las discontinuidades (Russ *et al.* 1994). La operación de mejora está infrautilizada en geofísica, pero permite generar imágenes de mejor calidad para la interpretación visual de anomalías (ver la diferencia entre las Figs. 5.3a y 5.3b).

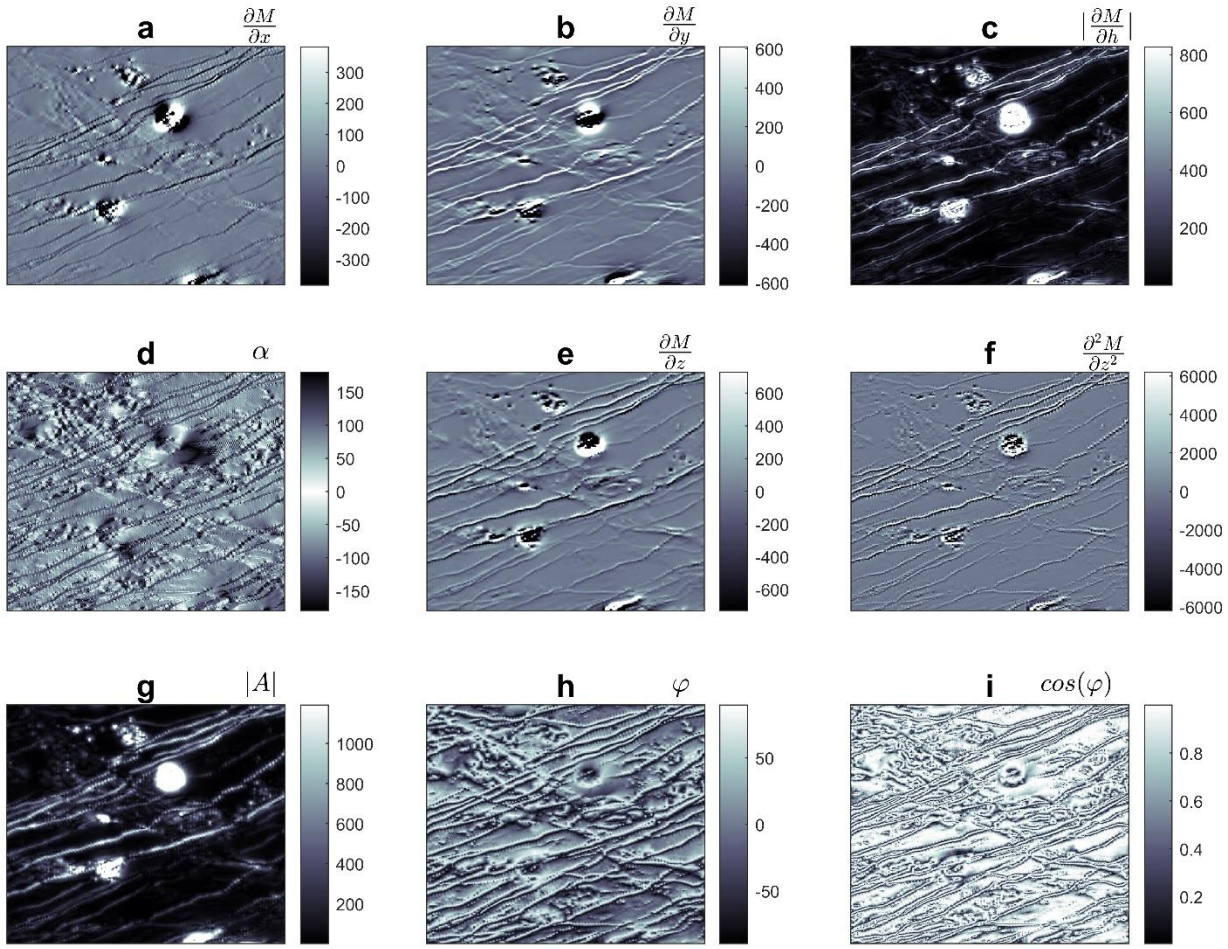

Figura 5.1. Ejemplos de los diferentes filtros aplicados a la anomalía del campo magnético medida en el Terreno Piedra Alta, Paleoproterozoico de Uruguay. (a) derivada en la dirección x (ec. 5.2); (b) derivada en la dirección y (ec. 5.3); (c) magnitud del gradiente horizontal (ec. 5.9); (d) acimut (ec. 5.11); (e) derivada vertical de primer orden (ec. 5.15); (f) derivada vertical de segundo orden (ec. 5.15); (g) amplitud de la señal analítica (ec. 5.20); (h) fase/ángulo de inclinación*, (tilt) (ec. 5.21); (i) coseno del ángulo de fase/inclinación*, (theta map). *Para datos bidimensionales, las definiciones de ángulo de fase y ángulo de inclinación (tilt) coinciden (consultar la sección 5.2.2). Los límites de la barra de colores se establecieron en seis desviaciones estándar para cada figura, excepto para las figuras d y h, que están delimitadas naturalmente.

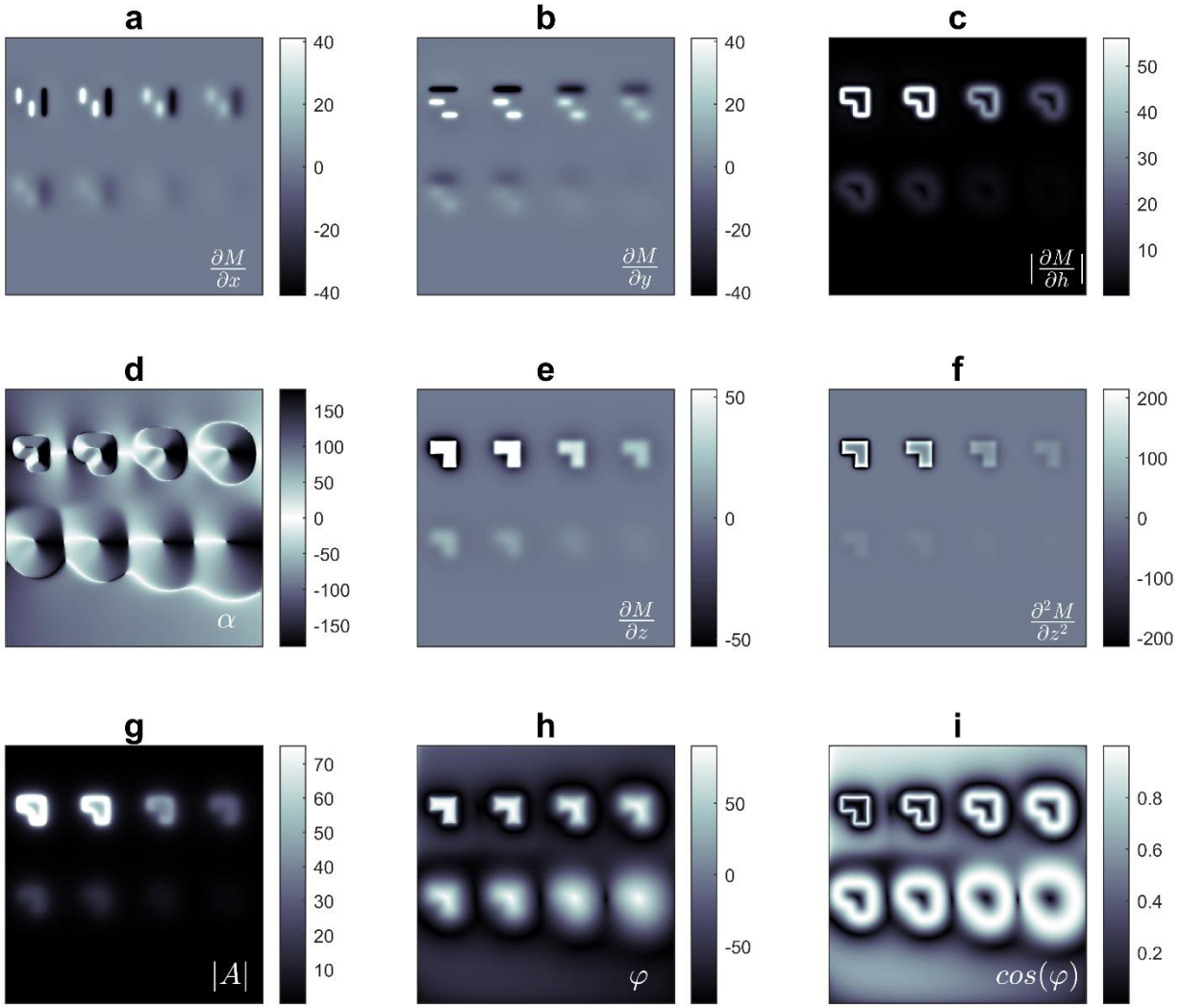

Figura 5.2. Respuesta de diferentes filtros a las anomalías magnéticas modeladas a partir de un mismo prisma magnético situado a diferentes profundidades. El filtro aplicado está indicado en la esquina inferior derecha de cada imagen. (a) derivada en la dirección x (ec. 5.2); (b) derivada en la dirección y (ec. 5.3); (c) magnitud del gradiente horizontal (ec. 5.9); (d) acimut (ec. 5.11); (e) derivada vertical de primer orden (ec. 5.15); (f) derivada vertical de segundo orden (ec. 5.15); (g) amplitud de la señal analítica (ec. 5.20); (h) fase/ángulo de inclinación (tilt) (ec. 5.21); (i) coseno del ángulo de fase/inclinación, (*theta map*). Todos los prismas tienen forma de L con dimensiones de 2x2 unidades de ancho y largo, una unidad de espesor y un campo magnético inducido vertical en un campo magnético vertical. En orden (de izquierda a derecha) las profundidades de la parte superior de los cuerpos son en la fila superior 0,1; 0,2; 0,4 y 0,6 unidades y en la fila inferior 0,8; 1; 1,5 y 2 unidades. Para datos bidimensionales, las definiciones de ángulo de fase y ángulo de inclinación (tilt) coinciden. Los límites de la barra de colores se establecieron en seis desviaciones estándar para cada figura, excepto para las figuras d y h, que están delimitadas naturalmente.

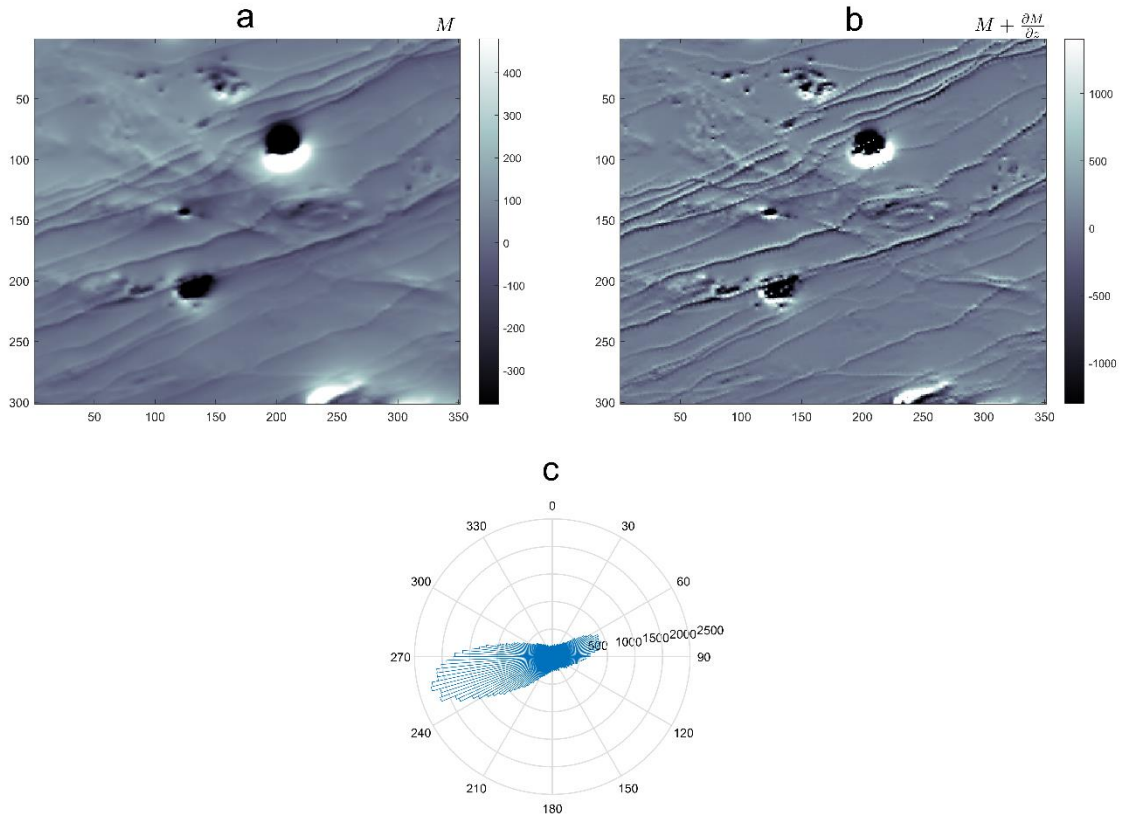

Figura 5.3. (a) Campo magnético anómalo (M) medido en el Terreno Paleoproterozoico Piedra Alta, Uruguay; (b) campo magnético anómalo mejorado visualmente aplicando el operador de nitidez (*sharpening operator*), es decir, sumando la derivada vertical al campo M. (c) histograma circular con los rumbos calculados para el campo en (b).

5.2. La Señal Analítica y sus filtros derivados

Hood (1965), Sengupta & Das (1975) y Green & Stanley (1975) están entre los primeros en reconocer que la derivada vertical y el gradiente horizontal están desfasados 90 grados. Nabighian (1972; 1974; 1984) y Shuey (1972) determinaron que esto se debe a que son la transformada de Hilbert entre sí.

En el procesamiento de señales, la señal analítica de una función de valor real (o un campo potencial) *f* se puede definir como (e.g. Taner *et al.* 1979; Bracewell, 1986):

5.16) $$s(x+iy) = f(x,y) + i\mathcal{H}\{f(x,y)\}$$

donde $\mathcal{H}\{f\}$ es la transformada de Hilbert de *f*. La función compleja *s*(*x* + *iy*) es holomorfa; es decir, es una función de valores complejos y de variables complejas que para todo punto de su dominio es derivable, puede aproximarse por una serie de potencias y además satisface las ecuaciones de Cauchy-Reimann (e.g. Mohan & Anand Babu 1995):

5.17) $$\frac{\partial^2 f}{\partial y \partial x} = \frac{\partial^2 f}{\partial x \partial y}, \quad \frac{\partial^2 f}{\partial y \partial z} = \frac{\partial^2 f}{\partial z \partial y}, \quad \frac{\partial^2 f}{\partial x \partial z} = \frac{\partial^2 f}{\partial z \partial x}$$

De esta forma, Nabighian (1972; 1974; 1984) aplicó el concepto de señal analítica -o envolvente de energía, o gradiente complejo- a campos potenciales en dos y tres dimensiones, según la ecuación:

5.18) $$\vec{\mathrm{A}} = \overrightarrow{\frac{\partial M}{\partial h}} + i\frac{\partial M}{\partial z} = \frac{\partial M}{\partial x}\hat{x} + \frac{\partial M}{\partial y}\hat{y} + i\frac{\partial M}{\partial z}\hat{z}$$

donde *i* es el número imaginario $\sqrt{-1}$, y, $\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}$ denotan a los versores del sistema de coordenadas cartesiano en tres dimensiones.

En este punto, es importante enfatizar que esta definición corresponde a una de las muchas señales analíticas que se pueden definir. Aquí se considera que su parte real es el vector gradiente horizontal mientras que su parte imaginaria es la derivada vertical, porque el vector gradiente horizontal y el gradiente vertical son un par de transformadas de Hilbert. Se considera a $\vec{\mathrm{A}}$ como "la señal analítica" por costumbre, sin embargo, técnicamente es solo la señal analítica del vector de gradiente horizontal (Luo *et al.* 2011). Se presentarán otras definiciones de señales analíticas más adelante en el texto.

Como la señal analítica es una función compleja, tiene una representación analítica o fasorial dada por:

5.19) $\vec{A} = |A|e^{i\varphi}$

donde $|A|$ es el módulo y φ es el argumento de la señal analítica. A continuación, se detallarán cada uno de ellos.

5.2.1 Módulo de la Señal Analítica

El módulo o amplitud de la señal analítica (Nabighian 1974; Ofoegbu & Mohan 1990; Roest *et al.* 1992; Mohan & Anand Babu 1995; Debeglia & Corpel 1997; Tsokas & Hansen 2000)**,** la "envolvente de energía" de la señal (Roest *et al.* 1992), o también el "gradiente total" (Nabighian *et al.* 2005) viene dado por:

5.20) $$|A| = \sqrt{\left(\frac{\partial M}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial M}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial M}{\partial z}\right)^2}$$

donde $|A|$ es equivalente al módulo del gradiente del campo (Fig. 5.4).

Al igual que la amplitud del gradiente horizontal, el módulo de la señal analítica $|A|$ se utiliza para ubicar los bordes de las fuentes (Figs. 5.1g, 5.2g). Cuando los cuerpos causales son poco profundos (es decir, la relación entre la profundidad al techo y el ancho del cuerpo magnético es inferior a 0,1), los máximos de $|A|$ delimitan sus bordes (Figs. 5.1g, 5.2g). Para cuerpos más profundos, el máximo de $|A|$ se desplaza desde los bordes hacia el centro de los cuerpos (cuando la relación entre la profundidad al techo y su ancho es mayor a 1,0) (Li 2006). El módulo del gradiente horizontal de las anomalías gravimétricas es proporcional a $1/r^3$, donde r es la distancia entre la fuente y el punto de observación, mientras que su señal analítica es proporcional a $1/r^4$, lo que hace que el primero sea un mejor detector de bordes (Li 2006). En el caso de anomalías magnéticas, los filtros varían con una proporción de $1/r^4$ y $1/r^5$, respectivamente

Roest *et al.* (1992) demostraron que la señal analítica también es válida si la fuente está desmagnetizada. También demostraron que para perfiles unidimensionales su forma es independiente de la dirección del campo magnético o magnetizaciones remanentes, aunque su amplitud depende de la disposición de los cuerpos magnéticos como en el caso de las anomalías magnéticas (Qin 1994; Fairhead 2004a; Salem *et al.* 2004). Sin embargo, para fuentes tridimensionales la amplitud de la señal analítica depende de la dirección de la magnetización remanente, la dirección del campo inducido, la dirección estructural del cuerpo magnetizado con respecto al campo magnético terrestre y la profundidad a la que se encuentran el techo y la base del cuerpo magnético (MacLeod *et al.* 1993; Hsu *et al.* 1996; Agarwal & Shaw 1996; Linping *et al.* 1997; Qin 1997; etc.).

Para datos unidimensionales, el módulo de la señal analítica es efectivamente la envolvente de todos los posibles cambios de fase de las señales $\partial M/\partial z$ y $|\partial M/\partial h|$; es decir, cubre todos los cambios

posibles en la dirección de las magnetizaciones inducidas y remanentes (Roest *et al.* 1992). Esto implica que para datos magnéticos no es necesario aplicar ninguna reducción al polo o al ecuador al trabajar con $|A|$. En contraste, para datos bidimensionales, Haney *et al.* (2003) demostraron que $|A|$ no es la envolvente. De hecho, hay 15 envolventes posibles. Si *M* se reduce al polo, entonces el módulo resultante $|A_{RTP}|$ es la envolvente de $\partial M/\partial z$ para todas las variaciones posibles en la inclinación y declinación del campo magnético de la Tierra y de la magnetización de la fuente. Si, por el contrario, *M* se reduce al ecuador, entonces $|A_{RTE}|$ se convierte en la envolvente de $|\partial M/\partial h|$ para todas las posibles variaciones de inclinación y declinación del campo magnético terrestre y de la magnetización de la fuente. Sin embargo, si no se conoce la dirección de la magnetización remanente de la fuente, las reducciones no serán completas y las envolventes solo cubrirán las posibles variaciones del campo magnético terrestre y no las de la fuente (Haney *et al.* 2003).

Es importante recalcar que: para datos bidimensionales el módulo $|A|$ depende del campo magnético externo y de la magnetización. A pesar de los esfuerzos de varios autores por aclarar este tema (e.g. Agarwal & Shaw 1996; Linping *et al.* 1997; Qin 1997; Fedi & Florio 2001; Salem *et al.* 2002; Haney *et al.* 2003; Li 2006; Li & Pilkington 2016), aún existe una gran confusión al respecto debido a la gran cantidad de estudios que han afirmado lo contrario (e.g. Roest *et al.* 1992; MacLeod *et al.* 1993; Qin 1994; Hsu *et al.* 1996; Blakely 1996; Paine *et al.* 2001; Rajagopalan 2003; Verduzco *et al.* 2004; Wijns *et al.* 2005; Ansari & Alamdar 2009; Luo *et al.* 2011; Beamish 2012; Nwokeabia *et al.* 2018; Ibe *et al.* 2020; entre otros).

5.2.2 Fase local y ángulo de inclinación (Tilt Angle)

El argumento, fase, fase local o fase instantánea (*φ)* de la señal analítica se define mediante la fórmula del argumento del número complejo (Bracewell 1965; Nabighian 1974; Taner *et al.* 1979; Thurston & Smith 1997; Akgün 2001; Salem *et al.* 2005):

5.21) $$\varphi = arctan\left(\frac{Im(A)}{Re(A)}\right) = arctan\left(\frac{\partial M/\partial z}{|\partial M/\partial h|}\right)$$

donde Re(A) e Im(A) son la parte real e imaginaria de A, respectivamente (Fig. 5.4a). Sin embargo, se deben hacer unas aclaraciones sobre esta definición:

a) Primero, obsérvese que la parte real de la señal analítica es el vector de gradiente horizontal, sin embargo, solo podemos operar con el módulo del gradiente horizontal.

b) Segundo, la señal analítica se define (ec. 5.18) como una función compleja, análoga a un número complejo, y hay cuatro combinaciones posibles para esta función (*a + ib, a - ib, b + ia, b - ia*). Las cuatro variantes se pueden encontrar en la literatura (e.g. Green & Stanley 1975; Atchuta-Rao & Ram-Babu 1980; Atchuta-Rao *et al.* 1981; Ramadass *et al.* 1987; Ofoegbu & Mohan 1990; Roest *et al.* 1992; Mohan & Anand Babu 1995). Inmediatamente, sigue que el módulo $|A|$ permanecerá sin cambios independientemente de la definición aplicada, pero la fase φ variará según la definición. Por ejemplo, debido a esto, algunos autores definen la fase local inversamente (Green & Stanley 1975; Atucha-Rao & Ram-Babu 1980; Atucha-Rao *et al.* 1981; Ramadass *et al.* 1987; entre otros):

5.22) $$\tilde{\varphi} = arctan\left(\frac{|\partial M/\partial h|}{\partial M/\partial z}\right)$$

Nótese que, si las definiciones son consistentes, las fases φ y $\tilde{\varphi}$ son ángulos complementarios (Fig. 5.4a), de modo que: $sgn(\varphi) = sgn(\tilde{\varphi})$ y, $|\varphi| + |\tilde{\varphi}| = 90°$. El cambio de signo en la ecuación ecuación 5.18 producirá las mismas relaciones pero con signo contrario. Algunos autores definen la señal analítica de acuerdo a la ecuación 5.18, pero la fase se define como $\tilde{\varphi}$ (Tsokas & Hansen 2000).

c) En tercer lugar, cabe señalar que el argumento de las ecuaciones 5.21 y 5.22 en realidad está mal definido. Recuérdese que la fase se define como el argumento de un número complejo. Esto, formalmente, implica el uso de la función arcotangente de dos parámetros (*arctan2* o *atan2*) que se define para cuatro cuadrantes y devuelve un valor único e inequívoco de φ cuando se pasa de sistemas de coordenadas cartesianas a polares:

5.23) $$\varphi = arctan2(I,R) = \begin{cases} arctan(I/R) & if\ \ R > 0 \\ +\pi/2 & if\ R = 0, I > 0 \\ -\pi/2 & if\ R = 0, I < 0 \\ arctan(I/R) - \pi & if\ R < 0, I < 0 \\ arctan(I/R) + \pi & if\ R < 0, I \geq 0 \\ undefined & if\ R = 0, I = 0 \end{cases}$$

donde *R* e *I* son la parte real e imaginaria del número complejo, respectivamente. El uso de esta definición es particularmente importante cuando se calcula el acimut, que toma valores entre -π y +π (ec. 5.11) (Fig. 5.4a). En el caso de datos bidimensionales y con φ definido como en la ecuación 5.21 el uso o no de *arctan2* no parecería traer grandes cambios, ya que (la parte real) el módulo del gradiente horizontal es siempre ≥ 0. Sin embargo, la función *arctan* no está definida cuando R = 0 ($\varphi = \pm\pi\ /\ 2$), mientras que *arctan2* sí lo está. Los máximos y mínimos de esta función son muy valiosos en varios métodos, por lo que este detalle

podría ser muy relevante. Aunque es evidente que la mayoría de los autores utilizan la función arctan; no suelen indicar qué función tangente utilizan. Sin embargo, en el caso unidimensional los resultados pueden variar significativamente con uno u otro (Figs. 5.5a-c), por lo que a partir de ahora detallaremos las variaciones que se pueden producir.

d) Cuarto, Miller & Singh (1994a; 1994b) fueron los primeros en usar φ para datos bidimensionales y en proponer su uso para localizar límites de cuerpos magnéticos. Estos autores interpretaron la señal analítica según el electromagnetismo, donde dos señales perpendiculares definen una elipse de polarización (Grant & West 1965; Sheriff 1973; Telford *et al.* 1990). Desde esta perspectiva, el término "fase" designa al ángulo entre las componentes - que en nuestro caso es constante, con un valor de 90° dado por la transformada de Hilbert - mientras que el término ángulo de inclinación (***tilt angle***, ***tilt derivative*** (TDR) o solamente **tilt**), se reserva para describir el ángulo φ definido por la ecuación 5.21. Algunos autores argumentan que el ángulo de inclinación es diferente de la fase local porque el primero utiliza el valor absoluto de la derivada horizontal en el denominador (Verduzco *et al.* 2004; Fairhead *et al.* 2004a; Salem *et al.* 2008). Sin embargo, esto solo es cierto para datos unidimensionales. En el caso unidimensional, Verduzco *et al.* (2004) definieron que el ángulo de inclinación debe usar el módulo del gradiente horizontal (ec. 5.10), mientras que la definición de la fase local no usa el módulo (e.g. Thurston & Smith 1997; Agarwal 2008). Estrictamente hablando, una definición usual del ángulo de inclinación requiere que se use el módulo de ambas componentes (ver Sheriff 1973). En análisis de campos potenciales una definición equivalente fue propuesta por Cooper & Cowan (2006), pero basada en el ángulo complementario $\tilde{\varphi}$ descripto como una normalización del módulo del gradiente horizontal. En cambio, para datos bidimensionales esta diferencia no tiene sentido, como ya señalaron Li & Pilkington (2016). La ecuación 5.21 determina que se debe operar con el módulo del gradiente horizontal $|\partial M/\partial h|$ (ec. 5.9), ya que es imposible operar con el vector gradiente, haciendo coincidir la definición de la fase 3D y el ángulo de inclinación.

5.3. Generalizaciones matemáticas: señales monogénicas y analíticas directas

La transformada de Hilbert se define comúnmente para una dimensión, lo que nos permite definir señales analíticas en $\mathbb{R}^2$ (el plano complejo). En geofísica se han utilizado transformadas de Hilbert en dos dimensiones, generando señales analíticas en $\mathbb{R}^3$ (dos componentes reales y una componente compleja) (Nabighian 1984; Nelson 1986; Ushah 1986). La transformada 2-D de Hilbert de una función $G = (G_x, G_y)$ se puede definir en el dominio de la frecuencia como:

5.50) $${}_{2D}\mathcal{H}\{G\} = \frac{i\vec{k}}{|k|} \cdot G = \left(\frac{ik_x}{|k|}, \frac{ik_y}{|k|}\right) \cdot \left(G_x, G_y\right) = \left(\mathcal{H}_x, \mathcal{H}_y\right) \cdot \left(G_x, G_y\right)$$

donde $\mathcal{H}_x$ y $\mathcal{H}_y$ son las componentes x e y de la transformada de Hilbert (e.g. Nabighian 1984; Nelson 1986; Ushah 1986; Pedersen 1989; Roest *et al.* 1992; Debeglia & Corpel 1997)

Felsberg & Sommer (2000, 2001) también propusieron una generalización de la transformada de Hilbert por medio de las transformadas de Riesz. La transformada de Riesz ($\mathcal{R}$) es una transformación lineal que transforma la función variable compleja 2D, $f\{z\}$ ó $f\{x,y\}$, con $z = x + iy$, en otra función de variable compleja $\mathcal{R}\left\{f\{z\}\right\} = -\mathcal{H}_x\left\{f\{z\}\right\} + i\mathcal{H}_y\left\{f\{z\}\right\}$. Donde $\mathcal{H}_x$ y $\mathcal{H}_y$ son las componentes x e y de la transformada de Riesz de primer orden. En el dominio de la frecuencia, se puede expresar como:

5.51a) $$\mathcal{H}_x\{f\} = \mathcal{F}^{-1}\left\{i\frac{k_x}{|k|}\mathcal{F}\{f\}\right\}$$

5.51b) $$\mathcal{H}_y\{f\} = \mathcal{F}^{-1}\left\{i\frac{k_y}{|k|}\mathcal{F}\{f\}\right\}$$

donde k_x, k_y son los números de onda asociados con las direcciones x e y, respectivamente. No se necesita mucho para darse cuenta de que esta es la misma definición propuesta por los geofísicos 20 años antes. Aparentemente, en ciencias de la computación y análisis de imágenes, los científicos desconocían, y aún desconocen, en su mayoría, los más de 40 años de uso de estos conceptos por parte de los geofísicos (Ushah 1986; Felsberg & Sommer 2000; Unser *et al.* 2009; Bridge 2017), aunque Felsberg & Sommer (2001) señalaron que este concepto fue utilizado en la publicación de Nabighian (1984).

Sin embargo, la formalización matemática de Felsberg & Sommer (2001) permitió no solo generalizar la señal analítica para señales bidimensionales, sino también para señales multidimensionales por medio de la transformada de Riesz. Estas señales analíticas multidimensionales fueron denominadas "señal monogénica", siendo utilizadas para la detección de bordes y líneas en el análisis de imágenes (Felsberg & Sommer 2000; 2001; Hidalgo-Gato *et al.* 2015; Li & Pilkington 2016). Vale la pena mencionar que hay varias generalizaciones de las transformadas 2-D de Hilbert (ver, por ejemplo, Duffin 1957; Unser *et al.* 2009; y referencias), sin embargo, esta definición es la única que da como resultado una generalización isotrópica de la señal analítica (Bridge 2017). Reiterando una analogía propuesta por Unser *et al.* (2009), la transformada de Riesz es a la transformada de Hilbert lo que el gradiente es al operador derivada.

La interpretación de la señal monogénica como filtro aplicado al análisis de campos potenciales no produce más novedades que un cambio de notación, aunque podría aportar nuevas interpretaciones y una mejor comprensión respecto a las continuaciones ascendentes y el espacio de escala.

La señal monogénica se definió como el vector 3D dado por:

5.52) $ms = (f, \mathcal{H}_x\{f\}, \mathcal{H}_y\{f\})$

donde $f = f\ \{x,y\}$ es la parte par de la señal y, $\mathcal{H}_x\{f\}$ y $\mathcal{H}_y\{f\}$ constituyen la parte impar. Aplicando la representación vectorial 3D como en las demás señales (Fig. 5.4c), tenemos que la amplitud o módulo de la señal monogénica es:

5.53) $|ms| = \sqrt{f^2 + \mathcal{H}_x\{f\}^2 + \mathcal{H}_y\{f\}^2}$

El acimut u orientación viene dado por:

5.54) $\alpha_{ms} = arctan2\left(\frac{\mathcal{H}_y\{f\}}{\mathcal{H}_x\{f\}}\right)$

Y la fase local de la señal monogénica es:

5.55) $\varphi_{ms} = arctan2\left(\frac{\sqrt{\mathcal{H}_x\{f\}^2 + \mathcal{H}_y\{f\}^2}}{f}\right)$

Si se comparan las ecuaciones 5.45a y 5.45b con las ecuaciones 5.4, 5.5 y 5.15, se puede ver una relación obvia. Si sustituimos la función *f* por el gradiente vertical del campo escalar M, su transformada de Riez $\mathcal{R}\ \{\partial M/\partial z\}$ no es más que el gradiente horizontal: $\mathcal{H}_x\ \{\partial M/\partial z\} = \partial M/\partial x$ y $\mathcal{H}_y\ \{\partial M/\partial z\} = \partial M/\partial y$. Con lo cual obtenemos las mismas relaciones descriptas anteriormente, a excepción de la fase local, que resulta ser la complementaria $\varphi_{ms} = \tilde{\varphi}$ (Li & Pilkington 2016). Esto ocurre porque Felsberg & Sommer (2001) definen la función compleja con *f* -la derivada vertical en la ecuación 5.18- como la parte real. Esta es exactamente la misma observación que se hizo más arriba con respecto a la definición de la señal analítica y su fase, ecuaciones 5.21 y 5.22. Los autores hacen este cambio debido a que hacen uso del álgebra de cuaterniones, en la que hay una parte real y tres partes imaginarias.

Por otro lado, si sustituimos la función *f* por el campo *M*, su transformada de Riesz $\mathcal{R}\{M\}$ viene dada por sus transformadas de Hilbert $\mathcal{H}_x\{M\}$ y $\mathcal{H}_y\{M\}$. Luo *et al.* (2011) ya definieron esta función analítica como la señal analítica directa (DAS):

5.56) $$DAS = \mathcal{H}_x\{M\}\hat{x} + \mathcal{H}_y\{M\}\hat{y} + iM\hat{z}$$

Análogamente a lo anterior, se definió la amplitud de la señal analítica directa, la amplitud de la componente horizontal y la mejora del ángulo de inclinación/fase (Luo *et al.* 2011):

5.57) $$|DAS| = \sqrt{[\mathcal{H}_x\{M\}]^2 + \left[\mathcal{H}_y\{M\}\right]^2 + M^2}$$

5.58) $$|\nabla H_{DAS}| = \sqrt{[\mathcal{H}_x\{M\}]^2 + \left[\mathcal{H}_y\{M\}\right]^2}$$

5.59) $$\varphi_{DAS} = arctan\left(\frac{M}{|\nabla H_{DAS}|}\right)$$

5.60) $$\alpha_{DAS} = arctan\left(\frac{\mathcal{H}_y\{M\}}{\mathcal{H}_x\{M\}}\right)$$

También podríamos definir el ángulo complementario $\tilde{\varphi}_{DAS}$, los números de onda φ_{DAS_h}, y las derivadas $\overrightarrow{DAS_{J^n}}$ (Fig. 5.4d) (véase Cooper 2015; Harrouchi *et al.* 2016). En el campo del análisis de imágenes se puede encontrar un método equivalente en los trabajos de Kohlmann (1996), Zang & Sommer (2007), Lorenzo-Ginori (2007) y Bernstein *et al.* (2013). Por ejemplo, en el análisis de imágenes el ángulo α_{DAS}, se conoce como orientación local (*local orientation*, Bridge 2017).

Se debe tener en cuenta que Ma & Li (2013) también presentaron un método al que denominaron "señal analítica directa". Sin embargo, su método calcula la profundidad y el índice estructural de la fuente para datos magnéticos 2D a partir de la señal analítica habitual (ec. 5.18).

5.4. Espacio de escala y continuaciones ascendentes

Lucrecio (Lucretius 1951 99 aC) en su libro "Sobre la naturaleza del Universo" (cita de la transcripción o del comentario o lo que poronga sea) describe cómo las cosas desaparecen a la distancia y cómo parecen cambiar. Por ejemplo, cómo se suavizan y reducen a distancia. Siglos después, Mandelbrot (1967) planteó

el problema de cómo el perímetro de una isla depende de la regla con la que se mide. Ambos problemas se enfrentan al hecho de que la percepción o medición depende de la escala con la que se mire o se mida. En el campo computacional, análisis de imágenes y geofísica no hay forma de saber a priori qué escalas son las adecuadas para observar y describir estructuras. La metodología habitual para manejar este problema es representar la señal en múltiples escalas. Es decir, generar una representación multiescala, una familia de señales uniparamétricas donde se suprime la información de otras escalas. La principal motivación es simplificar las tareas de procesamiento, suavizar las imágenes o reducir el ruido.

Matemáticamente, el concepto de escalas no se formalizó hasta hace relativamente poco tiempo (Witkin 1984; Koenderink 1984) debido a la necesidad de generar algoritmos de procesamiento de imágenes. En el campo de las señales monogénicas, Felsberg & Sommer (2004) definieron un espacio de escala de Poisson, en el que se genera una familia de señales $M_p\{x, y, h\}$ a partir de una señal original $M\{x, y\}$ por medio de:

5.61) $$M_p\{x, y, h\} = \frac{h}{2\pi(x^2+y^2+h^2)} * M(x, y)$$

donde h es un parámetro de escala no negativo, que controla la resolución de la señal. La misma solución ya ha sido postulada por Peters (1949) y Dean (1958) a partir de la teoría del filtro (como notaron Li & Pilkington 2016). En el campo de las frecuencias tenemos:

5.62) $$M_p\{x, y, h\} = \mathcal{F}^{-1}\left\{e^{-h\sqrt{{k_x}^2+{k_y}^2}}\mathcal{F}\{M\}\right\}$$

lo que resulta ser, nada más y nada menos, que la fórmula para la continuación ascendente de un campo potencial, donde h es la elevación, expresada en la misma escala que los datos en x e y (Dean 1958; Henderson 1970; Jacobsen 1987; etc.). Cuanto mayor sea el valor de h, menores serán los detalles estructurales. La fórmula es aún más general (fuera del espacio de la escala) y permite también continuaciones descendentes cuando h < 0. Sin embargo, se sabe que el método es inestable (Dean 1958). Las continuaciones ascendentes pueden incluso usarse como filtros de banda, combinando dos continuaciones de la forma:

5.63) $$M_p\{x, y, h\} = \mathcal{F}^{-1}\left\{\left(e^{-2\pi h_1\sqrt{{k_x}^2+{k_y}^2}} - e^{-2\pi h_2\sqrt{{k_x}^2+{k_y}^2}}\right)\mathcal{F}\{M\}\right\}$$

donde h_1 y h_2 son parámetros tales que $h_2 > h_1 > 0$. Felsberg & Sommer (2004) proponen este mismo método en su trabajo, aunque este es un filtro ya propuesto por Jacobsen (1987) y utilizado por otros autores en diversos enfoques (e.g. Beiki *et al.* 2012).

En geofísica es común usar continuaciones ascendentes a varios niveles para filtrar frecuencias altas y observar patrones regionales (e.g. Hsu *et al.* 1998). Hidalgo-Gato *et al.* (2015) propusieron el cálculo de la señal monogénica (o señal analítica habitual) pero utilizando el formalismo del espacio de escala, es decir, aplicando continuaciones ascendentes para filtrar el ruido de la señal. Sin embargo, Nabighian (1974) ya utilizaba las continuaciones ascendentes como método para filtrar el ruido previamente al cálculo de la señal analítica, al igual que otros autores (e.g. Phillips 1996; 2000; Bastani & Pedersen 2001; Salem *et al.* 2002; 2004; 2005; 2008; 2010; Salem & Ravat 2003; Salem & Smith 2005; Beiki 2010; Beamish 2012; Feng *et al.* 2018). Además, varios autores han utilizado familias de continuaciones ascendentes para evaluar sus resultados con un enfoque conceptual de multiescala (o similar) (e.g. McGrath 1991; Archibald *et al.* 1999; Holden 2000; Fedi 2002; Boschetti 2005; Pinet *et al.* 2008; Keating 2009; Cella 2009; Srivastava & Agarwal 2009; Lahti & Karinen 2010; Jaffal *et al.* 2010; Amar *et al.* 2015; Zhou *et al.* 2016).

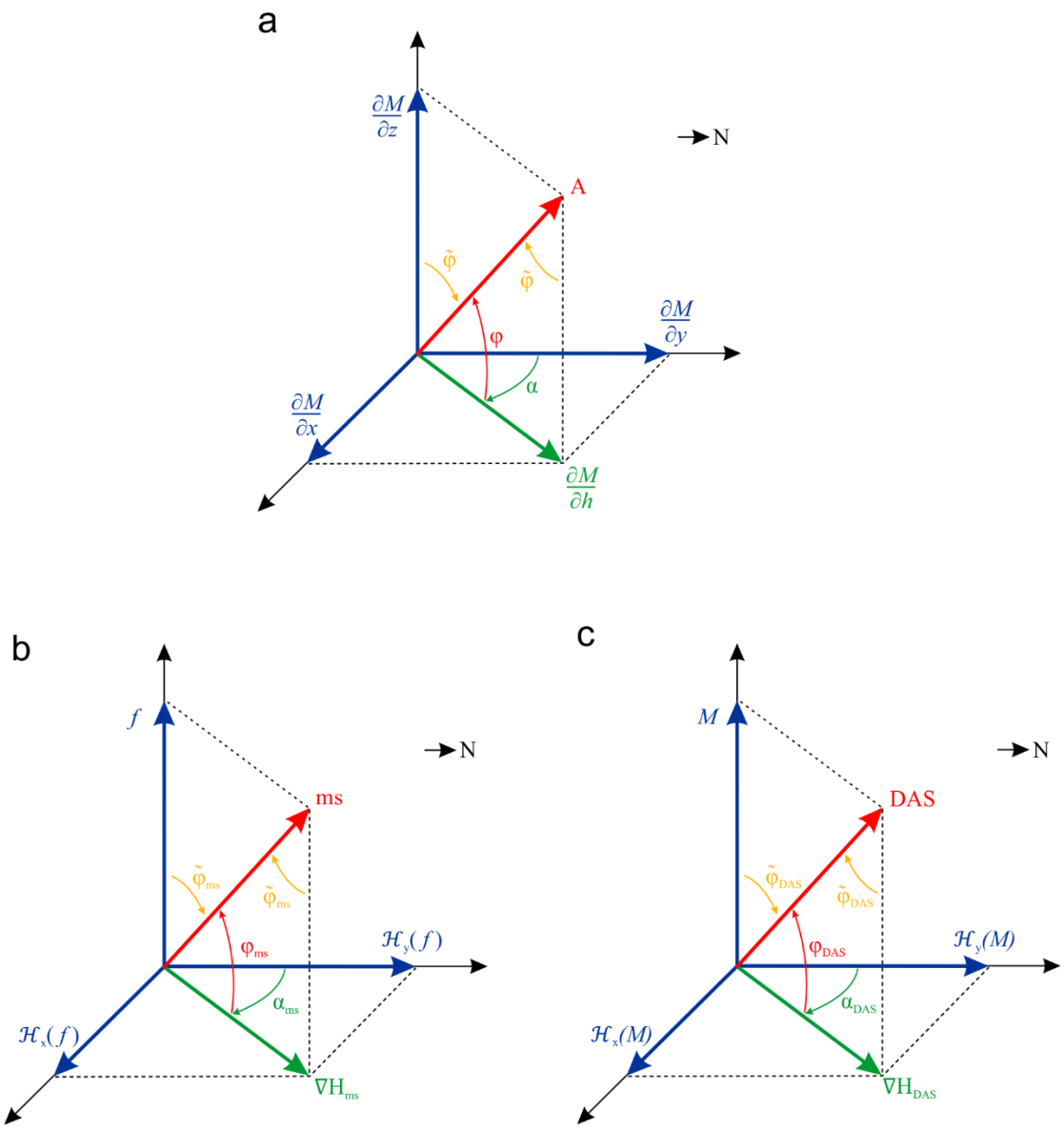

Figura 5.4. Interpretaciones conceptuales: (a) Relaciones geométricas entre las derivadas de primer orden del campo M, el gradiente horizontal, la señal analítica A, el acimut α, la fase φ y la fase complementaria $\tilde{\varphi}$. (b) Relaciones geométricas entre un campo escalar f y sus transformadas de Riesz, la señal monogénica ms, su gradiente horizontal ∇H_{ms}, y ángulos asociados: acimut α_{ms}, fase φ_{ms} y fase complementaria $\tilde{\varphi}_{ms}$. (c) Relaciones geométricas entre el campo M y sus transformadas de Hilbert, la señal analítica directa (DAS), el gradiente horizontal ∇H_{DAS}, y sus ángulos asociados; acimut α_{DAS}, fase φ_{DAS} y fase complementaria $\tilde{\varphi}_{DAS}$.

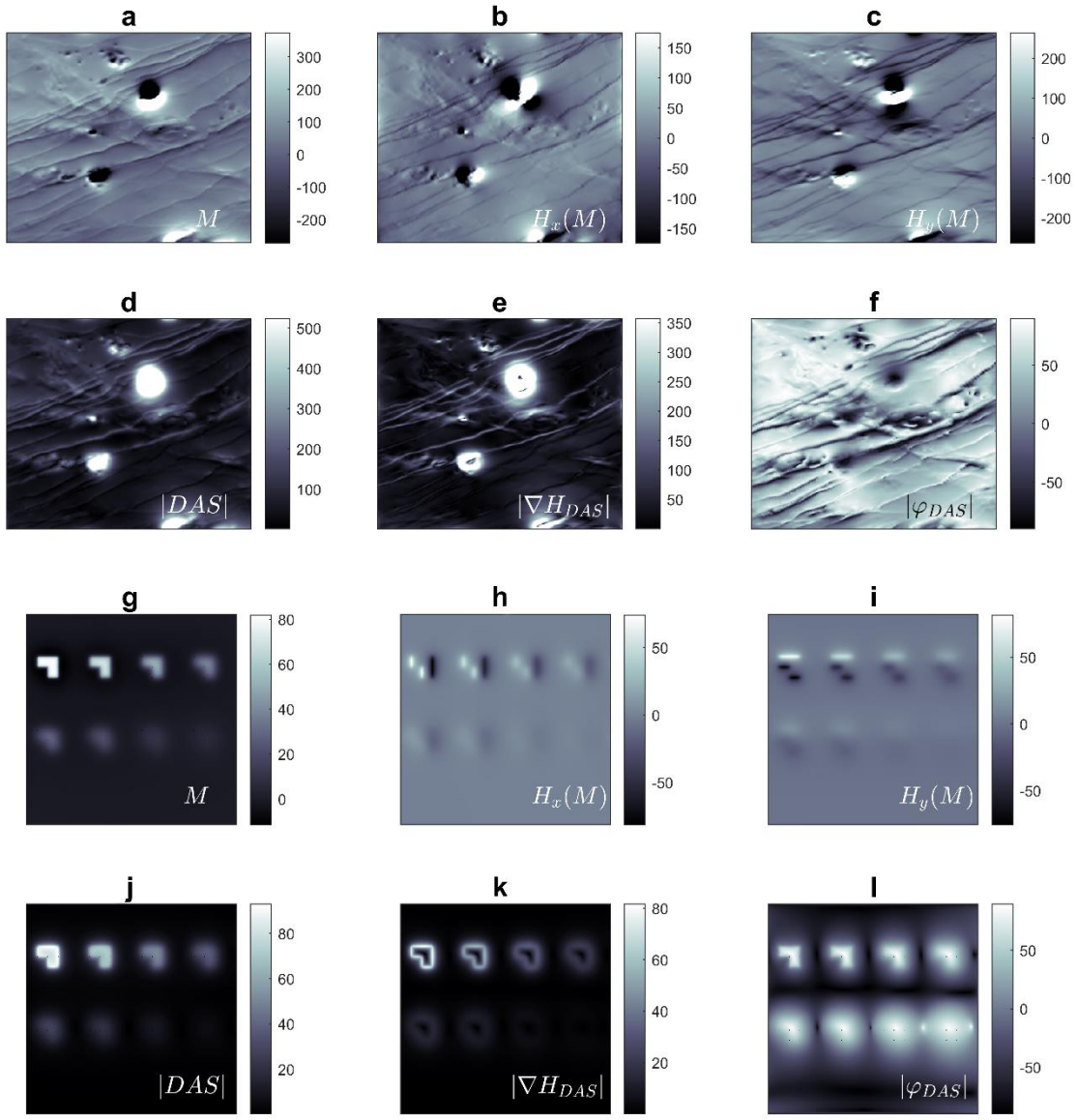

Figura 5.5. (a) Anomalía del campo magnético (M) medida en el Terreno Piedra Alta, Uruguay, (b, c) Transformadas de Hilbert direccionales del campo en (a) en las direcciones x e y respectivamente. (d) Módulo de la señal analítica directa. (e) Módulo del gradiente horizontal de la señal analítica directa. (f) Fase de la señal analítica directa. (g) Anomalías magnéticas (M) modeladas a partir del mismo prisma magnético ubicado a diferentes profundidades (ver Fig. 5.2), (h, i) Transformadas direccionales de Hilbert del campo en (g) en las direcciones x e y, respectivamente. (j) Módulo de la señal analítica directa. (k) Módulo del gradiente horizontal de la señal analítica directa. (l) Fase de la señal analítica directa. Consulte la Fig. 5.4. Los límites de la escala de colores se establecieron en tres desviaciones estándar para cada figura, excepto para las figuras f y l que están acotadas naturalmente.

5.5. Deconvolución de Euler

La deconvolución de Euler utiliza un modelo físico para producir estimaciones de la localización y profundidad de las diversas fuentes que generan el campo potencial analizado. Este método se basa en la ecuación de homogeneidad de Euler, la cual asocia un campo potencial con sus derivadas parciales (Hood 1965; Thompson 1982; Reid *et al.* 1990; Keating 1998; Mushayandebvu *et al.* 2001; 2004; Reid 2003; Salem & Smith 2005; Cooper 2004). La deconvolución de Euler asume a la configuración en el subsuelo como correspondiente a un conjunto de fuentes con geometrías simples como monopolos o dipolos (fuentes puntuales y no capas con extensión lateral mucho mayor a su espesor), caracterizadas por un índice estructural (SI). Este índice depende del tipo de campo potencial analizado (magnético o gravimétrico) y de la geometría que se supone que tienen las fuentes causantes de las anomalías detectadas. Por ejemplo, para el caso de un campo magnético, una esfera estaría caracterizada por un índice estructural de 3 y un dique por un índice de 1. En la deconvolución se utilizan ventanas móviles, generándose una solución para cada una de ellas.

Las ventajas de este método radican en que se obtienen soluciones realistas y poco sensibles al ruido aleatorio (Bournas *et al.* 2003), es independiente de la dirección del campo ambiental, de la remanencia magnética de las rocas y de la inclinación y rumbo de los cuerpos (Reid *et al.* 1990; Roest *et al.* 1992).

Debido a que el índice estructural resulta, generalmente, un parámetro desconocido, los datos suelen ser procesados utilizando diferentes SI, comparándose los correspondientes resultados obtenidos considerando el conocimiento geológico de la región estudiada. Este método produce una familia de soluciones posibles y estima los errores asociados. La deconvolución de Euler requiere establecer ciertos límites y parámetros (sobre la base del conocimiento geológico - estructural de la zona estudiada): por ejemplo, definir el error máximo y mínimo considerados aceptables para la profundidad de las soluciones, especificar los percentiles de confianza para admitir o no una solución (valores entre 0 y 1), determinar la máxima distancia lateral tolerable para las soluciones proporcionadas, fijar el tamaño de la ventana móvil con la que se analiza la zona. A su vez, los resultados pueden ser agrupados según su profundidad para diferenciar fuentes someras y profundas. También pueden seleccionarse las regiones que presentan mayor densidad de soluciones y calcularse valores promedio de las mismas con la finalidad de definir mejor las características estructurales de los cuerpos generadores de las anomalías.

Es importante notar que las soluciones de Euler indican la posición aproximada del centroide del cuerpo causativo y que no representan exactamente los bordes de los cuerpos, ya que están sujetas a problemas de no unicidad de la solución (Silva *et al.* 2001; Uieda *et al.* 2014). Sin embargo, el empleo

combinado de los resultados de la deconvolución de Euler junto con otros datos geofísicos y geológicos permite organizar e interpretar las soluciones de forma coherente.

En esta tesis se calcularon las soluciones de Euler mediante el *software Oasis Montaj*. Para el análisis estructural realizado a partir de las anomalías aeromagnetométricas de la región Sur de Uruguay se empleó un índice estructural de 1 y un tamaño de ventana de 1 km, con una tolerancia máxima para la incertidumbre de la profundidad de 15%. El valor SI fue elegido considerando que corresponde a la geometría 3D que mejor puede representar los enjambres de diques y sistemas de fallas estudiados. El tamaño de la ventana se seleccionó con la finalidad de individualizar solo estructuras laminares delgadas, como diques, fallas y zonas de cizalla en el basamento uruguayo. Las soluciones de Euler se calcularon para las anomalías magnéticas sin reducir al Polo, ya que dicho procesamiento no tiene en cuenta la probable existencia de intensas magnetizaciones remanentes naturales. Además, se evaluó la densidad de las soluciones para restringir grupos de estas (Hsu 2002; Yao *et al.* 2004; Chen *et al.* 2014). Finalmente, las soluciones obtenidas se clasificaron en diferentes intervalos de profundidad, tratando de detectar diferencias entre soluciones superficiales y profundas.

Por otra parte, se calcularon soluciones de Euler para las anomalías magnéticas continuadas ascendentemente a diferentes altitudes. Este análisis se realizó bajo el supuesto de que la continuación ascendente proporciona un medio para obtener imágenes de fuentes a mayor profundidad en la corteza, lo que a su vez permite obtener información sobre el buzamiento de las estructuras magnéticas (Archibald *et al.* 1999; Khattach *et al.* 2004; 2006; Fedi & Pilkington 2012). Sin embargo, las interpretaciones en regiones afectadas por probables interferencias entre fuentes se realizaron con cautela debido a posibles ambigüedades (Fedi & Pilkington, 2012; Pinet *et al.* 2008; Amar *et al.* 2015).

5.6. Representación visual: Color, Sombras y Umbrales

El arcoíris es probablemente el mapa de colores más utilizado en la comunidad geofísica (Borland & Taylor 2007) para representar visualmente la intensidad o variación de campos potenciales y otras variables (e.g. Taner *et al.* 1979). Algunos revisores incluso obligaron a los autores a presentar sus datos usando arcoíris). En estudios de magnetismo, el mapa de contraste de colores rojo-azul (frío-cálido) para representar la dipolaridad del campo es también uno de los más populares. Incluso estas paletas han sido los colores predeterminados para muchos programas (Borland & Taylor 2007).

Sin embargo, a pesar de la popularidad y el uso casi dogmático de tales paletas de colores, los arcoíris y las paletas divergentes no son la opción adecuada para la representación visual, como muestran múltiples investigaciones (Rogowitz & Treinish 1996; 1998; Borland & Taylor 2007; Light & Bartlein

2004; Ware *et al.* 2017; Liu & Heer 2018; Thyng 2020). De hecho, es bien sabido que el mapa de colores del arcoíris genera artefactos visuales.

Además, los colores o, más exactamente, las tonalidades no son apropiados para representar información de magnitud (Light & Bartlein 2004; Rogowitz & Treinish 1996; 1998). La luminancia (la intensidad de la luz, es decir, el contraste entre negro y blanco) y la saturación (ausencia o presencia de color) son las variables que se deben elegir a la hora de generar mapas de color. En particular, la visión humana es especialmente eficiente para detectar variaciones de luminancia (Light & Bartlein 2004; Borland & Taylor 2007; Rogowitz & Treinish 1996; 1998; Liu & Heer 2018).

El arcoíris y los mapas azul-rojo son prácticamente isoluminantes, es decir, mantienen casi la misma luminancia en grandes porciones, lo que genera pérdida de detalles (Borland & Taylor 2007). Además, afecta la interpretación de varias otras formas claras: (i) no transmite una continuidad en los valores, sino que da la impresión de cambios abruptos que generan saltos, ya que la mente humana tiende a agrupar por colores; (ii) el amarillo y el cian captan toda la atención visual, ya que sus luminancias son más altas y los cambios de color son perceptivamente más rápidos en estos dos colores que en el resto (Moreland, 2009); (iii) genera un efecto de curvas de nivel, que resalta específicamente los niveles por su color. Naturalmente, tendemos a identificar los niveles con color amarillo o cian, incluso si no tienen un significado físico. Además, las regiones de colores cálidos o saturados parecen más extensas que las no saturadas (Silva *et al.* 2011).

Todo ello si tenemos una visión normal, si el observador sufre algún grado de daltonismo (el 7% de la población caucásica europea, el 4% de los asiáticos y el 3% de los africanos) su capacidad para interpretar la información codificada en un arcoíris se reducirá a cero (Light & Bartlein 2004; De Paor *et al.* 2017; Crameri *et al.* 2020). La inclusión también es un problema en la presentación de datos científicos. Evitar cualquier mapa de colores que incluya tanto el rojo como el verde, que parecen idénticos para el tipo de daltonismo más común, debe ser una premisa fundamental a la hora de implementar mapas de colores.

Los mapas divergentes, que tienen dos colores en los extremos y uno neutro en el centro (por ejemplo, azul, blanco, rojo), son más apropiados para usuarios con daltonismo. Pero este tipo de mapas son apropiados solo cuando queremos resaltar valores en relación con un punto crítico (Moreland 2009; Kulesza *et al.* 2017; Ware *et al.* 2017; Thyng 2020). Su utilidad en el caso de anomalías de campos potenciales es natural, cuando queremos diferenciar específicamente anomalías positivas de negativas. Pero esto puede ser engañoso en ciertas interpretaciones. Muchas anomalías tienen una estructura dipolar con un mínimo y un máximo, pero el mínimo no tiene por qué tener valores negativos -o el máximo podría no alcanzar valores positivos- y podría pasar desapercibida por la elección de los colores.

Además, existen problemas con la impresión en blanco y negro, que, aunque hoy en día es cada vez menos importante, sigue siendo una práctica común tanto para revistas como a nivel universitario y

doméstico. Tanto el arcoíris como muchos mapas divergentes ya no se pueden interpretar en blanco y negro (Borland & Taylor 2007; Thyng 2020).

El degradado de grises es quizás el mapa de color más básico, intuitivo y eficaz (e.g. Ware *et al.* 2017). Sin embargo, la luminancia por sí sola es un problema, ya que la percepción del color depende del contexto (Moreland 2009). Son famosas las ilusiones ópticas en las que el mismo tono de gris aparece diferente cuando cambia la luminancia de su entorno. También es inapropiado para el renderizado 3D ya que interfiere con la luz y la sombra (Moreland 2009).

Para solucionar este problema existen múltiples mapas perceptuales de color que se basan en la variación de luminancia para representar la información, en los que se utiliza el color para reforzar la información de luminancia. El color en particular ayuda a leer números y diferenciar niveles. De mapas de colores como *parula*, *viridis*, *magma*, *inferno*, *batlow* (van der Walt *et al.* 2015; Kindlmann *et al.* 2002; Crameri *et al.* 2020; etc.) existe una gran variedad de opciones, así como herramientas y técnicas para generar y validar nuevos mapas de color (Samsel *et al.* 2019; Crameri *et al.* 2020; Niccoli 2014; Ware *et al.* 2017; etc.). Algunos softwares ya han reconocido este problema y han cambiado sus mapas de colores predeterminados, por ejemplo: *Python* ahora usa v*iridis* y Matlab *parula*. Está incluso el mapa de colores *turbo*, una versión del arcoíris que, aunque sigue sin ser lineal en su iluminación, es más suave, sin introducir falsos detalles (Mikhailov 2019).

Elegir una paleta adecuada también es importante cuando se trabaja con datos cíclicos como fase o acimut (Thyng 2020; Crameri *et al.* 2020). El acimut en las figuras 5.1d y 5.2d se representó con un gradiente de color cíclico, en contraste. Con los datos cíclicos nos encontramos con una situación en la que, aunque hay transiciones bruscas en el valor numérico, la interpretación angular de estos valores límite resulta ser la misma.

La selección del mapa de colores es un tema importante, que debe tomarse con seriedad, con bases científicas y prácticas, y no simplemente porque es hermoso o porque es una costumbre en nuestro campo científico. Resulta irónico que después de un minucioso trabajo científico de calibración de instrumentos y recolección y procesamiento de datos, los resultados puedan arruinarse, distorsionarse o malinterpretarse debido a la elección de la representación visual (Light & Bartlein 2004; Borland & Taylor 2007; Rogowitz & Treinish 1996; 1998). En algunas circunstancias, puede incluso ser necesaria la combinación de varias representaciones de los mismos datos (Taner *et al.* 1979).

Otro aspecto mal informado en la presentación de datos son los umbrales de saturación de las imágenes, o el método con el que se estableció. En la figura 5.6, el mismo conjunto de datos se representa varias veces, pero con diferentes límites para la barra de colores. La figura 5.6a muestra una imagen en la que el máximo y el mínimo en la distribución de datos determinan automáticamente los límites de la escala de colores. En cambio, las figuras 5.6b y 6c muestran diferentes límites para la escala de colores establecida

usando la desviación estándar de los datos, 6σ y 1σ, respectivamente. Si bien la forma de presentación de los datos no debe afectar el análisis y los resultados obtenidos, sí puede afectar las interpretaciones y algunos métodos en los que el investigador, por ejemplo, tiene que establecer límites para la detección de máximos y mínimos. El método de utilizar la desviación estándar es particularmente utilizado cuando los datos presentan valores extremos que afectan sensiblemente su visualización, aunque no siempre se menciona adecuadamente su uso en la presentación de los resultados. En los ejemplos modelados en este trabajo se obtuvieron señales muy intensas de cuerpos superficiales y señales muy débiles de cuerpos profundos que pasan prácticamente desapercibidas. Inmediatamente se nota que los cuerpos más superficiales pierden definición en los bordes por saturación, pero al mismo tiempo, la señal de los cuerpos más profundos se hace más notoria.

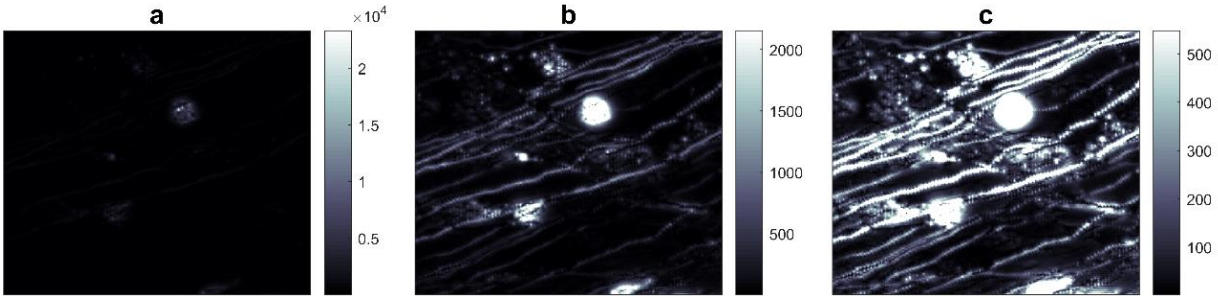

Figura 5.6. Señal analítica representada con diferentes límites de barra de colores. (a) límites determinados por el máximo y el mínimo en la distribución de datos. (b) umbrales establecidos en seis desviaciones estándar de la señal. (c) umbrales establecidos en una desviación estándar de la señal.

6
Resultados: Revisión de los métodos espectrales

6.1. Introducción

A pesar de su aparente simplicidad, a la hora de aplicar los diferentes métodos espectrales, pueden observarse una multitud de fallas metodológicas, inexactitudes y / o errores en la literatura, incluso para el caso del modelo más simple (véase Núñez Demarco *et al.* 2021). Por ejemplo, algunos autores apenas indican qué modelo o condiciones se aplicaron (e.g. Azab 2014; Elitok & Dolmaz 2008; Ikumbur *et al.* 2013; Xiong *et al.* 2016; Li *et al.* 2017; Mono *et al.* 2018; Astort *et al.* 2019; Usman *et al.* 2019). En muchos casos, el ajuste de curvas se realiza a mano (total o parcialmente) lo que no representa un problema, excepto porque, en la búsqueda de un resultado geológicamente coherente, generalmente se descuidan varias condiciones matemáticas fundamentales. Este componente artesanal, unido a un conocimiento insuficiente de las limitaciones teóricas y prácticas de cada método, y a un tratamiento poco riguroso de los parámetros secundarios (que no siempre están claramente establecidos) contribuye a hacer de estos métodos algo dudoso y oscuro.

En este capítulo se revisan los diferentes métodos enfatizando sus limitaciones, condiciones de validez, problemas y puntos sensibles.

6.2. Consideraciones sobre el método del centroide

Las profundidades Z_t y Z_o no solo deben calcularse en rangos de n completamente diferentes, sino que también deben calcularse usando ecuaciones diferentes (ecs. 4.6 y 4.9). Este no es un problema menor, ya que existen varias publicaciones que calculan Z_t y Z_o en los mismos rangos de números de onda (e.g. Ates *et al.* 2005; Bansal *et al.* 2011; Zaher *et al.* 2018; Guimaraes *et al.* 2014; Elbarbary *et al.* 2018; Quintero *et al.* 2019) o en diferentes rangos pero utilizando la misma curva (e.g. Bello *et al.*2017; Idarraga-García & Vargaz 2018; Aliyu *et al.* 2018). Además, algunas publicaciones utilizan ecuaciones o unidades incorrectas (Usman *et al.* 2018). Errores como estos invalidan automáticamente los resultados obtenidos, ya que carecen de significado físico y

geológico. Esto enfatiza la importancia del rigor teórico y metodológico por lo que se discuten algunos aspectos fundamentales para la correcta aplicación del método.

6.3. Sistemas de unidades

Los números de onda se pueden expresar en radianes/km (también denotados como 2π/km) o ciclos/km (también 1/km). Incluso, a veces los números de onda pueden ser sustituidos por la frecuencia espacial también expresada en unidades de 1/km (este es un problema bien conocido con las unidades adimensionales (ver Mohr & Phillips 2014). Además, las unidades terrestres pueden estar en metros o kilómetros. Este aspecto, sumado al hecho de que los números de onda y las ecuaciones se suelen utilizar sin especificar las unidades, ha dado lugar a varias confusiones (Ravat *et al.* 2007). En este texto se utilizan números de onda expresados en rad/km. Sin embargo, si el número de onda se expresa en ciclos/km, o si se utilizan frecuencias expresadas en 1/km, las ecuaciones 4.6 y 4.9 deben corregirse con un factor 2π, de modo que Z = pendiente/2π (ver Okubo *et al.* 1985; Ravat *et al.* 2007). Además, es importante enfatizar que las ecuaciones del método espectral se pueden expresar usando la densidad espectral de potencia $P(|n|)$ o la densidad espectral de amplitud $[\boldsymbol{P}(\boldsymbol{n})]^{\mathbf{1}/\mathbf{2}}$ involucrando diferentes factores (correcciones) en la pendiente - por ejemplo, obsérvese que las ecuaciones 4.5 y 4.6 difieren por un factor de 2 en la pendiente. Lo mismo ocurre con la densidad espectral de potencia escalada en frecuencia $[\boldsymbol{P}(\boldsymbol{n})]/|\boldsymbol{n}|$, y la densidad espectral de amplitud escalada en frecuencia $[\boldsymbol{P}(\boldsymbol{n})]^{\mathbf{1}/\mathbf{2}}/|\boldsymbol{n}|$. A pesar de las advertencias de varios autores (e.g. Ravat *et al.* 2007; Bonde *et al.* 2014; Núñez Demarco *et al.* 2021), esto sigue siendo un punto de confusión: algunas publicaciones parecen tener correcciones erróneas porque sus ecuaciones y unidades de número de onda no son consistentes entre ellas (e.g. Dolmaz *et al.* 2005a; Qingqing *et al.* 2008; Bilim *et al.* 2011; Hisarli *et al.* 2011; Githiri *et al.* 2012; Saleh *et al.* 2012; Hsieh *et al.* 2014; Afshar *et al.* 2016; Mousa *et al.* 2017; Aydemir *et al.* 2018; Quintero *et al.* 2019), sumado a que en algunos otros trabajos se utiliza un sistema de unidades incorrecto (e.g. Azab 2014; Usman *et al.* 2018).

6.4. Rangos de números de onda

Otra de las complejidades del método radica en definir los rangos de números de onda en los que se deben calcular Z_t y Z_o (véase Núñez Demarco *et al.* 2021). La mayoría de los autores no especifican estos rangos de números de onda (de 72 artículos evaluados solo ocho indican explícitamente los rangos donde se realizaron las mediciones) y, por lo general, el rango utilizado se selecciona a mano de acuerdo con el patrón observado en cada espectro, en cada ventana (de los ocho artículos mencionados solo cinco utilizan intervalos fijos). Los rangos utilizado por

diferentes autores para calcular Z_o y Z_t suelen superponerse, a pesar de que las condiciones teóricas indican lo contrario.

Sin embargo, los intervalos de validez pueden calcularse simplemente al comparar las ecuaciones 4.4 y 4.5 para el cálculo de Z_t, y las ecuaciones 4.7 y 4.8 para calcular Z_o. Los valores de número de onda en los que la aproximación lineal es válida (o precisa) se pueden calcular mediante la diferencia matemática entre la pendiente de la aproximación lineal y la pendiente del modelo teórico general, dada por:

6.1) $$slope\ difference = \left| \frac{f(n_{i+1}) - f(n_i)}{n_{i+1} - n_i} - \frac{g(n_{i+1}) - g(n_i)}{n_{i+1} - n_i} \right|$$

donde $f(n)$ es la curva teórica, $g(n)$ es la aproximación lineal y n el número de onda. La figura 6.1 muestra la diferencia porcentual en pendiente y curvas entre las ecuaciones 4.4 y 4.5 y la figura 6.2 muestra la diferencia porcentual en pendiente y curvas entre las ecuaciones 4.7 y 4.8, para diferentes valores de Z_t, Z_o y n. Se aplicó el logaritmo a las ecuaciones 4.7 y 4.8, que también fueron divididas por el cálculo de la diferencia de pendiente anterior $ln(n)$, por lo que las pendientes representan profundidades como en la ecuación 4.9. En este contexto, la diferencia de pendiente es directamente la diferencia de profundidad entre la aproximación lineal y la curva teórica. En las regiones (rangos de números de onda) en las que el ajuste lineal a Z_t y Z_o es válido, la diferencia de pendiente debe tender a cero. Las figuras 6.1 y 6.2 muestran que estas regiones de validez dependen de n y $\Delta Z=(Z_b-Z_t)=2.(Z_o-Z_t)$ y que la variación de Z_t no modifica sustancialmente los resultados.

Se puede observar que Z_t se puede calcular con seguridad en casi todos los rangos de $n >$ 0,05 rad/km, donde las ecuaciones 4.4 y 4.5 muestran un buen ajuste, con una diferencia de menos del 5% entre ellas (Figs. 6.2a -h). En general, la región de confianza para calcular Z_t es incluso mayor. Z_t se puede calcular con seguridad para $n > 0{,}1$ o incluso $n > 0{,}3$ rad/km. Por otro lado, el error puede ser extremadamente grande cerca de cero ($n < 0{,}05$ rad/km), alcanzando valores 100 veces mayores que el Z_t real (nótese que en la figura 6.1 la barra de color tiene su límite en 100% de diferencia de pendiente, pero las diferencias llegan a ser incluso mayores). Por el contrario, se pueden obtener valores muy precisos (menos del 5% de error) en la región n adecuada.

La región de medición precisa depende del espesor de la capa magnética (ΔZ) y de Z_t (Figs. 6.1a-d). En este sentido, a pesar de que las ecuaciones 4.4 y 4.5 muestran un aparente buen ajuste en $n = 0{,}05$ o 0,1 rad/km (Figs. 6.1e, f, g, h), las regiones de n en que los resultados pueden diferir entre 0% y 100% dependen de los valores de ΔZ y Z_t (comparar las Figs. 6.1a y d). Por ejemplo, un error de 1 km en interfaces profundas puede ser insignificante, pero se vuelve inaceptable si se trata de localizar fuentes poco profundas. Para fuentes profundas, con Z_t mayor

a 5 km (ver Figs. 6.1 c, d), Z_t debe calcularse en $n > 0{,}05$ rad/km. Mientras tanto, para fuentes de menos de 40 km de espesor, Z_t debe calcularse en $n > 0{,}1$ rad/km o $n > 0{,}2$ rad/km. Para fuentes someras, con Z_t menor a 5 km, Z_t puede calcularse con seguridad en $n > 0{,}2$ rad/km si la fuente tiene más de 40 km de espesor; y, en $n > 0{,}3$ rad/km si el espesor de la fuente está entre 20 y 40 km. Sin embargo, para fuentes someras de menos de 20 km de espesor, Z_t necesita ser calculado en números de onda cada vez más grandes. Además, para fuentes laminares, de menos de 2 km de espesor (independientemente del valor de Z_t), el método para calcular Z_t parece no ser práctico, ya que el error se vuelve mayor que los resultados.

Por otro lado, la aproximación lineal para calcular Z_o muestra un comportamiento inverso (Fig. 6.2). El rango de números de onda en el que la aproximación lineal es válida aumenta a medida que ΔZ se acerca a cero. Para capas magnéticas de más de 50 km de espesor, la aproximación lineal solo es válida (con una diferencia inferior al 20%) entre 0 y 0,02 rad/km o menos. Para capas magnéticas con espesores de entre 50 km y 25 km, la aproximación lineal es válida para números de onda de 0 a 0,05 rad/km. Para capas magnéticas con espesores de entre 25 km y 10 km, la aproximación lineal es válida para números de onda de 0 a 0,1 rad/km. Si la capa magnética tiene menos de 10 km de espesor, el rango válido puede extenderse a números de onda cada vez mayores. A efectos prácticos, el rango de números de onda entre 0 y 0,05 rad/km parece ser la región más segura para calcular Z_o, especialmente cuando se desconocen Z_t y ΔZ. Además, la región de confianza de Z_o es menos sensible a las variaciones de Z_t.

Núñez Demarco *et al.* (2021) mostraron que apenas 30 de 68 artículos (44%) calculan Z_t en los rangos de números de onda apropiados ($n > 0{,}05$) y que 21 de 68 (30%) calculan Z_t en regiones que incluyen rangos inválidos ($n < 0{,}05$) o que son demasiado estrechas y cercanas a regiones sensibles ($0{,}05 < n < 0{,}2$). Por otra parte, solo tres de 63 artículos (4%) calculan Z_o en la región de número de onda pertinente ($n < 0{,}05$) y apenas cinco artículos (8%) en números de onda inferiores a 0,1 rad/km. Este hecho es sobresaliente, ya que algunos de los cálculos realizados en la región de número de onda incorrecta pueden dar lugar a más de 40 km de error, invalidando totalmente los resultados. Curiosamente, la región de número de onda en la que es metodológicamente válido calcular Z_o suele evitarse o filtrarse, ya que se considera que los resultados obtenidos en dicho rango son sobreestimaciones o están afectados por ruido de longitud de onda larga provocado por anomalías superficiales, características topográficas o campos regionales (Tanaka *et al.* 1999; Okubo *et al.* 1985; Blakely 1988; Ravat *et al.* 2007; Trifonova *et al.* 2009; Bansal *et al.* 2013).

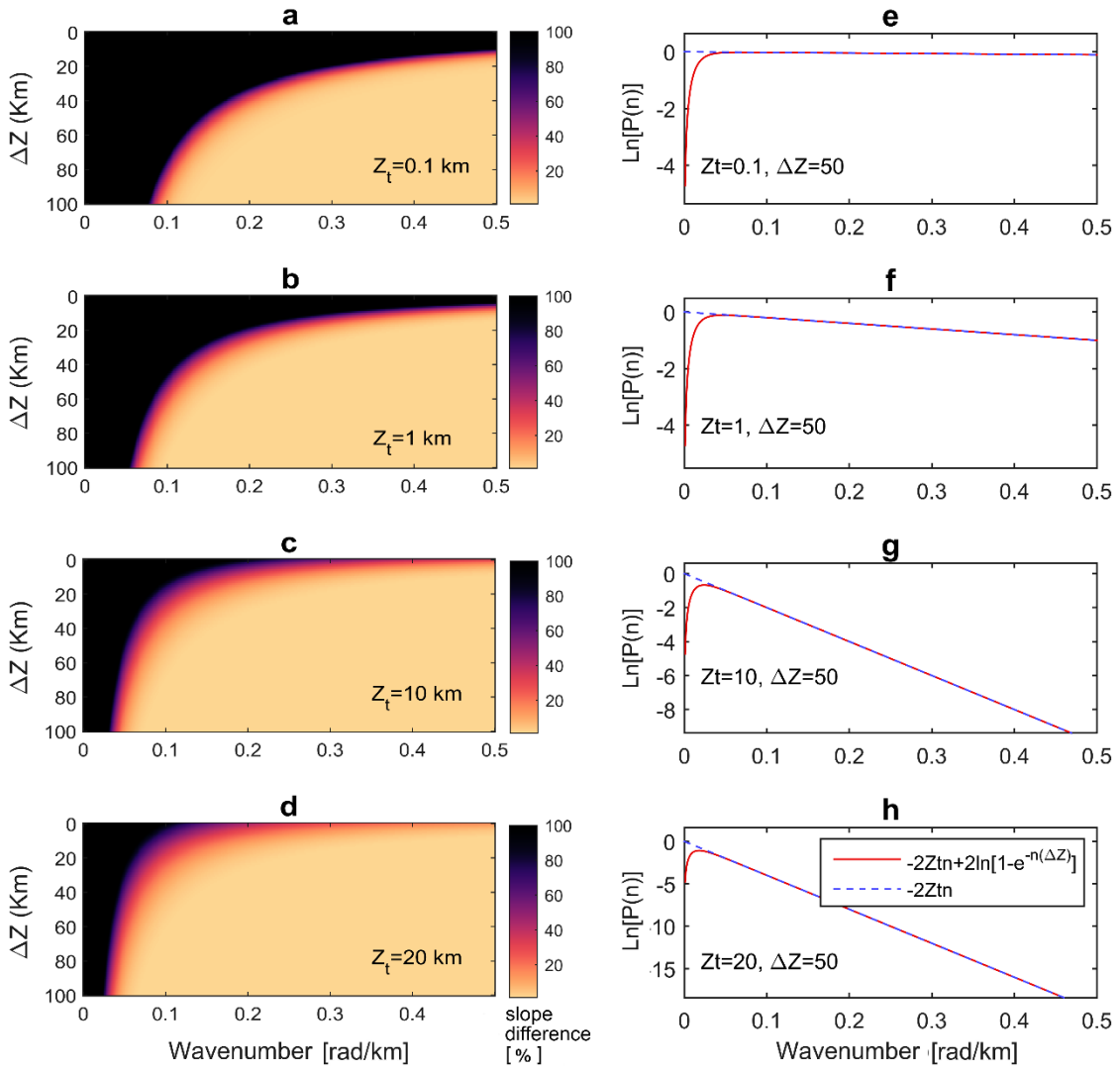

Figura 6.1. Regiones de confianza para el cálculo de la profundidad al techo de la fuente magnética (Z_t). Los gráficos **(a), (b), (c)** y **(d)** presentan el porcentaje de la diferencia absoluta de pendiente (ec. 6.1) entre las curvas correspondientes a las ecuaciones 4.4 y 4.5 para diferentes valores de *n*, Z_t y $\Delta Z = (Z_b - Z_t) = 2(Z_o - Z_t)$. Téngase en cuenta que como Z_t es la pendiente en la ecuación 4.5, la diferencia de pendiente representa directamente la diferencia/error de Z_t en km. Los colores claros representan el rango de número de onda en el que la diferencia entre curvas es cercano a cero (en otras palabras, cuando las ecuaciones 4.4 y 4.5 son equivalentes). **(a)** Z_t = 0,1 km, **(b)** Z_t = 1 km, **(c)** Z_t = 10 km, **(d)** Z_t = 20 km. Los gráficos **(e)**, **(f)**, **(g)** y **(h)** presentan curvas correspondientes a las ecuaciones 4.4 (rojo) y 4.5 (azul, línea discontinua) para el caso particular de ΔZ = 50 km y diferentes valores de Z_t , (e) Z_t = 0,1 km, (f) Z_t = 1 km, (g) Z_t = 10 km, (h) Z_t = 20 km.

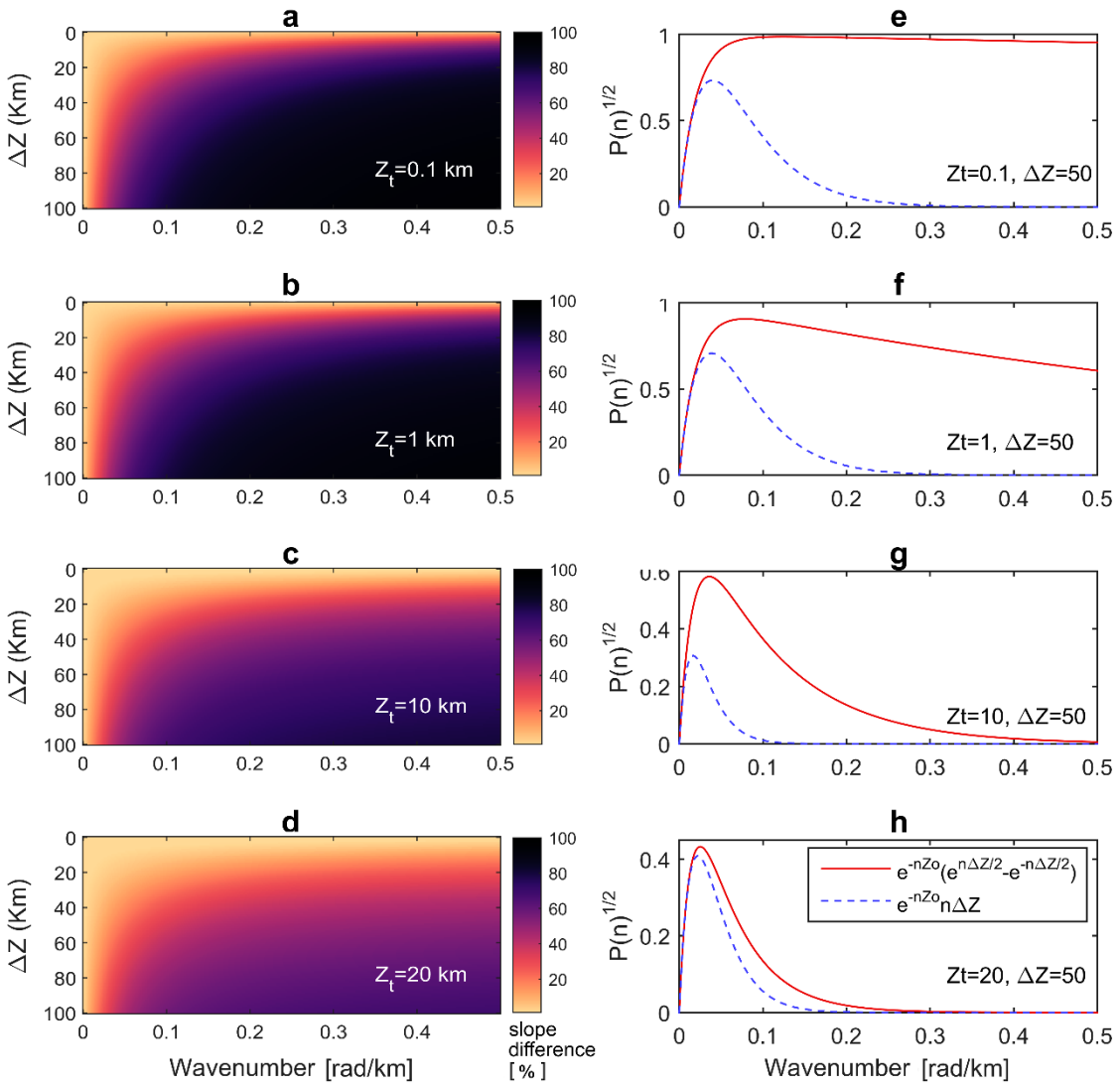

Figura 6.2. Regiones de confianza para el cálculo de la profundidad al baricentro de la fuente magnética (Z_o). Los gráficos **(a), (b), (c)** y **(d)** presentan el porcentaje de la diferencia absoluta de pendiente (ec. 6.1) entre las curvas correspondientes a las ecuaciones 4.7 y 4.8 para diferentes valores de *n*, Z_t y $\Delta Z = (Z_b - Z_t) = 2(Z_o - Z_t)$. La diferencia de pendiente fue calculada tras dividir las ecuaciones 4.7 y 4.8 por *n* y aplicando logaritmos para que las pendientes representen profundidades como en la ecuación 4.9. En estas condiciones, la diferencia de pendiente representa directamente la diferencia/error de Z_o en km. Los colores claros representan el rango de número de onda en el que las ecuaciones 4.7 y 4.8 son equivalentes. **(i)** Z_t = 0,1 km, **(j)** Z_t = 1 km, **(k)** Z_t = 10 km, **(l)** Z_t = 20 km. Los gráficos **(e)**, **(f)**, **(g)** y **(h)** presentan curvas correspondientes a las ecuaciones 4.7 (rojo) y 4.8 (línea discontinua azul) para ΔZ = 50 y diferentes valores de Z_t, (e) Z_t = 0,1 km, (f) Z_t = 1 km, (g) Z_t = 10 km, (h) Z_t = 20 km.

6.5. Interpretación del método

Otros problemas surgen de la aplicación e interpretación del método descripto. En el método básico propuesto por Blakely (1996), la fuente magnética es una sola capa con magnetización aleatoria. Sin embargo, si el cuerpo magnético está compuesto por múltiples capas magnéticas (estratos, flujos de lava, etc.) los cálculos de Z_t y Z_o corresponderán a un valor promedio de la suma de espectros de potencia de estas capas, lo que conducirá a una estimación e interpretación incorrectas de Z_b (Spector & Grant 1970; Hildenbrand *et al.* 1993; Okubo & Matsunaga 1994; Chiozzi *et al.* 2005; Ravat *et al.* 2007). En su modelo, Spector & Grant (1970) asumieron que la anomalía magnética estudiada es producida por un gran número de bloques dispuestos aleatoriamente a diferentes profundidades, pero demostraron (siguiendo los postulados de la mecánica estadística) que el espectro de potencia general sigue la media de los espectros de potencia de todas las fuentes magnéticas (al igual que en el modelo de Blakely 1996). En consecuencia, Z_t y Z_o podrían reflejar señales de diferentes capas; Z_t podría indicar la parte superior de la capa más superficial, mientras que la señal de Z_o podría provenir predominantemente de otra capa y, en consecuencia, Z_b producirá un resultado sin sentido (Spector & Grant 1970; Okubo & Matsunaga 1994; Ravat *et al.* 2007). Además, Spector & Grant (1970) indican que en el caso especial de dos capas magnéticas, y solo cuando no se puede detectar la base de la capa más profunda, el espectro puede efectivamente extenderse en dos partes, reflejando las dos fuentes magnéticas. A pesar de esto, algunos autores interpretan sus resultados asumiendo un modelo multicapa, por lo que calculan varios Z_t y Z_o en diferentes rangos de *n*, argumentando que las diferentes pendientes observadas en el espectro reflejan las distintas capas involucradas (e.g. Connard *et al.* 1983; Hildenbrand *et al.* 1993; Nwobgo 1998; Ebbing *et al.* 2009; Abbass & Mallam 2013; Guimaraes 2014; Azab 2014; Saibi *et al.* 2015; Gomes *et al.* 2015; Harrouchi *et al.* 2016; Abderbi *et al.* 2017; Mousa *et al.* 2017). Sin embargo, el marco teórico para tales interpretaciones no está claro, ya que contradice las condiciones matemáticas del modelo aplicado. Por otra parte, García-Abdeslem & Ness (1994) demostraron a través de modelación que los cambios de pendiente del espectro, "que muchas veces se interpretan como horizontes magnéticos intermedios", surgen como resultado de las dimensiones horizontales de la fuente, y no por la presencia de una segunda o tercera capa (ver también Spector & Grant 1970; Okubo *et al.* 2003).

Para evaluar la validez del modelo multicapa, se construyeron cuatro modelos sintéticos compuestos por tres capas cada uno (Fig. 6.3), con diferentes configuraciones o propiedades. Las figuras 6.3a - d muestran para cada modelo, el espectro producido por cada capa (líneas de colores) y el espectro resultante de sumar los espectros individuales (línea negra continua). Los espectros de las capas se calcularon utilizando la ecuación 4.3, que solo depende de Z_t, Z_b y la

constante A, que condensa las propiedades magnéticas del cuerpo. El primer modelo (Fig. 3a) es un modelo de referencia trivial, compuesto por tres capas con el mismo valor A constante. El segundo modelo (Fig. 3b) usa la misma configuración que el primero, pero dando diferentes valores a la constante A correspondiente a cada capa. El tercer modelo (Fig. 3c) simula una capa superficial con intensa magnetización, que podría representar una colada basáltica. Por el contrario, el cuarto modelo (Fig. 3d) simula una capa profunda con una magnetización muy intensa, que puede considerarse una primera aproximación al efecto Hopkinson. En todos los modelos, Z_t y Z_b (pendientes) se calcularon mediante las ecuaciones 4.6, 4.9 y 4.10. Las pendientes, correspondientes a los valores de Z_t y Z_b, se calcularon en todos los segmentos discretos de las curvas correspondientes a cada capa y en la suma de espectros (Figs. 3e-l) (obsérvese que la suma de espectros y el promedio de los espectros tienen la misma pendiente cuando se aplica el logaritmo). En todos los modelos, los gráficos de Z_t (Fig. 3e-h) muestran que cada espectro individual converge al valor de Z_t correspondiente a la profundidad real del techo de cada capa, mientras que en el caso de la suma de los espectros, Z_t converge al valor correspondiente a la capa más superficial (el área en la que no se debe calcular Z_t se muestra en gris; consulte la Fig. 6.1). Sin embargo, en el segundo modelo, si los valores se estiman en rangos de números de onda bajos, Z_t puede reflejar valores intermedios entre las dos capas más superficiales (Fig. 3f).

Los gráficos de Z_b (Figs. 3i-1) muestran que Z_b converge aproximadamente a la profundidad real de la base de cada capa, para números de onda cercanos a cero (un círculo en las gráficas indica cuando los valores calculados coinciden exactamente con Z_b real). Los espectros resultantes de la suma de las capas parecen converger a la profundidad de la base de la capa más profunda. Sin embargo, en el primer, segundo y cuarto modelo, Z_b medido en la región válida de *n* excede el valor real. El efecto es particularmente notable en el cuarto modelo, donde la curva alcanza la región de validez fuera de la escala. Estos resultados muestran cuán sensible puede ser Z_b a la configuración de las fuentes.

Además, se puede ver que para números de onda $n > 0{,}2$ rad/km los valores calculados a partir del espectro promedio convergen a valores cercanos a Z_b de la capa más superficial (Figs. 3i-k). Sin embargo, los resultados son variables según la configuración; en el segundo modelo los valores de Z_b calculados entre 0,2 y 0,5 rad/km son más profundos que la base de la capa más superficial; mientras que en el cuarto modelo los valores de Z_b calculados entre 0,2 y 0,5 rad/km son menos profundos que el Z_b de la capa más superficial. Además, estos ejemplos muestran que los valores de la capa intermedia no se pueden calcular de forma segura, ya que se puede obtener cualquier Z_b intermedio.

Cabe señalar que en estos modelos sintéticos estamos analizando espectros teóricos; los espectros reales también contendrían ruido. Además, si la capa es muy profunda, la amplitud de la señal puede ser rápidamente sobrepasada por el ruido, dificultando el cálculo de la pendiente y

añadiendo nuevas fuentes de error. Sin embargo, en un escenario real, las pendientes se miden en intervalos específicos del espectro, lo que da como resultado una pendiente promedio para esa región del espectro. Este "promedio" ayuda a superar los problemas de ruido y reducir la desviación de sobreestimaciones y subestimaciones.

Por otro lado, el método también requiere fuentes con magnetización aleatoria. Sin embargo, esta suposición implica grandes simplificaciones geológicas que deben analizarse cuidadosamente (Blakely 1988). Varios escenarios geológicos no cumplen con este requisito. La corteza oceánica, por ejemplo, es bien conocida por tener un patron magnético en bandas alternadas, y ha sido evitada en la mayoría de los estudios espectrales (aunque hay algunas excepciones, por ejemplo, Harrison & Carle 1981; Li 2011; Li *et al.* 2013; 2017; Gailler *et al.* 2016; Tanaka 2017). Sin embargo, Wang & Liu (2018) modelaron la corteza oceánica y sus efectos en los espectros de energía. Estos autores concluyeron que las profundidades de las fuentes en la corteza oceánica todavía se pueden estimar utilizando los espectros de potencia. Los mejores resultados se obtienen cuando se utilizan los espectros de potencia perpendiculares a las anomalías oceánicas. No obstante, también muestran que los espectros de potencia promediados radiales dan una buena estimación de la profundidad real.

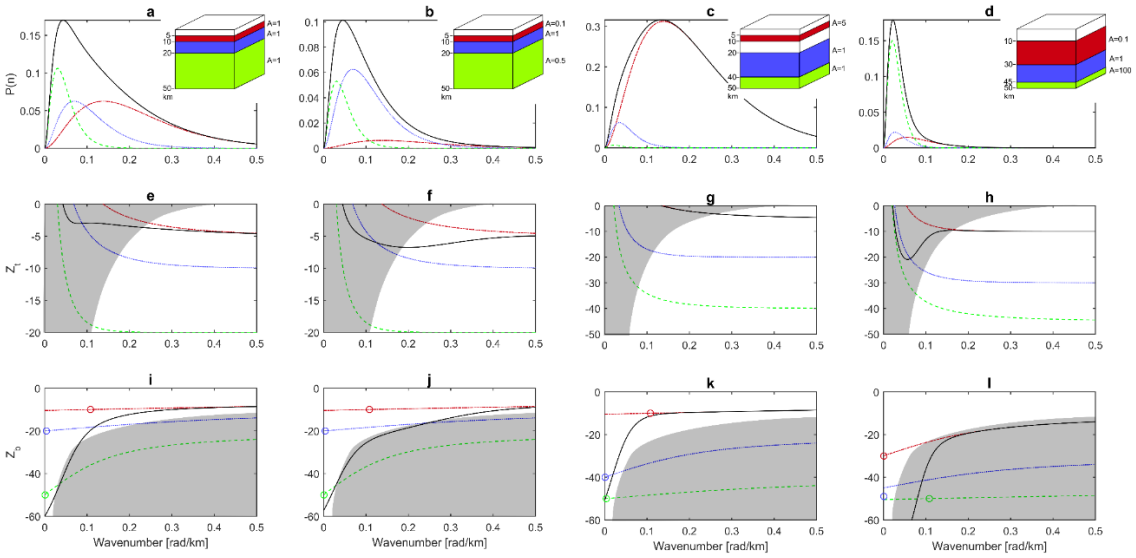

Figura 6.3. Modelos sintéticos multicapa: las figuras (**a), (b), (c)** y **(d)** muestran la configuración del modelo y los espectros de potencia generados por cada capa del mismo color, según la ecuación 4.3 y la suma de los espectros (línea negra continua). Cada columna de gráficos representa el mismo modelo. Los paneles **(e), (f), (g)** y **(h)** representan los valores de Z_t calculados de acuerdo con la ecuación 4.6 para cada segmento discreto de los espectros. Las figuras **(i)**, **(j)**, **(k)** y **(l)** representan el valor de Z_b calculado según las ecuaciones 4.9 y 4.10 para cada segmento

discreto de los espectros. Las áreas grises muestran las regiones en las cuales, Z_t y Z_b no deben calcularse de acuerdo con las figuras 1 y 2.

6.6. Consideraciones sobre los métodos de *forward modeling* y pico espectral

Con relación al método del pico espectral, la figura 6.4 muestra los resultados obtenidos al variar los parámetros en las ecuaciones 4.11 y 4.12. Las figuras 6.4a-i resaltan el pico espectral en cada curva, mientras que la constante A debe ser positiva y su valor simplemente escala la curva teórica hacia arriba o hacia abajo (Figs. 6.4a, b, c). Los valores de Z_t y Z_b afectan la posición del pico espectral y también escalan la curva hacia arriba y hacia abajo (Figs. 6.4f, i). Z_t controla la forma de la curva, especialmente para números de onda elevados. Además, el pico espectral se vuelve más estrecho a medida que aumenta Z_t (Figs. 6.4a, b, c, g, h, i). Para cuerpos poco profundos (Z_t <10 km o Z_b <10 km), las variaciones en Z_t y Z_b producen grandes cambios en la posición del pico espectral (ver Figs. 6.4d, g). A medida que Z_b aumenta, las variaciones en la posición del pico espectral debido a cambios en Z_t disminuyen (Figs. 6.4d, e, f). A medida que Z_t aumenta y los cuerpos son más profundos, las diferencias en la posición del pico decrecen (ver Figs. 6.4g, h, i). En consecuencia, para cuerpos más profundos, con Z_t y Z_b elevados, las diferencias en las posiciones de los picos espectrales se vuelven mínimas (ver Figs. 6.4e, f, h, i). Además, la amplitud aumenta a medida que aumenta la diferencia entre Z_t y Z_b (ver Figs. 6.4d, e, f). La figura 6.4k muestra las soluciones en número de onda de la ecuación 4.12, es decir, las posiciones de los picos espectrales para todas las diferentes configuraciones de Z_t y Z_b. Puede verse que la posición del pico espectral varía ligeramente entre 0 y 0,1 rad/km cuando Z_t y Z_b son ambos mayores que ~ 10 km.

Las limitaciones del método del pico espectral radican en la identificación del pico, a veces inexistente, y también en la no-unicidad de las soluciones. Blakely (1996) advierte que esta determinación depende de las partes del espectro con números de onda menores, siendo dicha región susceptible al ruido de varias fuentes. Ravat *et al.* (2007) realizaron un análisis cuidadoso, concluyendo que este método ofrece mejores resultados si se utilizan ventanas grandes, ya que, según estos autores, los picos espectrales están presentes si las ventanas son lo suficientemente grandes como para capturar buenas señales correspondientes a números de onda bajos (Rajaram *et al.* 2009; Ravat *et al.* 2007). Sin embargo, según su estudio, los picos espectrales en el espectro de potencia radial se observan solo cuando la fuente está magnetizada aleatoriamente (según lo sugeerido por Spector & Grant 1970). Cuando la fuente es una capa compuesta por un conjunto de prismas magnetizados uniformemente, el espectro sigue una ley de potencia y no se observa ningún pico espectral (Ravat *et al.* 2007). Si la fuente magnética sigue una distribución fractal, con un coeficiente fractal mayor o igual a tres, no habrá un pico espectral (ver también

Todoeschuck *et al.* 1992; Maus *et al.* 1997; Bouligand *et al.* 2009; Bansal *et al.* 2011; Chopping & Kennett 2013; entre otros). Además, la posibilidad de encontrar el pico espectral también depende de la resolución del espectro de potencia. Debido a la naturaleza discreta del espectro de potencia, el punto máximo en el espectro puede estar cerca del pico espectral, pero no corresponder exactamente al mismo, lo que da como resultado determinaciones inexactas de la posición real del pico. Este punto puede ser muy problemático, particularmente en el caso de cuerpos profundos, donde las diferencias sutiles en $n_{máx}$ dan como resultado grandes diferencias de profundidad (ver Fig. 6.4k).

Los métodos de picos espectral y de modelado directo están interrelacionados. Esto significa que si no se puede calcular el pico espectral, no se puede aplicar el modelado directo, porque la ecuación 4.12 no es válida cuando el pico espectral no existe.

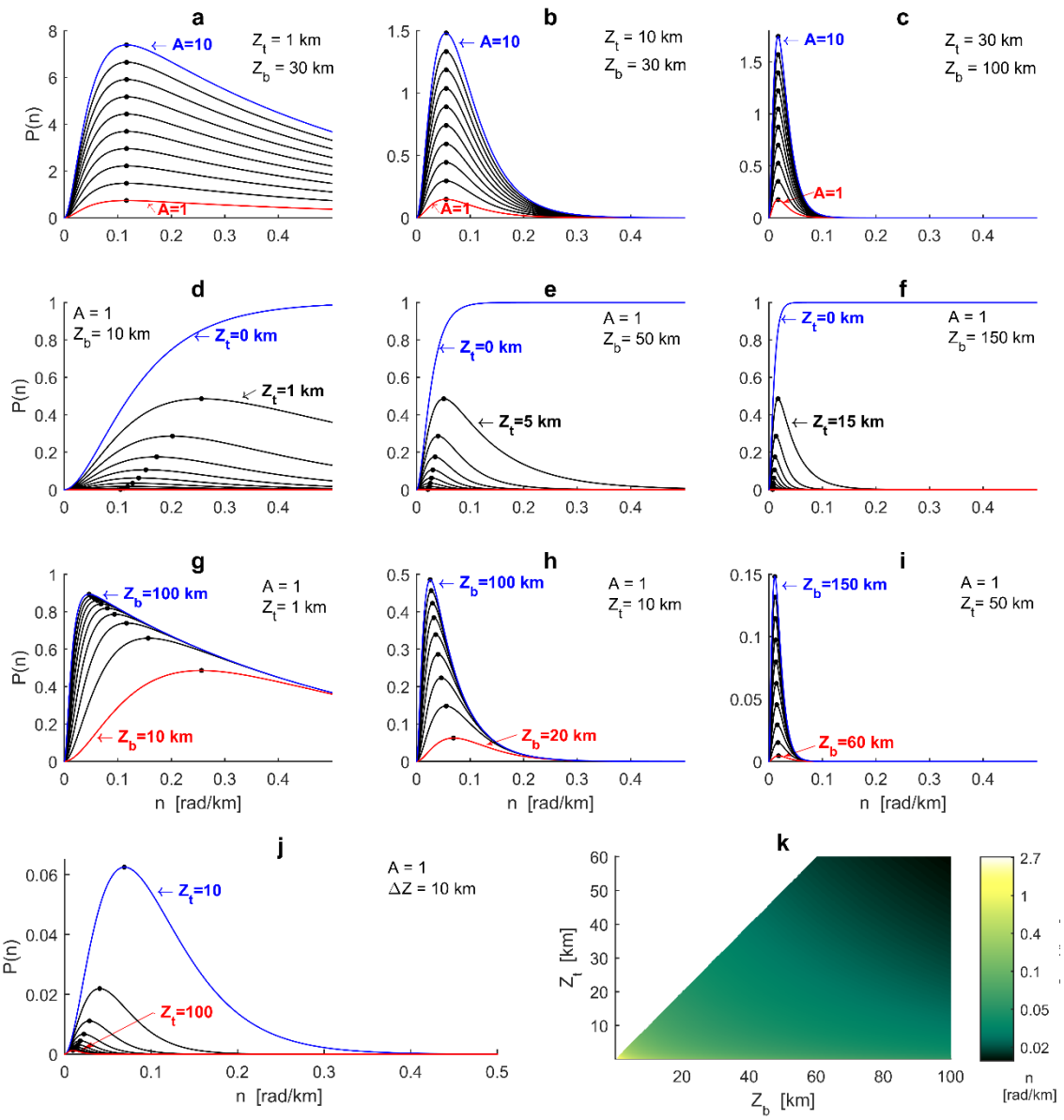

Figura 6.4. Efectos de la variación de parámetros en la ecuación 4.11: donde Z_t y Z_b corresponden a la profundidad al techo y la base de la capa magnética, respectivamente; y A es una constante que condensa las propiedades magnéticas de la capa. El pico espectral se indica (cuando existe) como un punto en las diferentes curvas. **(a), (b), (c):** efectos de la variación de la constante A de 1 a 10, con Z_t y Z_b fijos. **(d), (e), (f):** efectos de la variación de Z_t, para 10 valores equiespaciados entre la superficie (0 km) y Z_b, con parámetros A y Z_b fijos. **(g), (h), (i):** efectos de la variación de Z_b, para 10 valores equiespaciados, con parámetros A y Z_t fijos. **(j):** efectos de la variación de Z_t, para 10 valores equiespaciados entre 10 y 100 km, con A y $\Delta Z = (Z_b - Z_t)$ fijos. **(k)** posición del pico espectral (n_{max}) variando los parámetros Z_t y Z_b según la ecuación 4.12.

6.7. Consideraciones sobre el método fractal

La figura 6.5 muestra cómo la variación de los parámetros β, Z_t, Z_b y ΔZ afectan la curva teórica (ec. 4.15), considerando una fuente somera (Figs. 6.5a, b, c, d), una fuente profunda (Figs. 6.5e, f, g, h) y la diferencia entre una fuente delgada y una espesa (Figs. 6.5i, j, l, m). Además, Bouligand *et al.* (2009) discutieron la influencia de cada uno de estos parámetros y los problemas en los cálculos. Un modelo con estas características tiene varias soluciones posibles y requiere una gran cantidad de tiempo de cálculo y evaluación de los resultados. Para simplificar el procesamiento, estos parámetros deben ser estimados previamente, estableciendo el rango de variación esperado para ellos, para que el modelo no dé con soluciones geológicamente inconsistentes (Bouligand *et al.* 2009; Chopping & Kennett 2013). Además, debido a las dificultades prácticas en la aplicación de este método, solo algunos autores lo utilizaron (e.g. Maus *et al.* 1997; Bouligand *et al.* 2009; Chopping & Kennett 2013; Salem *et al.* 2014; Mather & Fullea 2019).

Surgen también, divergencias en cuanto al orden en el que deben aplicarse determinadas operaciones en el método. En los métodos de centroide de Spector & Grant (1970) y Blakely (1996) se calcula primero la media radial y posteriormente se aplica el logaritmo para resolver las ecuaciones. Este es el orden seguido por los sucesivos investigadores. Sin embargo, en el método fractal Maus & Dimri (1995; 1996) y Maus *et al.* (1997) proponen una modificación en el orden en que se aplican las operaciones; en lugar de calcular el logaritmo del promedio radial del espectro de potencia, proponen calcular el promedio radial del logaritmo del espectro de potencia. Es decir, aplicar el logaritmo antes de obtener el promedio radial. Maus y Dimri (1995) señalan que las estimaciones del exponente y la profundidad a la fuente pueden diferir en más de un 20% al aplicar estas operaciones en un orden diferente. Además, estos autores indican que la distribución de ambas curvas es diferente y que la media (lineal) solo tiene significado matemático si se aplica sobre el espectro logarítmico promediado y no sobre el espectro promediado logarítmico. Maus & Dimri (1995) postularon que esto hace que el espectro de potencia sea independiente de 113irecciónn del campo magnético y, por lo tanto, la reducción al polo no es necesaria al aplicar este método.

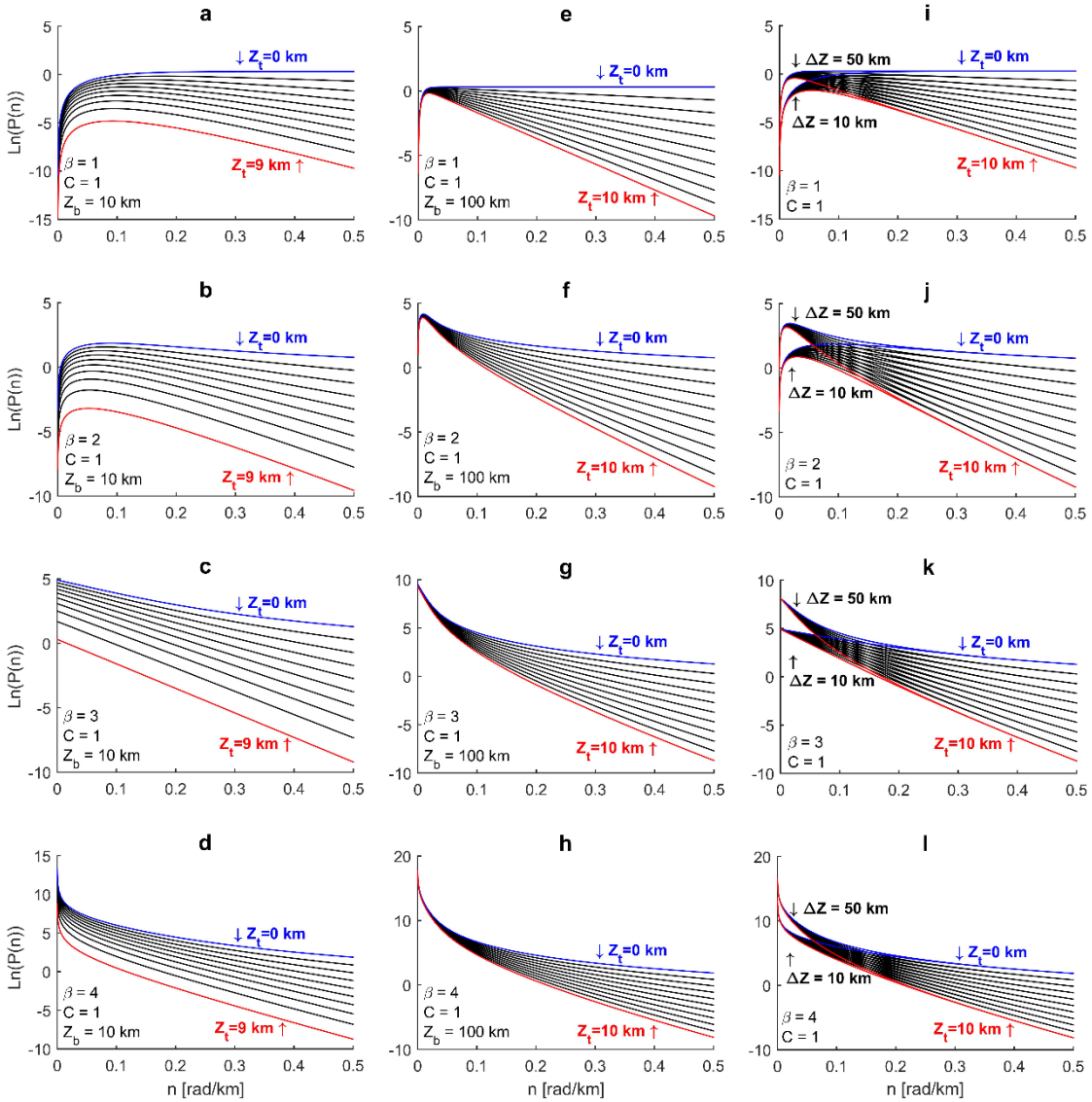

Figura 6.5. Efectos de la variación de parámetros en la ecuación 4.14: donde β es el exponente fractal, Z_t y Z_b corresponden a la profundidad al techo y a la base de la fuente magnética, respectivamente; y $\Delta Z = (Z_b - Z_t)$ es el espesor de la fuente magnética. Los gráficos **(a)–(d)** muestran los efectos de la variación de Z_t entre 0 y 9 km, utilizando diferentes valores de β, con C = 1 y Z_b = 10 km fijos. Los gráficos **©–(h)** muestran los efectos de la variación de Z_t entre 0 y 10 km, con pasos de 1 km, usando diferentes valores de β y con C = 1 y Z_b = 100 km fijos. Los gráficos **(i)–(l)** muestran los efectos de la variación de Z_t entre 0 y 10 km, con pasos de 1 km, usando diferentes valores de β y con C = 1, para dos valores de ΔZ diferentes.

6.8. Consideraciones sobre el método fractal simplificado

La figura 6.6 muestra la diferencia porcentual en la pendiente de las curvas correspondientes a las ecuaciones 4.15 y 4.14, (siguiendo la ecuación 6.1), para valores variables de Z_t y Z_b. Las variaciones en la constante C o β producen los mismos resultados. La ecuación 4.15 tiene un buen ajuste a lo largo de casi todos los espectros para números de onda superiores a 0,05 rad/km. El patrón cambia ligeramente cuando Z_t se aproxima a Z_b. A efectos prácticos, Z_t se puede calcular para números de onda superiores a 0,1 rad/km.

La figura 6.7 presenta la diferencia porcentual en la pendiente de las curvas correspondientes a las ecuaciones 4.19 y 4.14, siguiendo la ecuación 6.1, para valores variables de Z_b y β, mientras Z_t se fija en 1 km. Las variaciones en los valores de D y Z_t producen los mismos resultados. Cuando la diferencia entre Z_b y Z_t es mayor a 40 km, la aproximación entre las ecuaciones 4.19 y 4.14 tiene menos del 10% de error solo en un intervalo estrecho, aproximadamente entre 0,01 y 0,02 rad/km para β = 1 y 2; y entre 0 y 0,02 rad/km para β = 3 y 4. Sorprendentemente, cuando Z_b se acerca a Z_t, y particularmente cuando ΔZ es menor a 10 km, la ecuación 4.19 se puede ajustar con confianza en un rango de números de onda más elevados (Fig. 4.7). Cuando la diferencia entre Z_b y Z_t es menor que 40 km y mayor que 10 km, el rango del intervalo de confianza varía notoriamente con el espesor, en una banda estrecha de 0,02 rad/km, entre 0,01 y 0,10 rad/km. Este comportamiento puede ser particularmente útil para establecer intervalos de medición cuando los valores reales de Z_t y Z_b son previamente conocidos o restringidos, pero puede ser muy problemático (y poco práctico) si estos valores son totalmente desconocidos, ya que sería necesario probar todas las diferentes condiciones.

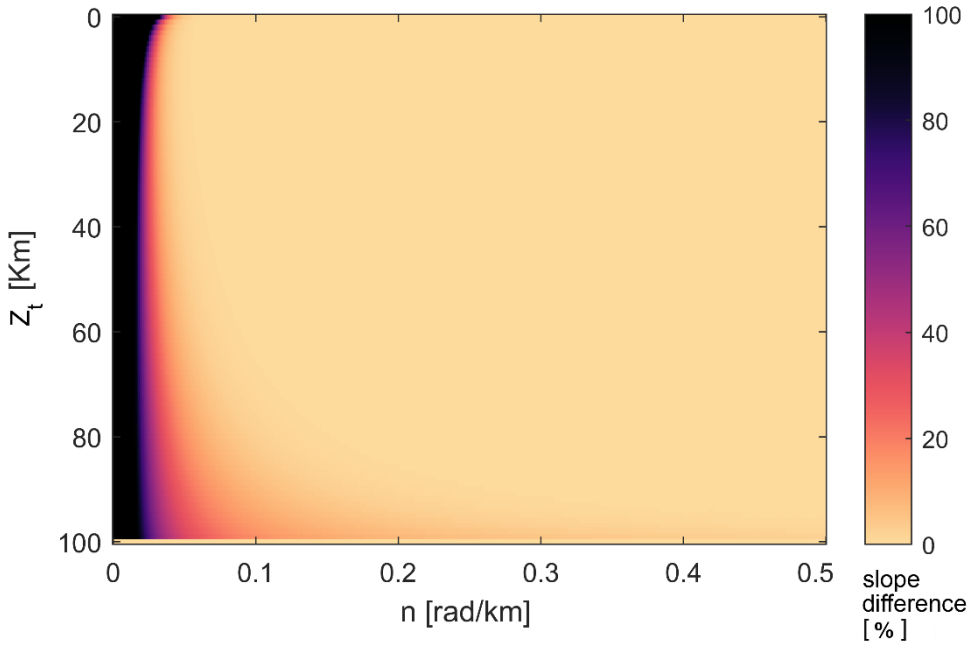

Figura 6.6. Región de confianza para el cálculo de la profundidad al tope de las fuentes magnéticas (Z_t) en el método fractal simplificado. El gráfico muestra el porcentaje de la diferencia de pendiente (ec. 6.1) entre las curvas correspondientes a las ecuaciones 4.14 y 4.15 para diferentes números de onda (*n*) y para valores variables de Z_t. Z_b se fija en 100 km. Las variaciones en la constante C o β producen los mismos resultados.

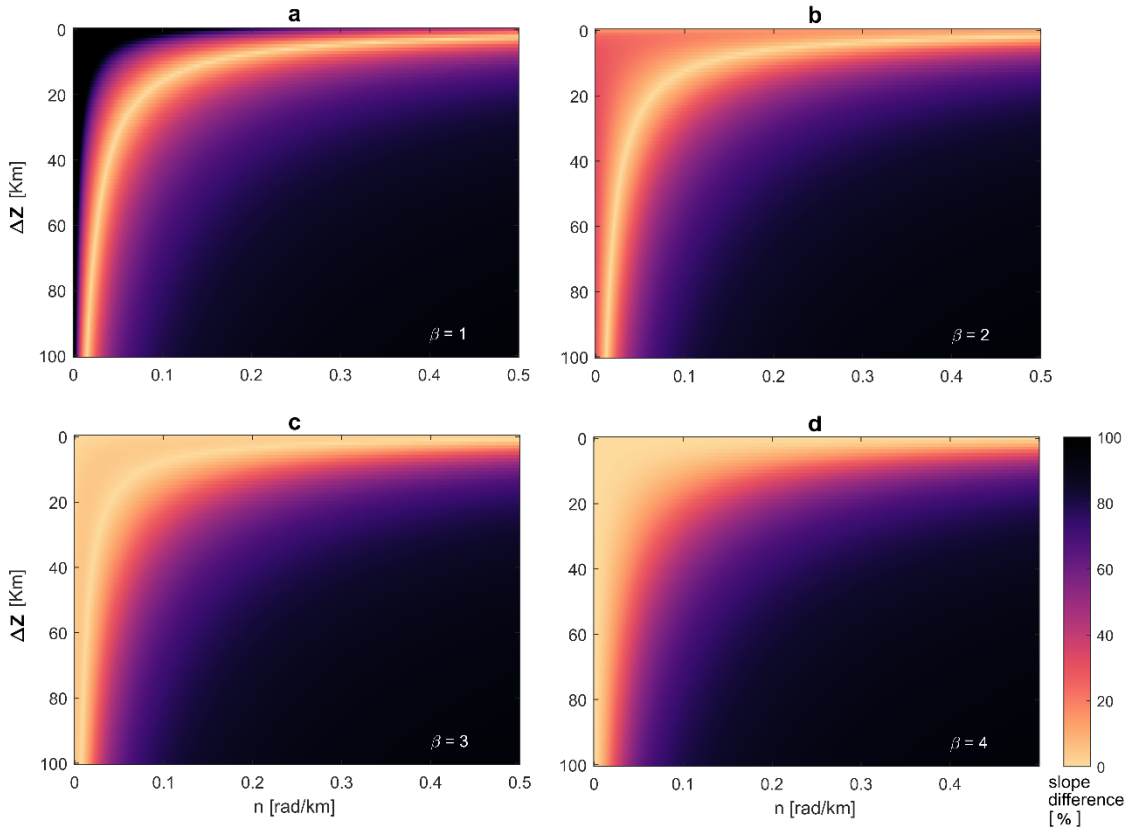

Figura 6.7. Regiones de confianza para el cálculo de la profundidad al centroide de las fuentes magnéticas (Z_o) en el método fractal simplificado. Los gráficos muestran la diferencia de pendiente porcentual (ec. 6.1) entre las curvas correspondientes a las ecuaciones 4.19 y 4.14 para diferentes números de onda (*n*) y valores de ΔZ y con Z_t fijo en 1 km. Las figuras (a), (b), (c), (d), corresponden a diferentes valores de β. Los colores claros representan el intervalo en el que las ecuaciones 4.19 y 4.14 tienen pendientes similares.

6.9. Ventanas: geometría, tamaños, superposición y preprocesado

Aunque la geometría de las ventanas no afecta el cálculo de su transformada de Fourier, por motivos de simetría, es conveniente utilizar ventanas cuadradas, para capturar las mismas longitudes de onda en todas las direcciones.

Por otro lado, el tamaño de la ventana es un parámetro crítico en los métodos espectrales, ya que limita la longitud de onda máxima que se capturará y, en consecuencia, determina la profundidad máxima que se alcanzará. Existe un consenso sobre que el espesor de la fuente/capa debe ser pequeño en comparación con el tamaño de la ventana. Sin embargo, no existe un consenso claro entre los investigadores sobre las dimensiones de las ventanas que deben utilizarse (véase Núñez Demarco *et al.* 2021).

Varios autores aplicaron diferentes tamaños de ventanas, comparando los resultados correspondientes (e.g. Okubo *et al.* 2003; Bouligand *et al.* 2009; Rajaram *et al.* 2009; Ravat *et al.* 2007; Quintero *et al.* 2019). Hussein *et al.* (2012) argumentan que las ventanas deberían tener, en general, un tamaño de al menos 3 o 4 veces la profundidad de la capa magnética estudiada. Manea & Manea (2011), siguiendo a Campos-Enriquez *et al.* (1990), indican que las dimensiones de la ventana deben ser 2π veces la profundidad a alcanzar. Sin embargo, Chiozzi *et al.* (2005) y Ravat *et al.* (2007) advierten que el tamaño de las ventanas debe ser de 5 a 10 veces la profundidad de la base de la capa magnética, o incluso mayor. Sin embargo, Maus *et al.* (1997) argumentan que áreas de 100 x 100 km no son lo suficientemente grandes para cubrir todos los efectos de la corteza, y afirman que para obtener resultados confiables se deben analizar áreas mayores de 1000 km x 1000 km. Por el contrario, Ravat *et al.* (2007) centrándose en el método de pico espectral y comparándolo con otros métodos, encontraron que los mejores resultados se obtienen utilizando ventanas de entre 300 y 500 km de lado. Estos autores admiten que las ventanas pueden reducirse en determinadas condiciones para mejorar la resolución espacial del méto“o "si la naturaleza del espectro lo perm”te". Recomiendan iniciar el análisis con el mayor tamaño de ventana posible, para asegurar que se está capturando la respuesta de las capas más profundas, y reducir el tamaño de las ventanas para ganar resolución, manteniendo los resultados con grandes ventanas como referencia.

Además, el procedimiento habitual implica dividir el área estudiada en numerosas ventanas que se superponen entre ellas (e.g. Okubo *et al.* 1985; Blakely 1988; Lesane *et al.* 2015; Bouligand *et al.* 2009; Idarraga-García & Vargaz 2018; Audet & Gosselin 2019). Esta superposición permite aumentar la cobertura de datos (resolución) y evitar la pérdida de datos (de anomalías o frecuencias contenidas en los bordes de la imagen). Adicionalmente, esta metodología permite la investigación de variaciones laterales de profundidad a la base de la capa a través del área estudiada, aunque puede suavizar discontinuidades y cambios regionales. Desafortunadamente, no todas las publicaciones informan si las ventanas se superponen o cuánto

se superponen, además, la cantidad de superposición, entre ventanas adyacentes, es arbitraria y varía entre 0% y 98% de superposición (véase Núñez Demarco *et al.* 2021).

Por otro lado, como se vio en el capítulo 3, las ventanas suelen ser pre-procesadas aplicándoseles filtros, de forma de subsanar las transiciones abruptas en los bordes de las imágenes. Sin embargo, cada método introduce diversas distorsiones en los espectros que no han sido claramente analizadas.

Para investigar como el tamaño de las ventanas, su superposición y los filtros aplicados afectan a los resultados espectrales se evalúa como la variación de estos aspectos modifican espectros generados a partir de diversos modelos de capas magnetizadas, con espesor y topografía previamente determinadas.

Cada modelo de capa fue construido como un conjunto de 1200 x 1200 prismas de base cuadrada (1x1 km) y altura variable. A cada prisma se le asigna un valor de magnetización aleatoria según una distribución gaussiana. En los modelos los tres parámetros que definen el vector de magnetización: intensidad, inclinación y declinación, fueron establecidos aleatoriamente, manteniendo un campo ambiental constante. Para la primera fase del análisis se confeccionaron diversos modelos con una altura de prismas constante (Fig. 6.8). En una segunda fase se analizaron modelos con variaciones topográficas en el techo de la capa, en su base y en ambos. Para cada modelo se calculó la anomalía magnética a una elevación constante, en la cota 0 km, con un espaciamiento de 2 km entre los puntos de muestreo. El campo magnético generado por cada prisma fue calculado mediante el método propuesto por Rao & Babu (1991). La construcción general de los modelos es similar a la empleada por otros autores (e.g. Gregotski *et al.* 1990; 1991; Pilkington & Todoeschuck 1993; Bouligand *et al.* 2009; Li & Wang 2013) sin embargo, difiere en varios aspectos. En los modelos presentados en esta tesis se asume que no hay variación de la magnetización según el eje vertical (véase Gregotski *et al.* 1990; 1991). Aunque este puede ser un criterio poco realista y discutible (véase Pilkington & Todoeschuck 1993), debemos considerar que la teoría del método espectral ya asume que la magnetización no varía con la profundidad (Blakely 1996), por lo cual los modelos evaluados deben ser en primera instancia compatibles con la misma. Esta simplificación, a su vez, implica una reducción del coste computacional, permitiendo generar modelos de mayor tamaño y con variaciones topográficas, particularmente útiles para evaluar las variables propuestas. Por otro lado, los modelos construidos en este trabajo asumen una distribución de la magnetización netamente gaussiana (a diferencia de otros autores que asumen distribuciones fractales). Se asumió dicha distribución debido a que se evaluará el funcionamiento del método del centroide y del método de modelado directo (*forward modeling*), que suponen este tipo de distribuciones.

Los 13 modelos propuestos para la primera fase del análisis se presentan en la figura 6.8. Entre los modelos se incluyen capas delgadas de 10 o 20 km (modelos α y β) de espesor, así como capas espesas de hasta 45 km de espesor (ν). El techo de las capas, a su vez, se encuentra a diversas

profundidades (lo que equivale a medir la anomalía magnética a diferentes alturas). En ese sentido, las capas ε, ζ, η y θ poseen el mismo o casi el mismo espesor, pero se localizan a diferentes profundidades, con lo cual se busca evaluar como la altura de observación afecta las mediciones. Esto es fundamental, ya que los datos pueden provenir de relevamientos terrestres, marinos, aéreos o satelitales. También se modelaron diversas capas con su techo a igual profundidad (Z_t) y su base a distintas profundidades (Z_b) (e.g. las parejas de modelos γ-ζ, θ-ι, λ-μ, α-ν), y viceversa (e.g. las parejas de modelos α-β, ε-κ y δ-ν). Por otro lado, el modelo β coincide en dimensiones con el modelo analizado por Bouligand *et al.* (2009), mientras que el modelo λ coincide en dimensiones con el modelo propuesto por Pilkington & Todoeschuck (1993). Sin embargo, el modelo presentado en esta tesis difiere al ser calculado considerando magnetización con distribución gaussiana sin variación a lo largo de la vertical.

La figura 6.9 muestra el espectro de potencia radial computado para distintas capas utilizando una ventana que abarca la totalidad del prisma magnético de 1200 x 1200 km.

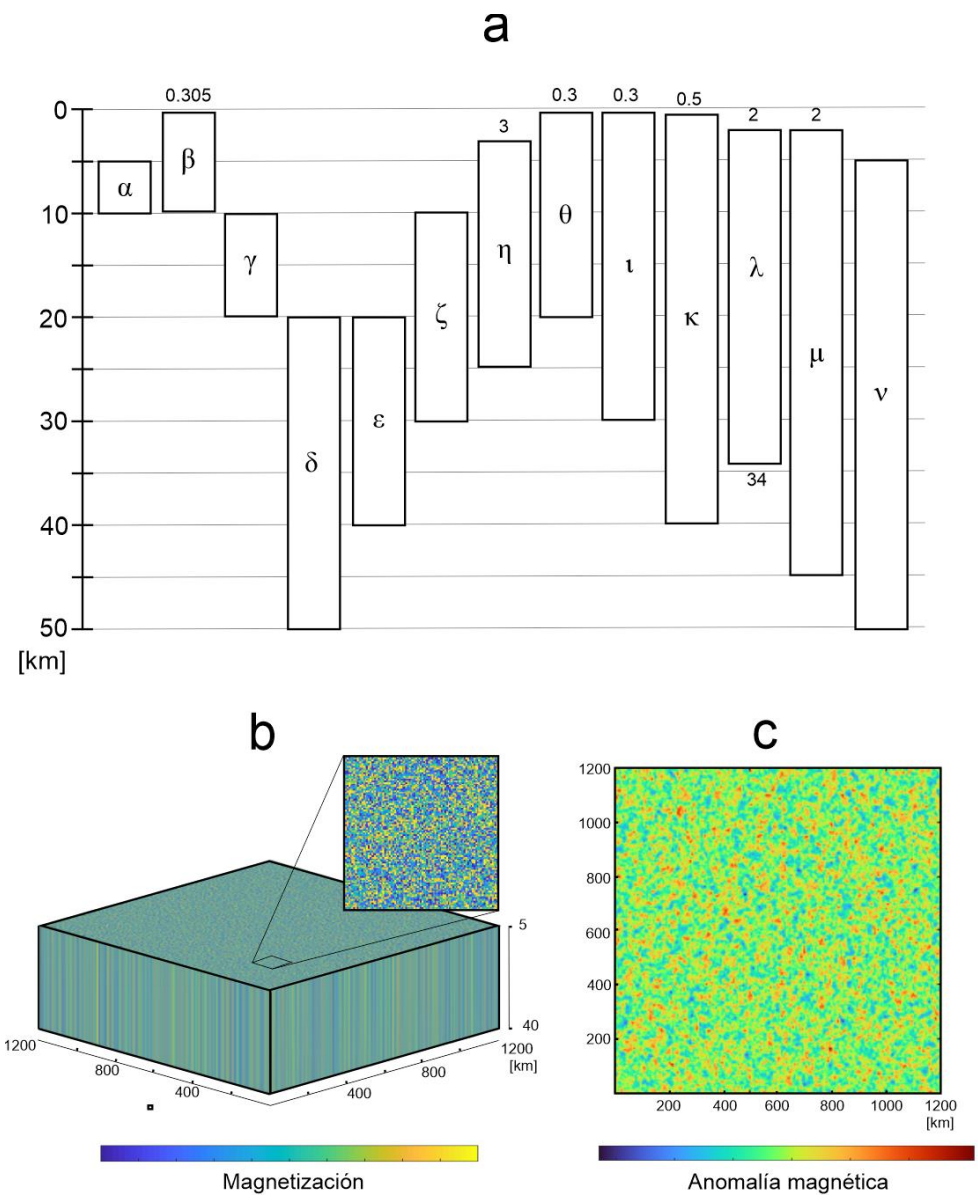

Figura 6.8. (a) Esquema mostrando las dimensiones de las diferentes capas modeladas. Los números sobre y debajo de las capas indican las profundidades del techo o la base en km. (b) Capa con magnetización gaussiana compuesta por 1200 x 1200 x 1 prismas de 1 x 1 km de base. (c) Campo magnético correspondiente a la capa magnética calculado a una altura de 0 km, con un espaciamiento de 2 km entre los puntos de muestreo.

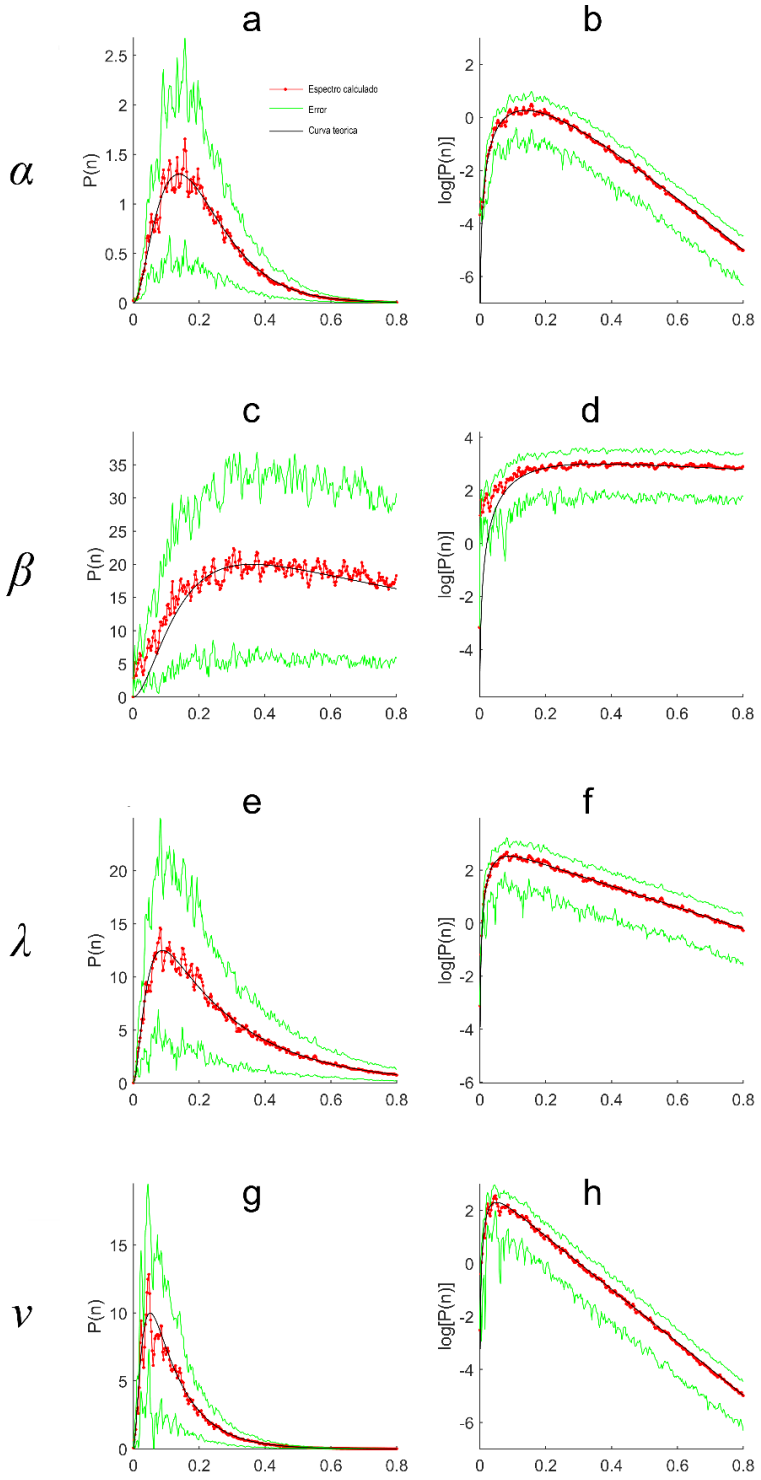

Figura 6.9. Primera columna: espectro de potencia radial (en rojo con puntos) computado para distintas capas utilizando una ventana de 1200 x 1200 km; segunda columna: logaritmo del espectro de potencia radial. (a, b) Espectros correspondientes al modelo α, (c, d) modelo β, (e, f) modelo λ, (g, h) modelo ν. Las líneas verdes representan el intervalo de 95% confianza del espectro radial. La línea negra representa el espectro de potencia teórico predicho para una capa con magnetización aleatoria con las mismas dimensiones que las utilizadas para crear la capa magnética (véase Fig. 6.8).

Combinación de los métodos del centroide y de modelado directo (método híbrido):

Como se verá más adelante, mediante el método del centroide se obtienen buenos resultados de Z_t pero malos resultados de Z_o, y por lo tanto valores de Z_b erróneos. Por esa razón, en esta tesis se decidió combinar el método del centroide y el de modelado directo (*forward modeling*) para intentar calcular Z_b de forma más fidedigna. Debido a que el modelado directo implica el ajuste de una curva teórica con tres variables (A, Z_t, Z_b) al espectro experimental, su aplicación suele demandar métodos más complejos o mayor poder/tiempo computacional. Sin embargo, el método puede ser simplificado si, por ejemplo, se fija o restringe la variable Z_t utilizando los resultados del método del centroide. Asimismo, la constante A solo afecta a la amplitud del espectro pero no a su "forma". En particular, los distintos métodos de preparación de las ventanas modifican la amplitud del espectro de forma considerable, algunos reduciéndola y otros incrementándola. En los experimentos llevados adelante en esta tesis el parámetro A varió en un intervalo tan amplio como [0, 50]. Sin embargo, si se normaliza el espectro en función de su máximo (es decir, si se dividen los valores del espectro por el valor máximo) el espectro resultante deberá tener una amplitud cercana a 1. En particular, se observaron valores de amplitud normalizada de entre 0 y 10. Tomando en cuenta estos dos métodos, los valores de A y Z_t pueden ser considerablemente acotados, dejando como única variable libre a Z_b. En las simulaciones aquí realizadas se fijó el valor de Z_t dentro de un intervalo de ± 1 km del valor obtenido aplicando el método del centroide [$Z_{t\text{-centroide}}$-1, $Z_{t\text{-centroide}}$+1], se restringió la amplitud A al intervalo [0, 10], y se dejó como parámetro libre a Z_b dentro de un intervalo [Z_t+1, 60].

El método aquí propuesto involucra cuatro pasos: primero se calculan todas las soluciones (las curvas teóricas) para valores de A dentro del intervalo [0, 10] en pasos de 0,05 unidades, y Z_b dentro del intervalo [Z_t+1, 60] en pasos de 2 km; segundo se calcula la diferencia cuadrática media entre todas las curvas teóricas y el espectro radial correspondiente a la ventana de datos estudiada y entre las pendientes de ambas curvas; tercero, se identifican los valores de A y Z_b para los cuales la diferencia entre las curvas es menor, en la región donde se detectan estos mínimos se recalculan las soluciones con una mayor resolución (A se calcula en pasos de 0,005 unidades y Z_b en pasos de 0,1 km). Finalmente se vuelven a calcular las diferencias cuadráticas medias para ubicar los valores donde la diferencia entre las curvas teórica y experimental sea mínima (Fig. 6.10). De esta forma se encuentra la mejor solución, que resulta ser única, aunque no necesariamente correcta. Así, se desarrolló un método simple, rápido y con relativamente bajo coste computacional.

Las profundidades Z_t, Z_o y Z_b fueron calculadas para cada modelo usando diferentes tamaños de ventana. Para poder comparar los resultados correspondientes a diferentes tamaños

de ventana se evaluaron dos estrategias diferentes: para cada tamaño de ventana (i) se calculó el resultado para una única ventana centrada en el modelo estudiado, y (ii) se calcularon los resultados para todas las ventanas posibles con un 90% de superposición y luego se compararon sus valores promedio y su distribución. En la figura 6.11 pueden verse los resultados obtenidos para Z_t, Z_o y Z_b, para el modelo η, siguiendo ambas estrategias. Los gráficos claramente muestran que los resultados obtenidos utilizando el promedio son mucho más cercanos al valor real y mucho más estables. Asimismo, se observa que la dispersión de los datos es mayor cuanto menor es el tamaño de las ventanas, aunque esto también puede atribuirse a que el número de ventanas es considerablemente mayor. En todos los casos los resultados tienden a converger hacia los valores reales conforme aumenta el tamaño de las ventanas. Los resultados también demuestran que el cálculo de Z_t es bastante preciso si se aplica únicamente el método de modelado directo (sin combinarlo con el método del centroide), con errores de menos de 100 metros (Fig. 6.11a). Sin embargo, los resultados para Z_o se desvían considerablemente, con errores de hasta más de 20 km (Fig. 6.11c). Si estos valores de Z_o se utilizasen para calcular Z_b el error de esta última profundidad sería aún mayor. En cambio, si se utiliza el valor de Z_t previamente calculado por medio del método del centroide (como fue explicado más arriba), el método de modelado directo produce resultados para Z_o con errores menores a los 2 km en la mayoría de los casos (Fig. 6.11d).

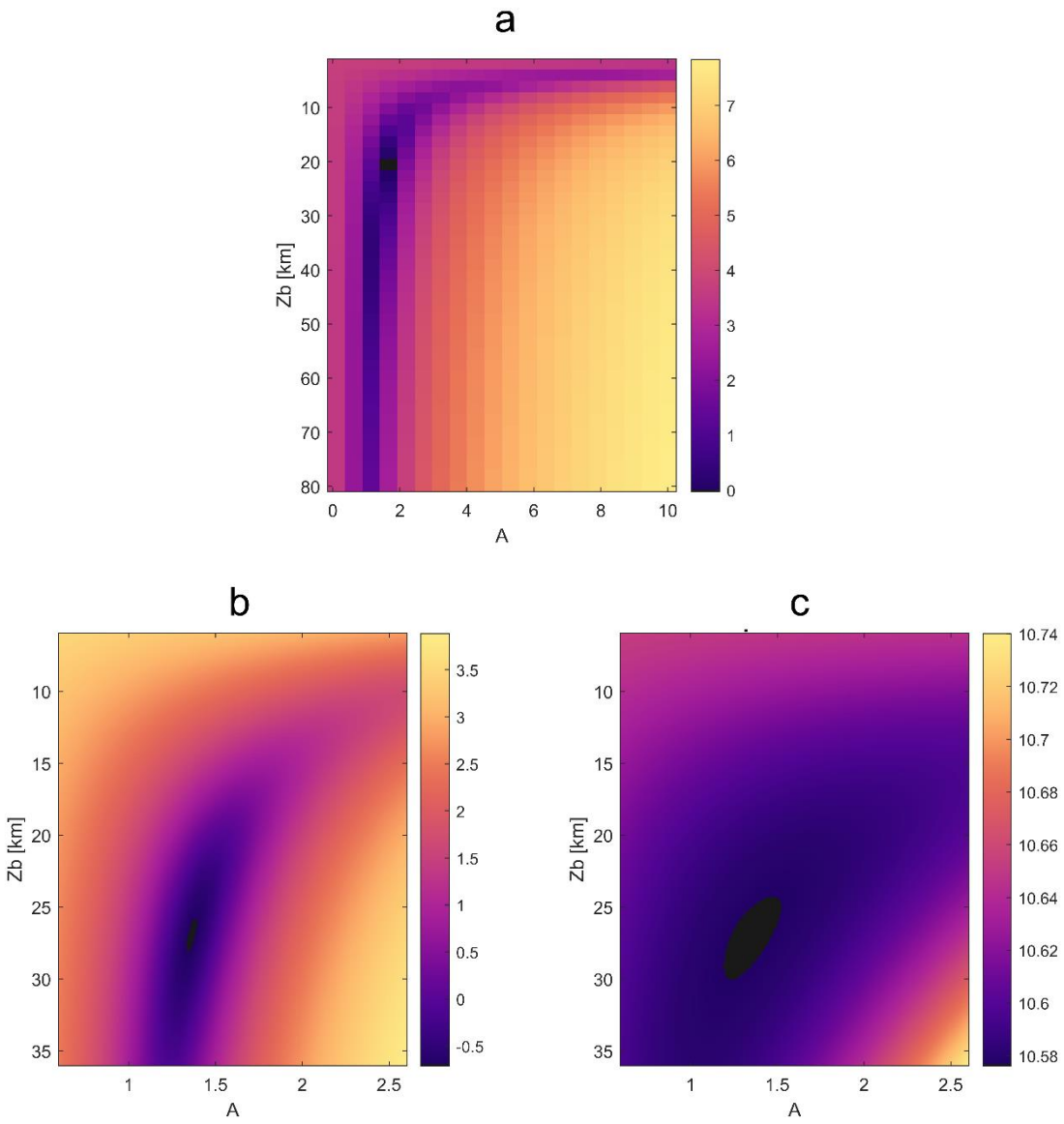

Figura 6.10. Matrices de ajuste entre la curva experimental correspondiente al modelo η y las curvas teóricas calculadas para distintos valores de Z_b y A. (a) Primera matriz de ajuste calculada considerando las diferencias cuadráticas medias entre los espectros teóricos y el espectro experimental. (b) Segunda matriz de ajuste, calculada considerando las diferencias cuadráticas medias entre los espectros teóricos y el espectro experimental, en la región donde se obtuvieron los mejores ajustes. (c) Segunda matriz de ajuste, calculada considerando las diferencias cuadráticas medias entre las pendientes, en la región donde se obtuvieron los mejores ajustes. Las tres imágenes muestran un mínimo prominente, correspondiente a la solución que mejor ajusta con los datos, la cual es única,

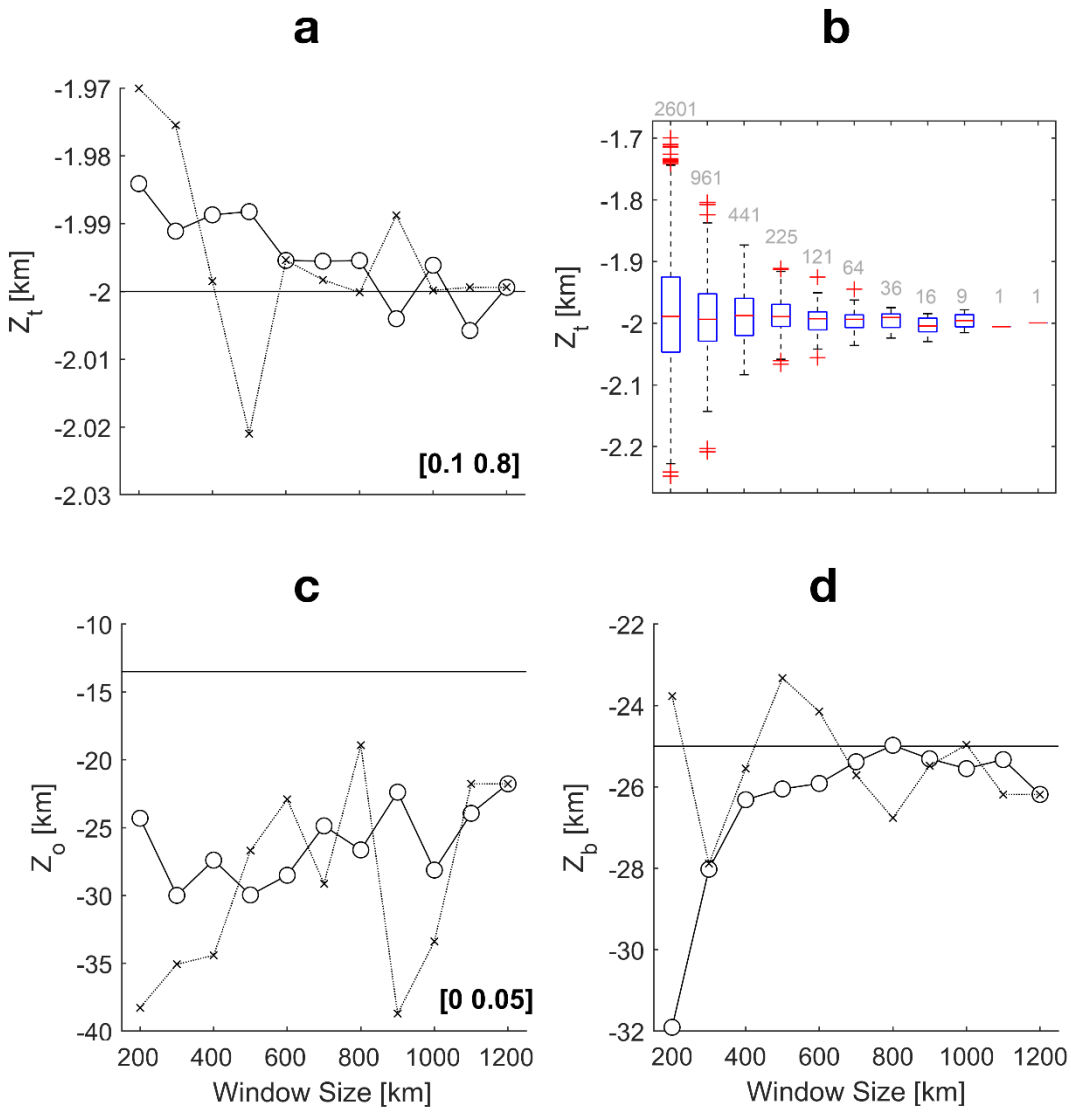

Figura 6.11. Valores de Z_t, Z_o y Z_b obtenidos para el modelo η (ver Fig. 6.8a) utilizando diferentes tamaños de ventana. Los resultados de Z_t y Z_o corresponden al método del centroide, los resultados de Z_b al método híbrido desarrollado en este trabajo. Cruces: resultados para una única ventana centrada en el modelo estudiado. Círculos: media de los resultados para todas las ventanas posibles con 90% de solapamiento. Líneas horizontales: valores reales de Z_t, Z_o o Z_b según el modelo η. **(a)** Valores de Z_t calculados mediante el ajuste lineal de la ecuación 4.6. **(b)** Diagrama de cajas, mostrando los resultados obtenidos para Z_t - los valores medios corresponden a los graficados en (a) -. El número sobre los diagramas indica el número de ventanas utilizadas. **(c)** Valores de Z_o obtenidos mediante el ajuste lineal de la ecuación 4.9. **(d)** Valores de Z_b obtenidos mediante el método combinado (híbrido), es decir, mediante el ajuste lineal de la ecuación 4.3, a partir del valor de Z_t calculado en (a) y normalizando las curvas en función de su máximo.

Las figuras 6.12, 13 y 14 presentan los valores de Z_t, Z_o y Z_b obtenidos para los distintos modelos presentados en la figura 6.8a. Los resultados de Z_t y Z_o corresponden al método del centroide, los resultados de Z_b corresponden al método híbrido desarrollado en este trabajo. En todos los casos se consideraron distintos tamaños de ventana (véase capítulo 4). Se describen y discuten a continuación los resultados de los mismos:

Con respecto al cálculo de Z_t (método del centroide):

El error (o incertidumbre) en los resultados de Z_t es mayor cuánto más pequeña es la ventana considerada. Asimismo, se observa que con todos los métodos de preprocesamiento los resultados se estabilizan convergiendo entre ellos alrededor de un resultado constante al aumentar el tamaño de ventana (aunque no necesariamente convergen al valor real). Para todos los modelos en los que Z_t es menor que 5 km (véase Fig. 6.8) el valor de Z_t calculado presentó un error menor a 1 km, siendo en algunos casos de apenas decenas de metros (e.g. modelos η, λ, μ, ν). Vale la pena mencionar que dependerá de la escala de cada estudio en particular si un error de 1 km o 100 m puede ser considerado aceptable o no. Para los modelos con Z_t igual o mayor que 5 km (e.g. modelos α, γ, δ, ε, ζ) se observan errores mayores e incluso diferencias mayores entre los distintos métodos de preprocesamiento.

En lo que respecta a los distintos métodos de pre-procesamiento, se puede observar que conforme aumenta el tamaño de ventana todos los métodos tienden a converger entre ellos y no se aprecian grandes diferencias entre los mismos. Para capas cuyo Z_t es igual o mayor que 5 km, los resultados utilizando datos crudos ajustan mucho peor que aquellos que fueron preprocesados con distintos métodos (e.g. modelos α, γ, δ, ε, ζ, ν). Sin embargo, para capas someras (Z_t < 5km) los resultados obtenidos utilizando datos crudos son incluso mejores que los preprocesados, especialmente si se consideran ventanas pequeñas (e.g. modelos β, η, λ, μ). Para capas con Z_t menor a 5 km se puede destacar el método multitaper, ya que produce resultados mucho más estables y cercanos al valor real especialmente para el caso de ventanas pequeñas, mientras que los resultados obtenidos utilizando otros métodos se apartan más del valor real (e.g. modelos β, η, θ, ι, κ, λ, μ, ν). Para el caso de capas profundas se destaca la aplicación de las funciones marco de Hann y Blackman, ya que logran aproximarse mucho mejor a los valores reales (e.g. modelos γ, δ, ε, ζ).

Con respecto al cálculo de Z_o (método del centroide):

En lo que respecta a Z_o, todos los resultados sobreestiman el valor esperado. A diferencia del caso de Z_t, los distintos métodos de preprocesamiento no convergen entre ellos, ni al valor real, al aumentar el tamaño de las ventanas. El método de extensión de ventana muestra los peores resultados, con errores de decenas de kilómetros. Estos experimentos demuestran claramente que los diferentes métodos de preprocesamiento, en particular las extensiones de ventana, generan

distorsiones de longitud de onda larga que afectan, especialmente, a la región del espectro correspondiente a números de onda bajos (0-0,1 rad/km) donde se calcula Z_o. Esto es un resultado sumamente relevante, ya que algunos softwares que son ampliamente utilizados, como Oasis Montaj, utilizan por defecto la extensión de ventana a la hora de calcular los espectros. En casi todos los casos las funciones marco (Hann, Haming, Blackman) y multitaper producen los mejores resultados, destacándose las primeras. Curiosamente, utilizando los datos sin procesar se obtienen resultados equivalentes o incluso mejores que en el caso de la aplicación de métodos de preprocesamiento (e.g. Figs. 6.12k, 6.14b). El método parece funcionar mucho mejor para capas someras y espesas.

Con respecto al cálculo de Z_b (modelado directo):

El cálculo mediante el modelado directo produjo resultados mucho más razonables que los que se hubieran obtenido con el método del centroide (ec. 4.10), sin embargo, no deja de estar sujeto a ciertas peculiaridades. En primer lugar, es muy notorio que los resultados obtenidos aplicando el método de preprocesamiento de extensión de ventana son absolutamente caóticos, constituyendo los peores resultados. En segundo lugar, para las capas profundas (modelos δ y ε) el método de extensión de ventana falló. Los valores de Z_b colapsan y convergen al límite de 60 km (límite superior que se había establecido en el método para calcular los resultados) (Figs. 6.12l, o). Este comportamiento también se observa en otros varios modelos en el caso del método de extensión de ventana, pero no ocurre lo mismo con los otros métodos de preprocesamiento (e.g. Figs. 6.14c, f). Dejando el método de extensión de ventana de lado, de manera similar a lo ocurrido durante el cálculo de Z_t, los distintos métodos de preprocesamiento tienen desempeños equivalentes y sus resultados tienden a converger para grandes tamaños de ventana (e.g. Fig. 6.13f), aunque no siempre convergen en la profundidad real (e.g. Figs. 6.12c, i). De hecho, la estabilidad observada en los resultados obtenidos con ventanas cada vez mayores no es garantía de que dichos resultados coincidan con los valores reales, aunque sí parece asegurar resultados bastante aproximados y confiables (e.g. modelos α, β, γ; Figs. 6.12c, f, i). Incluso los datos sin preprocesar muestran un desempeño equivalente a los datos preprocesados. En general los errores obtenidos parecen estar dentro del margen de los 10 km.

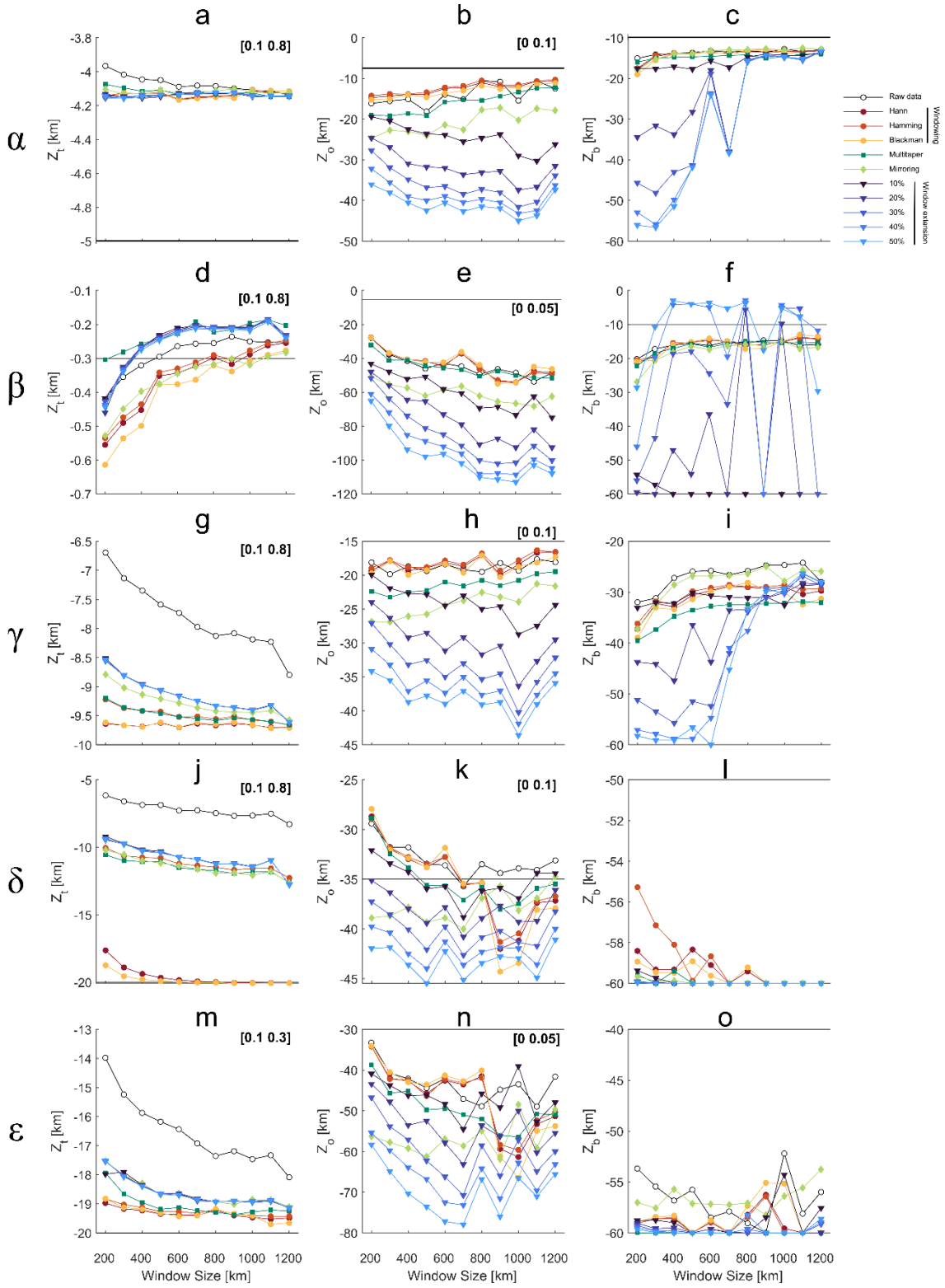

Figura 6.12. Valores de Z_t, Z_o y Z_b obtenidos para el modelo η (ver Fig. 6.8a) utilizando diferentes tamaños de ventana. Los resultados de Z_t y Z_o corresponden al método del centroide, los resultados de Z_b al método híbrido desarrollado en este trabajo. Todos los resultados corresponden a la media de todas las ventanas posibles con 50% de solapamiento. Las líneas horizontales representan el valor real de Z_t, Z_o o Z_b. La primera columna presenta los resultados obtenidos para Z_t mediante el ajuste lineal de la ecuación 4.6. La segunda columna muestra los resultados obtenidos para Z_o

mediante el ajuste lineal de la ecuación 4.9. La tercera columna presenta los resultados obtenidos para Z_b mediante el ajuste lineal de la ecuación 4.3, tomando el valor de Z_t calculado mediante la ecuación 4.6 y normalizando las curvas en función de su máximo. A la izquierda se indica con letras griegas el modelo al que corresponde cada fila de gráficos.

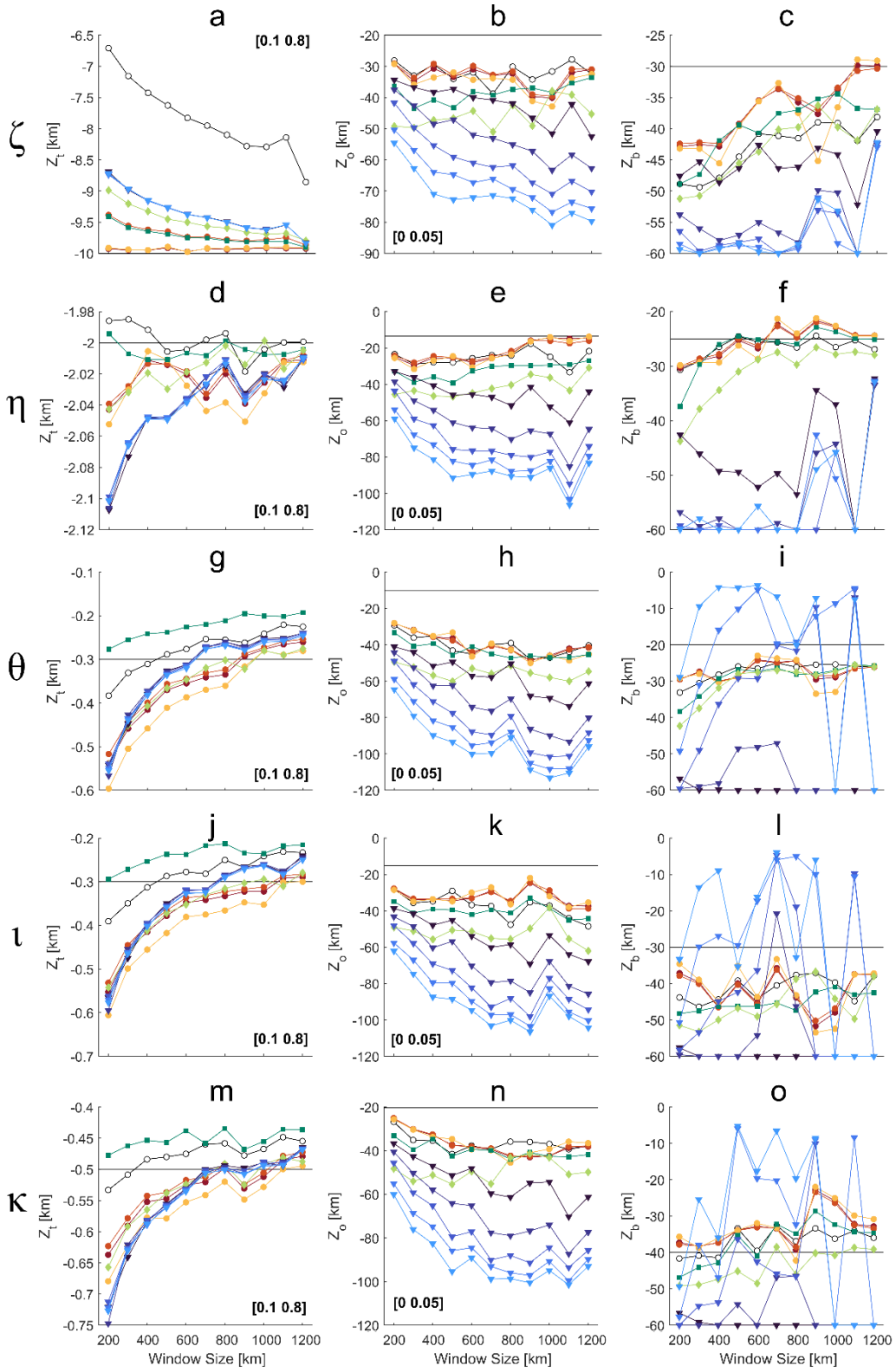

Figura 6.13. Valores de Z_t, Z_o y Z_b obtenidos para el modelo η (ver Fig. 6.8.a) utilizando diferentes tamaños de ventana. Los resultados de Z_t y Z_o corresponden al método del centroide, los resultados de Z_b al método híbrido desarrollado en este trabajo. Todos los resultados corresponden a la media de todas las ventanas posibles con 50% de solapamiento. Las líneas horizontales representan el valor real de Z_t, Z_o o Z_b. La primera columna presenta los resultados obtenidos para Z_t mediante el ajuste lineal de la ecuación 4.6. La segunda columna muestra los resultados obtenidos para Z_o mediante el ajuste lineal de la ecuación 4.9. La tercera columna presenta los resultados obtenidos para Z_b mediante el ajuste lineal de la ecuación 4.3, tomando el valor de Z_t calculado mediante la ecuación 4.6 y normalizando las curvas en función de su máximo. A la izquierda se indica con letras griegas el modelo al que corresponde cada fila de gráficos. (véase leyenda de colores en la figura 6.12)

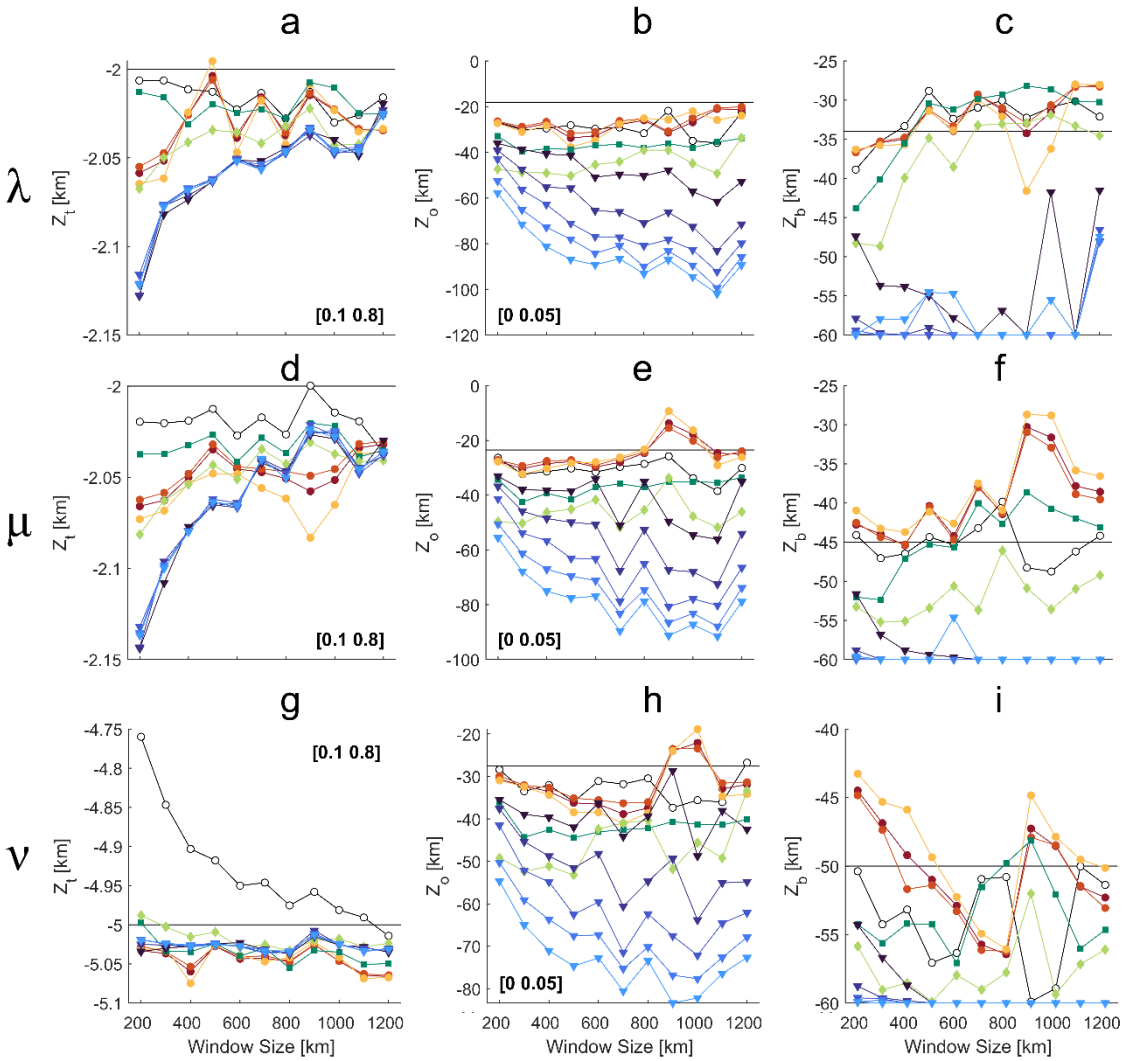

Figura 6.14. Valores de Z_t, Z_o y Z_b obtenidos para el modelo η (ver Fig. 6.8a) utilizando diferentes tamaños de ventana. Los resultados de Z_t y Z_o corresponden al método del centroide, los resultados de Z_b al método híbrido desarrollado en este trabajo. Todos los resultados corresponden a la media de todas las ventanas posibles con 50% de solapamiento. Las líneas horizontales representan el

valor real de Z_t, Z_o o Z_b. La primera columna presenta los resultados obtenidos para Z_t mediante el ajuste lineal de la ecuación 4.6. La segunda columna muestra los resultados obtenidos para Z_o mediante el ajuste lineal de la ecuación 4.9. La tercera columna presenta los resultados obtenidos para Z_b mediante el ajuste lineal de la ecuación 4.3, tomando el valor de Z_t calculado mediante la ecuación 4.6 y normalizando las curvas en función de su máximo. A la izquierda se indica con letras griegas el modelo al que corresponde cada fila de gráficos. (véase leyenda de colores en la figura 6.12)

Modelos con topografía

Los modelos presentados en la Fig. 6.8 poseen topografía plana (una profundidad constante al techo y a la base de la capa). Por lo tanto, se realizó un nuevo test, construyendo modelos con Z_t y Z_b variables, buscando evaluar si la topografía de las capas es apropiadamente reflejada en los resultados obtenidos, utilizando el método híbrido. Para ello se generaron dos modelos.

El primer modelo combina los modelos β y λ (Fig. 6.8) dividiendo el área en cuatro bloques, donde los dos bloques diagonalmente opuestos corresponden al mismo modelo (Figs. 6.15, 6.16). De esta forma dos de los cuatro bloques tienen el techo de la fuente magnética ubicado a 0,3 km bajo el nivel de medición, y los otros dos bloques a 2 km bajo el nivel de medición, mientras que la profundidad a la base de la fuente magnética es de 10 km en dos bloques y de 34 km en los otros dos. Con este modelo se tiene un contraste abrupto de topografías tanto para Z_t como Z_b.

El segundo modelo busca investigar topografías más realistas. Para la construcción del mismo se tomó como base el modelo η y se reemplazaron el techo y la base por superficies generadas mediante un algoritmo fractal (empleado para generar modelos topográficos realistas). De esta forma la superficie Z_t ahora presenta una profundidad con valor medio de 2 km y una variación de ± 2 km (Fig. 6.17), mientras que Z_b posee una topografía con valor medio de 20 km y una variación de ± 5 km a lo largo de los 1200 km^2 abarcados por el modelo (Fig. 6.18).

Los dos modelos fueron testeados utilizando tres tamaños de ventana diferentes (400x400 km, 600x600 km y 800x800 km) para calcular Z_b y Z_t (200x200 km, 500x500 km y 800x800 km), con 90% de solapamiento y aplicando 3 métodos de preprocesado diferentes: sin preprocesado, funciones marco de Blackman y multitaper (los resultados se presentan en las Figs. 6.15-6.18).

En cuanto a la topografía de Z_t, tanto en el modelo de bloques como en el modelo con topografía fractal, resulta evidente que con ventanas de pequeño tamaño se obtienen excelentes resultados. Sin embargo, se detecta un problema claro en cuanto a las transiciones abruptas (como en el modelo de bloques) ya que las mismas son suavizadas debido a que las ventanas captan señales de ambos bloques y reflejan, por lo tanto, valores promedio. Este fenómeno de suavizado aumenta conforme aumenta el tamaño de las ventanas, perdiéndose resolución.

En cuanto a la topografía de Z_b los resultados son aceptables. Estos se encuentran claramente más afectados por los efectos de "suavizado" y ruido. Las topografías resultantes son, en general, consistentes con la topografía del modelo, donde regiones de máximos y mínimos pueden correlacionarse con la topografía original. Pero, es clara la pérdida de resolución y la mala "calidad" de la topografía resultante. Es de destacar que las ventanas de pequeño tamaño presentan mucho más ruido en la señal, y una peor correlación con la topografía original.

Los resultados más precisos y estables (con menor ruido) son los obtenidos aplicando el método de preprocesamiento de multitaper, seguidos por la no aplicación de preprocesamiento, y siendo la función marco Blackman el método de preprocesamiento que arroja los peores resultados.

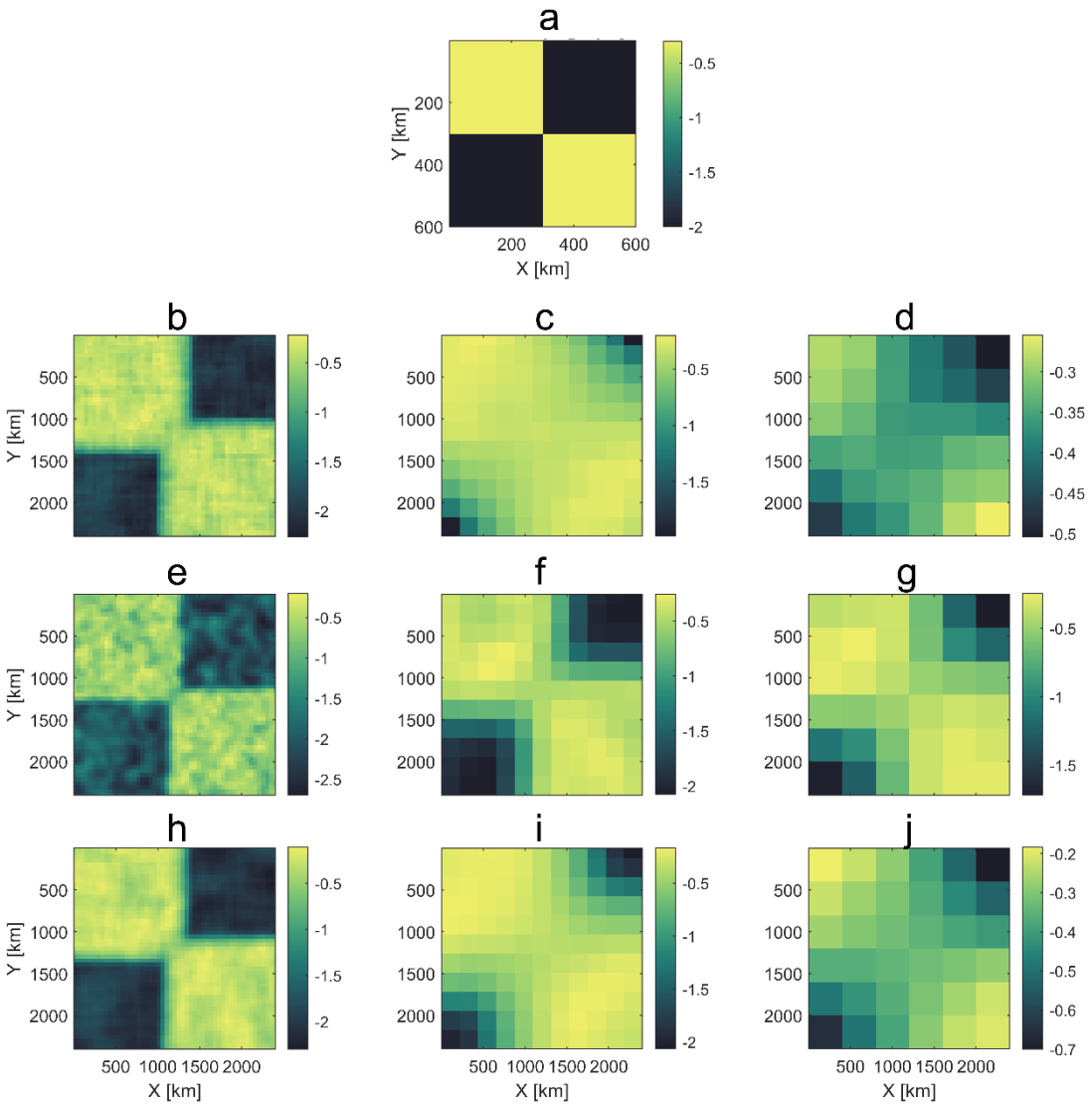

Figura 6.15. Modelo con Z_t variable tipo bloques. (a) Topografía de Z_t. (b, c, d) Resultados obtenidos sin aplicar preprocesamiento para ventanas de 200x200 km, 500x500 km y 800x800 km, respectivamente, con 90% de solapamiento. (e, f, g) Resultados obtenidos aplicando como

método de preprocesamiento funciones marco de Blackman para ventanas de 200x200 km, 500x500 km y 800x800 km, respectivamente, y 90% de solapamiento. (h, i, j) Resultados obtenidos aplicando como método de preprocesamiento el multitaper para ventanas de 200x200 km, 500x500 km y 800x800 km, respectivamente, y 90% de solapamiento.

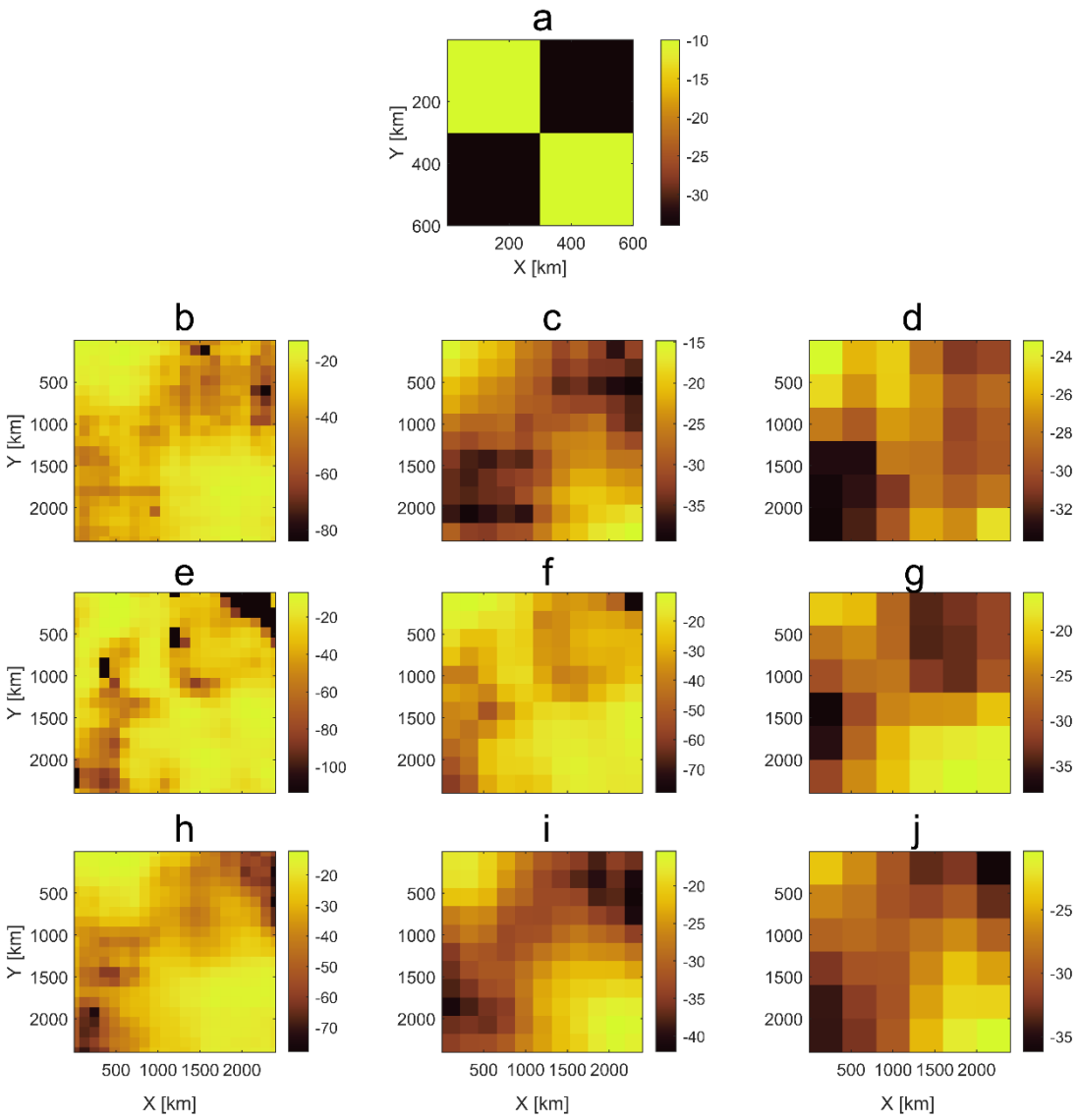

Figura 6.16. Modelo con Z_b variable tipo bloques. (a) Topografía de Z_b. (b, c, d) Resultados obtenidos sin aplicar preprocesamiento para ventanas de 400x400 km, 600x600 km y 800x800 km, respectivamente y 90% de solapamiento. (e, f, g) Resultados obtenidos aplicando como método de preprocesamiento funciones marco de Blackman para ventanas de 400x400 km, 600x600 km y 800x800 km, respectivamente y 90% de solapamiento. (h, i, j) Resultados obtenidos aplicando como método de preprocesamiento el multitaper para ventanas de 400x400 km, 600x600 km y 800x800 km, respectivamente y 90% de solapamiento.

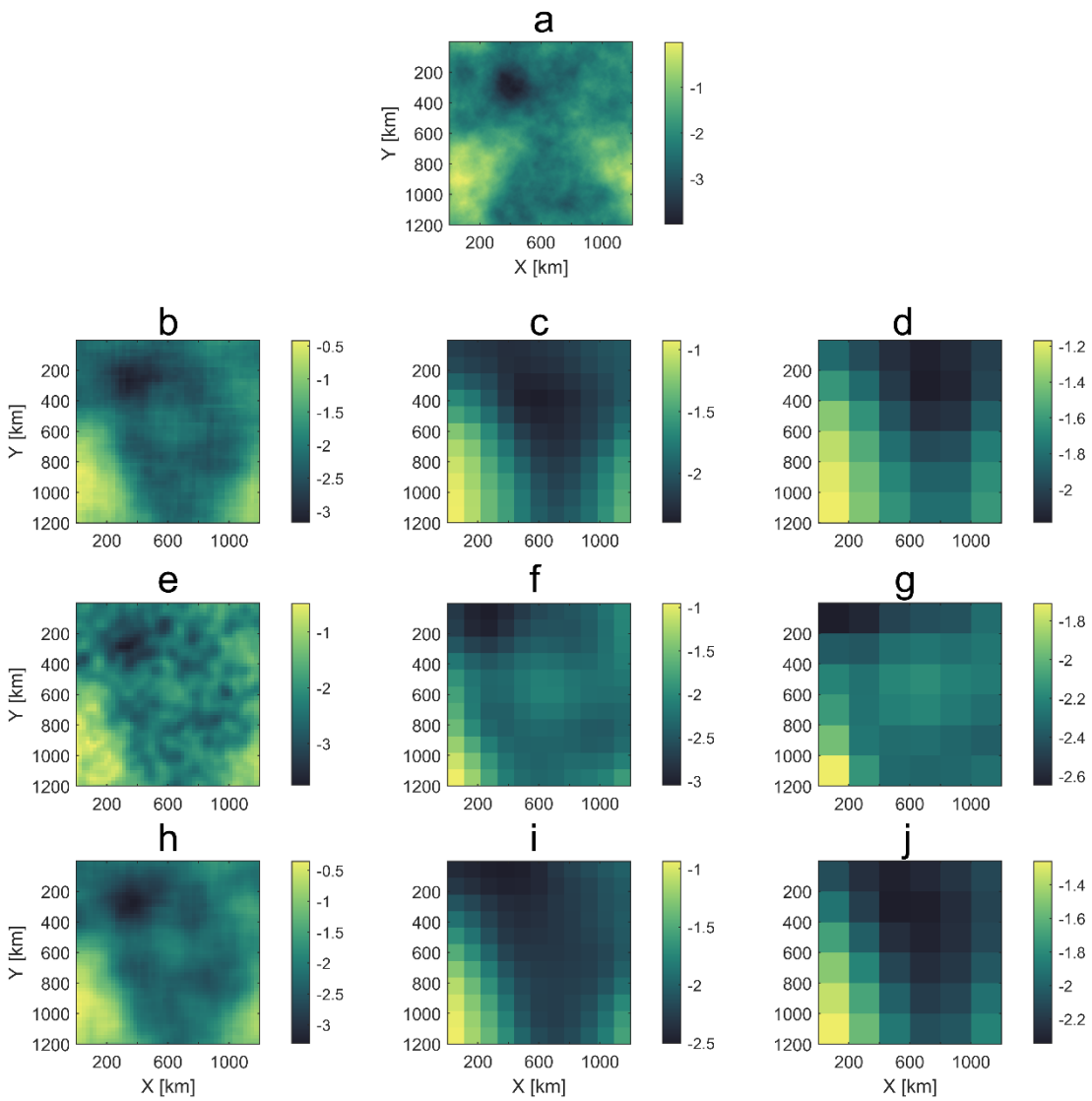

Figura 6.17. Modelo con Z_t variable correspondiente a topografía fractal. (a) Topografía de Z_t. (b, c, d) Resultados obtenidos sin aplicar preprocesamiento para ventanas de 200x200 km, 500x500 km y 800x800 km, respectivamente, con 90% de solapamiento. (e, f, g) Resultados obtenidos aplicando como método de preprocesamiento funciones marco de Blackman para ventanas de 200x200 km, 500x500 km y 800x800 km, respectivamente, y 90% de solapamiento. (h, i, j) Resultados obtenidos aplicando como método de preprocesamiento el multitaper para ventanas de 200x200 km, 500x500 km y 800x800 km, respectivamente, y 90% de solapamiento.

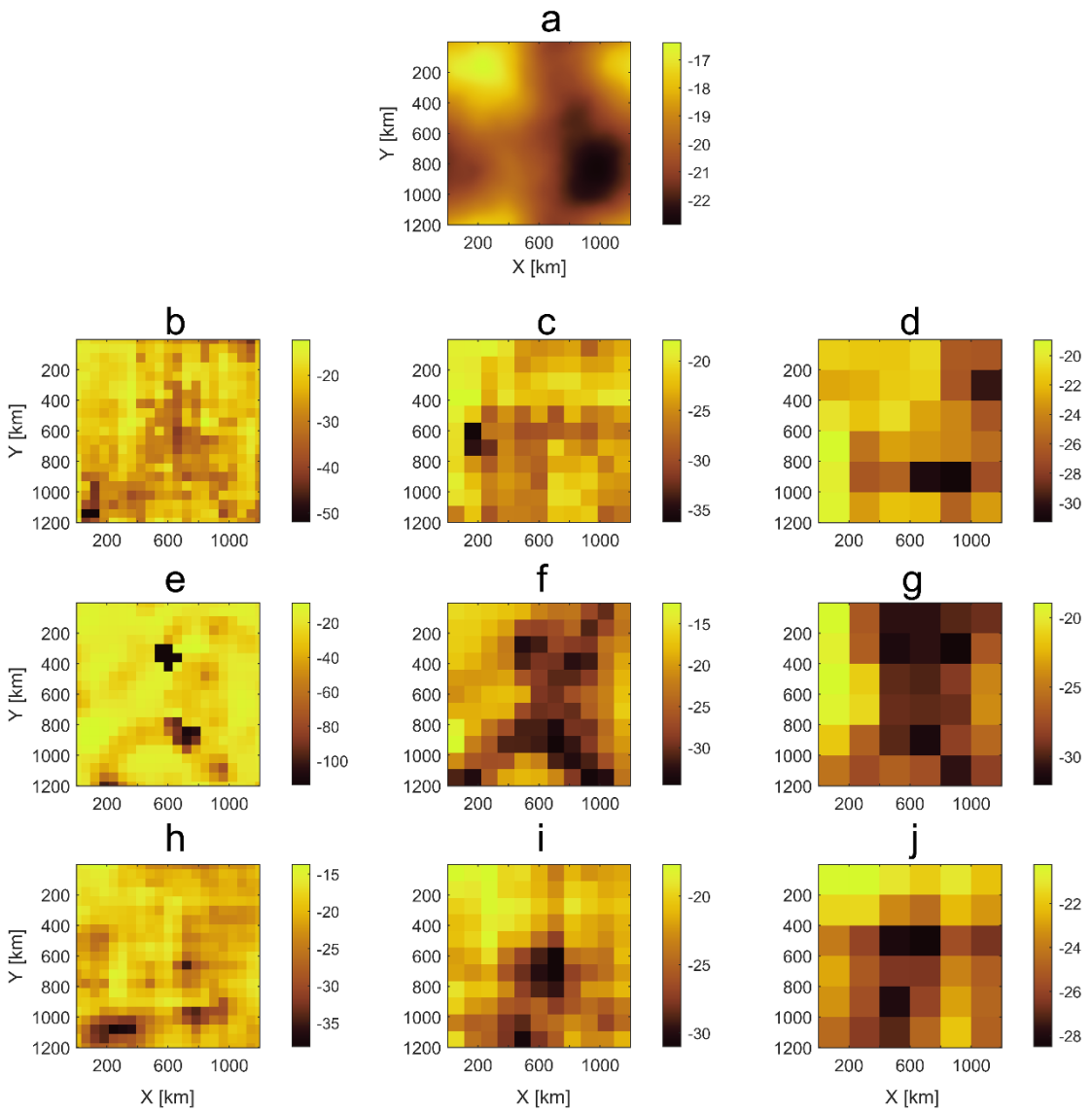

Figura 6.18. Modelo con Z_b variable correspondiente a topografía fractal. (a) Topografía de Z_b. (b, c, d) Resultados obtenidos sin aplicar preprocesamiento para ventanas de 400x400 km, 600x600 km y 800x800 km, respectivamente y 90% de solapamiento. (e, f, g) Resultados obtenidos aplicando como método de preprocesamiento funciones marco de Blackman para ventanas de 400x400 km, 600x600 km y 800x800 km, respectivamente y 90% de solapamiento. (h, i, j) Resultados obtenidos aplicando como método de preprocesamiento el multitaper para ventanas de 400x400 km, 600x600 km y 800x800 km, respectivamente y 90% de solapamiento.

6.10. Método alternativo de cálculo aplicando el método de modelado directo

A modo de comparación y como método alternativo de cálculo de Z_t y Z_b se generó un programa en Matlab que calcula el modelado directo mediante “fuerza bruta”; en el que ya no se asume un

valor de Z_t como en el método híbrido. El método consiste en 4 pasos: a) primero se calculan todas las soluciones (las curvas teóricas) para valores de A, Z_t y Z_o, dentro de las siguientes condiciones; A =1, Z_t en el intervalo [0,1, 100] en pasos de 1 km y Z_b en el intervalo [1, 200] en pasos de 2 km. Se evitan todas las combinaciones en las que Z_b resulte igual o menor que Z_t; b) luego se calcula la diferencia cuadrática media entre todas las curvas teóricas y el espectro real correspondiente a la ventana de datos estudiada, también se calcula la diferencia cuadrática entre las pendientes de ambas curvas; c) a continuación se identifican los valores de Z_t y Z_b para los cuales la diferencia entre las curvas teóricas y el espectro experimental es menor. En la región donde se detectan estos mínimos se recalculan las soluciones con una mayor resolución; Z_t se calcula en pasos de 0,01 km y Z_b en pasos de 0,1 km; d) finalmente, se vuelven a calcular las diferencias cuadráticas medias y de pendientes para identificar los valores de Z_t y Z_b para los cuales la diferencia entre las curvas teóricas y experimental sea mínima.

La diferencia entre las pendientes es un valor muy útil ya que permite determinar si dos curvas son iguales en "forma" sin tomar en cuenta si estas coinciden o son paralelas; mientras que la diferencia cuadrática media entre las curvas toma en cuenta la distancia entre las mismas. En los tests realizados en esta tesis, los mejores resultados se encontraron cuando se buscó el mínimo de la suma de ambas diferencias.

A pesar de lo relativamente sencillo del método, resulta excesivamente demandante en tiempo, el cual es proporcional a la cantidad de ventanas y a la cantidad de datos en ellas. Los resultados obtenidos por este método fueron similares a los obtenidos por el método combinado del centroide y el modelado directo (método híbrido).

6.11. Modelado directo con el método fractal

El modelado directo mediante "fuerza bruta", mencionado en el ítem anterior también puede ser aplicado al método fractal. La diferencia con el método anterior es, además del obvio cambio de ecuación (ec. 4.14), que es necesario calcular cuatro variables C, Z_t, Z_b y β, donde C es una constante y β el exponente fractal. Este método consiste en calcular todas las curvas posibles para distintas combinaciones de variables y calcular la diferencia con la curva experimental. El conjunto de valores que produzca la menor diferencia entre la curva teórica y experimental es considerado la solución del sistema. Claramente el método resulta muchísimo más demandante tanto en procesamiento como en tiempo, dependiendo además del tamaño de las ventanas procesadas, pero es factible si se cuenta con la capacidad de cómputo adecuada.

Desafortunadamente los modelos desarrollados para los modelos gaussianos (centroide y modelado directo) no permiten evaluar este método, aunque las mismas condiciones y cuidados generales aplican.

Este método fue desarrollado y utilizado junto con el modelado directo en el cálculo de los resultados presentados en el capítulo 7.

6.12. Conclusiones de los test:

Los resultados obtenidos a partir de los diferentes modelos construidos en esta tesis permiten concluir que:

1) En relación a los métodos de preprocesamiento, los métodos de extensión de ventana arrojan los peores resultados, mientras que los métodos de funciones marco (Hann, Haming, Blackman) y el método multitaper producen los mejores resultados. Sin embargo, en algunos casos no aplicar preprocesamientos produce resultados equivalentes o mejores que los obtenidos a partir de datos preprocesados.
2) El método del centroide aplicado para el cálculo de Z_o está sujeto a demasiadas inestabilidades y ruidos como para ser considerado confiable. En todos los casos los resultados tienden a sobreestimar la profundidad real del centroide de la capa, lo que indudablemente llevaría a sobreestimar la profundidad de la base de las capas.
3) Contrariamente a lo esperado, un tamaño de ventana mayor a 800 km no genera una mejor coincidencia de los resultados con los valores reales. Por ejemplo, en la Fig. 6.10d los resultados más cercanos a la realidad se obtuvieron para ventanas de 800 x800 km, obteniéndose peores resultados para ventanas más grandes (ver también los resultados correspondientes a modelos como el η y θ).
4) Los modelos con valores de Z_t y Z_b variables (con topografía no constante en dichas interfaces) muestran que el método de modelado directo es confiable y los resultados obtenidos se corresponden con los patrones reales. Sin embargo, deben interpretarse con precaución las variaciones que se observen, ya que los cambios abruptos en la topografía real de Z_b no se reflejarán en los resultados, siendo suavizados. Por lo tanto, cualquier variación abrupta en los valores de Z_b debe considerarse con extremo cuidado, pudiendo representar solo ruido. Asimismo, las máximas y mínimas profundidades pueden aparecer espacialmente desplazadas en los resultados con respecto a su localización real.

7
Resultados: Profundidad a la isoterma de Curie en Sudamérica

Para este análisis se utilizaron datos de anomalías magnéticas extraídos de la tercera versión de la *Earth Magnetic Anomaly Grid* (EMAG2v3), correspondientes a 4 km de altitud. Este modelo global está dado por una grilla de anomalías con una resolución espacial de dos minutos de arco, compilada a partir de datos satelitales, marinos, terrestres y aéreos (Maus *et al*. 2009; Meyer *et al*. 2017; Oehler *et al*. 2018).

Estos datos fueron inicialmente procesados aplicando el método híbrido del centroide y modelado directo con la finalidad de obtener Z_b. Sin embargo, se observó que la mayoría de las curvas de los espectros de potencia no presentan la forma de campana esperada para una capa con distribución gaussiana de su magnetización. Algunas de estas curvas no comienzan en cero, mientras que otras no poseen pico espectral, presentando un crecimiento continuo hacia el cero (Fig. 7.1). Estas características observadas en la mayoría de los espectros, hacen que el método del centroide, de modelado directo y el modelo híbrido produzcan resultados excesivamente profundos (Z_b mayor a 200 km). La figura 7.2 muestra los resultados del método híbrido ajustados por un factor de 4 para dar valores realistas.

La naturaleza de los espectros estudiados implicó cambiar la metodología de cálculo y la necesidad de la aplicación de modelado directo con el método fractal, mediante “fuerza bruta” para el análisis de los datos (ver capítulo 6.11). El método fue aplicado para distintos tamaños de ventanas 200 x 200 km, 500 x 500 km y 1000 x 1000 km y para tres condiciones de preprocesamiento (método *multitaper*, ventanas Blakman y sin preprocesamiento). Los mejores resultados fueron obtenidos para las ventanas de 500 x 500 km y se presentan en la figura 7.3.

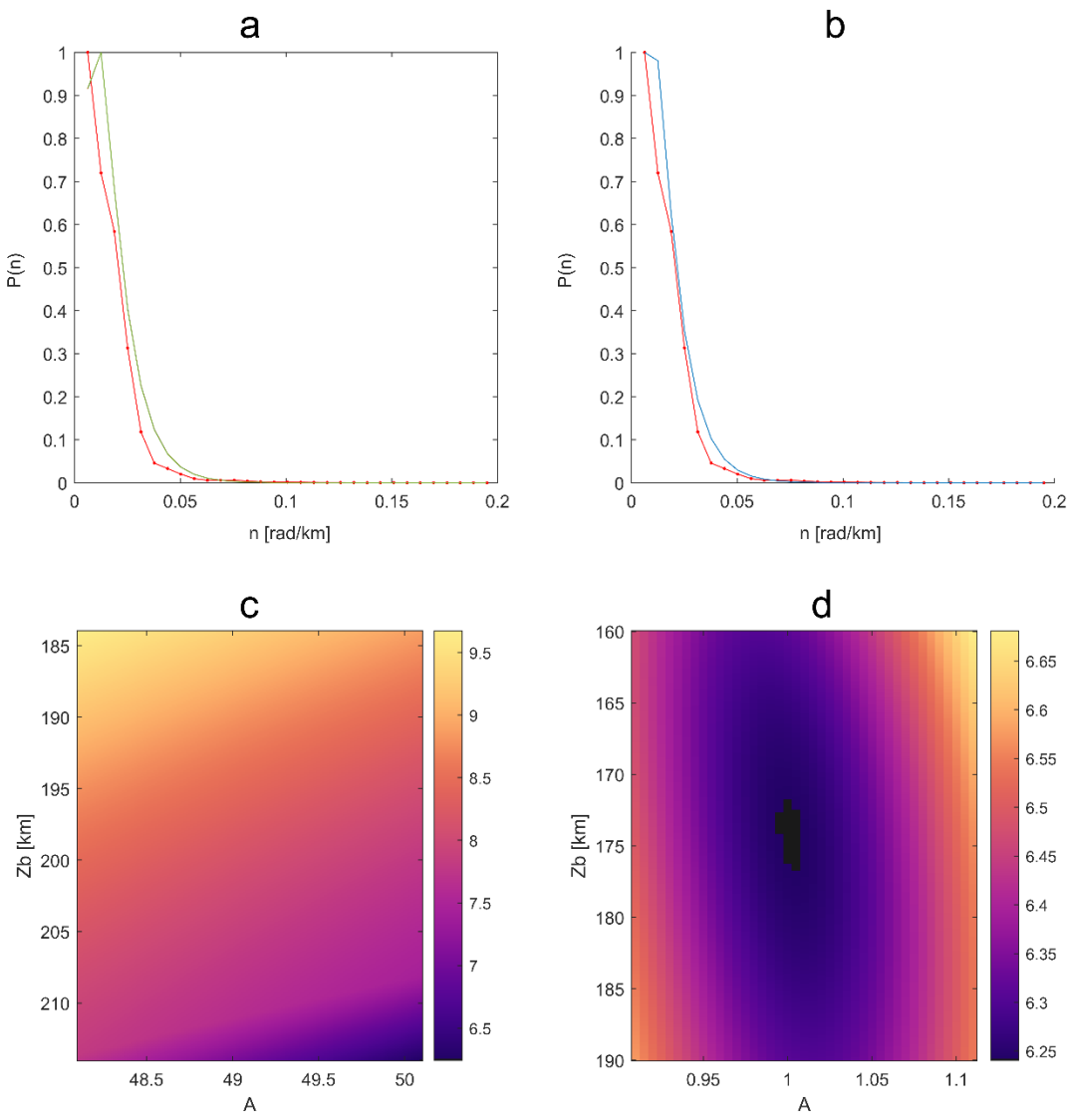

Figura 7.1. Espectro obtenido en una ventana seleccionada al azar y los correspondientes resultados calculados mediante la aplicación del método híbrido, asumiendo una distribución gaussiana de la magnetización. Z_t fue determinado utilizando el método del centroide, mientras que A y Z_b fueron calculados mediante modelado directo. (a) y (b) En línea roja se muestra el espectro obtenido para una ventana de 500x500 km. (a) En línea verde se muestra la mejor solución encontrada mediante la diferencia cuadrática entre la curva real y teórica. En (b) se observa la misma curva experimental que en (a) y en azul el ajuste obtenido considerando la diferencia de pendientes entre las curvas. En (c) se observa la diferencia cuadrática media entre la curva experimental y teórica, para diferentes valores de A y Z_b. En (d) se observa la diferencia cuadrática de las pendientes entre la curva experimental y teórica, para diferentes valores de A y Z_b. En (a) y (c) la solución para Z_b supera los 200 km, en (b) y (d) las soluciones convergen hacia los 175 km.

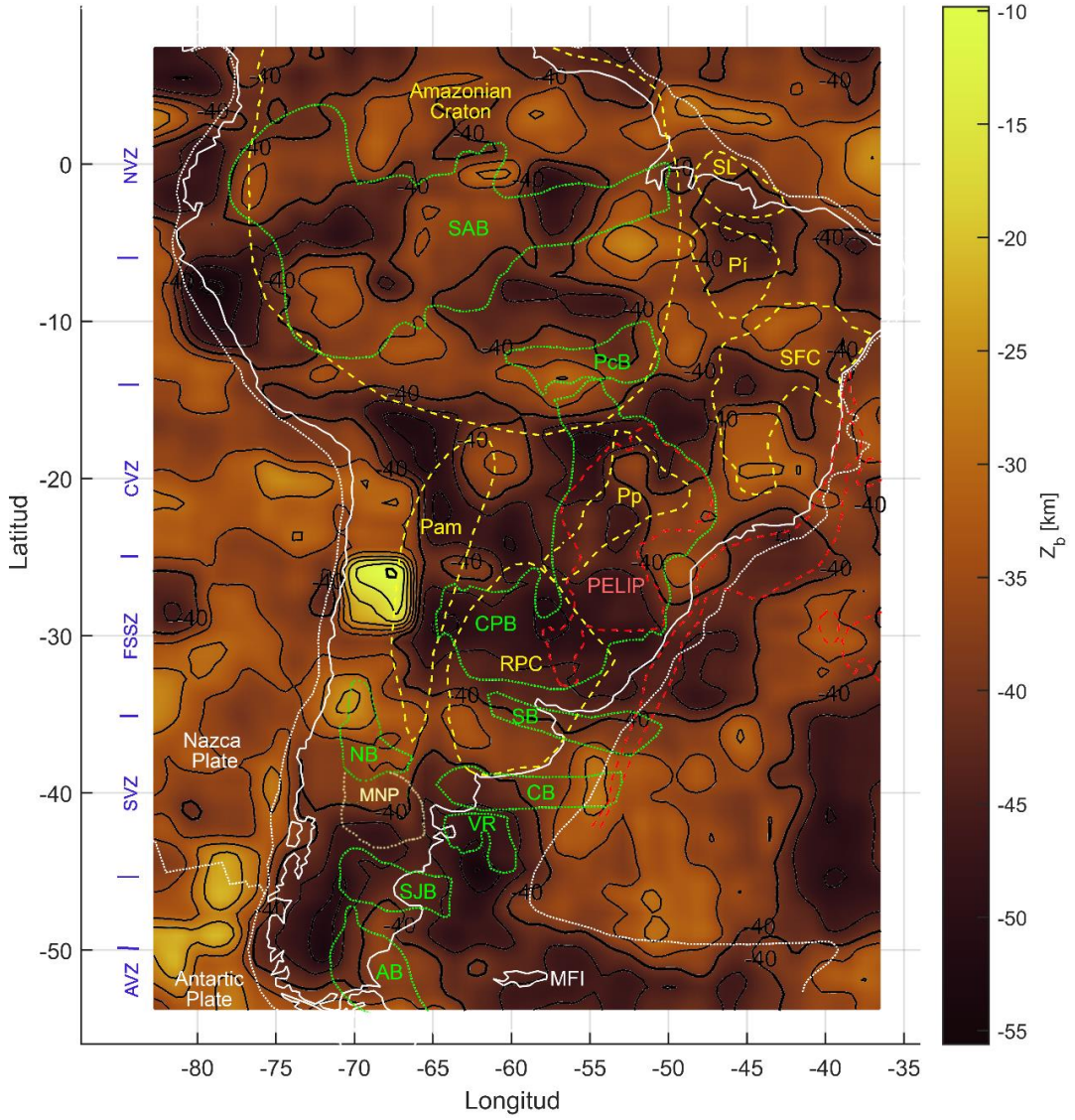

Figura 7.2. Profundidad a la base de la capa magnética (Z_b) calculada aplicando el método híbrido en el intervalo del número de onda [0,1-0,5], utilizando un tamaño de ventana fijo de 500 x 500 km, con superposición del 90 % y sin preprocesado. Los resultados se dividieron por 4 para obtener profundidades con sentido físico y geológico. Islas Malvinas (MFI). Los cratones, terrenos y bloques se muestran con líneas discontinuas amarillas: Cratón Amazónico, Cratón São Luis (SL), Bloque Paranaíba (Pí), Cratón São Francisco (SFC), Bloque Paranapanema (Pp), Terreno Pampia (Pam), Cratón del Río de La Plata (RPC). Las grandes provincias ígneas se muestran con líneas discontinuas rojas: PELIP (Gran Provincia Ígnea de Paraná-Etendeka). Las zonas de subducción andina se muestran en azul en el lado izquierdo: FSSZ (Zona de subducción de losa plana), NVZ (Zona volcánica del norte), CVZ (Zona volcánica central), SVZ (Zona volcánica del sur) y AVZ (Zona volcánica austral). Las cuencas se muestran con líneas verdes punteadas: Cuencas Solimões-Amazonas (SAB), Cuenca dos Parecis (PcB), Cuencas Chaco-Norte-Paraná (CPB), Cuenca Neuquina (NB), Cuenca Salado-Punta del Este (SB), Cuenca del Colorado (CB), Cuenca del Golfo San Jorge (SJB), Cuencas Valdez-Rawson (VR), Cuenca Austral (AB). MNP Macizo norpatagonico.

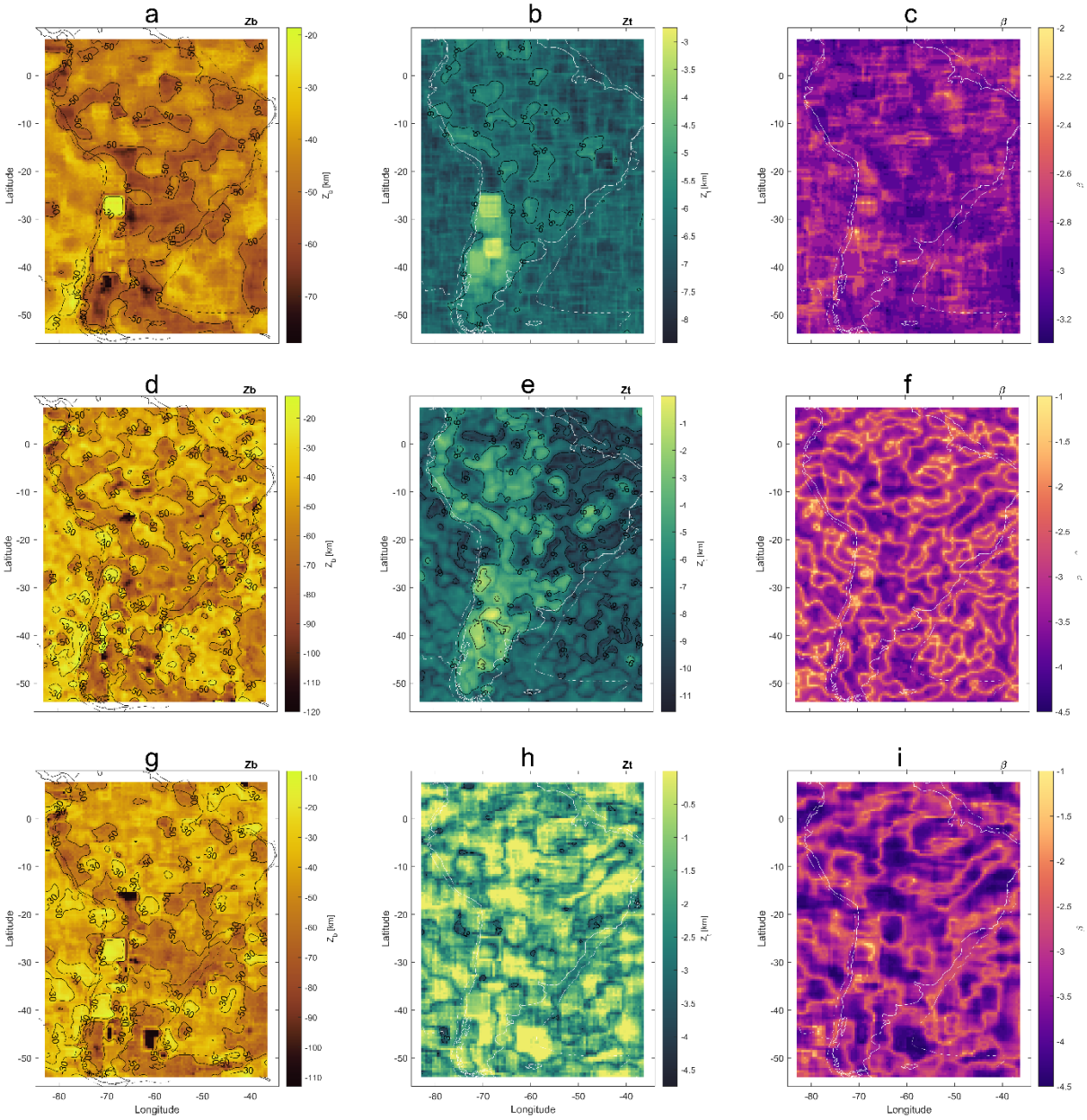

Figura 7.3. Profundidades y parámetros calculados por medio del método fractal. Profundidad de la base de la fuente magnética (Z_b, en tonos amarillos), profundidad del techo de las fuentes magnéticas (Z_t, en tonos verdes) y parámetro fractal β (en tonos rojos). Los resultados se calcularon aplicando el método fractal (ec. 4.14) utilizando un tamaño de ventana fijo de 500 x 500 km, con superposición del 90 %. **(a), (b), (c):** conjunto de resultados obtenidos utilizando en el preprocesado el método multitaper. **(d), (e), (f)** conjunto de resultados obtenidos utilizando en el preprocesado el método Blakman. **(g), (h), (i)** conjunto de resultados obtenidos sin aplicar métodos de preprocesado. En (a), (d) y (g) se indican las curvas de nivel correspondientes a 50 km y 30 km de profundidad.

Los patrones topográficos obtenidos para Z_b aplicando el método híbrido (centroide + modelado directo) y el método fractal son similares, excepto por los valores absolutos de profundidad. Mientras que el método fractal proporciona resultados físicamente válidos, los resultados del método del centroide/modelado directo/método híbrido son hasta cuatro veces más profundos, pero siguiendo un patrón similar en cuanto a la topografía relativa de Z_b. Esto sugiere que todos los métodos utilizados logran reflejar patrones estructurales de Z_b a pesar del ajuste deficiente. De hecho, aplicando un enfoque reduccionista, se dividieron los resultados del método del centroide/modelado directo/método híbrido por un valor constante igual a 4, para conseguir valores de profundidades absolutas con significado físico y geológico y poder así compararlas más fácilmente con las obtenidas mediante el método fractal. La división por un factor constante no solo reduce el módulo de los resultados, sino que también reduce su dispersión. Aunque se pueden emplear correcciones más sofisticadas, en esta tesis se prefiere un enfoque simple dividiendo por un número entero con el fin de alterar los resultados lo menos posible.

Considerando la topografía relativa de la base de las fuentes magnéticas (Z_b) obtenidas, puede verse que los resultados obtenidos son estables y geológicamente coherentes (Figs. 7.2 y 7.3).

Los resultados corregidos son, en general, consistentes con modelos de Moho y modelos de profundidad a la discontinuidad litosfera-astenosfera obtenidos a partir de datos sísmicos (Heintz *et al.* 2005; Feng *et al.* 2007; Lloyd *et al.* 2010; Assumpção *et al.* 2013; Chulick *et al.* 2013), datos de gravedad (Reguzzoni *et al.* 2013; Van der Meijde *et al.* 2013; 2015; Uieda & Barbosa 2016), datos magnetotelúricos (Peri *et al.* 2013; Bologna *et al.* 2019) y datos magnéticos (Guimarães *et al.* 2014; Vargas *et al.* 2015; Idarraga-García & Vargaz 2018).

Si bien la localización propuesta para los cratones Amazonas, São Francisco, Paranapanema, Paranaíba, São Luis y Río de La Plata (Mantovani *et al.* 2005; Fuck *et al.* 2008; Oyhantçabal *et al.* 2011; de Castro *et al.* 2014; Albuquerque *et al.* 2017; Santos *et al.* 2019; Assumpção *et al.* 2017) no coincide perfectamente con las zonas que presentan los mayores valores de Z_b, a gran escala las mayores profundidades de Z_b son consistentes con la ubicación de estos cratones. De hecho, son mucho más consistentes que los modelos estimados a través de otros métodos (ver Heintz *et al.* 2005; Feng *et al.* 2007). Por otra parte, debe recordarse, que como fuese sugerido en el capítulo 6, los cambios bruscos de profundidad de la base de la capa magnetizada son notoriamente suavizados al ser calculados aplicando ventanas de gran tamaño, las cuales son necesarias para poder muestrear las largas longitudes de onda (provenientes de fuentes profundas) contenidas en los datos. Por lo tanto, es esperable que no se aprecie ningún límite neto y por tanto no se observe una coincidencia espacial perfecta entre los límites propuestos para los cratones y las variaciones de Z_b.

El Cratón Amazónico parece estar limitado al sur por una región de litosfera adelgazada, que se extiende desde los Andes hasta el Cratón São Francisco (Fig. 7.2) y que atravesaría el Escudo de Brasil

Central. Notablemente, Azevedo *et al.* (2015) han propuesto la existencia de una delgada región litosférica entre São Francisco y el Cratón Amazónico (ver también Albuquerque *et al.* 2017).

Las regiones más profundas que rodean el Cratón del Río de La Plata en su sector norte (Figs. 7.2 y 7.3) son consistentes con las anomalías de ondas S y P observadas en el manto (Chagas de Melo *et al.* 2018). Dichas anomalías, sumadas a los valores más profundos de Z_b obtenidos en esta tesis, podrían indicar que el manto debajo de los cratones sudamericanos podría estar magnetizado (Gasparini *et al.* 1979; Idarraga-García & Vargaz 2018; Idoko *et al.* 2019). Otra explicación posible es que la escasez de datos magnéticos, gravimétricos y sísmicos en áreas cratónicas de América del Sur no solo haga que los modelos anteriormente mencionados tengan una baja resolución, sino que también introduzca sesgos en los mismos (ver Assumpção *et al.* 2013; Van der Meijde *et al.* 2015).

Por otra parte, la profundidad a la isoterma Curie en la región de la Provincia de Buenos Aires parece ser menor a lo esperado, considerando que es parte del Cratón del Río de La Plata (Figs. 7.2 y 7.3). Sin embargo, la profundidad obtenida concuerda notablemente bien con la predicha por los modelos de Moho sísmico y gravitatorio (ver Assumpção *et al.* 2013; Van der Meijde *et al.* 2013). Además, modelos de densidades 3D recientemente publicados (Vázquez Lucero *et al.* 2021) han detectado la presencia de una zona con orientación ~EO con baja densidad cortical promedio, casi nulo espesor de corteza inferior máfica y más de 30 km de espesor de corteza superior félsica, a la cual han denominado como Zona de Sutura del Cratón del Río de la Plata. Posteriormente, Vázquez Lucero *et al.* (2022) construyeron un modelo térmico en 3D, a partir del cual pudieron determinar que en el Moho dicha zona presenta temperaturas superiores al punto de Curie, mientras que al sur de la misma (en la Cuenca del Colorado) las temperaturas en el Moho son menores a 500°C, a pesar de tratarse de una cuenca de rift, donde el Moho es más somero. Dichos autores han documentado que la producción de calor radiogénico de la corteza félsica espesa presente en la Zona de Sutura del Cratón del Río de la Plata, es responsable de las altas temperaturas modeladas en el Moho, controlando la estructura térmica. Por otra parte, la presencia de corteza máfica más conductora y con menor productividad de calor debajo de la Cuenca del Colorado, causaría un efecto chimenea, explicando las menores temperaturas modeladas para la zona. Las profundidades más someras de Z_b calculadas en esta tesis para el sector sur del Cratón del Río de la Plata, y su profundización debajo de la Cuenca del Colorado, coinciden notablemente con los resultados obtenidos por Vázquez Lucero *et al.* (2021; 2022). Un escenario similar podría tener lugar en la Cuenca del Salado, donde Z_b es mayor que en el sector sur del Cratón del Río de la Plata. Particularmente, en el caso de la Cuenca del Salado se ha documentado la existencia de atenuación cortical (Crovetto *et al.* 2007; Rossello *et al.* 2018; Godoy *et al.* 2020).

La profundidad del punto de Curie debajo de los Andes es consistente con los modelos de Moho sísmicos y gravitatorios (Reguzzoni *et al.* 2013; Giménez *et al.* 2000). Sin embargo, es importante señalar

que en las regiones andinas no hay datos magnetométricos aéreos y/o terrestres disponibles para varios sectores de la grilla de anomalías magnéticas de América del Sur debido a limitaciones geográficas obvias. Esto podría explicar por qué este orógeno tiene una señal tan débil en las profundidades a la isoterma de Curie. A pesar de esto, puede verse que Z_b es mucho menor en la región sur de los Andes Centrales (al sur de ~20°S), donde se ha determinado la ocurrencia de fusión parcial de la corteza media, donde se encuentra aflorando el Complejo Volcánico del Altiplano-Puna y se registra actividad geotérmica (Prezzi & Ibarra 2017; Ibarra *et al.* 2019; Ibarra & Prezzi 2019). Recientemente, Ibarra *et al.* (2021) han desarrollado un modelo térmico en 3D para la zona de los Andes Centrales que se extiende entre los ~19 y los 28°S, a partir del cual determinaron que las temperaturas en el Moho debajo del Altiplano-Puna superan ampliamente los 1000 °C, disminuyendo muy rápidamente hacia el antearco (al oeste de los 70° O) y el retroarco (al este de los 64° O), donde alcanzan valores menores a los 500 °C y 600 °C, respectivamente. Ibarra *et al.* (2021) concluyeron que las altas temperaturas modeladas debajo del Altiplano-Puna son controladas por el elevado espesor y la composición félsica de la corteza con alta productividad de calor radiogénico. Por otra parte, Prezzi *et al.* (2014) y Prezzi e Ibarra (2022) han investigado las distintas contribuciones a la elevación de los Andes Centrales, determinando que el Altiplano (al norte de los 22° S) presenta un estado térmico diferente al de la Puna Austral (entre los 24 y 27° S), caracterizado por menores valores de flujo térmico superficial. Los resultados obtenidos por dichos autores presentan una coincidencia muy notable con los correspondientes valores de Z_b obtenidos en esta tesis. Sin embargo, es importante mencionar que las profundidades notablemente someras obtenidas para la región de la Puna Austral, podrían deberse a valores erróneos en la grilla magnética global, la cual debe ser revisada. Estos conspicuos valores tan someros, demuestran cómo las anomalías de alta frecuencia e intensidad pueden afectar los resultados de Z_b. La anomalía magnética en esta zona es tan intensa que afecta a todas las ventanas que la incluyen, generando el patrón espacial cuasi cuadrado observado en las figuras 7.2 y 7.3a, b. Hacia el sur, Rodríguez Piceda *et al.* (2022) han construido un modelo térmico 3D para la región de los Andes que se extiende entre ~ los 29 y los 39° S y los 65 y 73° O. Estos autores han determinado que a 35 km de profundidad entre los 30 y los 32°S se encuentra una zona elongada en dirección E-O en la cual se registran temperaturas menores a los 580 °C, mientras que hacia el norte y el sur las temperaturas crecen rápidamente, alcanzando valores mayores a 680 °C al norte de los 29° S y al sur de los 33° S. Nuevamente, esta distribución de temperaturas en profundidad coincide de manera muy notoria con las profundidades a la isoterma de Curie obtenidas en esta tesis para dicha región.

La Gran Provincia Ígnea de Paraná-Etendeka (PELIP) y las áreas cubiertas por extensas coladas basálticas aparentemente coinciden espacialmente con zonas donde Z_b es mayor. Además, parece haber una reducción en la profundidad a la isoterma de Curie en la región noreste de la Cuenca del Paraná y el

sector sur del Cratón São Francisco. Curiosamente, algunos estudios sugieren que esta región se encuentra afectada por adelgazamiento cortical y refertilización del manto (Juliá *et al.* 2008; Pinto *et al.* 2010; Bologna *et al.* 2018). Esta coincidencia no es tan evidente en los resultados obtenidos al aplicar preprocesamiento mediante funciones marco de Blackman (Figs. 7.3d, e).

La Cuenca Neuquina, también presenta valores someros de Z_b. Esto es consistente con el alto flujo de calor (Vieira y Hamza 2019) y las altas temperaturas (Rodríguez Piceda *et al.* 2022) allí documentados, posiblemente relacionados con el efecto de *thermal blanketing* generado por el elevado espesor y la baja conductividad del relleno sedimentario.

En cuanto al Macizo Norpatagónico, Gómez Dacal *et al.* (2020) presentaron un modelo térmico en 3D, a partir del cual determinaron la presencia de una litosfera más caliente debajo del mismo, alcanzándose temperaturas de 450°C entre los 13 y 14 km de profundidad. Asimismo, observaron que las temperaturas en el Moho eran 300°C más elevadas debajo del Macizo que en los alrededores. Nuevamente, se observa que en la zona del Macizo Norpatagónico se obtuvieron menores valores de Z_b, en coincidencia con los resultados de Gómez Dacal *et al.* (2020).

La isoterma de Curie en la Patagonia parece ser considerablemente profunda. Según Tassara y Yáñez (2003) existen variaciones en el espesor cortical, siendo mucho menor en la Patagonia que en los Andes Centrales. Sin embargo, estos autores también identificaron una notable diferencia composicional entre la corteza félsica de los Andes Centrales y la corteza máfica de la Patagonia (al sur de los 40° S), siendo la primera rica en cuarzo, mientras que la segunda se encuentra dominada por la plagioclasa. Por lo tanto, estas diferencias de espesor y de composición de la corteza ejercen un control de primer orden sobre el estado térmico, debido a la distinta productividad de calor radiogénico. Dicha diferencia en el estado térmico se vería reflejada en la mayor profundidad a la isoterma de Curie calculada en esta tesis para la Patagonia.

En la región de la plataforma de Malvinas, Z_b muestra valores más profundos, consistentes con la presencia de corteza continental. En esta región la diferencia en Z_b entre la corteza continental y la corteza oceánica es sorprendentemente consistente, aunque, la profundidad de Z_b parece ser excesiva. La región de la Cuenca Austral presenta valores más someros de Z_b, así como la zona central de la Cuenca del Golfo San Jorge. Sin embargo, otras cuencas como Rawson-Valdez coinciden espacialmente con zonas donde Z_b es mucho mayor. Prezzi *et al.* (2022) presentaron resultados de un modelo de densidades 3D del margen pasivo volcánico, a partir del cual pudo observarse la presencia de corteza continental cristalina (descontado el espesor sedimentario) con espesores de entre 30 - 34 km debajo de las cuencas Rawson-Valdez, mientras que debajo de las cuencas del Colorado y el Salado detectaron espesores corticales mucho menores (de entre 18 y 28 km).

En el margen atlántico, a la altura del sur de Brasil también se observa una región con elevados valores de Z_b, la cual coincide aproximadamente con la zona donde se registra el emplazamiento de cuerpos máficos (*Seaward Deeping Reflectors*) correspondientes a la Gran Provincia Ígnea de Paraná-Etendeka. Los valores obtenidos para Z_b son demasiado elevados para un margen continental pasivo, pero podrían responder a las señales magnéticas de dichos cuerpos máficos o bien al enfriamiento y magnetización que alcanza la región mantélica.

Si bien la topografía de Z_b en la corteza oceánica no debería poder ajustarse correctamente mediante el método espectral debido a que no está magnetizada de forma aleatoria, ya que se estructura en bandas paralelas con diferente polaridad, algunos resultados merecen ser mencionados. La profundidad a la isoterma de Curie calculada para el área oceánica es menor a la observada en la región continental y algunos límites continente-océano son particularmente notorios. La topografía del límite corteza oceánica-continental en el Pacífico es consistente con las expectativas. Además, el límite entre las placas de Nazca y Antártica (un límite divergente) corresponde a una región con Z_b muy poco profundo. Sin embargo, también se observa una región relativamente profunda en el Océano Atlántico en el extremo sudeste del área investigada que no parece ser consistente con la topografía esperada.

8
Resultados: Análisis de Filtros de las Anomalías Aeromagnéticas

8.1. Introducción

Por medio de los filtros se pudieron confeccionar distintos mapas que han permitido estudiar con mayor detalle la estructura magnética en la región.

La figura 8.1 muestra las Anomalías Aeromagnéticas relevadas en Uruguay por la Dirección Nacional de Minería y Geología (DINAMIGE) del Ministerio de Industria, Energía y Minería (ver capítulo 1). Debido a la presencia de intensas anomalías puntuales - picos de gran amplitud en la señal- quedan enmascaradas variaciones en el campo de menor intensidad (Fig. 8.1a). Para ajustar la visualización de los datos, se establecieron límites en la escala de intensidad de la señal -escala de color- de acuerdo con la distribución estadística de los mismos. Se probaron límites establecidos a 6σ, 4σ y 2σ de la media (Figs. 8.1b, c, d). Como se observa en la figura 8.1, al establecer límites, pueden visualizarse mucho mejor las variaciones de la anomalía magnética en la zona de estudio, aunque se pierde detalle en las regiones donde el campo es más intenso, ya que todas las señales con intensidad superior a los límites establecidos se saturan en la imagen al recibir el mismo tono de color. Esta técnica permite presentar los datos sin alteraciones y se evita el uso de escalas logarítmicas que hacen más difícil interpretar la diferencia de magnitud relativa de los datos. De aquí en más se indicará, cuando corresponda, si la imagen mostrada fue ajustada para su presentación.

Respecto a la reducción al polo, solo es posible efectuar una reducción parcial de los datos ya que se desconoce la magnetización remanente de los cuerpos presentes en el área. Se hace notorio al intentar reducir los mismos (Fig. 8.2) que muchos de los cuerpos presentan magnetizaciones que no son paralelas al campo actual (Fig. 8.2). Esto genera múltiples reducciones erróneas y anómalas. Más aún, las señales de estos cuerpos tras la reducción al polo son muy diversas, lo que indica que sus magnetizaciones están dominadas por diferentes vectores de magnetización remanente (de otra forma la respuesta ante la reducción sería similar). Debido a la complejidad estructural del área (gran densidad de diques e intrusiones con diferentes respuestas magnéticas intersectándose entre ellos) no es posible aislar una zona/cuerpo/estructura de las otras para realizar reducciones independientes. En consecuencia, se optó por no reducir al

polo los mapas magnéticos o sus derivados. Aunque la localización exacta de los cuerpos es menos precisa usando datos no reducidos al polo, la escala y el tipo de estudio propuesto hacen que esta imprecisión no sea significativa para los propósitos de esta tesis. Sin embargo, la reducción al polo, con sus anomalías, resultó particularmente útil para discriminar cuerpos con magnetizaciones diferentes en una misma zona, lo que implica la presencia de unidades con edades, composiciones y/u orígenes presumiblemente diferentes. Por lo tanto, se combinó el análisis estructural de cuerpos magnéticos con el análisis de la señal reducida al polo de los mismos. La figura 8.3 presenta un ejemplo en tres regiones diferentes del Terreno Piedra Alta, donde pueden distinguirse diferentes familias de diques, no solo sobre la base de su dirección estructural preferencial y relaciones de intersección, sino también a partir de las diferentes señales observadas en los datos reducidos al polo (lo que se considera indicador de una edad y/o composición diferente).

De toda la batería de filtros disponibles, los mejores resultados para la interpretación visual y estructural se obtuvieron mediante el cálculo de derivadas verticales - primera y segunda- de la derivada horizontal, y de la señal analítica directa (DAS) y su fase. En la figura 8.4 se presentan los mapas de derivada vertical. En los mismos se destaca el realce de anomalías puntuales de corta longitud de onda e intensidad y lineales no tan notorias en el mapa de anomalía magnética. Asimismo, los mapas de derivada horizontal (Fig. 8.5) resultaron particularmente útiles para la detección de anomalías lineales, como las correspondientes a los haces de diques y zonas de cizalla. El filtro de señal analítica directa (Fig. 8.6a), en cambio, logra destacar anomalías correspondientes al basamento, como los plutones y estructuras en los cinturones orogénicos del Terreno Piedra Alta y del Cinturón Dom Feliciano. Por otro lado, la fase de la señal analítica directa (Fig. 8.6b) parece destacar principalmente cuerpos puntuales o circulares, como las calderas volcánicas en la cuenca Merín, las pequeñas intrusiones ígneas (?) en el Terreno Piedra Alta y los macizos volcánicos de la Formación Arequita, así como anomalías asociadas a las coladas de lava mesozoicas en las cuencas Merín y Santa Lucía.

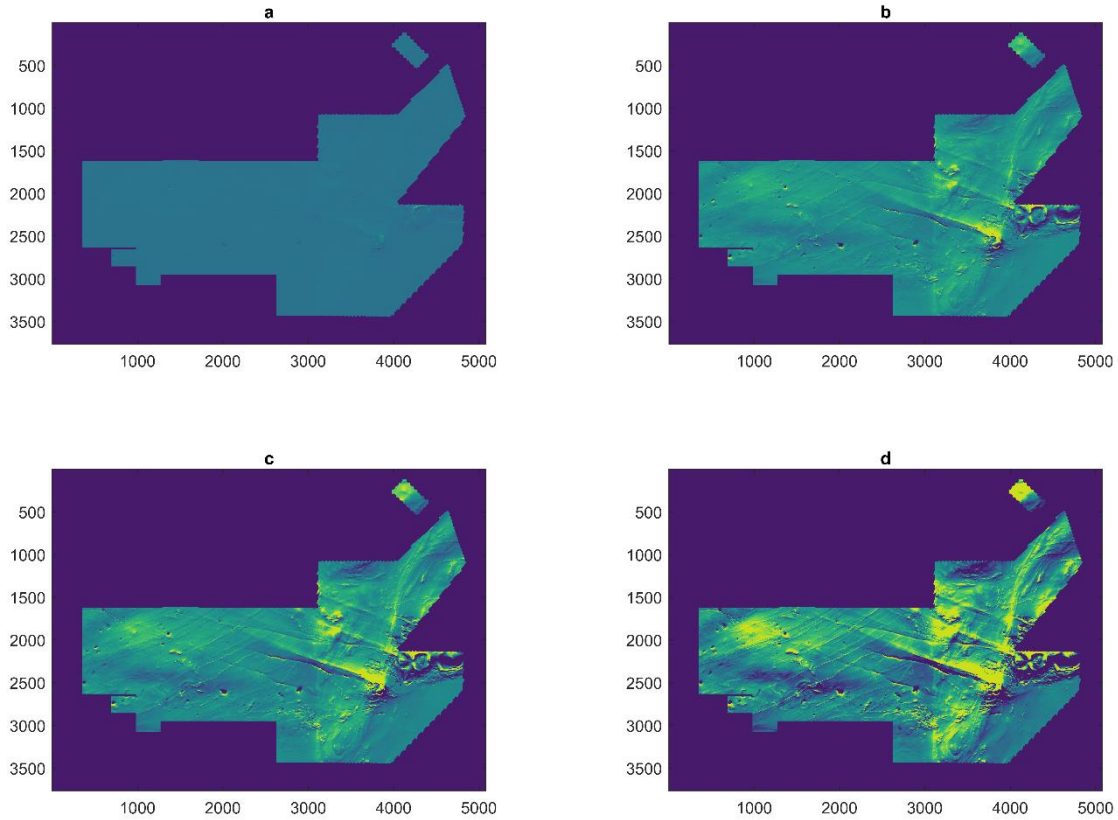

Figura 8.1. Mapas de anomalía aeromagnética de la zona de estudio (ver **Fig. 1.1**). Los distintos mapas representan la misma serie de datos, pero estableciendo diferentes límites para la escala de colores. **(a)** Sin límites, los picos máximos y mínimos en los datos determinan los límites. **(b)** Los límites se establecen a 6σ de la media de los datos. **(c)** Límites establecidos a 4σ de la media de los datos. **(d)** Límites fijados a 2σ de la media de los datos.

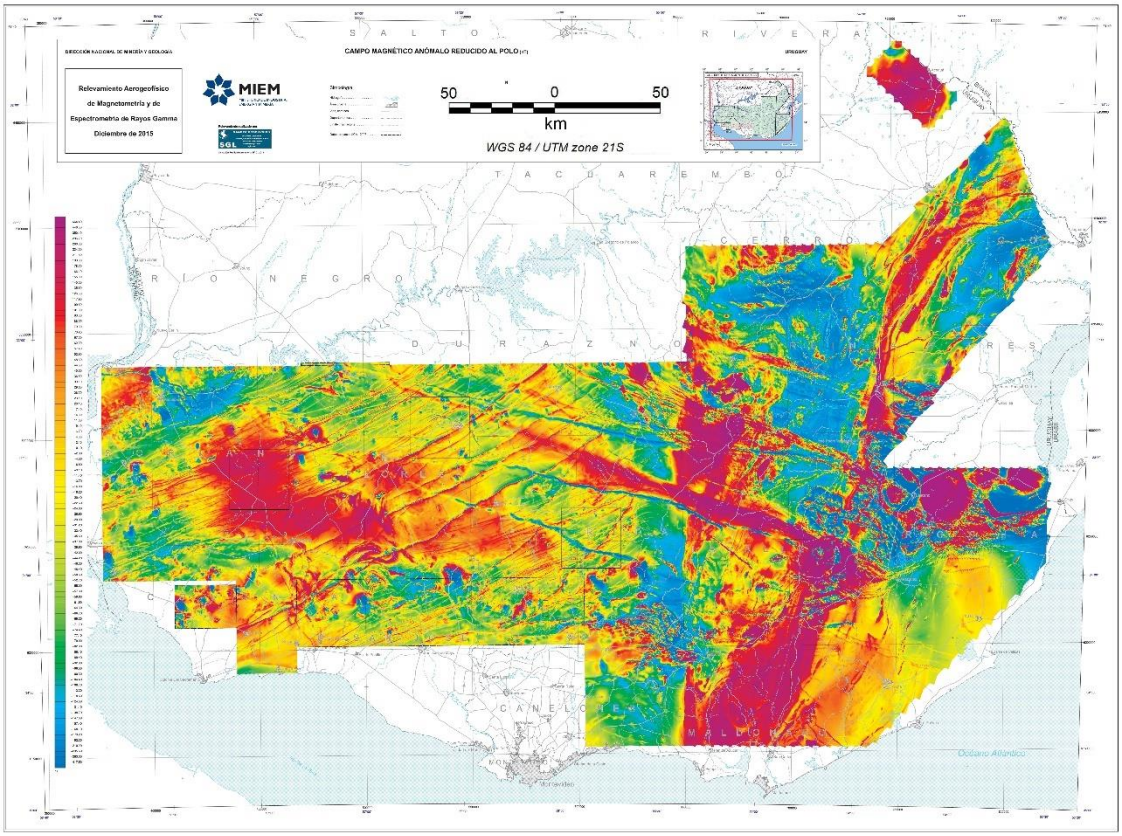

Figura 8.2. Mapa de anomalía aeromagnética reducida al polo (ver **Fig. 1.1**). (DINAMIGE - MIEM 2015).

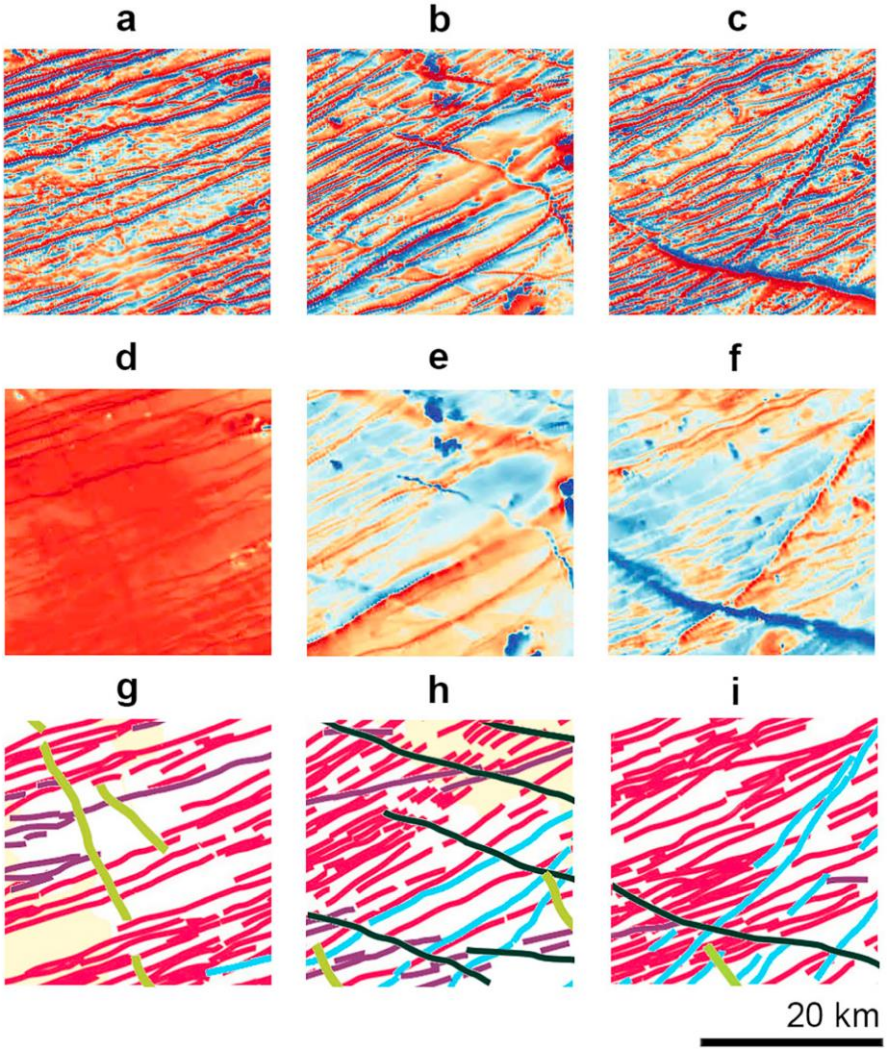

Figura 8.3. La primera fila (a), (b), (c) muestra los mapas detallados de la segunda derivada vertical de las regiones indicadas en la figura 8.2. La segunda fila (d), (e), (f) muestra los mismos mapas reducidos al polo. La tercera fila (g), (h), (i) presenta las estructuras interpretadas. Nótense las diferencias en la dirección y/o magnetización de los diferentes enjambres de diques interpretados.

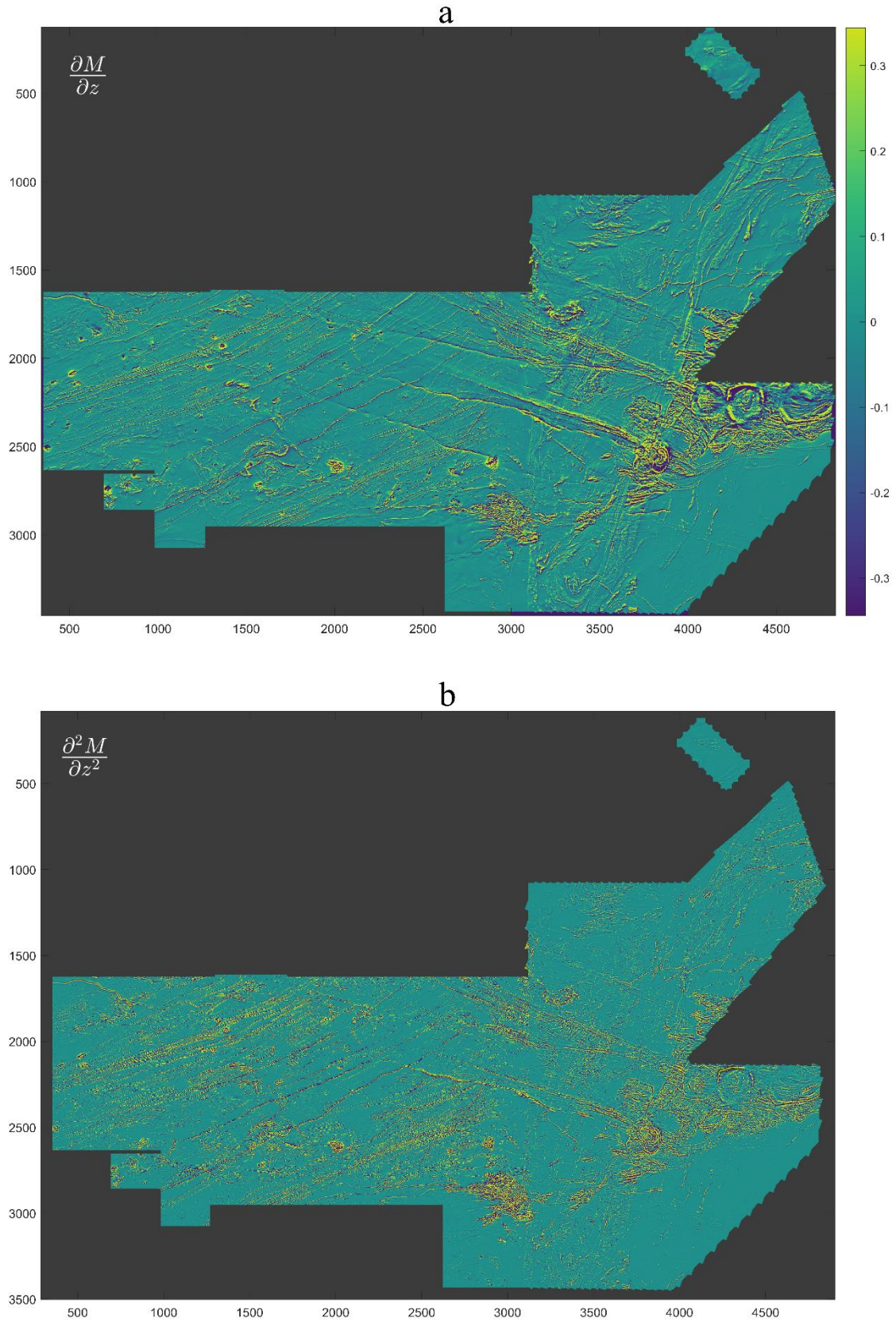

Figura 8.4. (a) Primera derivada vertical de la anomalía aeromagnética del Escudo Uruguayo, con amplitud acotada a 2σ de la media de la distribución (ver **Fig. 1.1**). **(b)** Segunda derivada

vertical de la anomalía aeromagnética del Escudo Uruguayo, con amplitud acotada a 3σ de la media de la distribución.

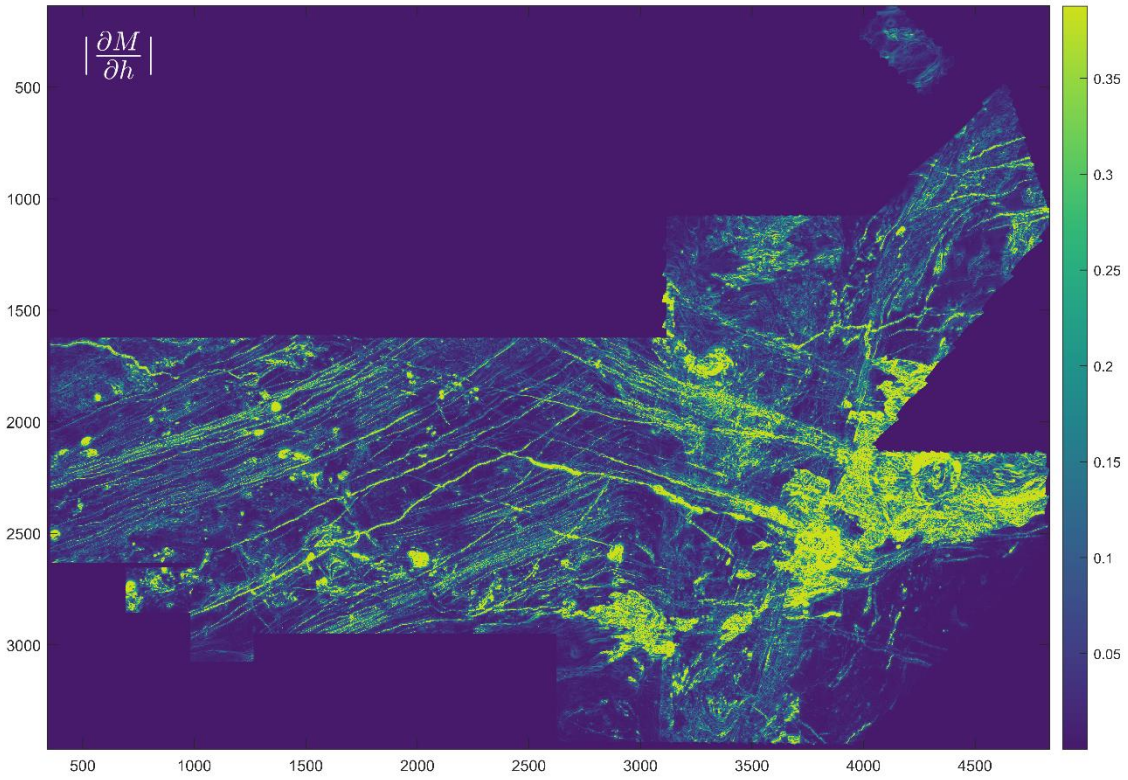

Figura 8.5. Derivada horizontal de la anomalía aeromagnética del Escudo Uruguayo, con amplitud acotada a 2σ de la media de la distribución.

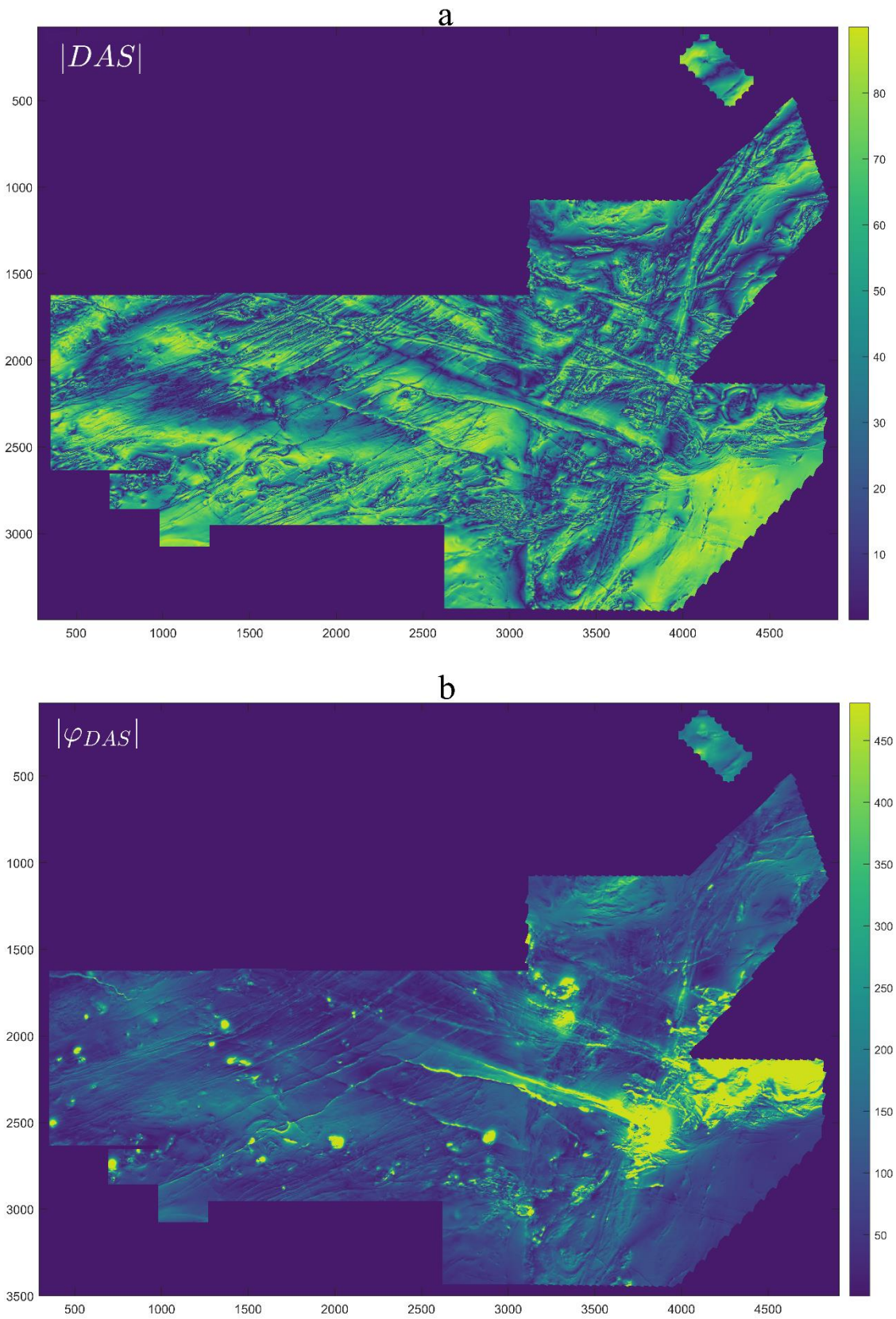

Figura 8.6. (a) Señal analítica directa (DAS). **(b)** Fase de la señal analítica directa, con amplitud acotada a 3σ de la media de la distribución.

8.2. Diques y unidades estructurales

Utilizando los datos aeromagnéticos se pueden identificar cuatro unidades morfoestructurales principales:

(i) el enjambre de diques máficos de Florida (FDS), con dirección principal SO-NE,
(ii) el enjambre de diques Nico Pérez-Zapicán con rumbo NO-SE,
(iii) las cuencas de rift mesozoicas y
(iv) el Cinturón Dom Feliciano.

8.2.1 Enjambre de diques de Florida (Paleoproterozoico)

El enjambre de diques de Florida (FDS) fue reportado por primera vez por Preciozzi *et al.* (1985). Sin embargo, las dimensiones de los diques, su abundancia y mapeo sólo se conocían parcialmente, principalmente debido a las condiciones de meteorización del Terreno Piedra Alta (PAT) y la escasez de afloramientos, lo que dificultaba las observaciones geológicas (véase Bossi y Campal 1991b; Bossi *et al.* 1993b; Mazzucchelli *et al.* 1995; Teixeira *et al.* 1999; Halls *et al.* 2001; Bossi *et al.* 2001; Morales *et al.* 2010). Los mismos fueron datados por U–Pb, Rb-Sr y Ar-Ar entre 1,7 y 1,8 Ga (Teixeira *et al.* 1999, 2013; Halls *et al.* 2001).

Los datos aeromagnéticos parecen indicar que este enjambre de diques en realidad está compuesto por varias familias. El principal haz de diques, el haz de diques máficos de Florida, se encuentra bien definido, estando constituido por diques de más de 250 km de largo y entre 20 y 200 m de ancho, con un rumbo estructural predominante N 70° E (Fig. 8.7a). Estos diques son más numerosos y presentan una continuidad mayor que lo que fuera previamente documentado. Cada dique individual tiene al menos 200 o 250 km de longitud, y probablemente continúan más allá del área estudiada, bajo los sedimentos del Río de La Plata, alcanzando extensiones desconocidas. En algunos sectores se detectan hasta 2 diques por kilómetro. Este enjambre de diques limita al este con la Zona de Cizalla Sarandí del Yí (SY) donde se observa su plegamiento pasivo hacia el sur, indicando la ocurrencia de movimiento dextral. El desplazamiento horizontal mínimo determinado a partir de los mapas magnéticos es de aproximadamente 14-18 km.

Además, también a partir de su rumbo y respuesta magnética diferente a la del conjunto general, pudieron identificarse otros dos enjambres de diques asociados. Uno con rumbo N 78° E y otro con rumbo N 54° E (Fig. 8.7b). La densidad y longitud de estos diques son comparables con la del haz de diques de Florida. Sin embargo, la intensidad y dirección de su magnetización (patrón anómalo detectado en la anomalía reducida al polo) y su rumbo estructural difieren. Considerando los patrones estructurales y magnéticos observados, es probable que estén

asociados a, por lo menos, dos eventos de extensión diferentes. Aunque no es posible determinar si corresponden a diferentes pulsos magmáticos sin estudios de campo adecuados.

Los mapas magnéticos también revelan que, además de la clara inflexión de los diques registrada en la Zona de Cizalla Sarandí del Yí (SY), las tres familias presentan una suave flexión de ~ 10° hacia el norte en los límites norte y noreste del área mapeada (Figs. 8.7a, b). Asimismo, las tres familias se extenderían hacia el suroeste (cubiertos por depósitos fanerozoicos del río Uruguay) hacia territorio argentino, donde no se dispone de datos magnéticos de alta resolución.

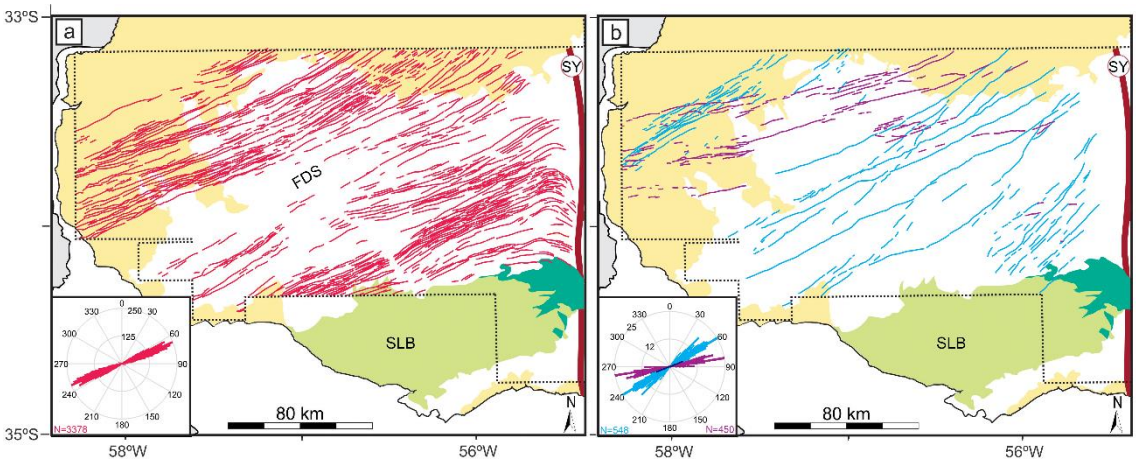

Figura 8.7. Enjambre de diques de Florida (FDS). **(a)** Enjambre principal con tendencia NE-SO, **(b)** Enjambres secundarios identificados mediante la aplicación de criterios estructurales y magnéticos basados en las derivadas verticales y horizontales y mapas de anomalías reducidas al polo (véanse las Figs. 8.3, 8.4, 8.5). Los histogramas de rosas muestran las direcciones estructurales y su frecuencia. Se indica para cada enjambre el número de segmentos muestreados (N). SLB: cuenca Santa Lucía. SY: Zona de Cizalla Sarandí del Yí.

8.2.2 Enjambre de diques Nico Pérez-Zapicán (Mesozoico)

El enjambre de diques Nico Pérez-Zapicán fue caracterizado principalmente mediante aeromagnetometría durante el desarrollo de esta tesis (véase Nuñez Demarco *et al.* 2020a). El mismo atraviesa trasversalmente las estructuras del Cinturón Dom Feliciano (Neoproterozoico) de rumbo SSO-NNE, así como al Terreno Piedra Alta y al enjambre de diques máficos de Florida. Este haz de diques fue estudiado en varias localidades por diversos autores: Mazzucchelli *et al.* (1995), Lossada *et al.* (2014) y Cervantes-Solano *et al.* (2017).

El análisis aeromagnético revela las dimensiones y conexiones de las familias de diques mesozoicos con rumbo general N 100-110° E, que atraviesan transversalmente las estructuras del basamento cristalino uruguayo. Diques con rumbo similar fueron descriptos previamente como Haz de Diques Nico Pérez-Zapicán (Fig. 8.8a) por Lossada *et al.* (2014) en una región de escasa extensión areal, en las cercanías de la ciudad de Zapicán.

Este enjambre está compuesto por conjuntos densos de diques que alcanzan unos 20 km de ancho (sub-enjambres) y diques individuales dispersos. Los sub-enjambres presentan una disposición paralela entre sí, e internamente los diques que los constituyen se disponen de manera paralela a ligeramente radial, originándose, cada uno de los sub-enjambres, en complejos volcánicos mesozoicos descriptos en la cuenca de rift Merín por Cernuschi *et al.* (2015). Estos son los centros volcánicos Valle Chico (VC), Lascano Este (LE), Lascano Oeste (LO) y San Luis (SL) (Fig. 8.8). A efectos descriptivos, me referiré a cada sub-enjambre de diques con el nombre de su caldera asociada: haz de diques Valle Chico, haz de diques Lascano Este, haz de diques Lascano Oeste y haz de diques San Luis.

El enjambre Nico Pérez-Zapicán se extiende a lo largo de aproximadamente 350 km y tiene ~ 150 km de ancho, con rumbos preferenciales que oscilan entre N101°E y N110°E. Esta actitud es casi perpendicular a la Zona de Cizalla de Sierra Ballena (SB) (Fig. 8.8) y al margen del Atlántico Sur.

Por otro lado, también fueron identificados otros dos enjambres de diques asociados con fallas mesozoicas. El primero está compuesto por diques dispersos con rumbo N 89° E que se concentran alrededor de las cuencas de rift Merín y Santa Lucía (Fig. 8.8b). El segundo, con una actitud media de N 144° E, corresponde a diques dispersos que se extienden a lo largo de 300 km. Este último enjambre atraviesa el basamento del Terreno Nico Pérez.

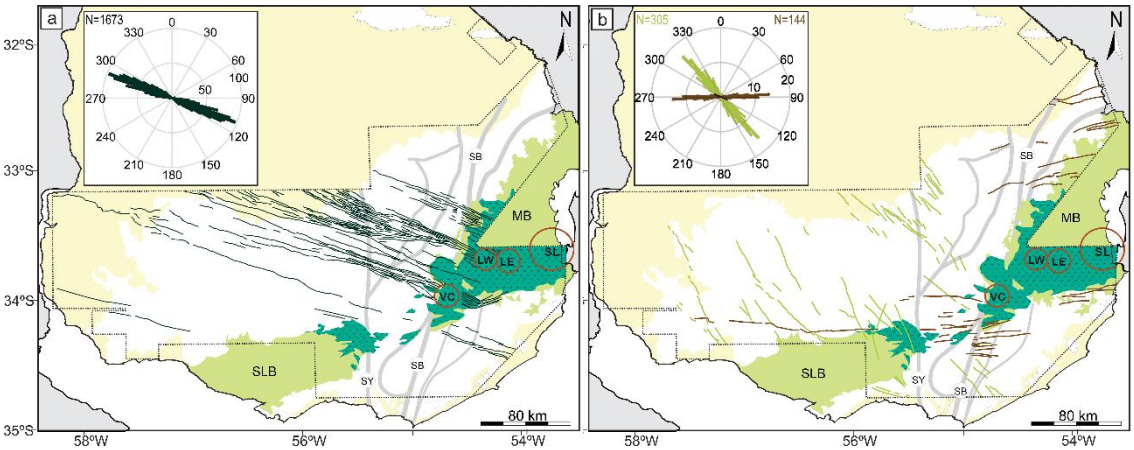

Figura 8.8. (a) Enjambre de diques mesozoicos Nico Pérez-Zapicán y centros intrusivos subalcalinos/alcalinos indicados con círculos marrones: Valle Chico (VC), Lascano Este (LE), Lascano Oeste (LW), San Luis (SL). **(b)** Enjambres de diques secundarios del Mesozoico. Los histogramas de rosas indican las direcciones estructurales y su frecuencia. El número de segmentos muestreados (N) se indica para cada enjambre. Cuenca Santa Lucía (SLB), Cuenca Merín (MB), Zona de Cizalla Sierra Ballena (SB), Zona de Cizalla Sarandí del Yí (SY). La interpretación se basa en la segunda derivada vertical y en los mapas de anomalías reducidas al polo.

8.2.3 Cuencas de rift mesozoicas

La extensión mesozoica en el sur de Uruguay generó dos grabens: las cuencas Santa Lucía y Merín, que se encuentran perfectamente delimitados en los mapas magnéticos (e.g. Figs. 8.1 y 8.2).

En la cuenca de rift Santa Lucía, los mapas aeromagnéticos, y los datos geológicos, muestran que el volcanismo mesozoico se concentra en su sector este (Figs. 8.4, 8.5, 8.6). La señal magnética del enjambre de diques de Florida está ausente o "borrada" en las cercanías del rift. Sin embargo, los límites estructurales de la cuenca coinciden con las actitudes del enjambre de diques de Florida (N 70° E) y con las direcciones E-O y NO-SE de los cinturones proterozoicos del Terreno Piedra Alta (Figs. 8.4, 8.5, 8.6), sugiriendo que las fallas que delimitan el rift están controladas por estructuras preexistentes.

La cuenca de rift Merín está delimitada por un conjunto de fallas normales con rumbo N 70° E y N 110° E, y fallas de rumbo con orientación N 20° E (Figs. 8.8, 8.9, 8.10). Las fallas con rumbo N 110° E siguen las direcciones estructurales del enjambre de diques Nico Pérez-Zapicán, mientras que las fallas con rumbo N 70° E corresponden a la dirección conjugada. En particular, el límite sur de la cuenca Merín está controlado por una importante falla normal con buzamiento hacia el norte (la Falla de Aiguá), correspondiente a esta dirección conjugada (Figs. 8.9, 8.10). En cambio, las estructuras con rumbo SSO-NNE (N 20° E), coincidente con la orientación de las estructuras del Cinturón Dom Feliciano, parecen controlar los movimientos dextrales de los bloques y facilitar la acomodación estructural (Figs. 8.9, 8.10), como fuera anteriormente sugerido por Gómez Rifas (1995). Por ejemplo, las coladas de basaltos e ignimbritas presentan un buzamiento de 12° hacia el norte en esta cuenca. En conjunto, estas tres direcciones controlaron el desarrollo de la cuenca de rift Merín. Este patrón es también coincidente con las direcciones estructurales observadas en los mapas de soluciones de Euler como se verá más adelante (ver capítulo 9). La evidencia geológica de campo relevada en las regiones de Salamanca, Lascano y Mariscala es consistente con estas observaciones e interpretaciones (Cernuschi *et al.* 2015; Rossello *et al.* 2007; Gómez Rifas 1995).

Ambas cuencas presentan una estructuración romboédrica controlada por diferentes conjuntos de fallas. La cuenca Merín está claramente controlada por tres direcciones de falla, la primera relacionada con las estructuras del basamento (N 20° E), la segunda coincidente con el rumbo del enjambre de diques mesozoico Nico Pérez-Zapicán (N 110° E) y la tercera correspondiente a su dirección conjugada (N 70° E) (Figs. 8.7, 8.8, 8.9). La cuenca Santa Lucía está controlada solo por dos direcciones (N 70° E y N 144° E), una casi paralela a las estructuras preexistentes en el basamento del Terreno Piedra Alta (enjambre de diques y cinturones orogénicos) y la otra asociada al rift mesozoico (Figs. 8.6, 8.7, 8.9).

8.2.4 Cinturón Dom Feliciano

Las tendencias estructurales observadas en los mapas aeromagnéticos son consistentes con las estructuras dúctiles y frágiles estudiadas, fotointerpretadas y previamente documentadas en el Cinturón Dom Feliciano y en los bloques adyacentes (Preciozzi *et al.* 1979; Gómez Rifas 1995; Masquelin 2006; Sánchez Bettucci *et al.* 2010; Masquelin *et al.* 2017; entre otros).

Sin embargo, la región central ubicada entre ambas cuencas del rift mesozoico, entre las Zonas de Cizalla de Sarandí del Yí (SY) y Sierra Ballena (SB), no presenta evidencias de la ocurrencia de desplazamientos de rumbo a lo largo de la dirección N 70° E, como fuese sugerido anteriormente (Rossello *et al.* 1999; 2000; 2007).

Los mapas aeromagnéticos muestran que las dos direcciones estructurales principales, NS y N 20° E, dominan en la región ubicada entre las Zonas de Cizalla Sarandí del Yí (SY) y Sierra Ballena (SB), controlando la deformación frágil y dúctil (e.g. Figs. 8.5, 8.6) entre las dos cuencas de rift. Estos patrones observados en los mapas aeromagnéticos son consistentes con las estructuras principales del Cinturón Dom Feliciano. Por otra parte, las direcciones estructurales ca. N 70° E y EO son las predominantes fuera de esta zona central, al oeste de la Zona de Cizalla Sarandí del Yí (SY) y al este de la Zona de Cizalla Sierra Ballena (SB), si bien los lineamientos con direcciones NS y N20° E siguen siendo observables en menor medida.

Los mapas aeromagnéticos, también brindan evidencias de la reactivación dextral de fallas con orientación N20° E (estructuras del Cinturón Dom Feliciano) entre las Zonas de Cizalla Sarandí del Yí (SY) y Sierra Ballena (SB) (Fig. 8.11):

(i) el enjambre de diques Nico Pérez-Zapicán parece estar desplazado en sentido dextral a lo largo de la Zona de Cizalla Sierra Ballena (SB) y dentro de la cuenca Merín (MB) (Fig. 8.11d, véase además Figs. 8.4, 8.5, 8.6, 8.10);

(ii) otro de los enjambres presuntamente mesozoicos también parece haber sufrido desplazamientos en sentido dextral a lo largo de la Zona de Cizalla Sierra Ballena (SB) (Fig. 8.11e, y además Figs. 8.8b y esquemas en Figs. 8.9, 8.10);

(iii) algunos granitos neoproterozoicos (e.g. Complejo Granítico Polanco) también muestran desplazamiento dextral según estructuras con rumbo N20° E (Fig. 8.11a, véase además Figs. 8.9, 8.10);

(iv) las cuencas mesozoicas menores localizadas en la región central (Arequita (AB), Valle Fuentes (VFB), Tapes Sur (TSB)) están vinculadas a fallas con orientación ~ N20°E. Sin embargo, la cuenca Tapes Norte está conectada a la falla del Soldado con rumbo N36°E (Figs. 8.8, 8.9). Esta geometría de grabens y fallas, y las direcciones de inclinación de las fallas inferidas mediante el análisis de Euler (ver capítulo 9), son consistentes con el desarrollo de cuencas del tipo *realeasing bend* y *pull-apart* (ver Aydin y Nur 1982; Cunningham y Mann 2007; Gürbüz 2010) controladas por movimientos dextrales a lo largo de las estructuras con orientación NE-SO.

La información estructural previa también sugiere la ocurrencia de reactivaciones y acomodación de bloques en la zona central entre las cuencas Santa Lucía (SB) y Merín (MB) (Gómez Rifas 1995; Rossello *et al.* 2007; Núñez Demarco *et al.* 2018). Particularmente, se ha observado que la deformación frágil se encuentra concentrada a lo largo de la orientación N15° - 20° E, paralela a la Zona de Cizalla Sierra Ballena (SB) (Gómez Rifas 1995).

Estas evidencias indican que las estructuras del Cinturón Dom Feliciano actuaron como una barrera para la propagación de fallas con rumbo N 70° E y EO, transfiriendo la deformación (Fig. 8.10). Además, sugieren que la reactivación sinistral de los lineamientos neoproterozoicos con rumbo NE-SO generó hemigrabens oblicuos y asimétricos, controlados por fallas lístricas con bloques hundidos hacia el sur. También implican la ocurrencia de una rotación en sentido horario del bloque central, relacionada con estructuras preexistentes en el basamento, ampliamente documentada en trabajos anteriores (Gómez Rifas 1989; Rossello *et al.* 2000; 2001; 2007; 2018; Masquelin *et al.* 2017).

Las zonas al sur de la falla del Soldado (SF) de rumbo N 36° E se caracterizan por la presencia de estructuras con orientación N 45° E a N 10° E, que generan cuencas de *pull-apart* restrictas (Fig. 8.10). Por otro lado, las áreas al norte de la falla del Soldado presentan fallas sinistrales con rumbo N 20° E a N 10° E, que controlan el desarrollo de estructuras compresivas, como *horsetails* y *strike-slip duplexes* (Fig. 8.9). Tales estructuras compresivas se observan particularmente en la Formación Barriga Negra (BN, Figs. 8.9, 8.10) (Núñez Demarco *et al.* 2019a), la cual se encuentra dentro de un sistema de fallas de tipo *horsetail* (Fig. 8.10).

Finalmente, no se observan signos de reactivación de la Zona de Cizalla Sarandí del Yí (SY).

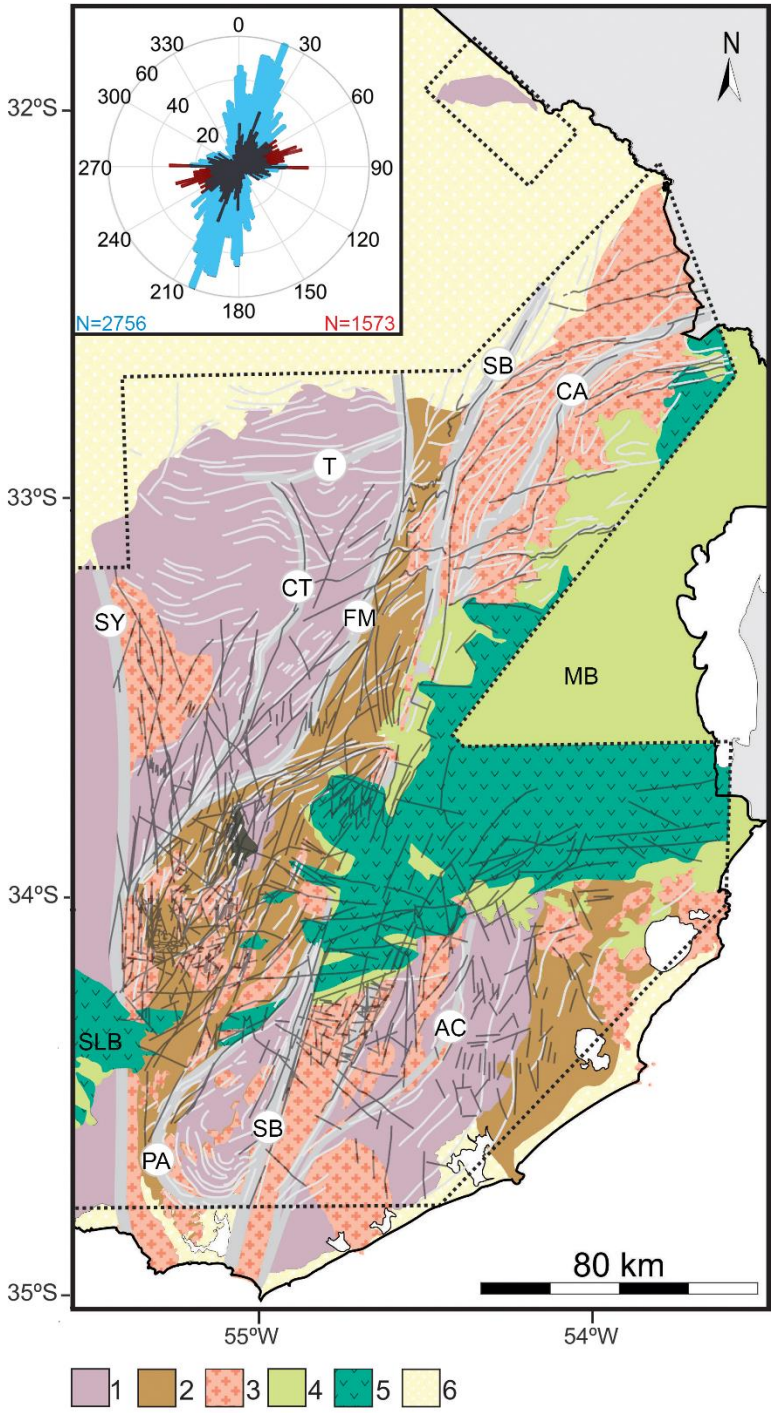

Figura 8.9. Estructuras neoproterozoicas definidas mediante el análisis de los mapas resultantes de los filtros aplicados a la anomalía aeromagnética (Figs. 8.4, 8.5, 8.6); (1) Basamento arqueano a paleoproterozoico, (2) Cinturones de esquistos (*schist belts*), (3) granitoides meso- a neo-proterozoicos, (4) cuencas de rift mesozoicas, (5) formaciones ígneas mesozoicas, (6) cuencas fanerozoicas. Las líneas de color gris claro indican las estructuras del Proterozoico, líneas de color gris oscuro indican las principales estructuras frágiles identificadas en los mapas aeromagnéticos y fotografías aéreas. Los histogramas de rosas indican direcciones estructurales frágiles al oeste (celeste) y al este (rojo) de la Zona de Cizalla Sierra Ballena (SB). Zonas de Cizalla: Sierra Ballena

(SB), Sarandí del Yí (SY), Cueva del Tigre-Sierra de Sosa (CT), Fraile Muerto-María Albina (FM), Otazo-Cerro Amaro (CA), Alférez-Cordillera (AC), Tupambaé (T).

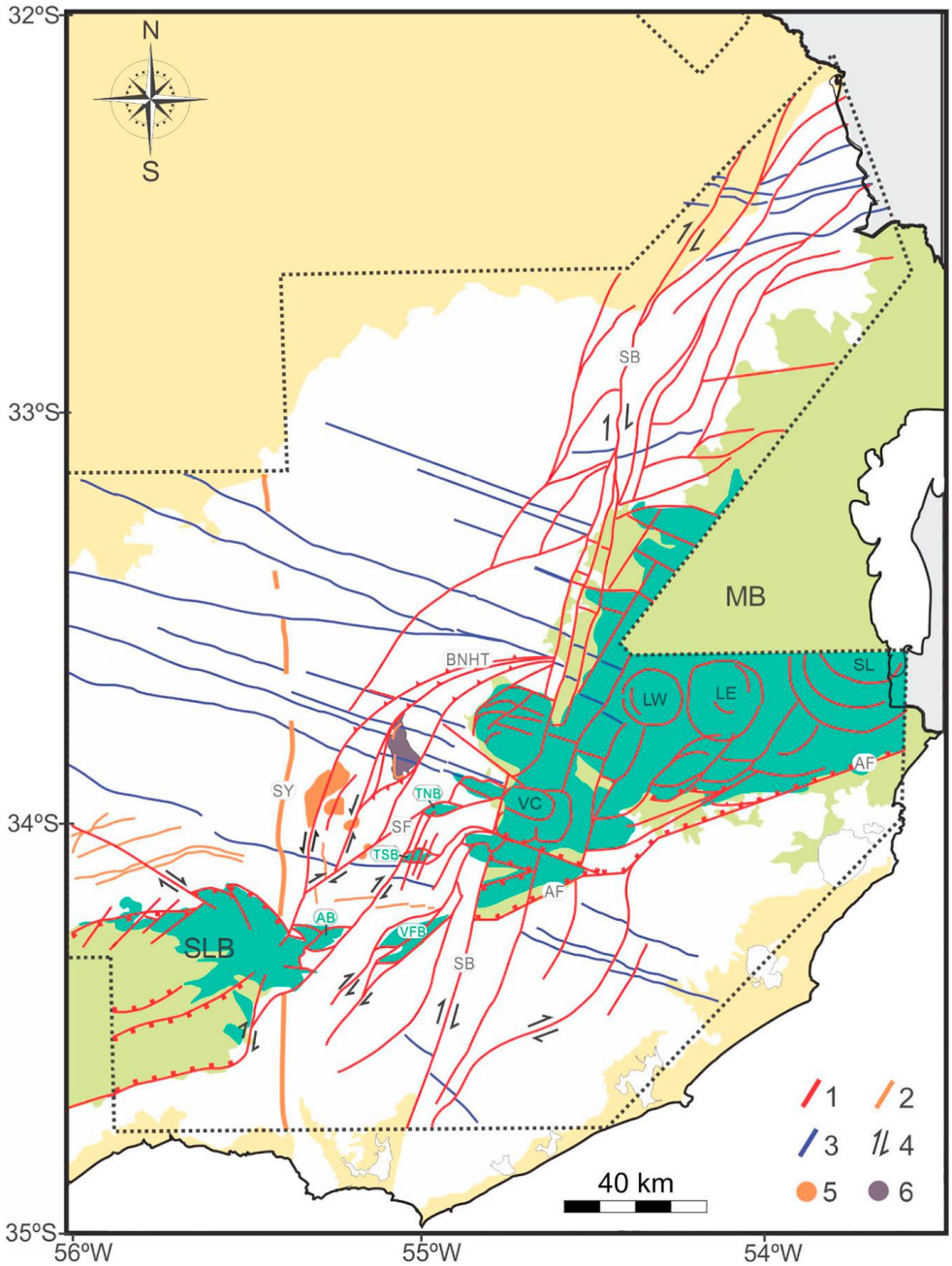

Figura 8.10. Modelo tectónico propuesto para el rift mesozoico, con una zona de transferencia entre las cuencas de rift Santa Lucía (SLB) y Merín (MB). (1) Fallas principales del rift mesozoico. (2) Estructuras proterozoicas. (3) Estructuras mesozoicas. (4) Direcciones de movimiento de fallas de rumbo. (5) Complejo Granítico Polanco. (6) Formación Barriga Negra. Zonas de Cizalla: Sarandí del Yí (SY), Sierra Ballena (SB). Fallas: Barriga Negra *Horse Tail* (BNHT), Falla del Soldado (SF), Falla de Aiguá (AF). Cuencas: Santa Lucía (SLB), Merín (MB), Arequita (AB), Valle Fuentes (VFB), Tapes Sur (TSB), Tapes Norte (TNB). Centros intrusivos: Valle Chico (VC), Lascano Oeste (LW), Lascano Este (LE), San Luis (SL).

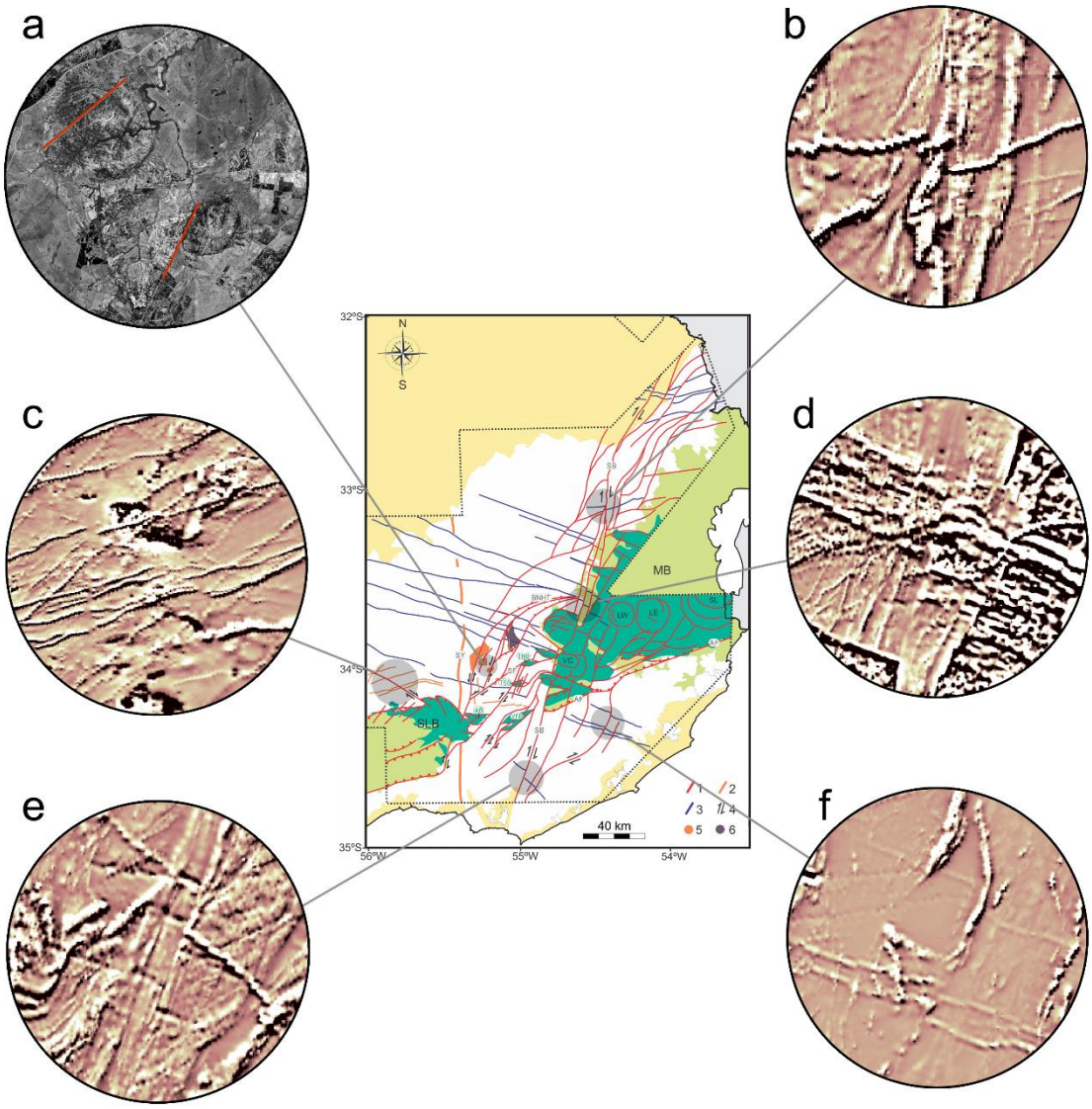

Figura 8.11. Detalle de estructuras que presentan desplazamientos, con referencia al esquema estructural propuesto en la figura 8.10. (a) fotografía aérea de los granitos en la región de Polanco (ver Figs. 2.3, 2.5) donde se observan cuerpos graníticos subcirculares atravesados y desplazados por fallas en rojo. (b-f) primera derivada vertical de la anomalía aeromagnética. (b) desplazamiento dextral de diques a lo largo de la Zona de Cizalla Sierra Ballena. (c) desplazamiento dextral de diques a lo largo de una falla que conecta con la cueca de rift Santa Lucía. (d) desplazamiento dextral de diques a lo largo de la Zona de Cizalla Sierra Ballena. (e) desplazamiento dextral de diques a lo largo de la Zona de Cizalla Sierra Ballena. (f) desplazamiento dextral de diques a lo largo de la Zona de Cizalla Alférez-Cordillera (ver Fig. 2.8).

9

Resultados: Deconvolución de Euler aplicada a las Anomalías Aeromagnéticas

9.1. Introducción

Las soluciones de Euler sugieren que los enjambres de diques máficos de Florida y de Nico Pérez-Zapicán se encuentran aflorando o muy cerca de la superficie a profundidades que oscilan entre 0 y 500 m (Fig. 9.1a), presentando raíces profundas (Figs. 9.1c, d). Este resultado no es extraño si se considera que la región estudiada se encuentra afectada por levantamiento, exhumación y erosión. Sin embargo, este hecho contrasta con el limitado reconocimiento de estos enjambres de diques en el campo, debido los efectos del intemperismo y la alteración (Bossi y Campal 1991; Gómez Rifas 1995; Teixeira *et al.* 1999; Halls *et al.* 2001; Núñez Demarco *et al.* 2013).

En general, las soluciones de Euler se distribuyen de forma relativamente homogénea, en especial a profundidades someras. Sin embargo, se destacan no solo aquellas regiones donde las soluciones se concentran, que parecen coincidir con las zonas donde se reconocen los enjambres de diques y otras estructuras, sino también regiones que presentan una ausencia casi total de las mismas, las que parecen tener la misma orientación que la estructuración, sugiriendo la existencia de un cambio geológico o estructural (Figs. 9.1b-e). Por ejemplo, el contraste entre regiones con soluciones y zonas carentes de ellas, parece indicar la presencia de estructuras/límites con rumbo N 70° E y N 120° E, que atraviesan el basamento uruguayo formando un patrón romboédrico (Fig. 9.1). Tal patrón coincide con las principales actitudes de las fallas controlantes de las cuencas del rift mesozoico. Las alineaciones de las soluciones a lo largo de la dirección N 120° E corresponden a fuentes magnéticas profundas, que alcanzan hasta 5 km. En cambio, las alineaciones con orientación N 70° E apenas son detectables a profundidades mayores a 500 m, exceptuando el caso de anomalías muy puntuales (Fig. 9.1c). Algunos de los contrastes entre

bloques con alta densidad de soluciones y bloques con ausencia de las mismas están relacionados con fallas conocidas, como la falla normal de Aiguá (AF Fig. 8.10) en el borde sur de la cuenca Merín (MB). Este hecho indicaría que dichos contrastes podrían estar reflejando la existencia de fallas y la ocurrencia de posibles movimientos verticales de los bloques (Fig. 9.1e). Es más, las soluciones de Euler muestran una relación estructural y una continuidad entre el borde sur de la cuenca Merín, representado por la falla de Aiguá con inclinación hacia el norte (AF), y la falla central de la cuenca Santa Lucía (SLB) (Figs. 9.1, 8.10), representada por un horst con inclinación hacia el sur (Veroslavsky *et al.* 2006). Estas fallas con inclinación en direcciones opuestas indicarían que la región entre las dos cuencas correspondería a una zona de transferencia (Fig. 9.10).

Por otra parte, en el Terreno Piedra Alta la distribución de las soluciones de Euler muestra la presencia de una estructura prominente, paralela al eje del rift, que se ubicaría 40 km al norte del límite conocido de la cuenca (Fig. 9.1). Esta estructura puede ser interpretada como una falla o un escalón en el basamento, y podría representar el verdadero límite norte de la cuenca Santa Lucía (SLB) (Figs. 9.1, 8.10).

También es importante resaltar que los grupos de soluciones de Euler coinciden con las zonas de cizalla y los principales límites estructurales. Las Zonas de Cizalla de Sierra Ballena (SB) y Otazo-Cerro Amaro (CA) se corresponden con uno de los principales lineamientos magnéticos (Figs. 8.4-6, 9.1), detectable incluso en los conjuntos de soluciones más profundas. Sorprendentemente, la Zona de Cizalla Otazo-Cerro Amaro (CA) presenta una señal magnética mucho más intensa que la región norte de la Zona de Cizalla Sierra Ballena (SB). Por lo que esta podría representar el verdadero límite estructural del Cinturón Dom Feliciano. La reciente identificación de ofiolitas a lo largo de la Zona de Cizalla Otazo-Cerro Amaro (CA) apoyaría esta interpretación (Peel *et al.* 2018).

En contraste, la Zona de Cizalla Sarandí del Yí (SY) no está bien representada por una agrupación/alineamiento de soluciones de Euler en profundidad (Fig. 9.1). Este último hecho podría sugerir que no corresponde a una estructura con raíces profundas. Esta observación es consistente con la información provista por perfiles magnetotelúricos (Bologna *et al.* 2019), los cuales no pudieron detectar esta estructura en profundidad.

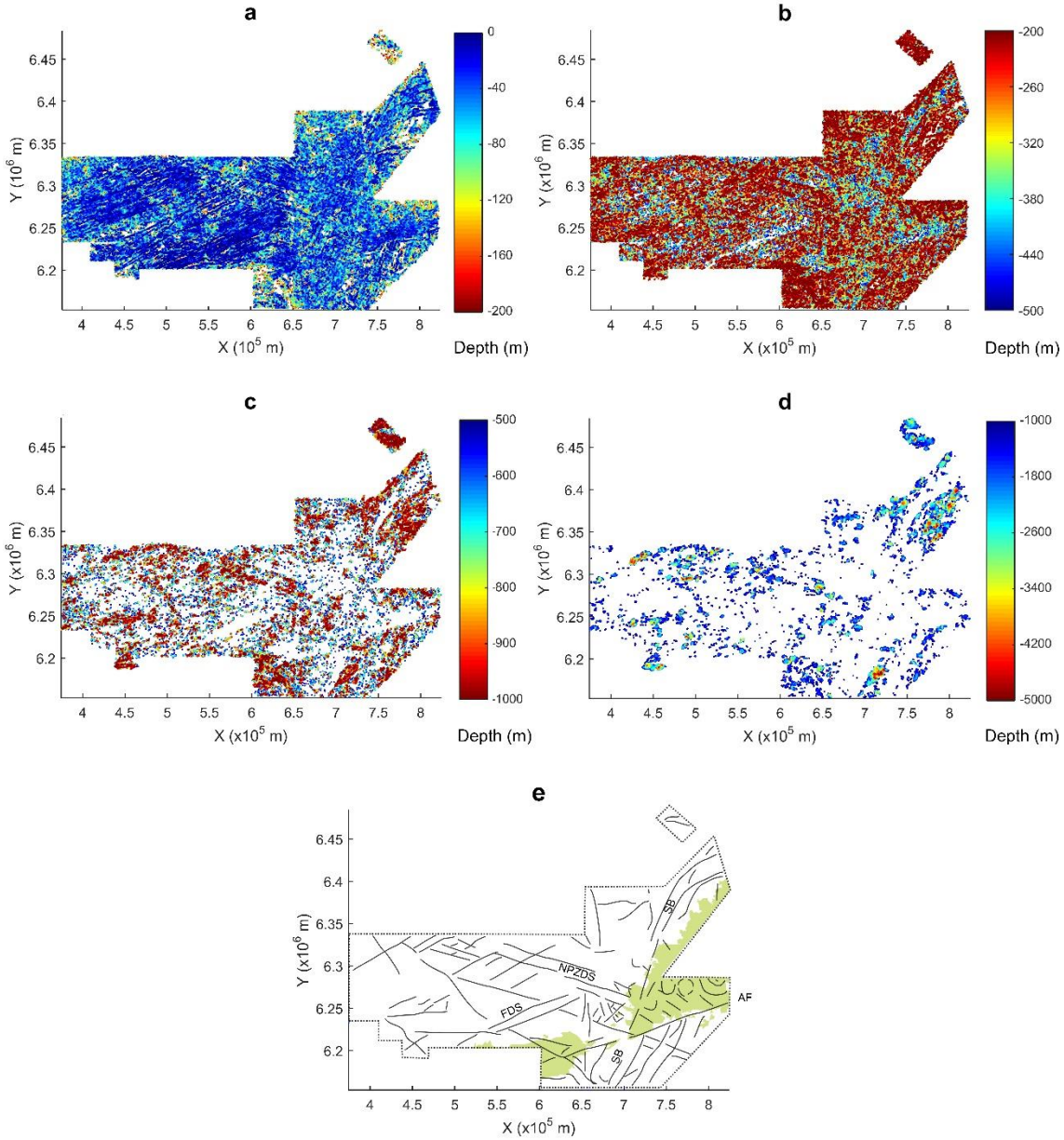

Figura 9.1. Soluciones de Euler para la anomalía aeromagnética (no reducida al polo) clasificadas según su profundidad **(a)** 0–200 m, **(b)** 200–500 m, **(c)** 500–1000 m, y **(d)** 1000–5000 m. **(e)** Principales discontinuidades magnéticas profundas interpretadas como límites estructurales. Las cuencas mesozoicas se muestran en verde claro. Principales estructuras relacionadas con las discontinuidades magnéticas más importantes: SB: Zona de Cizalla de Sierra Ballena, AF: Falla de Aiguá, NPZDS: Enjambre de diques Nico Pérez-Zapicán, FDS: Enjambre de diques de Florida.

9.2. Cortes estructurales

El estudio integrado de la deconvolución de Euler aplicada al mapa aeromagnético continuado ascendentemente a distintas alturas posibilita investigar el buzamiento de las estructuras. Si bien el método no permite determinar con precisión el ángulo de inclinación de las mismas, sí es posible definir su dirección de buzamiento y si el ángulo es alto o bajo. Por ejemplo, las estimaciones por medio de la deconvolución de Euler muestran que el enjambre de diques de Florida presenta una inclinación elevada de entre 90° a 60° hacia el norte (Fig. 9.2).

Al aplicar esta técnica se realización distintos cortes estructurales, que permitieron investigar la estructuración en profundidad. La Fig. 9.3 muestra la ubicación de los diversos cortes efectuados en el área, mientras que las Figs. 9.4, 9.5 y 9.6 presentan la interpretación estructural, las soluciones de Euler y la densidad de soluciones.

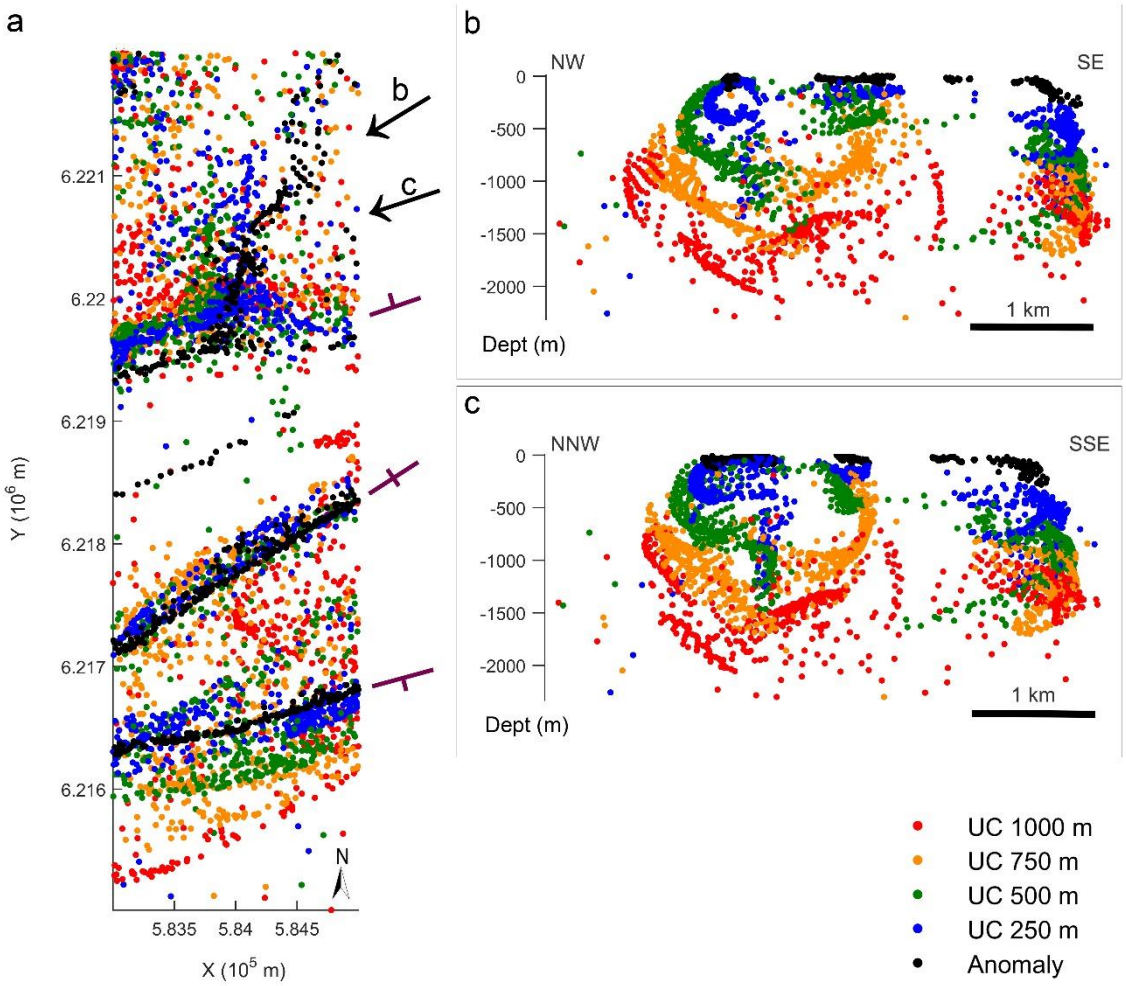

Figura 9.2. (a) Soluciones de Euler correspondientes a un área restringida que se muestra en la Fig. 9.1. En negro soluciones de Euler obtenidas a partir de la anomalía aeromagnética (sin reducir al polo). En colores se muestran las soluciones calculadas para diversas continuaciones

ascendentes (UC) cada 250 m hasta 1000 m. La distribución de las soluciones indica la dirección de inclinación de los cuerpos en profundidad. **(b)** y **(c)** Secciones verticales de la figura (a) a lo largo de direcciones perpendiculares al rumbo de los enjambres de diques. Su localización y orientación se indica con flechas en (a). En estas secciones verticales se puede apreciar la posición de las diferentes soluciones.

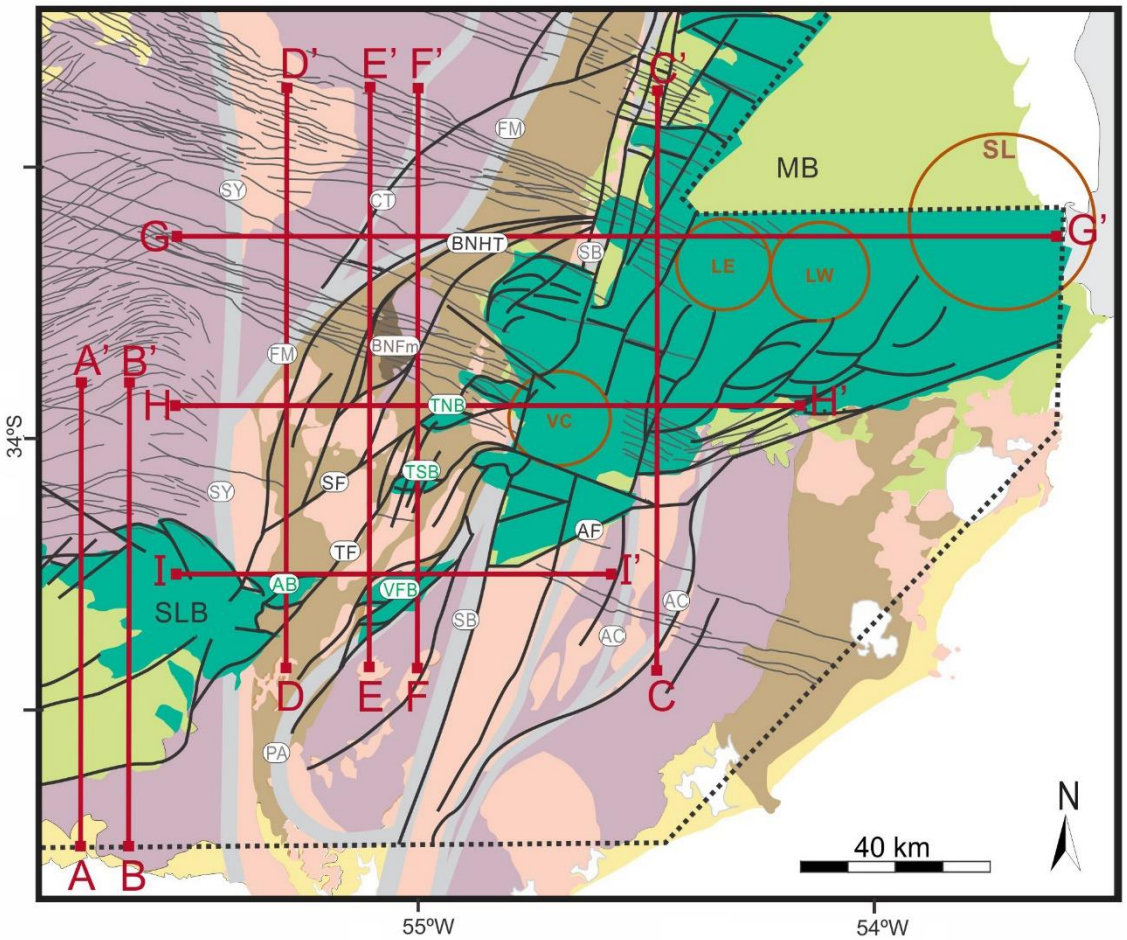

Figura 9.3. El mapa muestra la ubicación de los perfiles presentados en las figuras 9.4, 9.5 y 9.6. Zonas de Cizalla: Sarandí del Yí (SY), Cueva del Tigre (CT), Sierra Ballena (SB), Fraile Muerto-María Albina (FM), Alférez-Cordillera (AC). Fallas: Barriga Negra Horse Tail (BNHT), Falla del Soldado (SF), Falla Tapes (TF), Falla de Aiguá (AF). Cuencas: Santa Lucía (SLB), Merín (MB), Arequita (AB), Valle Fuentes (VFB), Tapes Sur (TSB), Tapes Norte (TNB). Centros intrusivos: Valle Chico (VC), Lascano Oeste (LW), Lascano Este (LE), San Luis (SL). Formación Barriga Negra (BNFm). Mismo código de color que en la figura 8.9.

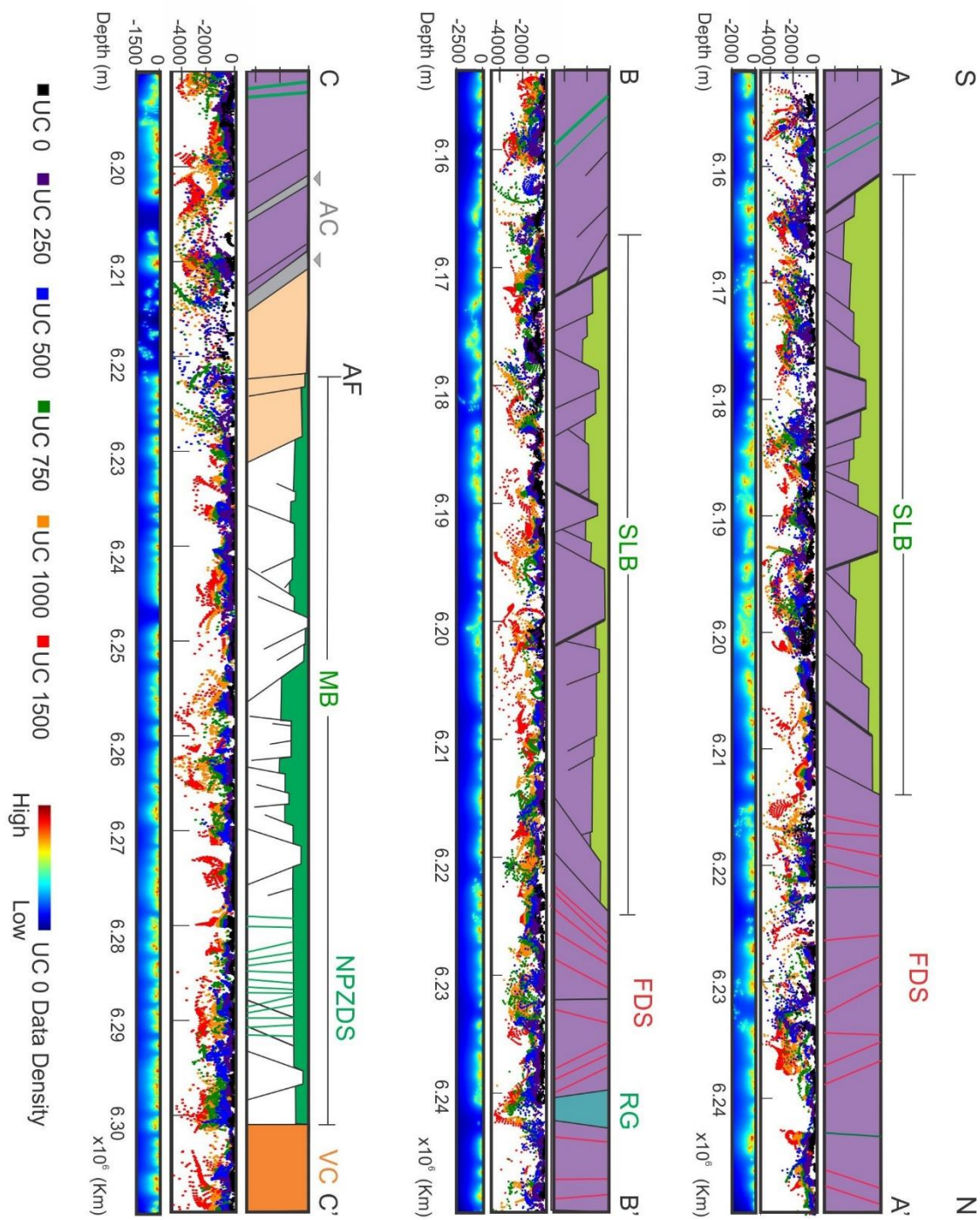

Figura 9.4. Secciones verticales Sur-Norte A, B y C en las cuencas Santa Lucía y Merín, indicadas en la figura 9.3. Cada sección presenta de arriba hacia abajo (i) un esquema geológico resultado de la interpretación de la distribución de las soluciones de Euler en conjunto con la geología del área; (ii) un perfil mostrando las soluciones de Euler calculadas para la anomalía aeromagnética prolongada ascendentemente a las siguientes alturas: 0, 250, 500, 750, 1000 y 1500 m, y (iii) un perfil de densidad de las soluciones de Euler calculado a partir del mapa de anomalía aeromagnética (UC0). Las soluciones de Euler indican la inclinación de las estructuras. Enjambre de diques de Florida (FDS), Gabro Reboledo (RG), Zona de Cizalla de Alférez-Cordillera (AC),

Falla de Aiguá (AF), Cuenca Santa Lucía (SLB), Cuenca Merín (MB), Enjambre de Diques Nico Pérez-Zapicán (NPZDS), centro intrusivo Valle Chico (VC). Esquema de colores en la sección geológica como en la figura 8.9.

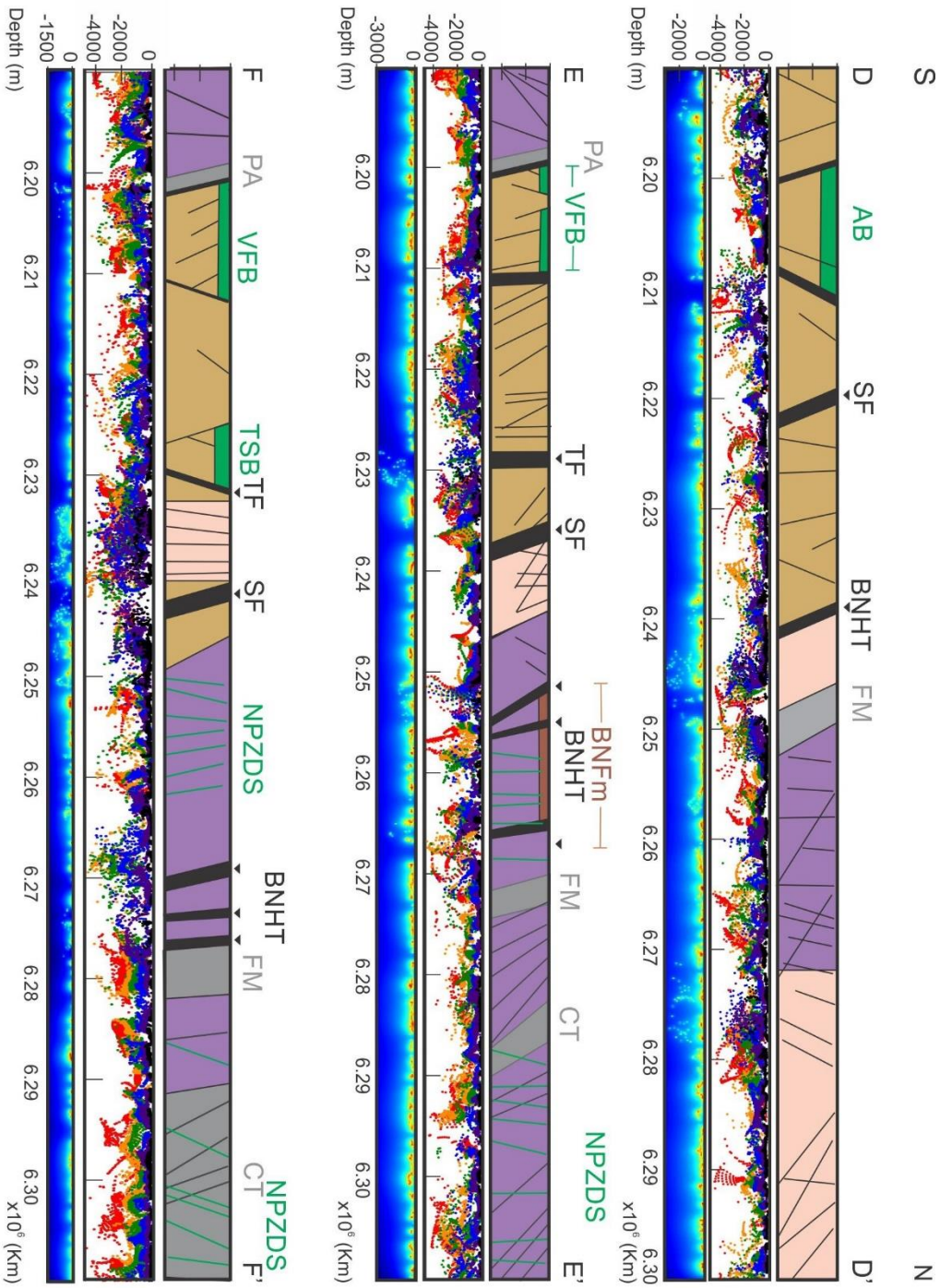

Figura 9.5. Secciones verticales Sur-Norte D, E y F en la zona de transferencia, indicadas en la figura 9.3. Cada sección presenta de arriba hacia abajo (i) un esquema geológico resultado de la interpretación de la distribución de las soluciones de Euler en conjunto con la geología del área; (ii) un perfil mostrando las soluciones de Euler calculadas para la anomalía aeromagnética prolongada ascendentemente a las siguientes alturas: 0, 250, 500, 750, 1000 y 1500 m, y (iii) un

perfil de densidad de las soluciones de Euler calculado a partir del mapa de anomalía aeromagnética (UC0). Las soluciones de Euler indican la inclinación de las estructuras. Falla del Soldado (SF), Falla Tapes (TF), Barriga Negra *Horse Tail* (BNHT), Formación Barriga Negra (BNFm), Zona de Cizalla Fraile Muerto-María Albina (FM), Faja Corrida Pan de Azúcar (PA), Zona de Cizalla Cueva del Tigre (CT), Cuenca Arequita (AB), Cuenca Valle Fuentes (VFB), Cuenca Tapes Sur (TSB), Enjambre de Diques Nico Pérez-Zapicán (NPZDS). Esquema de colores en la sección geológica como en la figura 8.9.

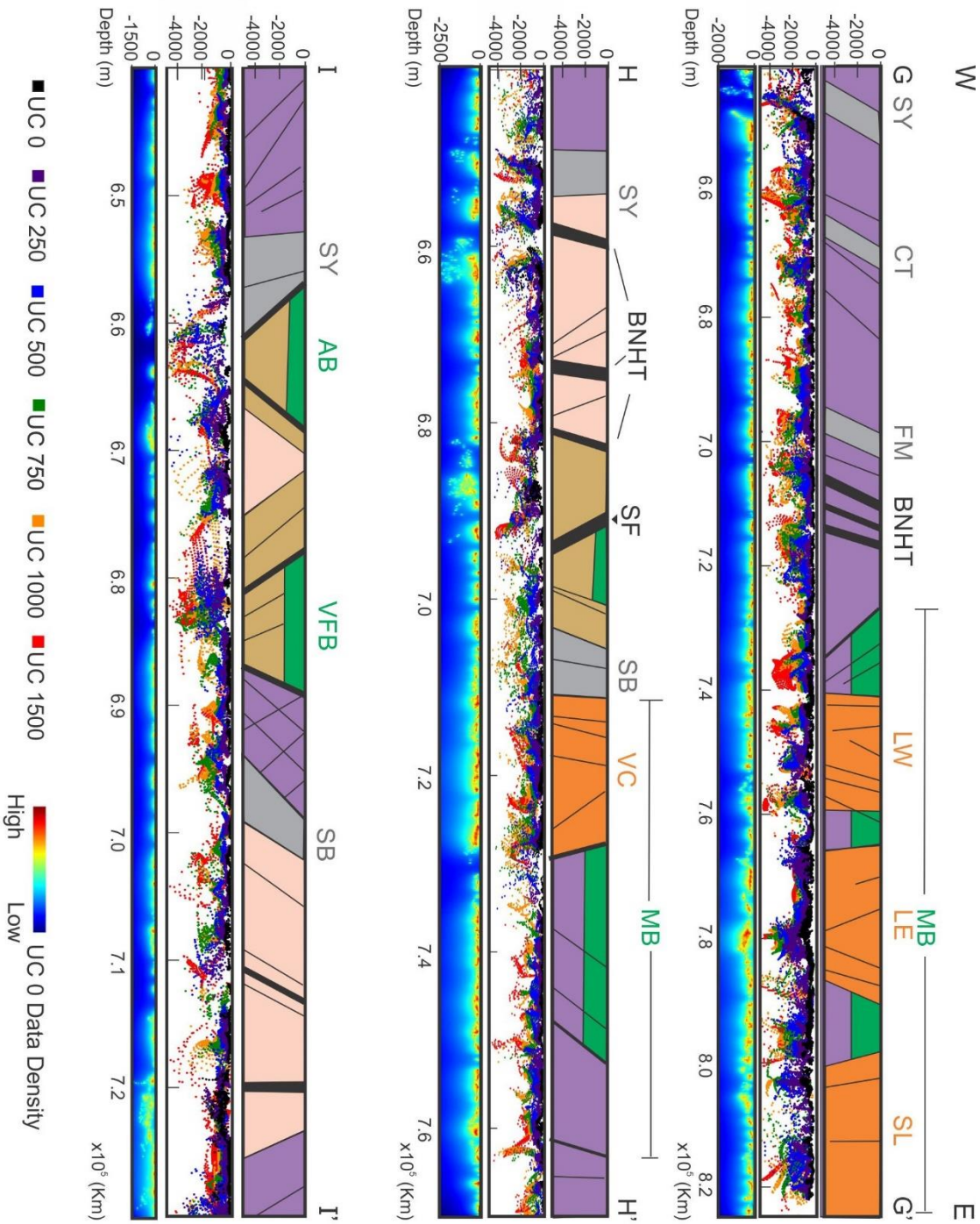

Figura 9.6. Secciones verticales Oeste-Este G, H e I, indicadas en la figura 9.3. Cada sección presenta de arriba hacia abajo (i) un esquema geológico resultado de la interpretación de la distribución de las soluciones de Euler en conjunto con la geología del área; (ii) un perfil mostrando las soluciones de Euler calculadas para la anomalía aeromagnética prolongada ascendentemente a las siguientes alturas: 0, 250, 500, 750, 1000 y 1500 m, y (iii) un perfil de densidad de las soluciones de Euler calculado a partir del mapa de anomalía aeromagnética (UC0). Las soluciones de Euler indican la inclinación de las estructuras. Zona de Cizalla Sarandí del Yí (SY), Zona de Cizalla Cueva del Tigre (CT), Zona de Cizalla Sierra Ballena (SB), Zona de Cizalla Fraile Muerto-María Albina (FM), Barriga Negra Horse Tail (BNHT), Falla del Soldado (SF), Cuenca Arequita (AB), Cuenca Valle Fuentes (VFB), Cuenca Merín (MB), Centro intrusivo Valle Chico (VC), Centro intrusivo Lascano Oeste (LW), Centro intrusivo Lascano Este (LE), Centro intrusivo San Luis (SL). Esquema de colores en la sección geológica como en la figura 8.9.

10
Resultados: Análisis de los Datos Gravimétricos

10.1. Anomalía Gravimétrica Regional

10.1.1 Análisis de filtros

En la figura 10.1 se presenta la anomalía de Bouguer Completa para el sector on-shore y la anomalía de Aire Libre para el sector off-shore, para Uruguay y regiones aledañas (Sá 2004). En este mapa pueden notarse muy claramente las estructuras lineales que se asocian con la continuación de la Zona de Cizalla Sarandí del Yí (debajo de la cuenca Norte) (véase Figs. 2.2, 2.8), así como las Zonas de Cizalla Sierra Ballena, Dorsal de Canguçu y Alférez Cordillera. Por otro lado, se observan las estructuras de las cuencas de rift Santa Lucía y Merín, destacándose como un bajo gravimétrico el principal depocentro de la cuenca Santa Lucía y como altos gravimétricos los centros volcánicos en esta última (Cernuschi *et al.* 2015). También puede verse en el Terreno Piedra Alta un alto gravimétrico que corresponde al Cinturón San José (véase Fig. 2.8) y un cambio en la señal gravimétrica que coincide con la localización del Cinturón Andresito y el límite entre la cuenca Norte y los derrames basálticos de la provincia magmática Paraná-Etendeka (Fig. 2.8). En el sector off-shore se destaca la intensa anomalía positiva causada por el emplazamiento de cuerpos máficos (*Seaward Deeping Reflectors*) que se asocian al límite de la plataforma continental. Por otra parte, hacia el borde noreste del mapa se observa una anomalía negativa de gran amplitud asociada a una región en la que ocurriría adelgazamiento cortical y refertilización mantélica (Julia et al. 2008; Pinto et al. 2010; Bologna et al. 2018). Asimismo, en la Provincia de Buenos Aires se puede apreciar una intensa anomalía magnética positiva con dirección NO-SE que se corresponde con la cuenca del Salado.

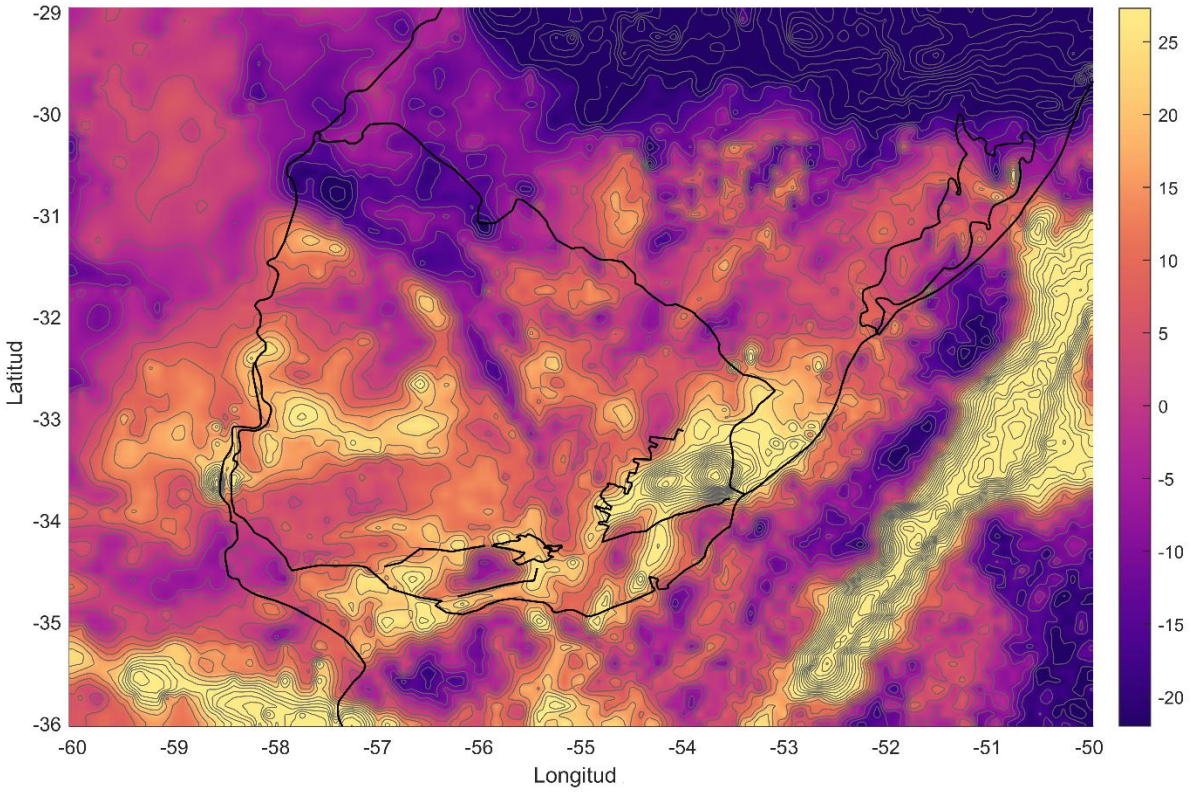

Figura 10.1. Anomalía de Bouguer Completa para el sector on-shore y anomalía de Aire Libre para el sector off-shore, para Uruguay y regiones aledañas, con amplitud acotada a 3σ de la media de la distribución. Se indican con línea negra continua los límites nacionales y los bordes estructurales y volcánicos de las cuencas mesozoicas Santa Lucía y Merín (véase figuras 2.2, 2.6A, y 2.8). (Unidades: mGal).

Debido a la baja resolución de los datos gravimétricos y también, posiblemente, a los métodos de interpolación empleados, los filtros aplicados a las anomalías gravimétricas generaron resultados con elevados niveles de ruido. En la figura 10.2 puede apreciarse la primera derivada vertical de la anomalía de Bouguer Completa para el sector on-shore y de la anomalía de Aire Libre para el sector off-shore. En la misma pueden notarse las principales estructuras del basamento uruguayo, pero también una gran cantidad de ruido y artefactos en dirección N-S y E-O (señales en forma de cruz) que resultan del realce del ruido correspondiente al grillado de los datos. De todas maneras, se destacan las estructuras lineales como la continuación de la Zona de Cizalla Sarandí del Yí debajo de la cuenca Norte y de la Dorsal de Canguçu, el límite sur de la cuenca Santa Lucía, se observa una mejor definición de los centros volcánicos localizados en la cuenca Merín y se identifican señales de cuerpos menores que continúan

dentro de territorio brasilero. En el S del Brasil se detecta un bloque que presenta mayor rugosidad en la señal, el cual se correspondería con los bloques São Gabriel, Rivera y cuenca de Camaqua y la Zona de Cizalla Ibaré, paralela a la frontera Uruguay-Brasil (véase figura 2.2).

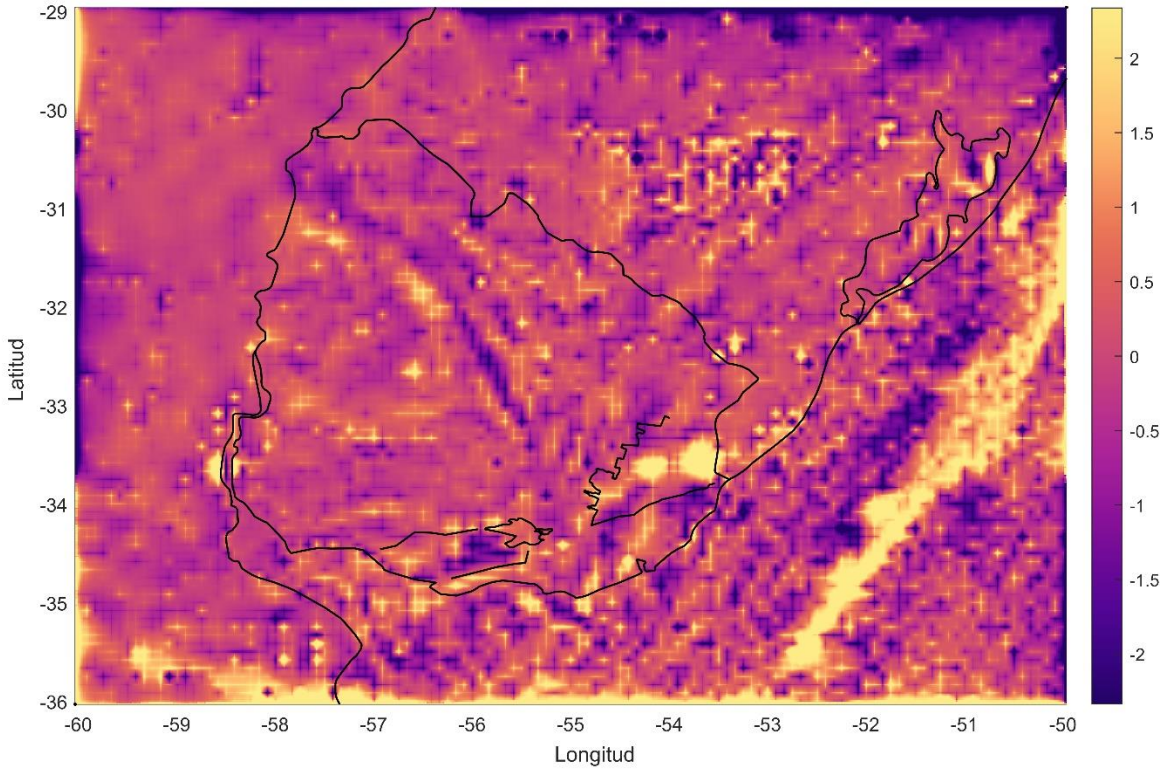

Figura 10.2. Primera derivada vertical de la anomalía de Bouguer Completa para el sector on-shore y anomalía de Aire Libre para el sector off-shore, para Uruguay y regiones aledañas, con amplitud acotada a 2σ de la media de la distribución. Se indican con línea negra continua los límites nacionales y los bordes de las cuencas mesozoicas Santa Lucía y Merín (véase figuras 2.2, 2.6A, y 2.8). (Unidades: mGal/m)

Pudieron obtenerse mejores resultados mediante la aplicación de los filtros de señal analítica directa (Fig. 10.3), su derivada horizontal (Fig. 10.4) y su fase (Fig. 10.5). Los diversos filtros destacan relativamente las mismas estructuras con mayor o menor nitidez. Se advierte, sin embargo, que hacia los bordes de las imágenes se observan efectos de *aliasing*, es decir artefactos matemáticos, debido a que no se utilizó ningún tipo de preprocesamiento para mantener la continuidad lateral de las ventanas (ver capítulo 3).

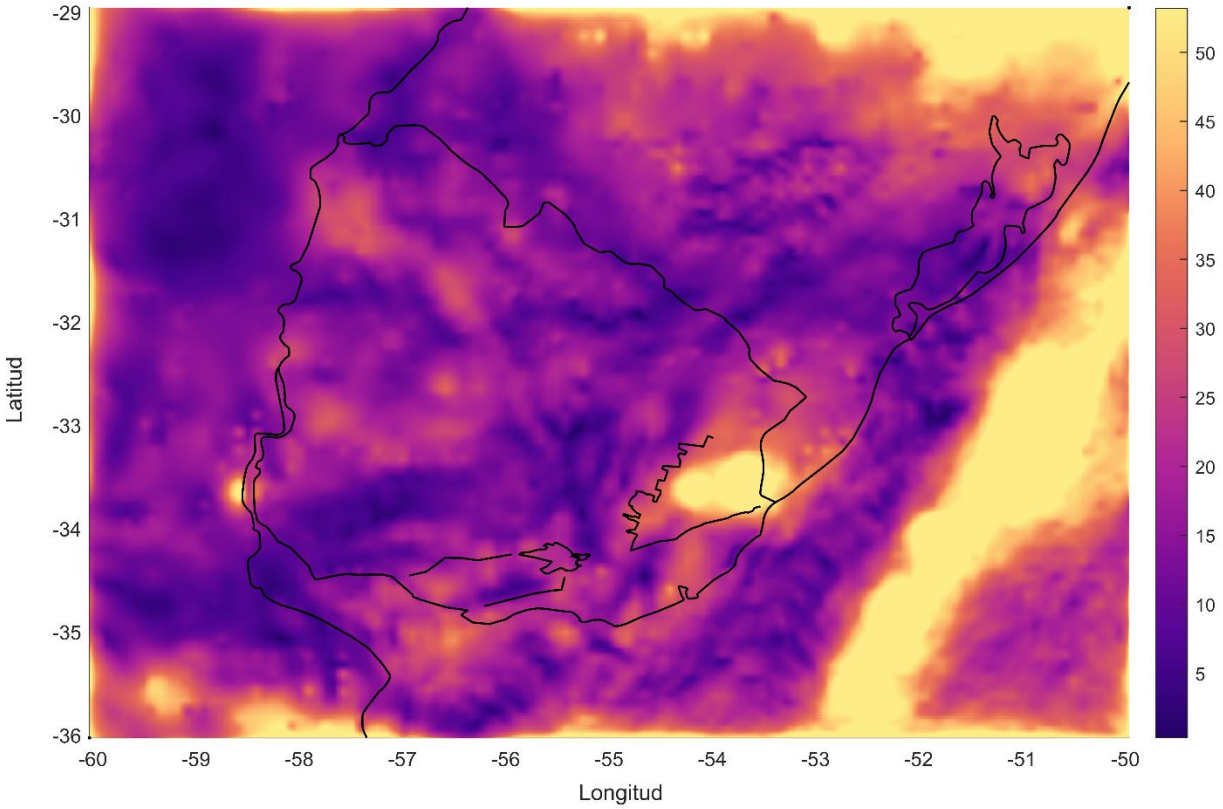

Figura 10.3. Señal analítica directa de la anomalía de Bouguer Completa para el sector on-shore y de la anomalía de Aire Libre para el sector off-shore, para Uruguay y regiones aledañas, con amplitud acotada a 6σ de la media de la distribución. Se indican con línea negra continua los límites nacionales y los contornos de las cuencas mesozoicas Santa Lucía y Merín (véase figuras 2.2, 2.6A, y 2.8). (Unidades: mGal/m)

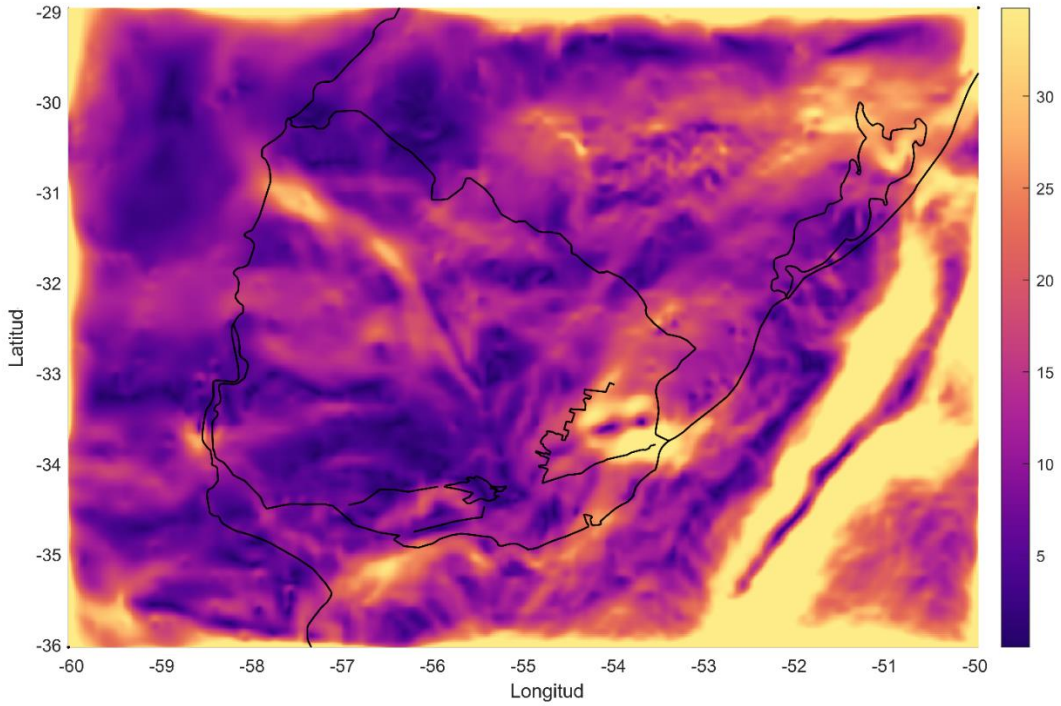

Figura 10.4. Derivada horizontal de la señal analítica directa de la anomalía de Bouguer Completa para el sector on-shore y de la anomalía de Aire Libre para el sector off-shore, para Uruguay y regiones aledañas, con amplitud acotada a 6σ de la media de la distribución. Se indican con línea negra continua los límites nacionales y los contornos de las cuencas mesozoicas Santa Lucía y Merín (véase figuras 2.2, 2.6A, y 2.8).

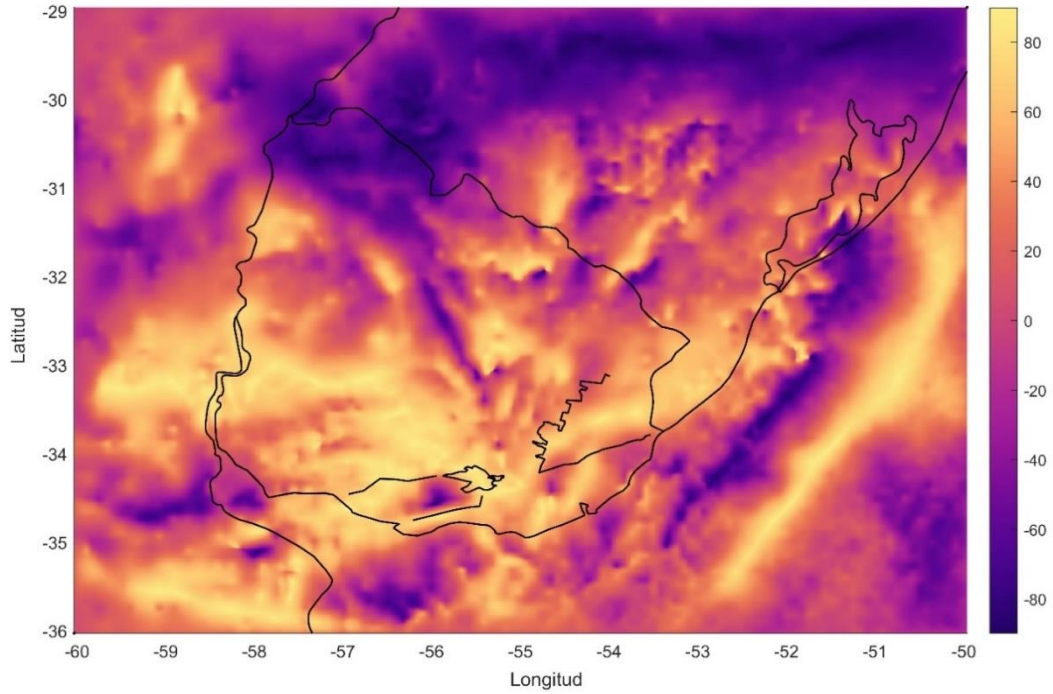

Figura 10.5. Fase de la señal analítica directa de la anomalía de Bouguer Completa para el sector on-shore y de la anomalía de Aire Libre para el sector off-shore, para Uruguay y regiones aledañas, con amplitud acotada a 6σ de la media de la distribución. Se indican con línea negra continua los límites nacionales y los contornos de las cuencas mesozoicas Santa Lucía y Merín (véase figuras 2.2, 2.6A, y 2.8).

10.1.2 Deconvolución de Euler

Las soluciones de Euler obtenidas para la anomalía de Bouguer Completa para el sector on-shore y la anomalía de Aire Libre para el sector off-shore se presentan en la figura 10.6. Para la misma se seleccionaron ventanas de 3x3 km, y se testearon varios índices estructurales. El índice estructural correspondiente a contactos (SI=0) produjo los mejores resultados con estructuraciones reconocibles. Si bien el patrón obtenido es bastante complejo, las soluciones se concentran a lo largo de las estructuras conocidas y detectadas en los mapas de anomalías gravimétricas y sus filtros. Las soluciones más profundas se localizan en la Zona de Cizalla Sarandí del Yí, a lo largo de las fallas que delimitan a las cuencas mesozoicas, y en correspondencia con las calderas volcánicas ubicadas en la laguna Merín y con los cuerpos máficos intruidos en el borde de la plataforma continental.

Con la finalidad de complementar este análisis se calcularon las continuaciones ascendentes de la anomalía de Bouguer Completa para el sector on-shore y de la anomalía de Aire Libre para el sector off-shore a 5, 10, 20, 30 y 40 km de altura. Dichas prolongaciones ascendentes se sustrajeron de las anomalías gravimétricas para obtener las correspondientes anomalías Residuales. De esta forma se intentó filtrar las señales de mayor longitud de onda para poder generar mapas que permitan identificar anomalías de carácter local, cuyos cuerpos causantes se encuentren más cercanos a la superficie. Se aplicó la deconvolución de Euler a cada una de dichas anomalías Residuales, las soluciones obtenidas se presentan en la figura 10.7.

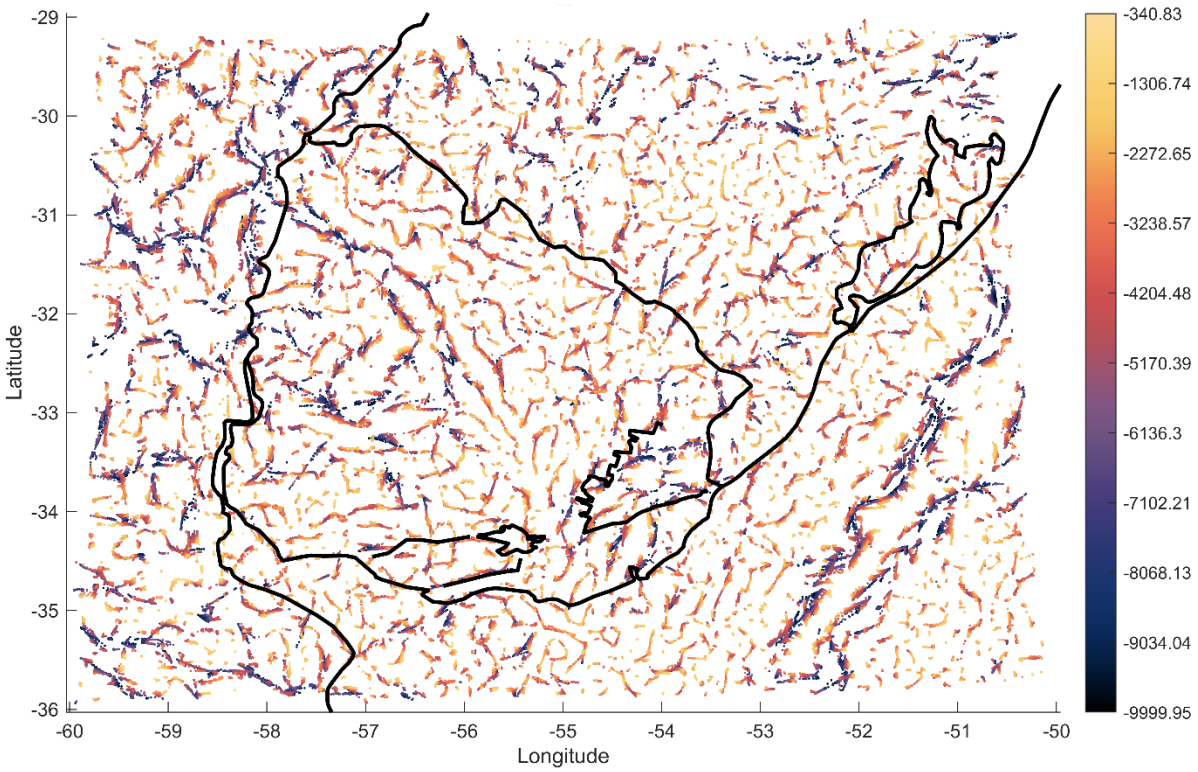

Figura 10.6. Soluciones de Euler obtenidas para la anomalía de Bouguer Completa para el sector on-shore y la anomalía de Aire Libre para el sector off-shore de Uruguay y la región, representadas según su profundidad en metros. Se indican con línea negra continua los límites nacionales y los contornos de las cuencas mesozoicas Santa Lucía y Merín (véase figuras 2.2, 2.6A, y 2.8).

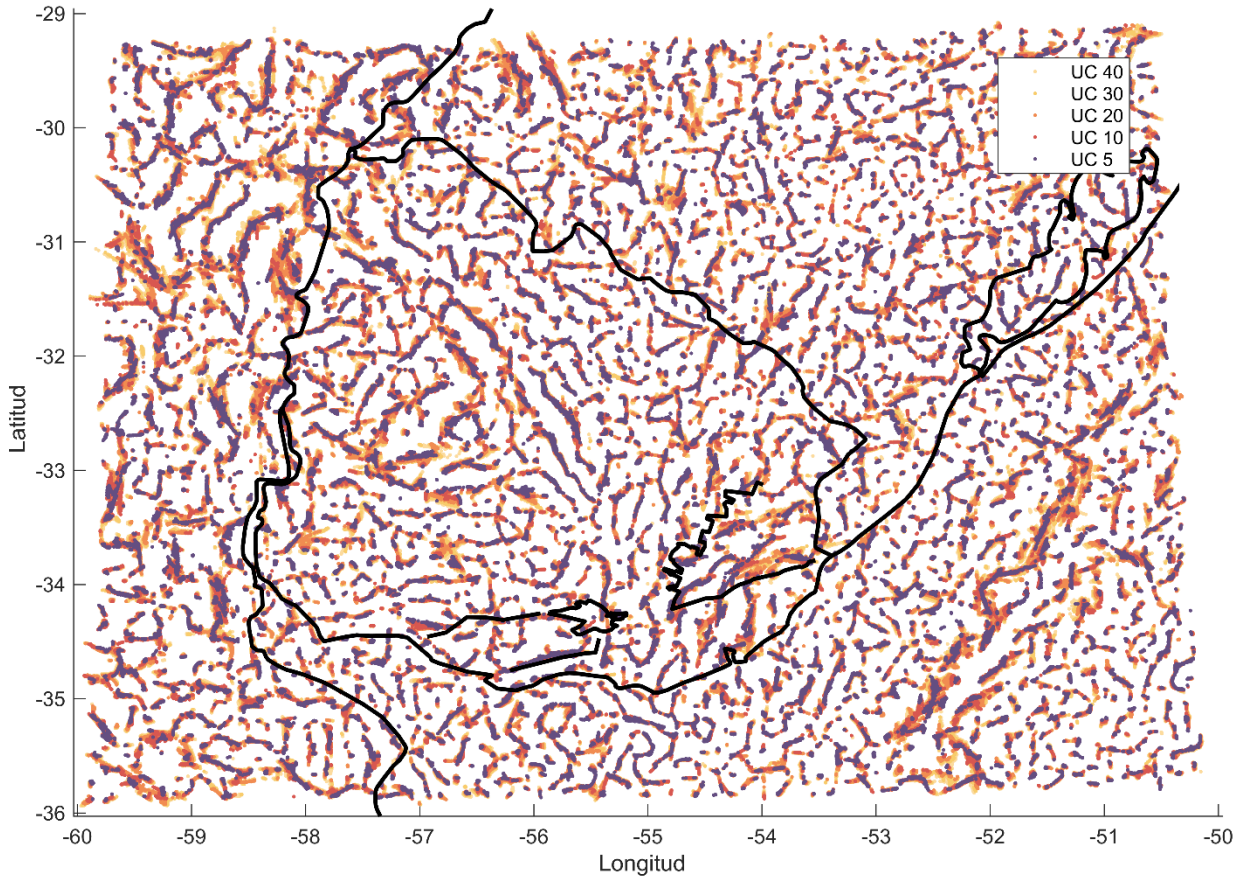

Figura 10.7. Soluciones de Euler correspondientes a cinco diferentes anomalías Residuales resultantes de restar a la anomalía de Bouguer Completa para el sector on-shore y a la anomalía de Aire Libre para el sector off-shore sus continuaciones ascendentes (UC) a 40, 30, 20, 10 y 5 km de altura. Se indican con línea negra continua los límites nacionales y los contornos de las cuencas mesozoicas Santa Lucía y Merín (véase figuras 2.2, 2.6A, y 2.8).

Las soluciones para las distintas anomalías Residuales son consistentes entre ellas, presentando variaciones en su distribución general muy similares a las observadas en las soluciones de Euler calculadas para la anomalía de Bouguer Completa para el sector on-shore y la anomalía de Aire Libre para el sector off-shore. Esto sugiere que la mayoría de las señales responden a límites estructurales importantes, que estarían presentes tanto a grandes profundidades como más cerca de la superficie.

Por otro lado, también se calcularon y analizaron la anomalía Isostática, obtenida considerando el modelo de Airy, y diferentes anomalías Isostáticas Descompensadas. Para obtener estas últimas se prolongó ascendentemente la anomalía Isostática a diferentes alturas y dichas prolongaciones ascendentes se sustrajeron de la misma. Estas anomalías (Isostática e Isostáticas Descompensadas) resultaron muy

similares a las anomalías Residuales, por lo cual no se obtuvo nueva información a partir de ellas y no son presentadas.

10.2. Anomalía Gravimétrica Local (Zona central de Uruguay)

La anomalía de Bouguer de la zona central del rift mesozoico y del Cinturón Dom Feliciano calculada a partir de los nuevos datos terrestres de detalle relevados para esta tesis se muestra en la figura 10.8. El mapa obtenido presenta una mayor resolución con respecto al mapa gravimétrico regional, sin embargo dicha resolución resulta aún insuficiente para poder realizar un completo y exhaustivo análisis estructural de detalle. Lamentablemente, debido a las restricciones relacionadas con la pandemia de COVID19 no fue posible completar los relevamientos de detalle planificados para ser realizados durante 2020 y 2021. Las anomalías observadas son consistentes con la presencia de las cuencas mesozoicas, en particular se detecta una anomalía positiva de gran amplitud en correspondencia con el centro intrusivo Valle Chico. Las anomalías negativas parecen coincidir con la localización de los principales plutones aflorantes en el área, sugiriendo que los mismos presentan menor densidad que el basamento que los aloja.

Las soluciones de Euler (SI=0 y tamaño de ventana de 1 km) obtenidas a partir de la anomalía de Bouguer (Fig 10.9) coinciden con los principales cuerpos intrusivos y zonas de falla o cizalla, alineándose a lo largo de direcciones N20°E consistentes con la estructuración del Cinturón Dom Feliciano.

Al igual que en el caso de la anomalía gravimétrica regional, se complementó el análisis con el cálculo de las continuaciones ascendentes de la anomalía de Bouguer a 0,5, 1, 5 y 10 km de altura. Dichas prolongaciones ascendentes se sustrajeron de la anomalía de Bouguer, para obtener las correspondientes anomalías Residuales. De esta forma se intentó filtrar las señales de mayor longitud de onda para poder generar mapas que permitan identificar anomalías de carácter aún más local correspondientes a estructuras más someras, (por ejemplo se filtró la intensa señal correspondiente a las cuencas mesozoicas). Se aplicó la deconvolución de Euler a cada una de dichas anomalías Residuales, las soluciones obtenidas se presentan en la figura 10.9. Las soluciones para las distintas anomalías Residuales tienen una distribución muy similar a la observada en las soluciones de Euler calculadas para la anomalía de Bouguer, no siendo posible identificar patrones claros que permitan definir la dirección de buzamiento de las estructuras que, sin embargo, parecen ser mayormente subverticales.

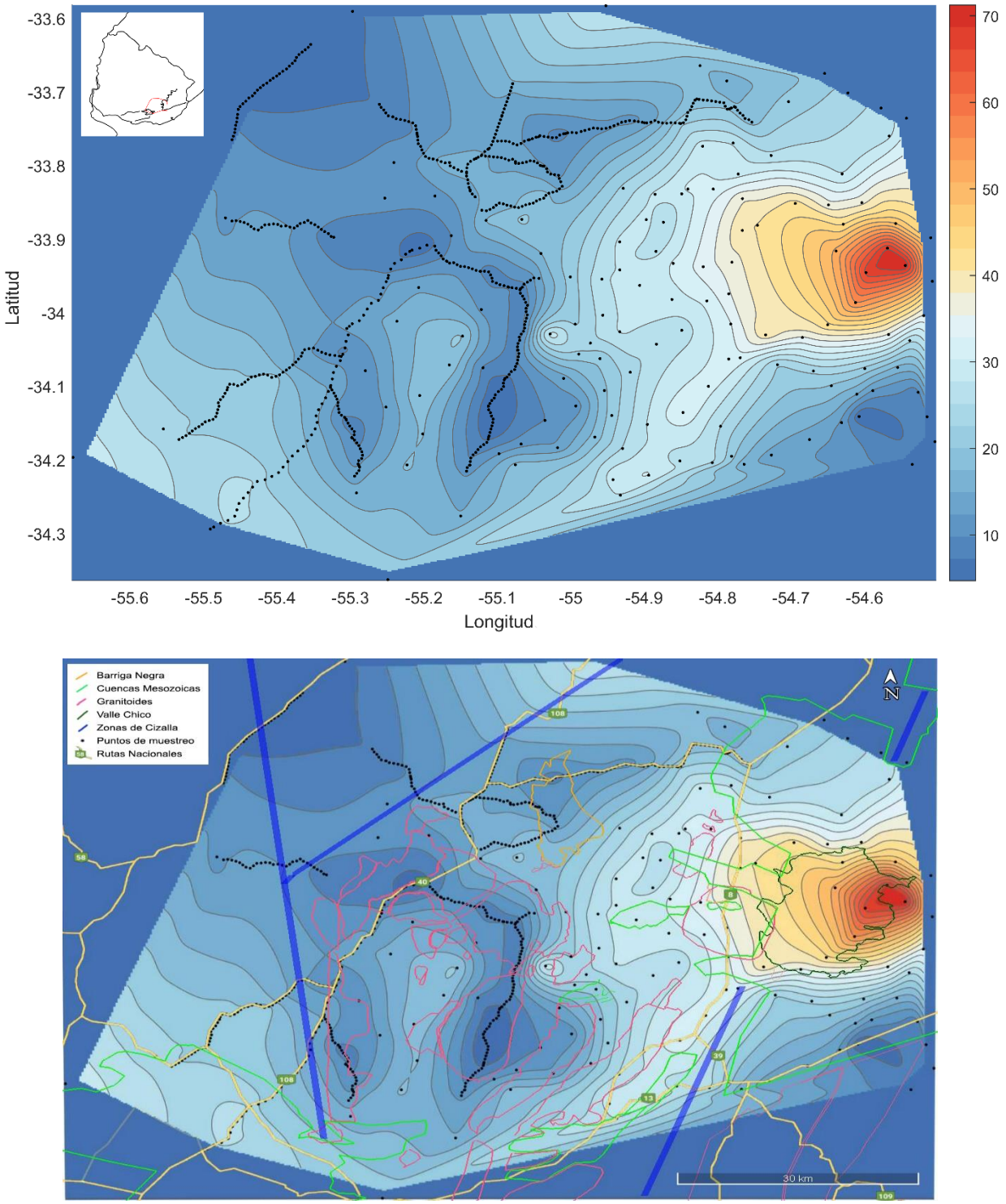

Figura 10.8. Arriba: Anomalía de Bouguer de la zona central del rift mesozoico y Cinturón Dom Feliciano (Unidades: mGal) (puntos negros: estaciones medidas para esta tesis). Abajo: Anomalía de Bouguer con los bordes de las principales unidades geológicas aflorantes en el área superpuestos.

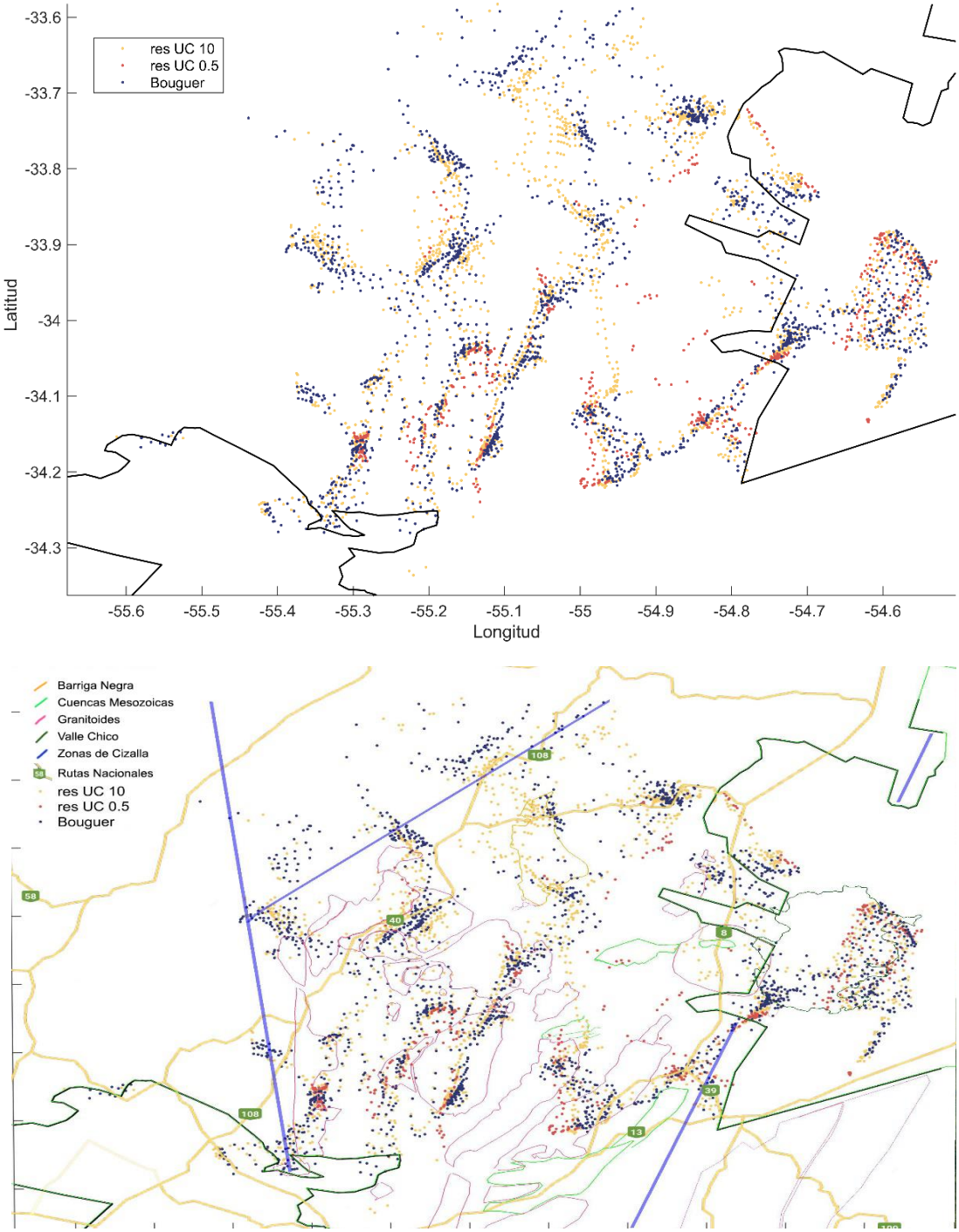

Figura 10.9. Arriba: Soluciones de Euler correspondientes a la anomalía de Bouguer del rift mesozoico y Cinturón Dom Feliciano y a dos diferentes anomalías Residuales, resultantes de restar a la anomalía de Bouguer sus continuaciones ascendentes (UC) a 0,5 y 10 km de altura (Líneas negras continuas: bordes de las cuencas mesozoicas). Abajo: Mismas soluciones de Euler con los bordes de las principales unidades geológicas aflorantes en el área superpuestos.

11
Discusión

11.1. Análisis Espectral

Desafortunadamente, pese a los avances desarrollados en este estudio en cuanto al método espectral - que implicaron mejoras metodológicas y mayor entendimiento de los parámetros y resultados obtenidos - y a pesar de que el análisis espectral produjo resultados que se ajustan a los distintos escenarios tectónicos y modelos propuestos en la región, las limitaciones del método no permiten extraer mayor información sobre la región de estudio. Incluso, pese a disponer de un relevamiento aeromagnético de alta resolución del Uruguay, el método no puede ser aplicado a dichos datos, ya que el tamaño de ventanas requerido para registrar señales de la isoterma de Curie, i.e. ventanas de 200 x 200 o 500 x 500 km, excede completamente las dimensiones del área relevada.

Los resultados obtenidos a partir de los datos globales sugieren que el área cratónica de Uruguay sería relativamente homogénea, ya que los valores de Z_b, en las distintas condiciones propuestas, varían entre los 40 y 50 km (Figs. 7.2, 7.3). Estas profundidades están en concordancia con los estudios de ruido sísmico en Uruguay, los cuales indican que el espesor cortical del territorio se encuentra entre los 39,3 y 44,5 km (Rodríguez *et al.* 2017; 2019; Rivadeneyra-Vera *et al.* 2019; Rodríguez 2021). Estos datos implican que los valores de Z_b obtenidos efectivamente corresponden a la isoterma de Curie, que a su vez se corresponde también con la discontinuidad de Mohorovičić en la región.

11.2. Anomalías Gravimétricas

Las anomalías gravimétricas parecen no verse afectadas por la presencia de los diversos enjambres de diques del Uruguay. Si bien la resolución de dichas anomalías no es lo

suficientemente alta como para identificar diques individuales, sí lo es como para detectar grandes paquetes de diques, como en el caso del enjambre de diques máficos de Zapicán. Esto implica que el contraste de densidad entre los diques y la roca de caja no es considerable, como sí parece serlo la diferencia entre magnetizaciones y susceptibilidades. Lo contrario ocurre en el caso de las zonas de cizalla, cuya señal en los mapas aeromagnéticos es notablemente débil, mientras que las mismas (y sus continuaciones en el subsuelo en zonas cubiertas) pueden ser claramente detectadas mediante sus anomalías gravimétricas.

La figura 11.1 muestra las principales estructuras interpretadas para Uruguay y la región a partir de los datos gravimétricos. El análisis llevado adelante en esta tesis sugeriría que la Zona de Cizalla Sarandí del Yí no continuaría en territorio argentino, o bien cambiaría de dirección dirigiéndose hacia el norte (Figs. 10.1, 10.4, 10.5). Por otra parte, la Zona de Cizalla Sierra Ballena continuaría debajo del Río de la Plata con dirección SO e intersectando a la Zona de Cizalla Sarandí del Yí (Figs. 10.1, 10.3). Desde el punto de vista mecánico, es mucho más probable que las zonas de cizalla presenten una geometría sigmoidal a que muestren un cambio abrupto de dirección de casi noventa grados. Posiblemente, la presencia del Terreno Piedra Alta significó para ambas zonas de cizalla un obstáculo probablemente (reológicamente resistente) para su desarrollo, modificando el campo de esfuerzos, y generando una concentración de la deformación en la región entre ambas zonas de cizalla.

Por otro lado, el patrón interpretado en la cuenca Norte parece coincidir con estructuras previamente documentadas en los mapas geológicos del Uruguay (Preciozzi *et al.* 1985). De igual manera, las estructuras interpretadas en esta tesis para el sector del Río de la Plata son consistentes con propuestas previas de otros autores (véase Rosello *et al.* 2017; Soto *et al.* 2015; entre otros)

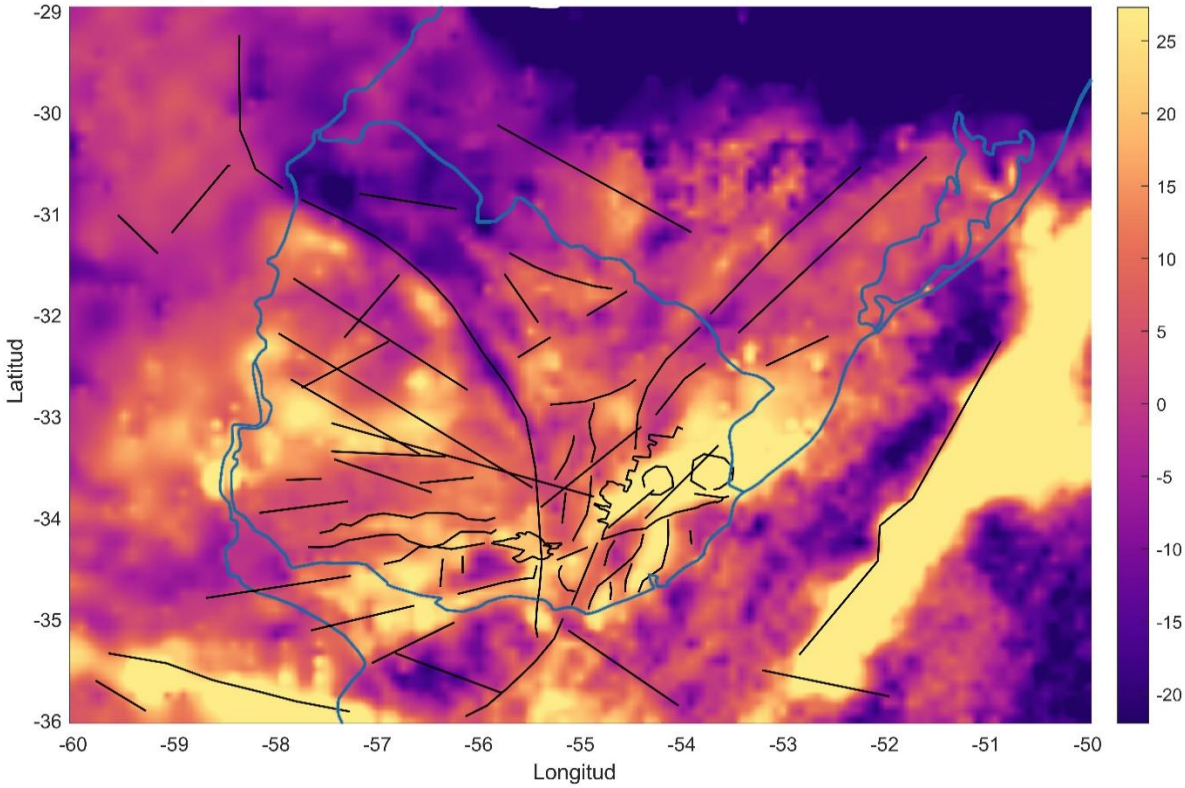

Figura 11.1. Principales estructuras (en líneas negras continuas) interpretadas a partir del análisis de los datos gravimétricos de Uruguay y regiones aledañas, superpuestas al mapa de anomalía de Bouguer Completa en el sector on-shore y de anomalía de Aire Libre en el sector off-shore. Unidades: mGal.

La figura 11.2 muestra las soluciones de Euler obtenidas para las residuales de la anomalía de Bouguer Completa para el sector on-shore y de la anomalía de Aire Libre para el sector off-shore superpuestas al mapa de la primera derivada vertical de las anomalías aeromagnéticas. En la figura se aprecia:

1) una gran coincidencia de los bordes de la cuenca Santa Lucía mapeados a partir de la interpretación de las anomalías aeromagnéticas y de las alineaciones de las soluciones de Euler correspondientes a los datos gravimétricos. En especial, es muy notable la concordancia observada a lo largo de las fallas que delimitan los bordes sur y norte de la cuenca Santa Lucía. Sin embargo, los bordes de los grabens rellenos por lavas basálticas, que pueden definirse claramente a partir de la aeromagnetometría, no son particularmente identificables a través de la gravimetría.

2) los límites de la cuenca Merín, dominada principalmente por rocas ígneas, no se identifican claramente a partir de las anomalías gravimétricas. Por ejemplo, su límite de falla sur (falla de Aiguá) representa un rasgo notablemente prominente en la aeromagnetometría y puede

observarse claramente en el campo como un escalón de cerca de 100 m de desnivel, sin embargo, no parece tener expresión significativa en los datos gravimétricos. Por otro lado, las calderas volcánicas y las fallas con dirección paralela al borde sur de la cuenca pueden detectarse claramente dentro de la cuenca Merín. Este patrón, junto a la estructuración en bloques interpretada a partir de la aeromagnetometría (Fig. 8.10), sugieren que este límite sur no es neto, sino que constituiría una estructura del tipo dominó o *bookshelf*, donde las fallas internas podrían resultar más prominentes.

3) las Zonas de Cizalla Sarandí del Yí, Sierra Ballena, San Carlos - Cordillera, las estructuras internas del Cinturón Dom Feliciano (como la faja de Pan de Azúcar (PA), Fig. 2.8) y las fallas con dirección predominante N20°E pueden identificarse claramente en la región central, entre las cuencas mesozoicas, a partir de la distribución de las soluciones de Euler correspondientes a los datos gravimétricos.

4) sin embargo, se puede apreciar que la señal de la Zona de Cizalla Sarandí del Yí pierde continuidad en el área donde la misma intersecta el enjambre de diques máficos Zapicán. Este fenómeno también se observa en el caso de los datos aeromagnéticos. Al parecer, la interferencia de estructuras y la similitud composicional de las rocas en dicho sector hacen muy difícil identificar la estructura de Sarandí del Yí, hecho que ocurre incluso en el campo.

5) en la figura 10.9 puede notarse más claramente que en el Terreno Piedra Alta algunas soluciones de Euler se encuentran alineadas siguiendo la dirección estructural de los diques mesozoicos, así como agrupadas en coincidencia con los cuerpos intrusivos y a lo largo de estructuras que parecen coincidir con el Cinturón San José.

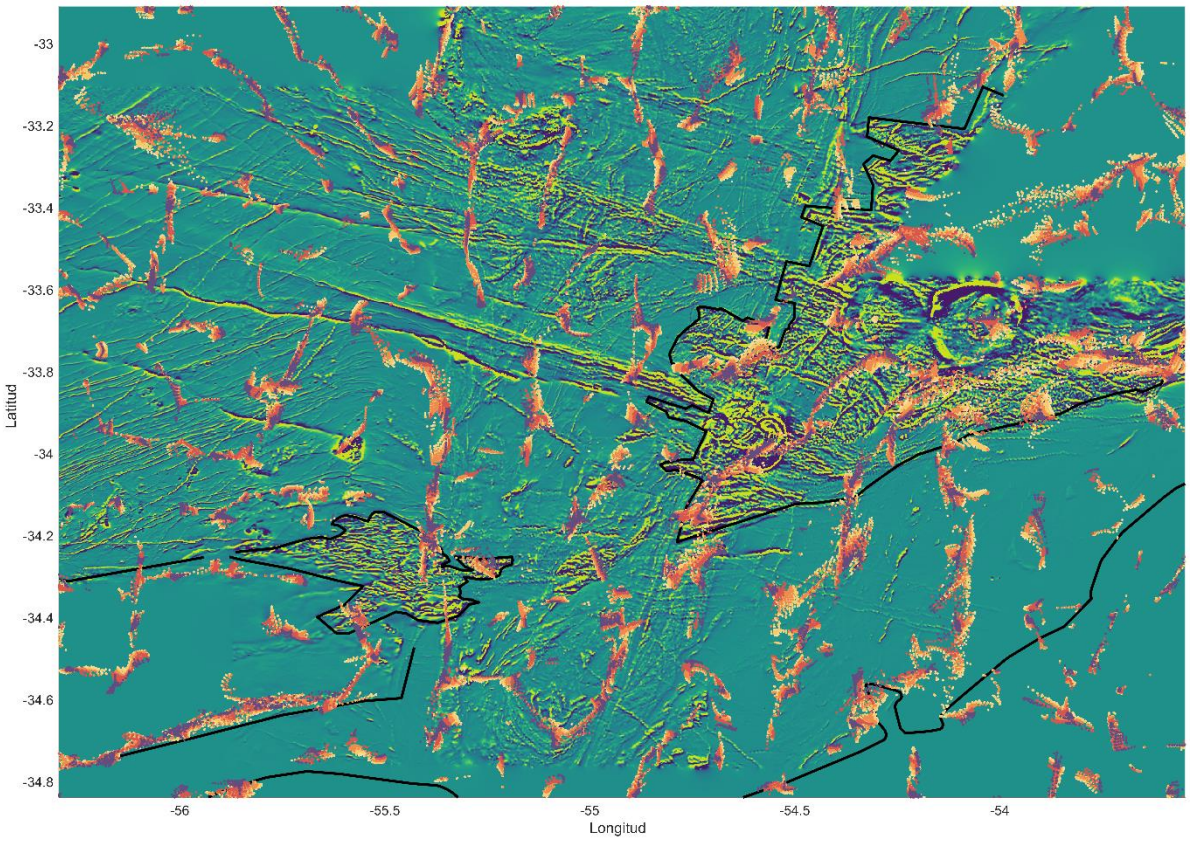

Figura 11.2. Detalle de la región del rift mesozoico y del Cinturón Dom Feliciano. Soluciones de Euler correspondientes a cinco residuales de la anomalía Bouguer Completa para el sector on-shore y de la anomalía de Aire Libre para el sector off-shore (ver figura 10.7) superpuestas al mapa de la primera derivada vertical de las anomalías aeromagnéticas (ver figura 8.4a). Líneas negras continuas: indican borde continental y límites de las cuencas Santa Lucía y Merín.

11.3. Anomalías Aeromagnéticas: Estructuración

11.3.1 Enjambre de diques de Florida

El Enjambre de diques de Florida (FDS) tendría un tamaño mayor, presentaría una densidad de diques más elevada y abarcaría un área más extensa que lo previamente documentado (Fig. 8.7, Bossi *et al.* 1993b; Teixeira *et al.* 2002; 2013; Halls *et al.* 2001). Considerando su signatura no orogénica y los datos geocronológicos disponibles, este enjambre de diques paleoproterozoico ha sido relacionado con un episodio extensional incipiente (un rift abortado) más joven que los eventos orogénicos que previamente afectaron al Terreno Piedra Alta (PAT) (Bossi *et al.* 1993b; Halls *et al.* 2001; Teixeira *et al.* 2002; 2013; Girardi *et al.* 2013).

Sobre la base de análisis geoquímicos se propusieron tres orígenes posibles e indistinguibles para la contaminación cortical del enjambre de diques de Florida (Bossi *et al.* 1993b; Mazzucchelli *et al.* 1995; Girardi *et al.* 2013):

a) la introducción de componentes sedimentarios durante una subducción previa;

b) la ocurrencia de metasomatismo no relacionado con procesos de subducción;

c) la fusión del manto sublitosférico y la deshidratación de la corteza oceánica subplacada bajo los efectos de una pluma.

Las dimensiones determinadas en esta tesis para este enjambre de diques son compatibles con las previamente documentadas para enjambres de diques gigantes, correspondiendo, posiblemente, a un evento extensional de escala continental. Este evento podría estar asociado a plumas mantélicas, lo cual es apoyado por sus características geoquímicas (ver Ernst & Buchan 1997; 2001).

Los enjambres de diques radiales suelen mantener una disposición subvertical aproximadamente rectilínea y paralela en sectores más alejados de la fuente magmática, lo cual está generalmente controlado por el esfuerzo regional. Sin embargo, los mismos tienden a curvarse e inclinarse hacia el centro emisor conforme disminuye la distancia a la fuente magmática (Jolly & Sanderson 1995; Aïfa *et al.* 1999; Hou *et al.* 2010). Este tipo de patrón es el detectado en el enjambre de diques de Florida (FDS), el cual tiene una disposición recta y paralela, pero presenta un suave cambio de rumbo hacia el norte, (que se observa al norte del área estudiada), además de un buzamiento hacia el norte (aunque la tendencia general es subvertical). La profundidad de las soluciones de Euler también parece aumentar hacia el norte. Estas evidencias podrían sugerir que la fuente magmática (pluma mantélica) estaba localizada en las cercanías del actual límite nororiental del Terreno Piedra Alta. Además, la flexión y la ubicación de este enjambre de diques prácticamente en el borde del terreno (Zona de Cizalla Sarandí del Yí (SY), ver Oyhantçabal *et al.* 2010; Sánchez Bettucci *et al.* 2010; Rapela *et al.* 2007) constituye una característica diagnóstica de un enjambre radial gigante originado por una pluma mantélica (Ernst & Buchan 1997; 2001; Bleeker & Ernst 2006).

Una génesis relacionada con una pluma mantélica constituiría una pista fundamental que podría ayudar a resolver incertidumbres en las reconstrucciones paleomagnéticas durante el Paleoproterozoico, mediante la búsqueda de coincidencias en las geometrías de los enjambres de diques gigantes (Bleeker & Ernst 2006). Como hipótesis alternativa, la geometría observada en los diques podría indicar la presencia de una nueva zona de cizallamiento dextral aún no descubierta, oculta bajo los sedimentos fanerozoicos que rellenan la cuenca Norte.

Finalmente, el hecho de que en el Terreno Piedra Alta (PAT) los enjambres de diques prácticamente no presentan deformación alguna, apoya la estabilidad tectónica propuesta para la región desde el Estateriano (Paleoproterozoico) (Bossi *et al.* 1993a; Mazzucchelli *et al.* 1995; Bologna *et al.* 2018).

11.3.2 Reactivación mesozoica del Cinturón Dom Feliciano

Los mapas aeromagnéticos muestran que el desarrollo del enjambre de diques Nico Pérez-Zapicán (NZDS) no fue obstaculizado por las zonas de cizalla o el Cinturón Dom Feliciano, como en el caso de las cuencas de rift. Aunque se observan ligeras deflexiones y movimientos dextrales debido a la reactivación de estructuras preexistentes en el Cinturón Dom Feliciano. Esto es particularmente evidente a lo largo de las Zonas de Cizalla Sierra Ballena (SB) y Alférez-Cordillera (AC).

La reactivación de las estructuras del Cinturón Dom Feliciano durante el Triásico Medio a Jurásico Inferior también fue sugerida por Zerfass *et al.* (2005), cuando este cinturón actuaba como zona de transferencia entre la cuenca del rift de Waterberg (WB) en África y la cuenca del rift de Santa María (SMB) en América (Fig. 11.2), aunque no se contaba con evidencias de la misma.

11.3.3 Consideraciones sobre las dimensiones del rift mesozoico

El mapa aeromagnético de Uruguay revela que el área afectada por el rifting mesozoico sería más amplia de lo propuesto anteriormente (Rossello *et al.* 1999; 2000; 2007; 2018; Hueck *et al.* 2017).

La cuenca Santa Lucía (SLB), ubicada principalmente en el Terreno Piedra Alta, tiene un ancho aproximado de 40 a 60 km, y se extiende simétricamente a lo largo de un horst con orientación N 70° E (Figs. 2.8, 8.10), mientras que su profundidad máxima se estimó en 2,4 km (Veroslavsky *et al.* 2006). Por otro lado, el ancho de la cuenca Merín (MB) (Figs. 2.8, 8.10) se puede estimar en ca. 100 km, con una profundidad máxima de ca. 5 km, mientras que se observa un relieve de ~100 m entre la cuenca y los bordes de falla (De Santa Ana *et al.* 1994; Veroslavsky *et al.* 2006; Cernuschi *et al.* 2015).

El ancho de las cuencas de rift Santa Lucía y Merín es similar al de los rifts Okavango (África austral), Tanganyka (África oriental) o Baikal (Asia). Las cuencas del rift del Okavango tienen entre 40 y 100 km de ancho, menos de 100 m de relieve, y un espesor de relleno sedimentario menor a los 600 m (Modisi *et al.* 2000). Los rifts de Tanganyka y Baikal tienen un relieve mayor a los 1000 m y un relleno sedimentario de 1 a 8 km de espesor (Ebinger 1989; Logatchev 1993; Lezzar *et al.* 1996). Esta evidencia apoya la teoría propuesta por Modisi *et al.* (2000), quienes afirman que el ancho de los rifts continentales probablemente se adquiere muy temprano durante su evolución y no necesariamente refleja la edad de las cuencas de rift. Estos autores, sugieren que la cantidad de desplazamiento a lo largo de las fallas y el espesor del relleno sedimentario son mejores indicadores de la madurez de las cuencas continentales de rift.

11.3.4 Estructura y Mecánica de la ruptura mesozoica

Los datos aeromagnéticos, los resultados de la deconvolución de Euler y las interpretaciones estructurales sugieren que la aparente geometría romboédrica de las cuencas Santa Lucía (SLB) y Merín (MB) estaría relacionada con las principales fallas conjugadas, en lugar de ser el resultado de la ocurrencia de un evento tectónico de tipo *pull apart* controlado solo por una falla con rumbo N 70° E, como se sugirió hasta el momento (Rossello *et al.* 2000; 2007; 2018; Veroslavsky *et al.* 2006). Los modelos previos proponían que el desplazamiento transcurrente representaba la principal componente deformacional durante las primeras etapas evolutivas del rift en Uruguay. De hecho, el rift mesozoico se definió como un corredor tectónico de rumbo N 70° E (sic) con movimientos dextrales, a lo largo del cual las cuencas Santa Lucía (SLB) y Merín (MB) se desarrollaron como estructuras de tipo *pull apart* (Rossello *et al.* 2000; 2007; 2018; Veroslavsky *et al.* 2006).

A pesar de que las estructuras N 70° E están presentes en ambas cuencas, los patrones magnéticos observados no son consistentes con la ocurrencia de movimientos transcurrentes (*strike-slip*) a lo largo de esta dirección, ni con la hipótesis de que la geometría de estas cuencas corresponde a una estructuración de tipo *pull apart* controlada por desplazamiento dextral a lo largo de dicha falla (véase Aydin & Nur 1982; Cunningham & Mann 2007; Gürbüz 2010). Más aún, la cuenca Merín (MB) exhibe una geometría triangular, con dos direcciones de fallas que se pueden asociar a estructuras heredadas del basamento (N 70° E y N 20° E), y una dirección de falla N 110° E desarrollada durante las primeras etapas extensionales y que no puede ser explicada por el modelo estructural previamente propuesto.

Las interpretaciones magnéticas muestran claramente que las zonas comprendidas entre las cuencas Santa Lucía (SLB) y Merín (MB) no exhiben evidencias importantes de la ocurrencia de fallamiento con rumbo N 70° E, más allá de una única falla que conecta ambas cuencas y que parece invertir su buzamiento a lo largo de este segmento. Además, el análisis estructural, la interpretación de los mapas aeromagnéticos y los resultados de la deconvolución de Euler, no solo muestran que las zonas principales de cizalla dúctil Sarandí del Yí (SY) y Sierra Ballena (SB) actuaron como una barrera para la propagación longitudinal del rift mesozoico (como ya fue sugerido en trabajos previos, e.g. Hueck *et al.* 2017), sino que también acomodaron una enorme cantidad de deformación a lo largo de su estructura (Hueck *et al.* 2017), en total contraposición con las interpretaciones anteriores. Los datos magnéticos, e incluso investigaciones previas (Gómez Rifas 1995; Rossello *et al.* 2007) documentan la ocurrencia de reactivaciones mesozoicas a lo largo de muchas de estas estructuras neoproterozoicas (con rumbo NS a N 20° E), las cuales (como la Zona de Cizalla Sierra Ballena, con rumbo NS) cortan casi perpendicularmente a las estructuras con orientación N 70° E. La reactivación mesozoica de los Cinturones Kaoko y Dom Feliciano fue sugerida previamente por Zerfass *et al.* (2005), aunque en ese momento se consideró

insuficiente la evidencia de reactivación para el Cinturón Dom Feliciano (Salomon *et al.* 2015a; 2015b; 2017). Por ejemplo, el enjambre de diques Nico Pérez-Zapicán con edades, relaciones estructurales y volcánicas claramente mesozoicas, es desplazado por la Zona de Cizalla Sierra Ballena (SB), indicando la ocurrencia de reactivación frágil y acomodación de la deformación.

Sin embargo, el rift mesozoico se desarrolló no solo mediante la reactivación de fallas heredadas, sino que también involucró la generación de nuevas estructuras. El enjambre de diques Nico Pérez- Zapicán no sigue ninguna orientación estructural preexistente conocida, sino que las atraviesa de forma oblicua.

Teniendo en cuenta la nueva evidencia discutida en esta tesis, se propone que el bloque ubicado entre las cuencas Merín y Santa Lucía (entre las dos principales zonas de cizalla en Uruguay) actuó como una zona de acomodamiento o transferencia, con un patrón de estructuración transpresiva complejo, conectando los grabens adyacentes y siguiendo los principales lineamientos estructurales del Cinturón Dom Feliciano (Fig. 8.10). Este tipo de configuración fue identificada en otros rifts del mundo, donde las zonas de cizalla actuaron como barreras para la propagación de fisuras al transferir la deformación (Modisi *et al.* 2000; Kinabo *et al.* 2007; Zerfass *et al.* 2005; Salomon *et al.* 2015a; 2015b). Según las soluciones de Euler, una inversión de falla podría conectar el borde sur de la cuenca Merín (MB) con la falla central de la cuenca Santa Lucía (SLB) a través de la zona de transferencia, representando posiblemente la falla principal que inició el desarrollo del rift (Fig. 8.10).

La elevación relativa del bloque central (Terreno Nico Pérez y Cinturón Dom Feliciano) fue previamente interpretada como la consecuencia de su levantamiento (Rossello *et al.* 2000; 2007; 2018; Hueck *et al.* 2017). Sin embargo, las diferencias topográficas pueden ser mejor explicadas considerando que: (i) el rift es más ancho de lo que se pensaba anteriormente, (ii) la región central se preservó de la extensión y el rifting gracias a la mecánica de acomodación mediante movimientos transpresivos, y (iii) la geometría de las zonas de transferencia es uno de los principales controles del drenaje y relleno de cuencas (Gawthorpe & Hurst 1993; Morley *et al.* 1990). Esta explicación es más simple y no exige la ocurrencia de otros eventos.

La geometría y la topografía de las zonas de transferencia ejercen una influencia fundamental en el desarrollo de las cuencas y la estratigrafía del relleno de los grabens, pudiendo tener un efecto positivo o negativo en los acuíferos y el entrampamiento de hidrocarburos en los sistemas de rift (Gawthorpe & Hurst 1993; Morley *et al.* 1990). El reconocimiento de una zona de transferencia en el Basamento Cristalino de Uruguay abre nuevas posibilidades de interpretación y estudio de las cuencas de rift uruguayas.

11.4. Restricciones de edad y correlación regional

El enjambre de diques Nico Pérez-Zapicán, considerado por Lossada *et al.* (2014) como correspondiente al Jurásico Superior (ca. 160 Ma) sobre la base de edades $^{40}Ar/^{39}Ar$ y datos paleomagnéticos, atraviesa todas las estructuras pre-mesozoicas preexistentes, como el Cinturón Dom Feliciano y el enjambre de diques máficos de Florida (FDS), estando claramente conectado a los centros volcánicos mesozoicos en la cuenca Merín.

Dentro de las cuencas Santa Lucía y Merín existen intercalaciones de derrames basálticos que han sido agrupados como Formación Puerto Gómez (Bossi 1966; Serra 1944; Caorsi & Goñi 1958). Los mismos fueron identificados primeramente en la perforación del pozo Puerto Gómez en la cuenca Merín. Según Stewart *et al.* (1996) las edades de esta unidad varían entre 130 y 133 Ma ($^{40}Ar/^{39}Ar$), mientras que Cernuschi *et al.* (2015) documentan edades algo más jóvenes de 126,9±0,9 Ma ($^{40}Ar/^{39}Ar$). Sin embargo, en el caso de la cuenca Santa Lucía, al Oeste de la localidad de Tala, Veroslavsky (1999) reporta edades de 165±16 Ma (K-Ar). Es decir, habría una diferencia de más de 30 Ma en el inicio del magmatismo entre ambas cuencas. A pesar de ello, dichas edades son consistentes con el magmatismo del enjambre de diques Nico Pérez-Zapicán.

Las últimas etapas de la evolución del rift mesozoico son coincidentes con los eventos volcánicos más jóvenes registrados en la cuenca Merín, que corresponden a los centros volcánicos Valle Chico, Lascano y San Luis de entre 120 y 130 Ma (Cretácico Inferior) (Cernuschi *et al.* 2015). Estos centros volcánicos parecen estar directamente relacionados con el enjambre de diques Nico Pérez-Zapicán (NZDS), lo que sugiere una reactivación durante el Cretácico del mismo sistema de fallas.

Veroslavsky (1999) y Veroslavsky *et al.* (2003) establecieron la ocurrencia de tres eventos principales, desde el punto de vista tectono-sedimentario, durante el Mesozoico en Uruguay, los cuales siguen siendo consistentes con los datos más modernos:

a) Un primer evento ca.160 Ma (Jurásico Superior), durante el cual se registraron los primeros depósitos y magmatismo en la cuenca Santa Lucía, y que también corresponde a la intrusión del enjambre de diques Nico Pérez-Zapicán.
b) Un segundo evento entre 120 y 130 Ma (Cretácico Inferior) correspondiente al profuso magmatismo que tuvo lugar en la cuenca Merín y que también afecta a la cuenca Santa Lucía.
c) Un tercer evento caracterizado por la ocurrencia de un nuevo episodio de subsidencia y fallamiento de la cuenca Santa Lucía.

En cuanto al contexto regional:

Recientemente en la cuenca del Colorado se identificaron tres eventos extensionales (Lovecchio *et al.* 2018; 2020); un primer evento durante el Triásico/Jurásico Inferior asociado a la reactivación de la faja plegada Ventania/Cape, un segundo evento durante el Jurásico Inferior/Medio, que produjo fallas con rumbo perpendicular al actual margen continental y un

tercer evento durante el Cretácico Inferior responsable de las fallas con rumbo paralelo al margen continental. Estos dos últimos episodios son también identificados en las cuencas del Salado (Raggio *et al.* 2011; Lovecchio *et al.* 2020) y Punta del Este (Morales *et al.* 2011; 2017; Lovecchio *et al.* 2020).

En el sector on-shore, entre las cuencas del Colorado y Salado, se encuentran las Sierras de la Ventana y la cuenca de Claromecó. Estudios termocronológicos presentados por Arzadún *et al.* (2021) indican que las rocas en esta región sufrieron dos eventos de exhumación durante el Mesozoico, uno en el Triásico Superior/ Jurásico Inferior y otro en el Cretácico Inferior, consistentes con lo sugerido para las cuencas del Colorado y Salado, y que corresponderían a la exhumación de los flancos de estos rifts.

En el caso de la cuenca de Pelotas solo se observan fallas paralelas al margen continental (Morales *et al.* 2011; 2017). Los trabajos de Stica *et al.* (2014) y Harkin *et al.* (2020) indican que el emplazamiento de los *Seaward Dipping Reflectors* en la cuenca de Pelotas (sur de Brasil), se produjo en tres fases: una primera concomitante con el magmatismo de la LIP Paraná-Etendeka (Harkin *et al.* 2020), o ligeramente posterior a este (Stica *et al.* 2014), una fase de transición y una etapa final coincidente con la apertura del Océano Atlántico.

Por otra parte, la cuenca de Punta del Este es una cuenca de transición entre las cuencas del Salado y de Pelotas. En su sector SO se observa la misma estructuración que en la cuenca del Salado, dada por fallas perpendiculares al borde continental y fallas paralelas al mismo, que se interpretan como dos episodios extensionales diferentes (Morales *et al.* 2011; 2017). Mientras que en su sector NE se registran principalmente fallas paralelas al borde continental.

En relación al magmatismo regional:

El rumbo del enjambre de diques Nico Pérez-Zapicán (NZDS) coincide con orientaciones estructurales observadas previamente en el norte de Uruguay (Gómez Rifas 1995; Masquelin *et al.* 2009; entre otros) y es paralelo al rumbo de los principales enjambres de diques del sur de Brasil (Enjambre de Ponta Grossa) y este de Paraguay (Eastern Paraguay Dike Swarm) (Renne *et al.* 1996; Salomon *et al.* 2017) (Fig. 11.2).

El enjambre de diques cretácicos Henties Bay-Outjo en Namibia se encuentra en el lado opuesto del Océano Atlántico con direcciones similares (Trumbull *et al.* 2004) (Fig. 11.2). Las direcciones estructurales son también consistentes con la continuación en Sudamérica del sistema de fallas Waterberg-Omaruru (WOF) (Namibia), que está relacionada con la cuenca del rift de Waterberg (WB) (Triásico Inferior a Jurásico Inferior) y con la cuenca del rift de Santa María (SMB) (Triásico Medio a Jurásico Inferior) que se desarrolló antes de la apertura del Atlántico Sur (Zerfass *et al.* 2005) (Fig. 11.2). globales. En particular, parecen estar asociadas al campo de esfuerzos generado por la pluma mantélica de Karoo (Lovecchio *et al.* 2020).

La orientación del enjambre de diques Nico Pérez-Zapicán (NZDS), con edades correspondientes al Jurásico Medio, coincide con otras orientaciones documentadas en Uruguay (N 110–120° E, 132 Ma, Gómez Rifas 1995; Masquelin *et al.* 2009), con el rumbo de los enjambres de diques del sur de Brasil (SBDS) (Salomon *et al.* 2017), de Ponta Grossa (PGDS) en Brasil (N 135° E, 120-132 Ma, Renne *et al.* 1996; Strugale *et al.* 2007) y del Este de Paraguay (EPDS) (N 135° E, 128-126 Ma, Druecker & Gay 1987; Comin-Chiaramonti *et al.* 1999), cubriendo miles de kilómetros cuadrados (Fig. 11.2). Todos estos enjambres, sin embargo, poseen edades Cenozoicas, lo que podría sugerir que varios de ellos reactivaron estructuras jurásicas durante su intrusión.

Estos enjambres de diques gigantes se consideran como el sistema de diques alimentadores de la Gran Provincia Ígnea de Paraná-Etendeka (PELIP) (137 Ma - 127 Ma), asociado al hotspot de Tristán da Cunha (Ernst & Buchan 2001; Salomon *et al.* 2017). Esto podría sugerir la posible continuación y reactivación general del sistema de falla Waterberg-Omaruru (WOF) en América y África (Zerfass *et al.* 2005) (Fig. 11.2). Además, un segundo enjambre de diques, que atraviesa las cuencas del rift, también tiene direcciones similares a las de un sistema de fallas tardías desarrollado en el sur de Brasil durante el Cretácico Temprano (N 144° E, Fig. 8.8b), en respuesta a la fase proto-oceánica del Atlántico Sur (Zerfass *et al.* 2005).

La integración con las edades magmáticas en Uruguay sugiere una etapa extensiva durante el Jurásico medio que dio lugar al desarrollo del enjambre de diques Nico Pérez-Zapicán (NZDS), y una posterior reactivación de este mismo sistema hacia el Jurásico superior y Cretácico, abarcando los tres eventos tectónicos previamente descriptos en los que se desarrollan los principales eventos volcánicos en la región y la apertura de las cuencas de rift Santa Lucia y Merín,

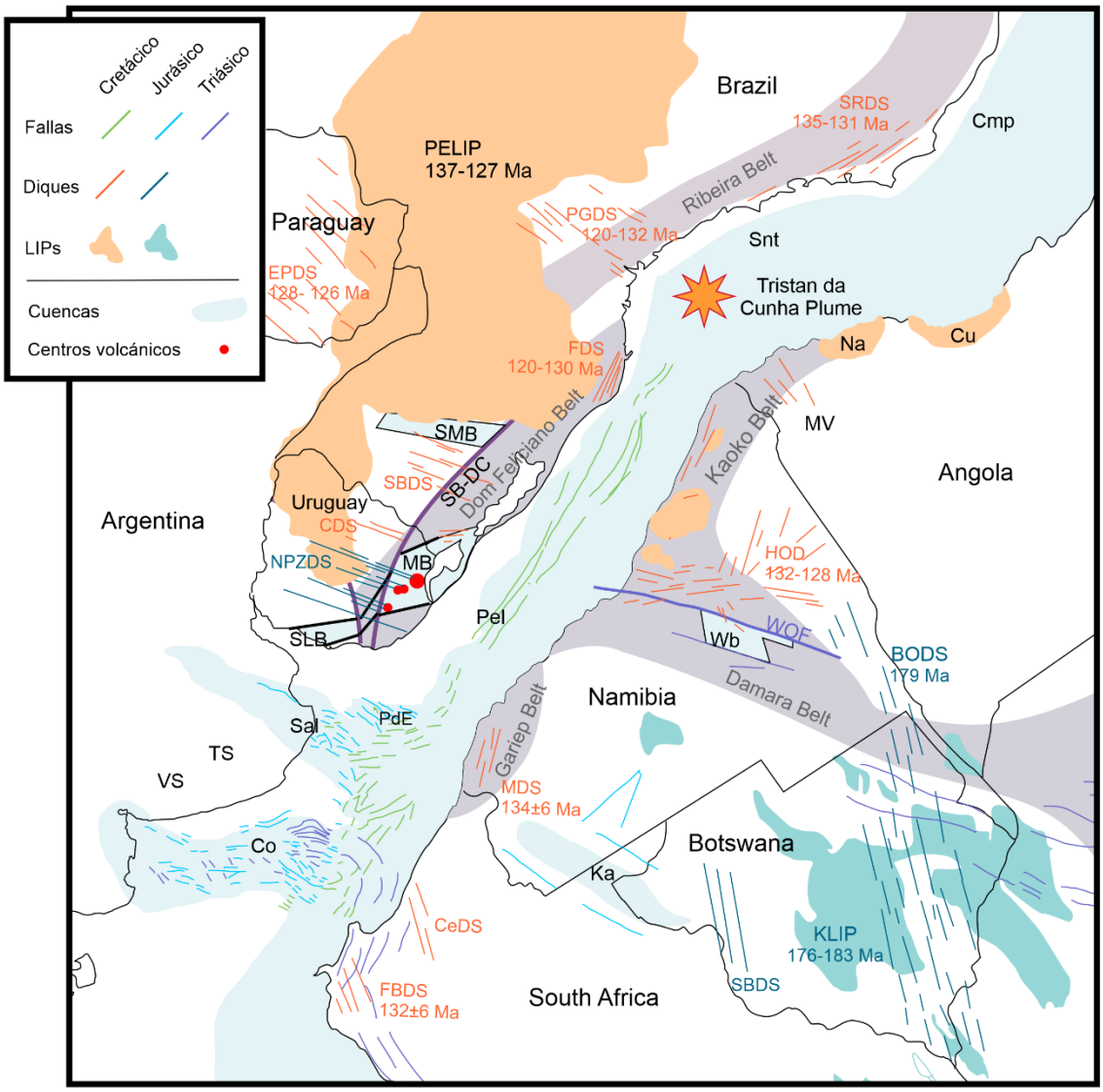

Figura 11.2. Distribución de grandes derrames basálticos, cuencas y enjambres de diques en una reconstrucción pre-drift de Sudamérica y África. Para mayor simplicidad solo las estructuras y cuencas del margen continental Sudamericano son representadas, con excepción de las estructuras triásicas al SO del mapa. Las fallas cretácicas representadas corresponden a un estado post drift del margen continental americano. **Enjambres de diques:** Nico Pérez-Zapicán (NZDS), Cuaró (CDS) (Masquelin *et al.* 2009), South Brazil (SBDS) (Salomon *et al.* 2017), Ponta Grossa (PGDS) (Strugale *et al.* 2007; Salomon *et al.* 2017), Eastern Paraguay (EPDS) (Druecker & Gay 1982; Salomon *et al.* 2017), Florianopolis (FDS) (Florisbal *et al.* 2014; Salomon *et al.* 2017), Santos-Rio de Janeiro (SRDS) (Florisbal *et al.* 2014), Henjes Bay-Outjo (HOD) (Trumbull *et al.* 2004), Botswana-Okavango (BODS) (Reeves 2000; Mueller *et al.* 2017; Davison & Steel 2017), South Bothswana (SBDS) (Jourdan *et al.* 2008; Davison & Steel 2017), Mehlberg (MDS), Cedarberg (CeDS) (Trumbull *et al.* 2007), False Bay (FBDS) (Reid *et al.* 1991), Morro Vermelho (MV) (Peate 1997; Florisbal *et al.* 2014). **Cuencas:** Campos (Cmp), Santos (Snt), Santa María (SMB), Merín (MB), Pelotas (Pel), Santa Lucía (SLB), Salado (Sal), Punta del Este (PdE), Colorado (Co) (Lovecchio *et al.* 2018; 2020), Cuanza (Cu), Namibe (Na), (Peate 1997), Waterberg (WB) (Zerfass *et al.* 2005), Kalahari (Ka) (Lovecchio *et al.* 2020). **LIPs:** Paraná-Etendeka (PELIP), Karoo (KLIP) (basado en Jourdan *et al.* 2007; 2008). **Estructuras y Cinturones:** Sistema de Falla Waterberg-Omaruru (WOF), Zona de Cizalla Sierra Ballena- Dorsal de Canguçú (SB-DC), Sistema de Ventania (VS), Sistema de Tandilia (TS) (Lovecchio *et al.* 2018; 2020).

12
Conclusiones

Aplicaciones metodológicas

Aunque el método de análisis espectral no pudo ser aplicado satisfactoriamente al área de estudio, desde el punto de vista metodológico se desarrollaron importantes correcciones y avances en los procedimientos empleados.

- A partir de la exhaustiva revisión llevada a cabo, se definieron con precisión las unidades y regiones de números de onda donde los ajustes de los distintos métodos son válidos.
- En relación al preprocesamiento, los métodos de extensión de ventana arrojan los peores resultados, mientras que los métodos de funciones marco (Hann, Haming, Blackman) y el método multitaper producen los mejores resultados. Sin embargo, en algunos casos no aplicar preprocesamiento produce resultados equivalentes o mejores que los obtenidos a partir de datos procesados.
- Se determinó que un mayor tamaño de ventana mejora la precisión de los resultados pero no necesariamente su exactitud. Asimismo, un mayor solapamiento de ventanas mejora la resolución de la topografía del techo o la base de la capa magnetizada. Se comprobó que de haber cambios abruptos de la profundidad a la base de la capa magnetizada (límites netos entre bloques con diferente espesor), estos se reflejarán como una variación gradual de profundidad en los resultados debido al efecto de suavizado, ya que los métodos espectrales proveen valores promedio para las ventanas estudiadas.
- Se determinó mediante la construcción de diversos modelos, que contrariamente a lo sugerido previamente por otros autores, el método espectral no permite separar y analizar los efectos de diferentes niveles corticales (modelo multicapa).
- El método del centroide aplicado para el cálculo de Z_o está sujeto a demasiadas inestabilidades y ruidos como para ser considerado confiable. En todos los casos los resultados tienden a sobreestimar la profundidad real del centroide de las capas, lo que indudablemente llevaría a sobreestimar la profundidad a la base de las mismas.
- En consecuencia, se propusieron nuevos métodos de análisis espectral (método híbrido, método alternativo aplicando el modelado directo y método alternativo aplicando el modelado directo con el método fractal).

- Se desarrollaron códigos y programas en Matlab que permiten obtener la profundidad a la isoterma de Curie de manera automática, en las regiones de número de onda válidas y evitando la subjetividad inherente a los cálculos manuales.
- Se desarrollaron programas para aplicar cerca de cincuenta variedades de filtros a los campos potenciales. También, se evaluó su efectividad por medio de la construcción de modelos y su aplicación a datos reales, proponiendo mejoras metodológicas y correcciones en algunos filtros (Núñez Demarco et al. 2022 en revisión)

Geología y Tectónica Local

Las revisiones geológicas publicadas como resultado de esta tesis (resumidas en el cap. 2), han resultado una importante contribución para la comprensión de la geología del Uruguay, ofreciendo por primera vez un marco común para el entendimiento de las diversas propuestas estratigráficas vigentes, sus similitudes y diferencias. Las mismas constituyen la mayor revisión y compilación de referencias nacionales a la fecha, mostrando la importancia de una necesaria unificación de nomenclaturas y de una correcta definición de unidades y sus límites, lo cual no implica una unificación en cuanto a la interpretación de las mismas.

La interpretación de los resultados obtenidos mediante la aplicación de filtros y de la técnica de deconvolución de Euler al relevamiento aeromagnético de alta resolución, a las anomalías gravimétricas regionales y a los nuevos datos gravimétricos locales de Uruguay permitió:

- Identificar nuevos enjambres de diques y nuevas estructuras en el territorio. También se logró una mejor caracterización de los haces de diques previamente definidos, sobre la base de sus patrones magnéticos y estructurales.
- Llevar a cabo análisis que sugieren que las dimensiones y relaciones geométricas del **haz de diques de Florida** en el terreno Piedra Alta indicarían un origen mantélico para los mismos, posiblemente asociados a un gran evento de extensión post-orogénica y/o al impacto hacia el margen noreste de una pluma mantélica (como es el caso del haz de diques máficos del Okavango). Asimismo, se identificaron dos haces de diques máficos superpuestos que podrían corresponder a eventos distintos posteriores, indicando una rotación de las direcciones principales de esfuerzo.
- Caracterizar mediante aeromagnetometría el **enjambre de diques Nico Pérez-Zapicán**, determinando sus dimensiones y relaciones estructurales con otras unidades. Dicho enjambre se extiende a lo largo de aproximadamente 350 km y tiene ~ 150 km de ancho, con rumbos preferenciales que varían entre N101°E y N110°E. El mismo atraviesa trasversalmente las estructuras del cinturón Dom Feliciano (Neoproterozoico), como la zona de cizalla de Sierra Ballena de rumbo SSO-NNE, al terreno Piedra Alta y al enjambre de diques máficos de Florida.

También fueron identificados otros dos enjambres de diques asociados con fallas mesozoicas con rumbos N 89° E y N 144° E, correspondientes a eventos extensionales posteriores en los que se produjeron cambios en la dirección de extensión regional.

- Detectar una clara correlación entre los diques mesozoicos y los c**entros volcánicos** localizados en la cuenca de rift Merín. Estos diques mesozoicos atraviesan las estructuras preexistentes en el basamento cristalino, en particular en el caso del cinturón Dom Feliciano. Este último presenta claras evidencias de reactivación durante el Mesozoico, en especial a lo largo de la zona de cizalla de Sierra Ballena. Las relaciones estructurales entre los diferentes haces de diques mesozoicos y las estructuras preexistentes del basamento sugieren que los mismos corresponden a diferentes sistemas magmáticos que operaron de forma consecutiva.
- Observar en todas las cuencas mesozoicas que las estructuraciones preexistentes controlan los límites y mecánica de las mismas:
    a) La cuenca de **rift Santa Lucía** se encuentra limitada por fallas con rumbo E-O y NO-SE, directamente asociadas a las direcciones de los enjambres de diques y cinturones proterozoicos. La apertura de esta cuenca fue controlada por fallas con buzamiento al norte, lo cual implica, a su vez, que las estructuraciones proterozoicas poseían esa inclinación originalmente y fueron invertidas durante el Mesozoico. Como consecuencia, el orógeno proterozoico (cinturón San José) debió caracterizarse por cabalgamientos con buzamiento al Norte, lo que sugiere la ocurrencia de una subducción hacia el Norte.
    b) La cuenca de **rift Merín** posee una forma romboidal (incluyendo su continuación en Brasil) y está controlada por un conjunto de tres direcciones de fallamiento, una con rumbo N 110° E siguiendo las direcciones estructurales del enjambre de diques Nico Pérez-Zapicán, otra con rumbo N 70° E correspondiente a la dirección conjugada y una tercera, e importante, con rumbo E-O y buzamiento hacia el norte que controla el límite sur de la cuenca. A su vez, los centros magmáticos se concentran en su sector S- SO sugiriendo una asimetría en la cuenca, reflejando las mismas estructuraciones en las fajas plegadas del orógeno neoproterozoico, lo que sugiere que este se formó debido a una subducción hacia el N-NO
- Proponer, a partir de la integración de los resultados obtenidos, un nuevo modelo para la apertura del rift mesozoico. A diferencia del modelo previo que sugería una continuidad entre las cuencas mesozoicas y una extensión con una fuerte componente transcurrente E-O, el nuevo modelo propone que el bloque ubicado entre las cuencas Merín y Santa Lucía (entre las dos principales zonas de cizalla en Uruguay) habría actuado como una zona de acomodamiento o **zona de transferencia** entre ambas cuencas, con un patrón de estructuración transpresiva complejo (SSO-

NNE), conectando los grabens adyacentes y siguiendo los principales lineamientos estructurales del cinturón Dom Feliciano.

- Identificar y caracterizar, al interpretar de manera integrada los datos estructurales y geofísicos con la información geocronológica disponible, los regímenes de deformación que afectaron a Uruguay durante el Mesozoico. Se identifica un primer evento ca.160 Ma (Jurásico Superior), durante el cual se registraron los primeros depósitos sedimentarios y magmatismo en la cuenca Santa Lucía, que también corresponde a la intrusión del enjambre de diques Nico Pérez-Zapicán, según un campo tensional en dirección NE-SO. Se detecta un segundo evento extensional entre 120 y 130 Ma (Cretácico Inferior), que se corresponde con el profuso magmatismo que tuvo lugar en la cuenca Merín y que también afecta a la cuenca Santa Lucía con una fuerte componente NS, llevando a la reactivación de estructuras del cinturón Dom Feliciano y formación de cuencas de pull-apart. Finalmente, se observa un tercer evento caracterizado por la ocurrencia de un nuevo episodio de subsidencia y fallamiento de la cuenca Santa Lucía.
- Sugerir, a partir del análisis espectral, que el área cratónica bajo Uruguay sería relativamente homogénea, ya que los valores de Z_b, en las distintas condiciones propuestas, se encuentran ca. de 40 km, coincidiendo con los datos y modelos sísmicos regionales.
- Determinar, mediante la comparación de los datos magnéticos y gravimétricos, que las intrusiones mesozoicas son claramente identificables por medio de la magnetometría, mientras que los sistemas de fallas y zonas de cizalla no generan señales magnéticas conspicuas (bajo contraste de magnetización). En cambio, la gravimetría es especialmente sensible a las fallas y zonas de cizalla mostrando la existencia de grandes desplazamientos y elevados contrastes de densidad entre bloques limítrofes. Esto no solo destaca la importancia de la combinación de ambos métodos, sino que ofrece una nueva forma de investigación estructural de la región, ya que la selección de uno u otro método permite estudiar casi independientemente los distintos tipos de rasgos geológicos.

Tectónica Global

- El análisis espectral del campo magnético anómalo en América del Sur revela una topografía de la isoterma de Curie que se correlaciona fuertemente con las interpretaciones estructurales de la región. Se aprecia la diferencia de profundidades entre la placa continental y las placas oceánicas, así como una menor profundidad en el orógeno andino y una mayor profundidad en las zonas cratónicas. Se confirman observaciones locales previas tales como aquellas que sugieren que la región sur del Cratón del Río de la Plata (en el Sur de la Provincia de Buenos Aires) presenta temperaturas más elevadas.

- Algunas regiones, sin embargo, revelan comportamientos particulares que merecen un estudio en detalle a futuro. Por ejemplo, la gran anomalía magnética observada en el modelo global EMAG2v3 puede deberse a un error en los datos o podría estar relacionada con la existencia de una importante diferencia litosférica entre la Puna Septentrional y la Puna Austral, posiblemente asociada a la ocurrencia reciente de delaminación documentada en la Puna Austral. Asimismo, se registra un fuerte calentamiento bajo la Cuenca Neuquina y el Macizo Norpatagónico.
- La coincidencia de la actitud del enjambre de diques Nico Pérez-Zapicán con el rumbo de otras estructuras y haces de diques similares en Gondwana sugiere que las estructuras jurásicas (y triásicas) en la región responden a procesos globales. En particular, parecen estar asociadas al campo de esfuerzos generado por la pluma mantélica de Karoo. Por otra parte, la fracturación y la intrusión de los diques cenozoicos estarían controladas por la apertura del Océano Atlántico, el impacto de la pluma Tristán da Cunha y las zonas de debilidad preexistentes (estructuras jurásicas y neoproterozoicas).
- En Uruguay las cuencas de rift se habrían desarrollado desde finales del Jurásico en aparente continuación del Sistema de Fallas de Waterberg-Omaruru, al igual que las cuencas del Salado y del Colorado en Argentina. Sin embargo, la cuenca Merín parece haberse generado durante el Cretácico sobre el terreno Punta del Este (con afinidades africanas), mientras que la cuenca Santa Lucía sobre el terreno Piedra Alta (Cratón del Río de la Plata) presentaría evidencias de actividad entre el Jurásico y el Cenozoico, con el cinturón Dom Feliciano actuando como zona de transferencia entre ambas.

Bibliografia

A

Abbass, A. A., & Mallam, A. 2013. Estimating the thickness of sedimentation within Lower Benue Basin and Upper Anambra Basin, Nigeria, using both spectral depth determination and source parameter imaging. ISRN Geophysics, 2013.

Abderbi, J., Khattach, D., & Kenafi, J. 2017. Aeromagnetic contributions to the study of the Paleozoic basement structure of Southern High Plateaus (Eastern Morocco). Arab. J. Geosci, 10(19), 423.

Afshar, A., Norouzi, G. H., Moradzadeh, A., Riahi, M. A., & Porkhial, S. 2017. Curie Point Depth, Geothermal Gradient and Heat-Flow Estimation and Geothermal Anomaly Exploration from Integrated Analysis of Aeromagnetic and Gravity Data on the Sabalan Area, NW Iran. Pure Appl. Geophys., 174(3), 1133-1152.

Agarwal, B. N. P., & Shaw, R. K. 1996. Comment on 'An analytic signal approach to the interpretation of total field magnetic anomalies' by Shuang Qin. Geophysical Prospecting, 44(5), 911-914.

Agarwal, B. N. P., & Srivastava, S. 2008. FORTRAN codes to implement enhanced local wave number technique to determine the depth and location and shape of the causative source using magnetic anomaly. Computers & geosciences, 34(12), 1843-1849.

Aïfa, T., Lefort, J.P., Guennoc, P. 1999. Anisotropy of magnetic susceptibility investigations of the St Malo dyke swarm (Brittany, France): emplacement mechanism of doleritic intrusions. Geophys. J. Int., 139 (2), 573–582.

Akgün, M. 2001. Estimation of some bodies parameters from the self potential method using Hilbert transform. Journal of the Balkan Geophysical society, 4(2), 29-44.

Albuquerque, D. F., França, G. S., Moreira, L. P., Assumpção, M., Bianchi, M., Barros, L. V., Condorí Quispe, C. & Oliveira, M. E. 2017. Crustal structure of the Amazonian Craton and adjacent provinces in Brazil. Journal of South American Earth Sciences, 79, 431-442.

Aliyu, A., Salako, K. A., Adewumi, T., & Mohammed, A. 2018. Interpretation of High Resolution Aeromagnetic Data to Estimate the Curie Point Depth Isotherm of Parts of Middle Benue Trough, North-East, Nigeria. Phys. Sci. Int. J., 1-9.

Amar, N., Khattach, D., Azdimousa, A., Chourak, M., Jabaloy, A., Manar, A., & Amar, M. 2015. Structure and peridotite of Gibraltar arc southern bloc: gravimetric and aeromagnetic evidences. Arabian Journal of Geosciences, 8(11), 9801-9813.

Archibald, N., Gow, P., & Boschetti, F. 1999. Multiscale edge analysis of potential field data. Exploration Geophysics, 30(2), 38-44.

Arkani-Hamed, J., & Strangway, D. W. 1986. Effective magnetic susceptibility of the oceanic upper mantle derived from MAGSAT data. Geophys. Res. Lett., 13(10), 999-1002.

Arzadún, G., Lovecchio, J. P., Becchio, R. A., Uriz, N. J., Cingolani, C. A., Febbo, M. B., Hernández, R., Bolatti, N. & Kress, P. 2021. Thermochronology of the Ventana Ranges and Claromecó Basin, Argentina: Record of Gondwana breakup and South Atlantic passive margin dynamics. Journal of South American Earth Sciences, 105, https://doi.org/10.1016/j.jsames.2020.102965.

Astort, A., Colavitto, B., Sagripanti, L., García, H., Echaurren, A., Soler, S., F. Ruíz & Folguera, A. 2019. Crustal and mantle structure beneath the southern Payenia Volcanic Province using gravity and magnetic data. Tectonics, 38(1), 144-158.

Assumpção, M., Feng, M., Tassara, A., & Julià, J. 2013. Models of crustal thickness for South America from seismic refraction, receiver functions and surface wave tomography. Tectonophysics, 609, 82-96.

Assumpção, M., Azevedo, P. A., Rocha, M. P., & Bianchi, M. B. 2017. Lithospheric Features of the São Francisco Craton. In São Francisco Craton, Eastern Brazil (pp. 15-25). Springer, Cham.

Atchuta Rao, D., & Ram Babu, H. V. 1980. The complex gradient method of interpreting the magnetic anomalies due to long horizontal cylinders. Exploration Geophysics, 11(1-2), 34-37.

Atchuta Rao, D., HV Ram Babu, & Sanker Narayan, P. 1981. Interpretation of magnetic anomalies due to dikes: The complex gradient method. Geophysics, 46.11, 1572-1578.

Ates, A., Bilim, F., & Buyuksarac, A. 2005. Curie point depth investigation of Central Anatolia, Turkey. Pure Appl. Geophys., 162(2), 357-371.

Aubet, N.R., Peçoits, E., Heaman, L.M., Veroslavsky, G., Gingras, M.K., & Konhauser, K.O. 2014. Ediacaran in Uruguay: Facts and controversies. Journal of South American Earth Sciences, 55, 43- 57.

Audet, P., & Gosselin, J. M. 2019. Curie depth estimation from magnetic anomaly data: a re-assessment using multitaper spectral analysis and Bayesian inference. Geophys. J. Int., 218(1), 494-507.

Aydemir, A., Bilim, F., Cifci, G., & Okay, S. 2018. Modeling of the Foca-Uzunada magnetic anomaly and thermal structure in the gulf of Izmir, western Turkey. J. Asian Earth Sci., 156, 288-301.

Aydin, A., Nur, A., 1982. Evolution of pull-apart basins and their scale independence. Tectonics, 1 (1), 91–105.

Azab, A. A. 2014. Agnes high, Western Desert, Egypt: A structural study in view of potential data modelling. Egypt. J. Pet., 23(2), 229-245

Azevedo, P. A., Rocha, M. P., Soares, J. E. P., & Fuck, R. A. 2015. Thin lithosphere between the Amazonian and São Francisco cratons, in central Brazil, revealed by seismic P-wave tomography. Geophysical Journal International, 201(1), 61-69.

B

Bansal, A. R., & Dimri, V. P. 2005. Depth determination from a non-stationary magnetic profile for scaling geology. Geophys. Prospect., 53(3), 399-410.

Bansal, A. R., Gabriel, G., Dimri, V. P., & Krawczyk, C. M. 2011. Estimation of depth to the bottom of magnetic sources by a modified centroid method for fractal distribution of sources: An application to aeromagnetic data in Germany. Geophysics, 76(3), L11-L22.

Bansal, A. R., & Dimri, V. P. 2013. Modelling of magnetic data for scaling geology. Geophys. Prospect., 62(2), 385-396.

Basei, M.A.S., Teixeira, W., 1987. Geocronologia do Pre-Cambriano/EoPaleozoico de Santa Catarina. In: Silva, L.C., Bortoluzzi, C.A. (Eds.), Texto explicativo para o mapa geológico do Estado de Santa Catarina, escala 1:500,000. Florianopolis, DNPM/CODISC, pp. 91–130.

Basei, M.A.S., Siga, Jr. O., Masquelin, H., Harara, O.M., Reis Neto, J.M., & Preciozzi, F. 2000. The Dom Feliciano Belt (Brazil–Uruguay) and its foreland (Rio de la Plata Craton): Framework, Tectonic Evolution and Correlations with similar terranes of Southwestern Africa. In: Cordani U, Thomaz F & Milani E (eds). Precambrian Evolution of South America. Intern. Geological Congress, IUGS, Rio de Janeiro.

Basei, M.A.S., Frimmel, H.E., Nutman, A.P., Preciozzi, F. & Jacob, J. 2005. A connection between the Neoproterozoic Dom Feliciano (Brazil/Uruguay) and Gariep (Namibia/South Africa) orogenic belts – evidence from a reconnaissance provenance study. Precambrian Research, 139, 195-221

Basei, M. A. S., Frimmel, H. E., Nutman, A. P., & Preciozzi, F. 2008. West Gondwana amalgamation based on detrital zircon ages from Neoproterozoic Ribeira and Dom Feliciano belts of South America and comparison with coeval sequences from SW Africa. Geological Society, London, Special Publications, 294(1), 239-256.

Basei, M. A., Peel, E., Bettucci, L. S., Preciozzi, F., & Nutman, A. P. 2010. The basement of the Punta del Este Terrane (Uruguay): an African Mesoproterozoic fragment at the eastern

border of the South American Río de la Plata Craton. International Journal of Earth Sciences, 100(2-3), 289-304.

Bastani, M., & Pedersen, L. B. 2001. Automatic interpretation of magnetic dike parameters using the analytical signal technique. Geophysics, 66(2), 551–561. doi:10.1190/1.1444946

Beamish, D. 2012. The application of spatial derivatives to non-potential field data interpretation. Geophysical Prospecting, 60(2), 337-360.

Beardsmore, G. R. & Cull, J. P. 2001. Crustal heat flow: a guide to measurement and modelling. Cambridge University Press. 324 pp.

Beiki, M. 2010. Analytic signals of gravity gradient tensor and their application to estimate source location. Geophysics, 75(6), I59–I74. doi:10.1190/1.3493639

Beiki, M., Clark, D. A., Austin, J. R., & Foss, C. A. 2012. Estimating source location using normalized magnetic source strength calculated from magnetic gradient tensor data. Geophysics, 77(6), J23–J37. doi:10.1190/geo2011-0437.1

Bellieni, G., Comin-Chiaramonti, P., Marques, L.S., Melfi, A.J., Nardy, A.J.R., & Papatrechas, C., 1986. Petrogenetic aspects of acid and basaltic lavas from the Paraná plateau (Brazil): geological, mineralogical and petrochemical relationships. J. Petrol., 27 (4), 915–944

Bello, R., Ofoha, C. C., & Wehiuzo, N. 2017. Geothermal gradient, Curie point depth and heat flow determination of some parts of lower Benue trough and Anambra basin, Nigeria, Using High Resolution Aeromagnetic Data. Phys. Sci. Int. J., 1-11.

Bernstein, S., Bouchot, J.-L., Reinhardt, M., & Heise, B. 2013. Generalized analytic signals in image processing: comparison, theory and applications. In: Hitzer, E., Sangwine, S.J. (eds.) Quaternion and Clifford Fourier Transforms and Wavelets. Trends in Mathematics, pp. 221–246. Birkhäuser, Basel

Bhattacharyya, B. K. 1964. Magnetic anomalies due to prism-shaped bodies with arbitrary polarization. Geophysics, 29(4), 517-531.

Bhattacharyya, B. K. 1965. Two-dimensional harmonic analysis as a tool for magnetic interpretation. Geophysics, 30(5), 829-857.

Bhattacharyya, B. K., & Leu, L. K. 1975a. Analysis of magnetic anomalies over Yellowstone National Park: mapping of Curie point isothermal surface for geothermal reconnaissance. J. Geophys. Res, 80(32), 4461-4465.

Bhattacharyya, B. K., & Leu, L. K. 1975b. Spectral analysis of gravity and magnetic anomalies due to two-dimensional structures. Geophysics, 40(6), 993-1013.

Bhattacharyya, B. K., & Leu, L. K. 1977. Spectral analysis of gravity and magnetic anomalies due to rectangular prismatic bodies. Geophysics, 42(1), 41-50.

Bilim, F. 2011. Investigation of the Galatian volcanic complex in the northern central Turkey using potential field data. Phys. Earth Planet. Inter, 185(1-2), 36-43.

Bilim, F., Akay, T., Aydemir, A., & Kosaroglu, S. 2016. Curie point depth, heat-flow and radiogenic heat production deduced from the spectral analysis of the aeromagnetic data for geothermal investigation on the Menderes Massif and the Aegean Region, western Turkey. Geothermics, 60, 44-57.

Blakely, R. J. 1996. Potential theory in gravity and magnetic applications. Cambridge university press. 441 p.

Blakely, R. J. 1988. Curie temperature isotherm analysis and tectonic implications of aeromagnetic data from Nevada. Journal of Geophysical Research Solid Earth, 93(B10), 11817-11832.

Blanco, G., Rajesh, H. M., Gaucher, C., Germs, G. J., & Chemale, F. 2009. Provenance of the Arroyo del Soldado Group (Ediacaran to Cambrian, Uruguay): implications for the paleogeographic evolution of southwestern Gondwana. Precambrian Research, 171(1), 57-73.

Blanco, G., Rajesh, H. M., Gaucher, C., Germs, G. J., & Chemale, F. 2010. Reply to the comment by Sánchez Bettucci et al. on: "Provenance of the Arroyo del Soldado Group (Ediacaran to Cambrian, Uruguay): Implications for the paleogeographic evolution of southwestern Gondwana" [Precambrian Res. 171 (2009) 57–73]. Precambrian Research, 180(3), 334-342.

Bleeker, W., Ernst, R., 2006. Short-Lived Mantle Generated Magmatic Events and their Dyke Swarms: The Key Unlocking Earth's Paleogeographic Record Back to 2.6 Ga. Dyke Swarms–Time Markers of Crustal Evolution. pp. 3–26.

Bologna, M. S., Dragone, G. N., Muzio, R., Peel, E., Nuñez-Demarco, P. & Ussami, N. 2018. Electrical structure of the lithosphere from Rio de la Plata craton to Paraná basin: amalgamation of cratonic and refertilized lithospheres in SW Gondwanaland. Tectonics, https://doi.org/10.1029/2018TC005148.

Bonde, D. S, Udensi E. E., & Rai J. K. 2014. Spectral Depth Analysis of Sokoto Basin. IOSR J. Appl. Phys., 6, 15-21.

Borland, D., & Taylor II, R. M. 2007. Rainbow color map (still) considered harmful. IEEE Computer Architecture Letters, 27(02), 14-17.

Boschetti, F. 2005. Improved edge detection and noise removal in gravity maps via the use of gravity gradients. Journal of Applied Geophysics, 57(3), 213-225.

Bossi J., Fernández, A. & Elizalde, G. 1965. Predevoniano en el Uruguay. Bol. Investig. Fac. Agronomía, Montevideo, Boletín, 78, 1-84.

Bossi, J. 1966. Geología del Uruguay. Departamento de Publicaciones de la Universidad de la República, Montevideo, 469pp.

Bossi, J. 1983. Breve reseña sobre el conocimiento geológico del escudo predevoniano en Uruguay (Sud América). Zeitungsblatt Geologie und Paleontologie, 1(3/4), 417-429.

Bossi, J., & Navarro, R. 1991. Geología del Uruguay. Departamento de Publicaciones de la Universidad de la República, Montevideo, v. 1.

Bossi, J., & Campal, N. 1991b. Granitos Negros Filonianos del Uruguay: Resultados de las investigaciones. Agreement CIID-IDRC – UdelaR, Project N° 90650. (Final Report, Ottawa, Canada. 72pp).

Bossi, J., & Campal, N. 1992. Magmatismo y tectónica transcurrente durante el Paleozoico inferior del Uruguay. En: Gutiérrez, J; Saavedra, J. y Rábano, I. (Eds.) "Paleozoico Inferior de Ibero - América". Universidad de Extremadura, p. 343-356, España.

Bossi, J., Preciozzi, F., & Campal, N. 1993a. Predevoniano en el Uruguay I: Terreno Piedra Alta, Dirección Nacional de Minería y Geología, Montevideo. Uruguay, 1, 1-50

Bossi, J., Campal, N., Civetta, L., Demarchi, G., Girardi, V.A.V., Mazzucchelli, M., Teixeira, W. & 1993b. Early Proterozoic dike swarms from western Uruguay: geochemistry, Sr Nd isotopes and petrogenesis. Chem. Geol., 106 (3–4), 263–277.

Bossi, J., Ferrando ,L., Montaña, J., Campal, N., Morales, H., Gancio, F., Schipilov, A., Piñeyro, D., & Sprechmann, P. 1998. Memoria explicativa de la Carta Geológica del Uruguay a escala 1:500.000. Fac. Agronomía, UdelaR, 122 p.

Bossi, J., & Navarro, R. 2001. Grupo Carapé: su reivindicación. Revista de la Sociedad Uruguaya de Geología, 8, 2-9.

Bossi, J., Campal, N., Hartmann, L. A., Schipilov, A., & Piñeyro, D. 2001a. Thirty-five years or geochronology in Uruguay. 3er Congreso Uruguayo de Geología, Actas CD.

Bossi, J., Campal, N., Hartmann, L.A., & Schipilov, A. 2001b. Predevoniano en el Uruguay: Terrenos y SHRIMP II. In Congreso Latinoamericano de Geología, v. 15.

Bossi, J., Navarro, R. & Gaucher, C. 2002. Aspectos geológicos de las rocas metavolcánicas y metasedimentarias del Grupo Lavalleja, sudeste de Uruguay. Discussão. Revista Brasileira de Geociências 32, 598–601.

Bossi, J., Gaucher, C., Navarro, R., Pineyro, D., & Chiglino, L. 2007. Escama tectónica Carapé: litoestratigrafia de una pieza importante del rompecabezas Neoproterozoico–Cámbrico en el Uruguay. In V Congreso Uruguayo de Geología, Montevideo (CD ROM).

Bossi, J., & Cingolani, C. 2009. Extension and general evolution of the Río de la Plata craton, in Neoproterozoic-Cambrian Tectonics. In C.Gaucher, A.N. Sial, G.P. Halverson, & H.E. Frimmel (Eds.), Global Change and Evolution: A Focus on Southwestern Gondwana, Amsterdam, Netherlands: Elsevier. pp. 73–85

Bossi, J., & Gaucher, C. eds.. 2014. Geología del Uruguay - Tomo 1: Predevónico. Polo S.A. Montevideo. 450 p.

Brigham, E. O. 1988. The fast Fourier transform and its applications. Prentice-Hall, Inc.

Bouligand, C., Glen, J. M., & Blakely, R. J. 2009. Mapping Curie temperature depth in the western United States with a fractal model for crustal magnetization. J. Geophys. Res. Solid Earth, 114(B11).

Bournas, N., Galdeano, A., Hamoudi, M., & Baker, H. 2003. Interpretation of the aeromagnetic map of Eastern Hoggar (Algeria) using the Euler deconvolution, analytic signal and local wavenumber methods. Journal of African Earth Sciences, 37(3-4), 191–205. doi:10.1016/j.jafrearsci.2002.12.001

Bracewell, R. N., & Bracewell, R. N. 1986. The Fourier transform and its applications (Vol. 31999, pp. 267-272). New York: McGraw-Hill.

Bridge, C. P. 2017. Introduction to the monogenic signal. arXiv preprint arXiv:1703.09199.

Brigham, E. O. 1988. The fast Fourier transform and its applications (Vol. 448). Englewood Cliffs, NJ: prentice Hall. 448 p.

Brown, S. R., & Scholz, C. H. 1985. Broad bandwidth study of the topography of natural rock surfaces, J. Geophys. Res., 90,12 575-12 582.

Bulina, L. V. 1961. The use of airborne magnetic prospecting data in deep-seated structure of the Earth's crust within the Siberian platform. Sovetskaya Geologiya, 5, 134-138.

Burke, K., & Dewey, J. F., 1973. Plume-generated triple junctions: key indicators in applying plate tectonics to old rocks. The Journal of Geology, 81 (4), 406–433.

.

C

Campal, N., & Schipilov, A. 1995. The Illescas bluish quartz rapakivi granite (Uruguay-South America): some geological features. Paper presented at Symposium on Rapakivi Granites and related rocks, Academia Brasileira de Ciências, Belém, Brazil

Campos-Enriquez, J. O., Arroyo-Esquivel, M. A., & Urrutia-Fucugauchi, J. 1990. Basement, curie isotherm and shallow-crustal structure of the Trans-Mexican Volcanic Belt, from aeromagnetic data. Tectonophysics, 172(1-2), 77-90.

Caorsi, J. & Goñi, J. 1958. Geología Uruguaya. Boletín del Instituto Geológico del Uruguay. Montevideo, 37, 1-73.

de Castro, D. L., Fuck, R. A., Phillips, J. D., Vidotti, R. M., Bezerra, F. H., & Dantas, E. L. 2014. Crustal structure beneath the Paleozoic Parnaíba Basin revealed by airborne gravity and magnetic data, Brazil. Tectonophysics, 614, 128-145.

Cella, F., Fedi, M., & Florio, G. 2009. Toward a full multiscale approach to interpret potential fields. Geophysical Prospecting, 57(4), 543-557.

Cernuschi, F., Dilles, J. H., Kent, A. J. R., Schroer, G., Raab, A. K., Conti, B., & Muzio, R. 2015. Geology, geochemistry and geochronology of the Cretaceous Lascano East Intrusive

Complex and magmatic evolution of the Laguna Merín Basin, Uruguay. Gondwana Research, 28(2), 837-857.

Cervantes-Solano, M., Sánchez Bettucci, L., Gogorza, C., Goguitchaichvili, A., Morales-Contreras, J.J., & Rapalini, A., 2017. Nuevo estudio paleomagnético y de magnetismo de rocas realizado en el Enjambre de diques básicos de Nico Pérez-Zapicán, Uruguay. In: Proceedings, Juriquilla, Queretaro, Mexico. Volume 7. Latinmag Letters, pp. 1–6 Special Issue, PM01.

Chagas de Melo, B., Assumpção, M., & "3-Basins" Project Team. 2018. Mantle anisotropy and asthenospheric flow around cratons in southeastern South America. Geophysical Journal International, 215(1), 494-506.

Chen, Q., Dong, Y., Cheng, S., Han, L., Xu, H., & Chen, H. 2014. Interpretation of fault system in the Tana Sag, Kenya, using edge recognition techniques and Euler deconvolution. Journal of Applied Geophysics, 109, 150–161. doi:10.1016/j.jappgeo.2014.07.020

Chiglino, L., Gaucher, C., Sial, A.N., Bossi, J., Ferreira, V.P., & Pimentel, M.M. 2010. Chemostratigraphy of Mesoproterozoic and Neoproterozoic carbonates of the Nico Pérez Terrane, Río de la Plata Craton, Uruguay. Precambrian Research, 182(4), 313-336.

Chiozzi, P., Matsushima, J., Okubo, Y., Pasquale, V., & Verdoya, M. 2005. Curie-point depth from spectral analysis of magnetic data in central–southern Europe. Phys. Earth Planet. Inter, 152(4), 267-276.

Chiron, J.J. 1982. Rapport Final de la Premiere Phase de l'Inventaire Minier de l'Uruguay. B.R.G.M. - DINAMIGE, inédito, Montevideo, pp. 1-67.

Chopping, R., & Kennett, B. 2013. The Curie depth of Australia, and its uncertainty. ASEG Extended Abstracts, 2013(1), 1-3.

Chulick, G. S., Detweiler, S., & Mooney, W. D. 2013. Seismic structure of the crust and uppermost mantle of South America and surrounding oceanic basins. Journal of South American Earth Sciences, 42, 260-276.

Coffin, M.F., & Eldholm, O., 1994. Large igneous provinces: crustal structure, dimensions, and external consequences. Rev. Geophys., 32 (1), 1–36.

Comin-Chiaramonti, P., Cundari, A., DeGraff, J. M., Gomes, C. B., & Piccirillo, E. M. 1999. Early Cretaceous–Tertiary magmatism in eastern Paraguay (western Paraná basin): geological, geophysical and geochemical relationships. Journal of Geodynamics, 28(4-5), 375-391.

Connard, G., Couch, R., & Gemperle, M. 1983. Analysis of aeromagnetic measurements from the Cascade Range in central Oregon. Geophysics, 48(3), 376-390.

Conti, B., 2008. Caracterización faciológica y estructural del magmatismo Mesozoico en la región de Lascano. (Undergraduate thesis) Facultad de Ciencias, UDELAR, Montevideo, (85 pp.).

Cooley, J. W., Lewis, P. A., & Welch, P. D. 1967. Historical notes on the fast Fourier transform. Proceedings of the IEEE, 55(10), 1675-1677.

Cooley, J. W., Lewis, P. A., & Welch, P. D. 1969. The fast Fourier transform and its applications. IEEE Transactions on Education, 12(1), 27-34.

Cooper, G. R. 2004. Euler deconvolution applied to potential field gradients. Exploration Geophysics, 35(3), 165-170.

Cooper, G. R. J., & Cowan, D. R. 2006. Enhancing potential field data using filters based on the local phase. Computers & Geosciences, 32(10), 1585-1591.

Cooper, G. R. 2014. Reducing the dependence of the analytic signal amplitude of aeromagnetic data on the source vector direction. Geophysics, 79(4), J55-J60.

Cooper, G. R. 2015. Using the analytic signal amplitude to determine the location and depth of thin dikes from magnetic data. Geophysics, 80(1), J1-J6.

Cordell, L. 1979. Gravimetric expression of graben faulting in Santa Fe Country and the Espanola Basin. In New Mexico Geological Society Guidebook, 30th Field Conference, New Mexico, 1979 (pp. 59-64).

Cordell, L., & Grauch, V. J. S. 1982. Mapping basement magnetization zones from aeromagnetic data in the San Juan Basin, New Mexico. In 1982 SEG Annual Meeting. Society of Exploration Geophysicists. (pp. 246-247).

Cordell, L., & Grauch, V. J. S. 1985. Mapping basement magnetization zones from aeromagnetic data in the San Juan Basin, New Mexico. Society of Exploration Geophysicists. (pp. 181-197).

Counil, J. L., Achache, J., & Galdeano, A. 1989. Long-wavelength magnetic anomalies in the Caribbean: Plate boundaries and allochthonous continental blocks. J. Geophys. Res. Solid Earth, 94(B6), 7419-7431.

Crameri, F., Shephard, G. E., & Heron, P. J. 2020. The misuse of colour in science communication. Nature communications, 11(1), 1-10.

Crovetto, C. B., Novara, I. L., & Introcaso, A. 2007. A stretching model to explain the Salado Basin (Argentina). Boletín del Instituto de Fisiografía y Geología, 77(1-2), 1-10.

Cunningham, W.D., & Mann, P., 2007. Tectonics of strike-slip restraining and releasing bends. Geol. Soc. Lond., Spec. Publ., 290 (1), 1–12.

D

Das, S., Hajian, A., & Spergel, D. N. 2009. Efficient power spectrum estimation for high resolution CMB maps. Physical Review D, 79(8), 083008.

Davison, I., & Steel, I. 2017. Geology and hydrocarbon potential of the East African continental margin: a review. Petroleum Geoscience, 24(1), 57-91.

Dean, W. C. 1958. Frequency analysis for gravity and magnetic interpretation. Geophysics, 23(1), 97-127.

Debeglia, N., & Corpel, J. 1997. Automatic 3-D interpretation of potential field data using analytic signal derivatives. Geophysics, 62(1), 87-96.

De Paor, D., Karabinos, P., Dickens, G., & Atchison, C. 2017. Color vision deficiency and the geosciences. GSA Today, 27(6), 42-43.

De Santa Ana, H. & Ucha, N. 1994. Exploration perspectives and hydrocarbon potential of the Uruguayan sedimentary basins. ANCAP, Montevideo 98 p. (informe interno)

De Santa Ana, H., Goso, C.A., Muzio, R., Oyhantçabal, P., & Veroslavsky, G. 1994. Bacia de Santa Lucia (Uruguai): Evolução tectônica e sedimentar. Revista Geociências, 13(1), 37-52.

Díaz, J., Albanell, A., & Bossi, J. 1990. Memoria explicativa del fotoplano Cerro Partido – Facultad de Agronomía.

Dole, W. E., & Jordan, N. F. 1978. Slope mapping. AAPG Bulletin, 62(12), 2427-2440.

Dolmaz, M. N., Hisarli, Z. M., Ustaömer, T., & Orbay, N. 2005a. Curie point depths based on spectrum analysis of aeromagnetic data, West Anatolian extensional province, Turkey. Pure Appl. Geophys., 162(3), 571-590.

Druecker, M.D., & Gay Jr., S.P., 1987. Mafic Dyke Swarms Associated with Mesozoic Rifting in Eastern Paraguay, South America. Mafic Dyke Swarms. 34. Geological Association of Canada, Special Publication, pp. 187–193.

Duffin, R. J. 1957. Two-dimensional Hilbert transforms. Proceedings of the American Mathematical Society, 8(2), 239-245.

Dunlop, D. J., Özdemir, Ö., & Costanzo-Alvarez, V. 2010. Magnetic properties of rocks of the Kapuskasing uplift (Ontario, Canada) and origin of long-wavelength magnetic anomalies. Geophys. J. Int., 183(2), 645-658.

Dunlop, D. J. 2014. High-temperature susceptibility of magnetite: a new pseudo-single-domain effect. Geophys. J. Int., 199(2), 707-716.

Durham, W. B., Mirkovich, V. V., & Heard, H. C., 1987 Thermal diffusivity of igneous rocks at elevated pressure and temperature, J. Geophys. Res. Sol. Earth, 92, 11615–11634, https://doi.org/10.1029/JB092iB11p11615, 1987.

Durr, S. B., & Dingeldey, D. P. 1996. The Kaoko belt (Namibia): Part of a late Neoproterozoic continental-scale strike-slip system. Geology, 24(6), 503-506. doi:10.1130/0091-7613(1996)024<0503:tkbnpo>2.3.co;2

E

Ebbing, J., Gernigon, L., Pascal, C., Olesen, O., & Osmundsen, P. T. 2009. A discussion of structural and thermal control of magnetic anomalies on the mid-Norwegian margin. Geophys. Prospect., 57(4), 665-681.

Ebinger, C.J., 1989. Geometric and kinematic development of border faults and accommodation zones, Kivu-Rusizi rift, Africa. Tectonics, 8 (1), 117–133.

Elbarbary, S., Zaher, M. A., Mesbah, H., El-Shahat, A., & Embaby, A. 2018. Curie point depth, heat flow and geothermal gradient maps of Egypt deduced from aeromagnetic data. Renewable and Sustainable Energy Reviews, 91, 620-629.

Elitok, Ö., & Dolmaz, M. N. 2008. Mantle flow-induced crustal thinning in the area between the easternmost part of the Anatolian plate and the Arabian Foreland (E Turkey) deduced from the geological and geophysical data. Gondwana Res., 13(3), 302-318.

Elkins, T. A. 1951. The second derivative method of gravity interpretation. Geophysics, 16(1), 29-50.

Eppelbaum, L. V., & Pilchin, A. N. 2006. Methodology of Curie discontinuity map development for regions with low thermal characteristics: an example from Israel. Earth Planet. Sci. Lett., 243(3-4), 536-551.

Ernst, R.E., 2014. Large igneous provinces. Cambridge University Press, Cambridge (666 pp).

Ernst, R.E., & Buchan, K.L. 1997. Giant radiating dyke swarms: their use in identifying pre-Mesozoic large igneous provinces and mantle plumes. In: Large Igneous Provinces: Continental, Oceanic, and Planetary Flood Volcanism. AGU Geophys. Monograph 100. pp. 297–333.

Ernst, R.E., & Buchan, K.L. 2001. The use of mafic dike swarms in identifying and locating mantle plumes. In: Ernst, R.E., Buchan, K.L. (Eds.), 2001 Mantle Plumes: Their Identification through Time. 352. pp. 247.

Espinosa-Cardeña, J. M., & Campos-Enriquez, J. O. 2008. Curie point depth from spectral analysis of aeromagnetic data from Cerro Prieto geothermal area, Baja California, Mexico. J. Volcanol. Geotherm. Res., 176(4), 601-609.

Evjen, H. M. 1936. The place of the vertical gradient in gravitational interpretations. Geophysics, 1(1), 127-136.

F

Fairhead, J. D., Green, C. M., Verduzco, B., & Mackenzie, C. 2004a. A new set of magnetic field derivatives for mapping mineral prospects. ASEG Extended Abstracts, 2004(1), 1-4.

Fairhead, J. D., & Williams, S. E. 2006. Evaluating normalized magnetic derivatives for structural mapping. In SEG Technical Program Expanded Abstracts 2006 (pp. 845-849). Society of Exploration Geophysicists

Fambrini, G., Fragoso Cesar, A.R.S., Paes de Almeida, R., & Riccomini, C. 2005. A Formação Barriga Negra (Ediacarano do Uruguai): Caracterização estratigráfica e correlação com unidades do estado do Rio Grande do Sul, Brasil. Revista Brasileira de Geociências, 35(4), 515-524.

Fay, A., & Arrighetti, R. 1981. Esbozo Geológico de Cerro Partido. – Inventario Minero - Instituto Geológico del Uruguay.

Fedi, M., & Florio, G. 2001. Detection of potential fields source boundaries by enhanced horizontal derivative method. Geophysical prospecting, 49(1), 40-58.

Fedi, M. 2002. Multiscale derivative analysis: A new tool to enhance detection of gravity source boundaries at various scales. Geophysical Research Letters, 29(2). doi:10.1029/2001gl013866

Fedi, M., & Pilkington, M. 2012. Understanding imaging methods for potential field data. Geophysics, 77(1), G13-G24.

Felsberg, M., & Sommer, G. 2000. A new extension of linear signal processing for estimating local properties and detecting features. In Mustererkennung 2000 (pp. 195-202). Springer, Berlin, Heidelberg.

Felsberg, M., & Sommer, G. 2001. The monogenic signal. IEEE Transactions on Signal Processing, 49(12), 3136–3144. doi:10.1109/78.969520

Felsberg, M., & Sommer, G. 2004. The monogenic scale-space: A unifying approach to phase-based image processing in scale-space. Journal of Mathematical Imaging and vision, 21(1), 5-26.

Feng, M., Van der Lee, S., & Assumpção, M. 2007. Upper mantle structure of South America from joint inversion of waveforms and fundamental mode group velocities of Rayleigh waves. Journal of Geophysical Research Solid Earth, 112(B4).

Feng, X., Wang, W., & Yuan, B. 2018. 3D gravity inversion of basement relief for a rift basin based on combined multinorm and normalized vertical derivative of the total horizontal derivative techniques. Geophysics, 83(5), G107-G118.

Fernandes, L.A.D., Tommasi, A., & Porcher, C. 1992. Deformation patterns in the Southern Brazilian Branch of the Dom Feliciano Belt: A reappraisal. Journal of South American Earth Sciences, 5(1), 77-96.

Ferrando, L., & Fernandez, A. 1971. Esquema tectónico - cronoestatigráfico del predevoniano en Uruguay. In: XXV Congreso Brasilero de Geología, I:199-210, São Paulo.

Ferré, E. C., Friedman, S. A., Martín-Hernández, F., Feinberg, J. M., Conder, J. A., & Ionov, D. A. 2013. The magnetism of mantle xenoliths and potential implications for sub-Moho magnetic sources. Geophys. Res. Lett., 40(1), 105-110.

Ferre, E. C., Friedman, S. A., Martin-Hernandez, F., Feinberg, J. M., Till, J. L., Ionov, D. A., & Conder, J. A. 2014. Eight good reasons why the uppermost mantle could be magnetic. Tectonophysics, 624, 3-14.

Florisbal, L. M., Heaman, L. M., de Assis Janasi, V., & de Fatima Bitencourt, M. 2014. Tectonic significance of the Florianópolis dyke Swarm, Paraná–Etendeka Magmatic Province: a reappraisal based on precise U–Pb dating. Journal of Volcanology and Geothermal Research, 289, 140-150.

Fox Maule, C., Purucker, M. E., & Olsen, N. 2009. Inferring magnetic crustal thickness and geothermal heat flux from crustal magnetic field models. Estimating the geothermal heat flux beneath the Greenland ice sheet. Danish Climate Centre Report, 9(09).

Fragoso Cesar, A.R.S. 1980. O Cráton do rio de La Plata e o Cinturão Dom Feliciano no Escudo Uruguaio – Sul –Riograndense. In: XXXI Congreso Brasileiro de Geologia, Camboriú, 5, 2879- 2892.

Fragoso Cesar, A. & Soliani, E. 1984. Compartimentaçao tectónica do cráton do Rio de la Plata. In: XXXIII Congreso Brasileiro de Geologia, 5, 2426-2432, Río de Janeiro.

Fragoso Cesar, A., Machado & Gómez-Rifas C. 1987. Observações sobre o Cinturão Dom Feliciano no Escudo Uruguaio e Correlações Com o Escudo do Rio Grande do Sul. Atas III. Simp. Sul- Bras. Geol.

Fragoso Cesar, A. R. S. 1991. Tectônica de placas no ciclo brasiliano: as orogenias dos cinturões Dom Feliciano e Ribeira no Rio Grande do Sul (Doctoral dissertation, Universidade de São Paulo).

Friedman, S. A., Feinberg, J. M., Ferré, E. C., Demory, F., Martín-Hernández, F., Conder, J. A., & Rochette, P. 2014. Craton vs. rift uppermost mantle contributions to magnetic anomalies in the United States interior. Tectonophysics, 624, 15-23.

Frost, B. R., & Shive, P. N. 1986. Magnetic mineralogy of the lower continental crust. J. Geophys. Res. Solid Earth, 91(B6), 6513-6521.

Fuck, R. A., Neves, B. B. B., & Schobbenhaus, C. 2008. Rodinia descendants in south America. Precambrian Research, 160(1-2), 108-126.

G

Gadala-Maria, F., & Parsi, F. 1993. Measurement of fiber orientation in short-fiber composites using digital image processing. Polymer Composites, 14(2), 126-131.

Gailler, L. S., Lénat, J. F., & Blakely, R. J. 2016. Depth to Curie temperature or bottom of the magnetic sources in the volcanic zone of la Réunion hot spot. Journal of Volcanology and Geothermal Research, 324, 169-178.

García-Abdeslem, J., & Ness, G. E. 1994. Inversion of the power spectrum from magnetic anomalies. Geophysics, 59(3), 391-401.

Gaucher, C., Sprechmann, P., & Schipilov, A. 1996. Upper and Middle Proterozoic fossiliferous sedimentary sequences of the Nico Pérez Terrane of Uruguay: Lithostratigraphic units, paleontology, depositional environments and correlations. Neue Jahrb. Geol. Paläont. Abh., 199, 339-367.

Gaucher, C. 2000. Sedimentology, paleontology, and stratigraphy of the Arroyo del Soldado Group (Vendian to Cambrian, Uruguay) - Ph D Thesis, Beringeria, Wurzburg. 122 p.

Gaucher, C., Finney, S. C., Poiré, D. G., Valencia, V. A., Grove, M., Blanco, G., & Peral, L.G. 2008. Detrital zircon ages of Neoproterozoic sedimentary successions in Uruguay and Argentina: insights into the geological evolution of the Río de la Plata Craton. Precambrian Research, 167(1), 150-170.

Gaucher, C., Frei, R., Chemale, Frei, D., Bossi, J., Martínez, G., Chiglino, L., & Cernuschi, F. 2011. Mesoproterozoic evolution of the Rı´o de la Plata Craton in Uruguay: at the heart of Rodinia? Int. J. Earth. Sci., 100, 273–288.

Gasparini, P., Mantovani, M. S. M., Corrado, G., & Rapolla, A. 1979. Depth of Curie temperature in continental shields: a compositional boundary?. Nature, 278(5707), 845-846.

Gawthorpe, R.L., & Hurst, J.M., 1993. Transfer zones in extensional basins: their structural style and influence on drainage development and stratigraphy. J. Geol. Soc., 150 (6), 1137–1152.

Giménez, M. E., Martínez, M. P., & Introcaso, A. 2000. A crustal model based mainly on gravity data in the area between the Bermejo Basin and the Sierras de Valle Fértil, Argentina. Journal of South American Earth Sciences, 13(3), 275-286.

Girardi, V.A.V., Teixeira, W., Mazzucchelli, M., & da Costa, P.C. 2013. Sr–Nd constraints and trace-elements geochemistry of selected Paleo and Mesoproterozoic mafic dikes and related intrusions from the South American Platform: Insights into their mantle sources and geodynamic implications. J. S. Am. Earth Sci., 41, 65–82.

Githiri, J. G., Patel, J. P., Barongo, J. O., & Karanja, P. K. 2012. Spectral analysis of ground magnetic data in Magadi area, Southern Kenya Rift. Tanzania Journal of Science, 38(1), 1-14.

Godoy, L., Giménez, M., Nacif, S., Álvarez, O., Folguera, A., 2020. Crustal deformation in the Río de la Plata estuarine (South Atlantic passive margin) and the associated seismicity as a consequence of an isostatic readjustment. Journal of South American Earth Sciences, https://doi.org/10.1016/j.jsames.2020.102770

Gomes, D. G. C., Couto, M. A., Vieira, V. S., Silva, M. A., Drews, M. G. P., & Novais, L. C. C. 2015. Compartimentação e caracterização do arcabouço estrutural dos corpos magnéticos através da análise do espectro de potência para o estado do Espírito Santo.- IX International Symposium on Tectonics. 195-198.

Gómez Dacal, M.L., Scheck-Wenderoth, M., Aragón, E., Bott, J., Cacace, M, & Tocho, C. 2020. Unravelling the lithospheric-scale thermal field of the North Patagonian Massif plateau (Argentina) and its relations to the topographic evolution of the area. Int. J. Earth. Sci. (Geol. Rundsch.), 110, 2315–2331. https://doi.org/10.1007/s00531-020-01953-2

Gómez Rifas, C., 1989. Tectónica Cretácica en Uruguay. In: Contribuciones de los Simposios sobre Cretácico de América Latina. Parte A: Eventos y Registro Sedimentario, pp. 319–325.

Gómez Rifas, C., 1995. A Zona de Cisalhamento Sinistral de Sierra Ballena no Uruguay. PhD Thesis. IG-USP (243pp).

Gómez Rifas, C., & Masquelin, H. 1996. Petrología y geoquímica de las rocas volcánicas cretáceas del Uruguay. XII Congreso Geológico Argentino - III Congreso de Exploración de Hidrocarburos, 3, 635-652.

Goñi, J. 1958. Consideraciones sobre la estratigrafía del Proterozoico y Eopaleozoico uruguayos. Boletín de la Sociedad Brasileira de Geología, 7, 91-97.

Goñi, J., & Hoffstetter, K. 1964. Uruguay. Lexique stratigraphique international, vol. V. LAmérique Latine. Fasc. 9, CNRS.

Grant, F. S., & West, G. F., 1965. Interpretation Theory in Applied Geophysics. McGraw-Hill, Toronto, 584 pp.

Grauch, V. J. S., & Cordell, L. 1987. Limitations of determining density or magnetic boundaries from the horizontal gradient of gravity or pseudogravity data. Geophysics, 52(1), 118-121.

Green, R., & Stanley, J. M. 1975. Application of a Hilbert transform method to the interpretation of surface-vehicle magnetic data. Geophysical Prospecting, 23(1), 18-27.

Gregotski, M. E., Jensen, O. G., & Arkani-Hamed, J. 1990. Fractal model of magnetic susceptibility. In SEG Technical Program Expanded Abstracts 1990 (pp. 631-634). Society of Exploration Geophysicists.

Gregotski, M. E., Jensen, O., & Arkani-Hamed, J. 1991. Fractal stochastic modeling of aeromagnetic data. Geophysics, 56(11), 1706-1715.

Gubert M. L., Philipp R. P., & Stipp Basei M. A. 2016. The Bossoroca Complex, Sao Gabriel Terrane, Dom Feliciano Belt, southernmost Brazil: U-Pb geochronology and tectonic implications for the neoproterozoic Sao Gabriel Arc. J. South Am. Earth Sci., 70, 1-17. doi:10.1016/j.jsames.2016.04.006

Guimarães, S. N. P., Ravat, D., & Hamza, V. M. 2014. Combined use of the centroid and matched filtering spectral magnetic methods in determining thermomagnetic characteristics of the crust in the structural provinces of Central Brazil. Tectonophysics, 624, 87-99.

Gürbüz, A., 2010. Geometric characteristics of pull-apart basins. Lithosphere, 2(3), 199–206.

H

Haggerty, S. E. 1978. Mineralogical contraints on Curie isotherms in deep crustal magnetic anomalies. Geophys. Res. Lett., 5(2), 105-108.

Hall, D. H. 1968. Regional magnetic anomalies, magnetic units, and crustal structure in the Kenora District of Ontario. Can. J. Earth Sci., 5(5), 1277-1296.

Halls, H.C., Campal, N., Davis, D.W., & Bossi, J., 2001. Magnetic studies and U–Pb geochronology of the Uruguayan dyke swarm, Río de la Plata craton, Uruguay: paleomagnetic and economic implications. Journal of South American Earth Sciences, 14, 349–361.

Hanssen, A. 1997. Multidimensional multitaper spectral estimation. Signal Processing, 58(3), 327-332.

Haney, M., Johnston, C., Li, Y., & Nabighian, M. 2003. Envelopes of 2D and 3D magnetic data and their relationship to the analytic signal: Preliminary results. In SEG Technical Program Expanded Abstracts 2003 (pp. 596-599). Society of Exploration Geophysicists.

Harkin, C., Kusznir, N., Roberts, A., Manatschal, G., & Horn, B. 2020. Origin, composition and relative timing of seaward dipping reflectors on the Pelotas rifted margin. Marine and Petroleum Geology, 114, 104235.

Harrison, C. G. A., & Carle, H. M. 1981. Intermediate wavelength magnetic anomalies over ocean basins. J. Geophys. Res. Solid Earth, 86(B12), 11585-11599.

Harrouchi, L., Hamoudi, M., Bendaoud, A., & Beguiret, L. 2016. Application of 3D Euler deconvolution and improved tilt angle to the aeromagnetic data of In Ouzzal terrane, western Hoggar, Algeria. Arabian Journal of Geosciences, 9(7). doi:10.1007/s12517-016-2536-1.

Hartmann, L. A., Pineyro, D., Bossi, J., Leite, J. A. D., & McNaughton, N. J. 2000. Zircon U-Pb SHRIMP dating of Palaeoproterozoic Isla Mala granitic magmatism in the Río de la Plata Craton, Uruguay. J. South Am. Earth Sci., doi:10.1016/s0895-9811(00)00018-3, 13(1-2), 105-113.

Hartmann, L. A., Campal, N., Santos, J.O.S., McNaughton, N.J., Bossi, J., Schipilov, A., & Lafon, J.M. 2001. Archean crust in the Rio de la Plata Craton, Uruguay—SHRIMP U–Pb zircon reconnaissance geochronology. Journal of South American Earth Sciences, 14(6), 557-570.

Hartmann, L.A., Santos, J.O.S., Bossi, J., Campal, N., Schipilov, A., & McNaughton, N.J. 2002. Zircon and titanite U–Pb geochronology of Neoproterozoic felsic magmatism on the eastern border of the Rio de la Plata Craton, Uruguay. Journal of South American Earth Sciences, 15, 229–236.

Hartmann, L. A., Philipp, R. P., Santos, J. O. S., & McNaughton, N. J. 2011. Time frame of 753-680 Ma juvenile accretion during the Sao Gabriel orogeny, southern Brazilian Shield. Gondwana Res., 19(1), 84-99. 790 doi:10.1016/j.gr.2010.05.001

Heintz, M., Debayle, E., & Vauchez, A. 2005. Upper mantle structure of the South American continent and neighboring oceans from surface wave tomography. Tectonophysics, 406(1-2), 115-139.

Henderson, R. G., & Zietz, I. 1949. The computation of second vertical derivatives of geomagnetic fields. Geophysics, 14(4), 508-516.

Henderson, R. G. 1970. On the validity of the use of the upward continuation integral for total magnetic intensity data. Geophysics, 35(5), 916-919.

Hewett, T. A. 1986. Fractal distributions of reservoir heterogeneity and their influence on fluid transport. In SPE Annual Technical Conference and Exhibition. Soc. Pet. Eng. J.

Hidalgo-Gato, M. C., & Barbosa, V. C. 2015. Edge detection of potential-field sources using scale-space monogenic signal: Fundamental principles. Geophysics, 80(5), J27-J36.

Hildenbrand, T. G., Rosenbaum, J. G., & Kauahikaua, J. P. 1993. Aeromagnetic study of the island of Hawaii. J. Geophys. Res. Solid Earth, 98(B3), 4099-4119.

Hirata, T., Satoh, T., & Ito, K. 1987. Fractal structure of spatial distribution of microfracturing in rock. Geophys. J. Int., 90(2), 369–374. doi:10.1111/j.1365-246x.1987.tb00732.x

Hisarli, Z. M., Dolmaz, M. N., Okyar, M., Etiz, A., & Orbay, N. 2011. Investigation into regional thermal structure of the Thrace Region, NW Turkey, from aeromagnetic and borehole data. Stud. Geophys. Geod., 56(1), 269-291.

Holden, D. J., Archibald, N. J., Boschetti, F., & Jessell, M. W. 2000. Inferring geological structures using wavelet-based multiscale edge analysis and forward models. Exploration Geophysics, 31(4), 617-621.

Hood, P., & McClure, D. J. 1965. Gradient measurements in ground magnetic prospecting. Geophysics, 30(3), 403-410.

Hopkinson, J. 1889. Magnetic and other physical properties of iron at a high temperature. Philos Trans. R. Soc. Lond. (A.), (180), 443-465.

Hosken, J. W. J. 1980. A stochastic model of seismic reflections: Presented at the 50th Ann. Internat. Mtg., Soc. Expl. Geophys.

Hou, G. 2012. Mechanism for three types of mafic dyke swarms. Geoscience Frontiers, 3(2), 217-223. https://doi.org/10.1029/2007JB005475.

Hsieh, H. H., Chen, C. H., Lin, P. Y., & Yen, H. Y. 2014. Curie point depth from spectral analysis of magnetic data in Taiwan. J. Asian Earth Sci., 90, 26-33.

Hsu, S. K., Sibuet, J. C., & Shyu, C. T. 1996. High-resolution detection of geologic boundaries from potential-field anomalies: An enhanced analytic signal technique. Geophysics, 61(2), 373-386.

Hsu, S., Coppens, D., & Shyu, C. 1998. Depth to magnetic source using the generalized analytic signal. Geophysics, 63(6), 1947–1957. doi:10.1190/1.1444488

Hsu, S. K. 2002. Imaging magnetic sources using Euler's equation. Geophysical prospecting, 50(1), 15-25.

Hueck, M., Oriolo, S., Dunkl, I., Wemmer, K., Oyhantçabal, P., Schanofski, M., Basei, M.A.S., & Siegesmund, S., 2017. Phanerozoic low-temperature evolution of the Uruguayan Shield along the South American passive margin. J. Geol. Soc., 174 (4), 609–626.

Hunt, C. P., Moskowitz, B. M., & Banerjee, S. K. 1995. Magnetic properties of rocks and minerals. Rock physics and phase relations: A handbook of physical constants, 3, 189-204.

Hussein, M., Mickus, K., & Serpa, L. F. 2012. Curie point depth estimates from aeromagnetic data from Death Valley and surrounding regions, California. Pure Appl. Geophys., 170(4), 617-632.

I

Ibarra, F., & Prezzi, C. B. 2019. The thermo-mechanical state of the Andes in the Altiplano-Puna region: insights from Curie isotherm and effective elastic thickness determination. Revista de la Asociación Geológica Argentina, 76(4), 352-362.

Ibarra, F., Liu, S., Meeßen, C., Prezzi, C. B., Bott, J., Scheck-Wenderoth, M., Sobolev, S. & Strecker, M. R. 2019. 3D data-derived lithospheric structure of the Central Andes and its implications for deformation: Insights from gravity and geodynamic modelling. Tectonophysics, 766, 453-468.

Ibarra, F., Prezzi, C., Bott, J., Scheck-Wenderoth, M., & Strecker, M., 2021. Distribution of temperature and strength in the Central Andean lithosphere and its relationship to seismicity and active deformation. Journal of Geophysical Research (Solid Earth), doi: 10.1029/2020JB021231.

Ibe, S. O., & Nwokeabia, C. N. 2020. Structural Analysis of Malufashi Area and Environs, Northwestern Nigeria, Using Airborne Magnetic Dataset. IOSR Journal of Applied Geology and Geophysics (IOSR-JAGG) 8(4), 42-53.

Idárraga-García, J., & Vargas, C. A. 2018. Depth to the bottom of magnetic layer in South America and its relationship to Curie isotherm, Moho depth and seismicity behavior. Geod. Geodyn., 9(1), 93-107.

Idoko, C. M., Conder, J. A., Ferré, E. C., & Filiberto, J. 2019. The potential contribution to long wavelength magnetic anomalies from the lithospheric mantle. Physics of the Earth and Planetary Interiors, 292, 21-28.

Ikumbur, E. B., Onwuemesi, A.G., Anakwuba, E.K., Chinwuko, A.I., Usman, A.O., & Okonkwo, C.C. 2013. Spectral analysis of aeromagnetic data over part of the Southern Bida basin, West-Central Nigeria. Int. J. Fundamental Phys. Sci., 3, 27-31.

J

Jacobsen, B. H. 1987. A case for upward continuation as a standard separation filter for potential-field maps. Geophysics, 52(8), 1138–1148. doi:10.1190/1.1442378

Jacqmin, A., & Pekar, L. 1969. Reflexions Sur les Applications de la Transformee de Fourier En Sismique et en Gravimetrie. Geophysical Prospecting, 17(3), 294-326.

Jaffal, M., El Goumi, N., Kchikach, A., Aïfa, T., Khattach, D., & Manar, A. 2010. Gravity and magnetic investigations in the Haouz basin, Morocco. Interpretation and mining implications. Journal of African Earth Sciences, 58(2), 331-340.

Jolly, R.J.H., & Sanderson, D.J., 1995. Variation in the form and distribution of dykes in the Mull swarm, Scotland. J. Struct. Geol., 17 (11), 1543–1557.

Jones, G., 1956. Memoria Explicativa y Mapa Geológico de la Región Oriental del Departamento de Canelones. 34 Boletín del Instituto Geológico del Uruguay (193p).

Jones, G., 1957. Some deep Mesozoic basins recently discove red in Southern Uruguay. In: Proc. XX Congreso Geológico Internacional (Mexico, 1956), Secc. II (El Mesozoico del Hemisferio Occidental y sus correlaciones mundiales), pp. 53–72 (México).

Jourdan, F., Féraud, G., Bertrand, H., Watkeys, M. K., & Renne, A. P. 2008. The 40Ar/39Ar ages of the sill complex of the Karoo large igneous province: Implications for the Pliensbachian-Toarcian climate change. Geochemistry, Geophysics, Geosystems, 9(6).

Julià, J., Assumpção, M., & Rocha, M. P. 2008. Deep crustal structure of the Paraná Basin from receiver functions and Rayleigh-wave dispersion: Evidence for a fragmented cratonic root. Journal of Geophysical Research Solid Earth, 113(B8).

K

Karnik, S., Romberg, J., & Davenport, M. A. 2021. Thomson's multitaper method revisited. IEEE Transactions on Information Theory.

Keating, P. B. 1998. Weighted Euler deconvolution of gravity data. Geophysics, 63(5), 1595-1603.

Keating, P. 2009. Improved use of the local wavenumber in potential-field interpretation. Geophysics, 74(6), L75–L85. doi:10.1190/1.3242270

Khattach, D., Keating, P., Chennouf, T., Andrieux, P., & Milhi, A. 2004. Apport de la gravimétrie à l'étude de la structure du bassin des Triffa (Maroc nord-oriental): implications hydrogéologiques. Comptes Rendus Geoscience, 336(16), 1427-1432.

Khattach, D., Mraoui, H., Sbibih, D., & Chennouf, T. 2006. Analyse multi-échelle par ondelettes des contacts géologiques: application à la carte gravimétrique du Maroc nord-oriental. Comptes Rendus Geoscience, 338(8), 521-526.

Kinabo, B.D., Atekwana, E.A., Hogan, J.P., Modisi, M.P., Wheaton, D.D., & Kampunzu, A.B., 2007. Early structural development of the Okavango rift zone, NW Botswana. J. Afr. Earth Sci., 48 (2–3), 125–136.

Kindlmann, G., Reinhard, E., & Creem, S. 2002. Face-based luminance matching for perceptual colormap generation. In IEEE Visualization, 2002. VIS 2002. (pp. 299-306). IEEE.

Kiss, J., Szarka, L., & Prácser, E. 2005. Second-order magnetic phase transition in the Earth. Geophys. Res. Lett., 32(24).

Kletetschka, G., Wasilewski, P. J., & Taylor, P. T. 2002. The role of hematite–ilmenite solid solution in the production of magnetic anomalies in ground-and satellite-based data. Tectonophysics, 347(1-3), 167-177.

Koenderink, J. J. 1984. The structure of images. Biological Cybernetics, 50(5), 363–370. doi:10.1007/bf00336961

Kohlmann, K. 1996. Corner detection in natural images based on the 2-D Hilbert transform. Signal Processing, 48(3), 225-234.

Kulesza, J. A., Spencer, J. B., & Sood, A. 2017. Standardization of Color Palettes for Scientific Visualization (No. LA-UR-17-24665). Los Alamos National Lab. (LANL), Los Alamos, NM (United States).

L

Lachenbruch, A.H., 1970. Crustal temperature and heat production: implication of the linear heat flow relationship. J. Geophys. Res., 75, 3291–3300

Lahti, I., & Karinen, T. 2010. Tilt derivative multiscale edges of magnetic data. The Leading Edge, 29(1), 24-29.

Langel, R. A., & Hinze, W. J. 1998. The magnetic field of the Earth's lithosphere: The satellite perspective. Cambridge University Press.

Lara, P., Oyhantçabal, P., & Belousova, E. 2020. Two distinct crustal sources for Late Neoproterozoic granitic magmatism across the Sierra Ballena Shear Zone, Dom Feliciano

Belt, Uruguay: Whole-rock geochemistry, zircon geochronology and Sr-Nd-Hf isotope evidence. Precambrian Research, 341, 105625.

Leseane, K., Atekwana, E. A., Mickus, K. L., Abdelsalam, M. G., Shemang, E. M., & Atekwana, E. A. 2015. Thermal perturbations beneath the incipient Okavango Rift zone, northwest Botswana. J. Geophys. Res. Solid Earth, 120(2), 1210-1228.

Lezzar, K.E., Tiercelin, J.J., De Batist, M., Cohen, A.S., Bandora, T., Van Rensbergen, P., & Klerkx, J., 1996. New seismic stratigraphy and Late Tertiary history of the North Tanganyika Basin, East African Rift system, deduced from multichannel and highresolution reflection seismic data and piston core evidence. Basin Res., 8 (1), 1–28.

Li, T., & Eaton, D. W. 2005. On the roles of magnetization and topography in the scaling behaviour of magnetic-anomaly fields. Geophys. J. Int., 160(1), 46-54.

Li, X. 2006. Understanding 3D analytic signal amplitude. Geophysics, 71(2), L13-L16.

Li, X., & Pilkington, M. 2016. Attributes of the magnetic field, analytic signal, and monogenic signal for gravity and magnetic interpretation. Geophysics, 81(6), J79-J86.

Li, C.F., Lu, Y., & Wang, J. 2017. A global reference model of Curiepoint depths based on EMAG2. Sci. Rep., 7, 45129. https ://doi.org/10.1038/srep4 5129.

Light, A., & Bartlein, P. J. 2004. The end of the rainbow? Color schemes for improved data graphics. Eos, Transactions American Geophysical Union, 85(40), 385-391.

Linping, H., Zhining, G., & Changli, Y., 1997. Comment on: ‘An analytic signal approach to the interpretation of total field magnetic anomalies’ by Shuang Qin. Geophysical Prospecting 45, 879– 881.

Liu, Y., & Heer, J. 2018. Somewhere over the rainbow: An empirical assessment of quantitative colormaps. In Proceedings of the 2018 CHI Conference on Human Factors in Computing Systems (pp. 1-12).

Lloyd, S., van der Lee, S., França, G. S., Assumpção, M., & Feng, M. 2010. Moho map of South America from receiver functions and surface waves. Journal of Geophysical Research Solid Earth, 115(B11).

Logatchev, N.A., 1993. History and Geodynamics of the Baikal Rift (East Siberia): A Review: Bulletin du Centre de la Recherche Exploration Production Elf Aquitaine. 17. pp. 353–370.

Lorenzo-Ginori, J. V. 2007. An approach to the 2D Hilbert transform for image processing applications. In International Conference Image Analysis and Recognition (pp. 157-165). Springer, Berlin, Heidelberg.

Lossada, A.C., Rapalini, A.E., & Sánchez Bettucci, L., 2014. Enjambre de diques básicos de Nico Pérez-Zapicán, Uruguay: evidencias radiométricas y paleomagnéticas sobre su edad. Rev. Asoc. Geol. Argent., 71 (3), 345–355.

Lovecchio, J. P., Rohais, S., Joseph, P., Bolatti, N. D., Kress, P. R., Gerster, R., & Ramos, V. A. 2018. Multistage rifting evolution of the Colorado basin (offshore Argentina): Evidence for extensional settings prior to the South Atlantic opening. Terra Nova, 30(5), 359-368.

Lovecchio, J. P., Rohais, S., Joseph, P., Bolatti, N. D., & Ramos, V. A. 2020. Mesozoic rifting evolution of SW Gondwana: a poly-phased, subduction-related, extensional history responsible for basin formation along the Argentinean Atlantic margin. Earth-Science Reviews, 203, 103138.-

Lucretius Carus, Titus. 1951. Lucretius on the nature of the universe. Harmondsworth, Eng.; New York: Penguin Books.

Luo, Y., Wang, M., Luo, F., & Tian, S. 2011. Direct Analytic Signal Interpretation of Potential Field Data Using 2-D Hilbert Transform. Chinese Journal of Geophysics, 54(4), 551-559.

M

Ma, G., & Li, L. 2013. Direct analytic signal (DAS) method in the interpretation of magnetic data. Journal of Applied Geophysics, 88, 101-104.

MacLeod, I. N., Jones, K., & Dai, T. F. 1993. 3-D analytic signal in the interpretation of total magnetic field data at low magnetic latitudes. Exploration Geophysics, 24(4), 679-688.

MacMillan J. 1931. Notas sobre el complejo arcaico Uruguayo. Revista del Instituto de Geología y Perforaciones, 1, 3-7, Montevideo.

Maldonado, S., Piñeyro, D., & Bossi, J. 2003. Terreno Piedra Alta–Aporte a la estratigrafía del basamento cristalino del Uruguay. Estratigrafía del Precámbrico de Uruguay, Publicación Especial, (1), 18-37.

Mallmann, G., Chemale Jr, F., Armstrong, R., & Kawashita, K. 2003. Sm-Nd and U-Pb Shrimp Zircon studies of the Nico Pérez Terrane, Reworked Rıo de la Plata Craton, Uruguay. In Short Papers-IV South American Symposium on Isotope Geology, Salvador, Brazil.

Mallmann, G., Chemale Jr, F., & Morales, L. F. G. 2004. Evoluçao estrutural da porçao sul do Terreno Nico Pérez, Uruguai: registro da convergência entre as placas Rio de La Plata e Kalahari no final do Neoproterozóico. Brazilian Journal of Geology, 34(2), 201-212.

Mallmann G., F. Chemale Jr., Avila J.N., Kawashita K., & Armstrong R.A. 2007. Isotope geochemistry and geochronology of the Nico Perez Terrane, Río de la Plata Craton, Uruguay, Gondwana Res., 12, 489-508. doi:10.1016/j.gr.2007.01.002

Mandelbrot, B. 1967. How long is the coast of Britain? Statistical self-similarity and fractional dimension. Science, 156(3775), 636-638.

Mandelbrot, B. B. 1983. The fractal geometry of nature. New York, WH Freeman and Co., 495 p.

Manea, M., & Manea, V. C. 2011. Curie point depth estimates and correlation with subduction in Mexico. Pure Appl. Geophys., 168(8-9), 1489-1499.

Mantesso-Neto, V., Bartorelli, A., Carneiro, C. D. R., & Brito Neves, B. B. D. 2004. Geologia do continente sul-americano: evolução da obra de Fernando Flávio Marques de Almeida.

Mantovani, M. S. M., Quintas, M. C. L., Shukowsky, W., & Brito Neves, B. B. D. 2005. Delimitation of the Paranapanema Proterozoic block: a geophysical contribution. Episodes-Newsmagazine of the International Union of Geological Sciences, 28(1), 18-22.

Masquelin, H. 2006. El escudo uruguayo. In: Veroslavsky G., Martínez S. y Ubilla M. (eds.) Cuencas Sedimentarias de Uruguay – Paleozoico, DIRAC Facultad de Ciencias.

Masquelin, H., Fernandes, L., Lenz, C., Porcher, C. & McNaughton, N. 2011. The Cerro Olivo Complex a pre-collisional Neoproterozoic Magmatic Arc in Eastern Uruguay. International Geology Review, 1-23.

Masquelin, H., D'Avila Fernandes, L. A., Lenz, C., Porcher, C. C., & McNaughton, N. J. 2012. The Cerro Olivo complex: a pre-collisional Neoproterozoic magmatic arc in Eastern Uruguay. International Geology Review, 54(10), 1161-1183.

Masquelin, H., Silva Lara, H., Sánchez Bettucci, L., Núñez Demarco, P., Pascual, S., Muzio, R., Peel, E., & Scaglia, F. 2017. Lithologies, structure and basement-cover relationships in the schist belt of the Dom Feliciano Belt in Uruguay. Brazilian Journal of Geology, 47(1), 21-42

Mather, B., & Fullea, J. 2019. Constraining the geotherm beneath the British Isles from Bayesian inversion of Curie depth: integrated modelling of magnetic, geothermal, and seismic data. Solid Earth, 10(3), 839-850.

Maus, S., & Dimri, V. 1995. Potential field power spectrum inversion for scaling geology. J. Geophys. Res. Solid Earth, 100(B7), 12605-12616.

Maus, S., & Dimri, V. 1996. Depth estimation from the scaling power spectrum of potential fields?. Geophys. J. Int., 124(1), 113-120.

Maus, S., Gordon, D., & Fairhead, D. 1997. Curie-temperature depth estimation using a self-similar magnetization model. Geophys. J. Int., 129(1), 163-168.

Maus, S., Fairhead, B. J. D., Mogren, L. S., & Bournas, R. N. 2009. EMAG3: A 3-arc-minute resolution global magnetic anomaly grid compiled from satellite, airborne and marine magnetic data. In 2008 SEG Annual Meeting. OnePetro.

Mazzucchelli, M., Rivalenti, G., Piccirillo, E.M., Girardi, V.A.V., Civetta, L., & Petrini, R., 1995. Petrology of the Proterozoic mafic dyke swarms of Uruguay and constraints on their mantle source composition. Precambrian Res., 74 (3), 177–194.

Meyer, B., Saltus, R., & Chulliat, A. 2017. EMAG2: Earth magnetic anomaly grid (2-arc-minute resolution) version 3. National Centers for Environmental Information, NOAA. Model. doi, 10, V5H70CVX.

McEnroe, S. A., Langenhorst, F., Robinson, P., Bromiley, G. D., & Shaw, C. S. J. 2004. What is magnetic in the lower crust? Earth Planet. Sci. Lett., 226(1-2), 175–192. doi:10.1016/j.epsl.2004.07.020

McGrath, P. H. 1991. Dip and depth extent of density boundaries using horizontal derivatives of upward-continued gravity data. Geophysics, 56(10), 1533-1542.

Midot, D. 1984. Étude Géologique et diagnostic Métallogenique pour l'exploration du Secteur de Minas (Uruguay). Tesis de Doctorado, Université Pierre et Marie Curie, Paris, 175 p.

Mikhailov, A., 2019. Turbo, An Improved Rainbow Colormap for Visualization. Google AI blog. https://ai.googleblog.com/2019/08/turbo-improved-rainbow-colormap-for.html [Online; accessed 16-April-2021].

Miller, H. G., & Singh, V. 1994a. Semiquantitative techniques for the identification and removal of directional trends in potential field data. Journal of Applied Geophysics, 32(2-3), 199-211.

Miller, H. G., & Singh, V. 1994b. Potential field tilt—a new concept for location of potential field sources. Journal of Applied Geophysics, 32(2-3), 213-217.

Mitášová, H., & Hofierka, J. 1993. Interpolation by regularized spline with tension: II. Application to terrain modeling and surface geometry analysis. Mathematical Geology, 25(6), 657–669. doi:10.1007/bf00893172

Modisi, M.P., Atekwana, E.A., Kampunzu, A.B., & Ngwisanyi, T.H. 2000. Rift kinematics during the incipient stages of continental extension: evidence from the nascent Okavango rift basin, Northwest Botswana. Geology, 28 (10), 939–942.

Mohan, N. L., & Anand Babu, L. 1995. An analysis of 3-D analytic signal. Geophysics, 60(2), 531-536.

Mohr, P. J., & Phillips, W. D. 2014. Dimensionless units in the SI. Metrologia, 52(1), 40.

Mohriak, W.U., Rosendahl, B.R., Turner, J.P., & Valente, S.C., 2002. Crustal architecture of South Atlantic volcanic margins. In: Menzies, M.A., Klemperer, S.L., Ebinger, C.J., Baker, J. (Eds.), Volcanic Rifted Margins. 362. Geological Society of America, Boulder, Colorado, pp. 159–202 Spec. Paper

Mohriak, W., Nemcok, M., & Enciso, G. 2008. South Atlantic divergent margin evolution: rift-border uplift and salt tectonics in the basins of SE Brazil. In: Pankhurst, R. J., Trouw, R. A. J., Brito Neves, B. B. & DE Wit, M. J. (eds) West Gondwana: Pre-Cenozoic Correlations Across the South Atlantic Region. Geological Society, London, Special Publications, 294:365–398.

Mono, J. A., Ndougsa-Mbarga, T., Tarek, Y., Ngoh, J. D., & Amougou, O. U. I. O. 2018. Estimation of Curie-point depths, geothermal gradients and near-surface heat flow from spectral analysis of aeromagnetic data in the Loum–Minta area (Centre-East Cameroon). Egypt. J. Pet., 27(4), 1291-1299.

Morales, E., Muzio, R., Veroslavsky, G., & Conti, B. 2006. Geología de la Sierra de los Ajos (Cuenca Laguna Merín, Rocha, Uruguay)/Geology of the Sierra de los Ajos (Laguna Merín basin, Rocha, Uruguay). Revista SUG, (13), 2-8.

Morales, M., Oyhantçabal, P., Stein, K.-J., & Siegesmund, S., 2010. Black dimensional stones: geology, technical properties and deposit characterization of the dolerites from Uruguay. Environ. Earth Sci., https://doi.org/10.1007/s12665-010-0827-5.

Morales, E., Santos Coruéa, F., de Santa Ana, H., Chang, H.K., Sotol, M., Contil, B., & Veroslavsky G. 2011. Cuencas del margen continental Uruguayo: evolución tectono-estratigráfica y plays estratigráficos del Cretácico superior y Paleoceno. VII congreso de Exploración y Desarrollo de Hidrocarburos. Instituto Argentino de Petroleo y Gas, Mar del Plata.

Morales, E., Chang, H. K., Soto, M., Corrêa, F. S., Veroslavsky, G., de Santa Ana, H., Conti, B. & Daners, G. 2017. Tectonic and stratigraphic evolution of the Punta del Este and Pelotas basins (offshore Uruguay). Petroleum Geoscience, 23(4), 415-426.

Moreland, K. 2009. Diverging color maps for scientific visualization. In International Symposium on Visual Computing (pp. 92-103). Springer, Berlin, Heidelberg.

Morley, C.K., Nelson, R.A., Patton, T., & Munn, S.G., 1990. Transfer zones in the East African Rift System and their relevance to hydrocarbon exploration in rifts. AAPG Bull., 74 (8), 1234–1253.

Mousa, A., Mickus, K., & Al-Rahim, A. 2017. The thickness of cover sequences in the Western Desert of Iraq from a power spectrum analysis of gravity and magnetic data. J. Asian Earth Sci., 138, 230-245.

Mueller, C. O., & Jokat, W. 2017. Geophysical evidence for the crustal variation and distribution of magmatism along the central coast of Mozambique. Tectonophysics, 712, 684-703.

Mushayandebvu, M. F., van Driel, P., Reid, A. B., & Fairhead, J. D. 2001. Magnetic source parameters of two-dimensional structures using extended Euler deconvolution. Geophysics, 66(3), 814-823.

Mushayandebvu, M. F., Lesur, V., Reid, A. B., & Fairhead, J. D. 2004. Grid Euler deconvolution with constraints for 2D structures. Geophysics, 69(2), 489-496

Muzio, R. 2000. Evolução petrológica e geocronologia do Maciço Alcalino Valle Chico, Uruguai. Tese de Doutoramento, Universidad Estadual Paulista, Rio Claro, SP, 171 pp. (inédito)

Muzio, R., Artur, A.C. & Wernick, E., 2002. Petrological and geochemical evolution of the alkaline Valle Chico Massif, southeastern Uruguay. International Geology Review, 44(4), 352-369.

Muzio, R. 2006. El magmatismo mesozoico en Uruguay y sus recursos minerales. In: Veroslavsky G., Martínez S. y Ubilla M. (eds.) Cuencas Sedimentarias de Uruguay – Mesozoico, DIRAC Facultad de Ciencias- p

Muzio, R., Morales, E., Veroslavsky, G., & Conti, B., 2009a. The Arequita Formation (Lower Cretaceous): petrographic features of the volcanic facies in the Laguna Merín Basin, East Uruguay. Latin-America Journal of Sedimentology and Basin Analysis, 16(1), 19-28.

Muzio, R., Peel, E., Morales, E., Veroslavsky, G., & Conti, B. 2009b. Mesozoic magmatism in East Uruguay: petrological constraints related to the Sierra San Miguel region. Earth Sciences Research Journal, 13(1), 16-29.

Muzio, R., Scaglia, F., & Masquelin, H. 2012. Petrochemistry of Mesozoic mafic intrusions related to the Paraná Magmatic Province, Uruguay. International Geology Review, 54(7), 844-860.

Muzio, R., Peel, E., Porta, N., & Scaglia, F. 2017. Mesozoic dykes and sills from Uruguay: Sr–Nd isotope and trace element geochemistry. Journal of South American Earth Sciences, 77, 92-107.

N

Nabighian, M. N. 1972. The analytic signal of two-dimensional magnetic bodies with polygonal cross-section: its properties and use for automated anomaly interpretation. Geophysics, 37(3), 507-517.

Nabighian, M. N. 1974. Additional comments on the analytic signal of two-dimensional magnetic bodies with polygonal cross-section. Geophysics, 39(1), 85-92.

Nabighian, M. N. 1984. Toward a three-dimensional automatic interpretation of potential field data via generalized Hilbert transforms: Fundamental relations. Geophysics, 49(6), 780-786.

Nabighian, M. N., Grauch, V. J. S., Hansen, R. O., LaFehr, T. R., Li, Y., Peirce, J. W., Phillips, J. D. & Ruder, M. E. 2005. The historical development of the magnetic method in exploration. Geophysics, 70(6), 33ND-61ND.

Nelson, J. B. 1986. An alternate derivation of the three-dimensional Hilbert transform relations from first principles. Geophysics, 51(4), 1014-1015.

Niccoli, M. 2014. Geophysical tutorial: How to evaluate and compare color maps. The Leading Edge, 33(8), 910-912.

Núñez Demarco, P., Goso, C., & Sánchez Bettucci, L. 2013. Estudio magnético en estructuras de canal en Villasboas, Flores, Uruguay. Latinmag Letters, 3, 1-4.

Núñez Demarco, P. 2014. Caracterización geológica de la porción sur de la Formación barriga Negra y las relaciones con su basamento. Tesis de grado, Universidad de la República, Uruguay, 171 p.

Núñez Demarco, P., Prezzi, C., & Bettucci, L. S. 2017. Un nuevo programa basado en Matlab para el Análisis Espectral de datos magnetométricos. Latinmag Letters Special Issue, 7(GEP04), 1-6.

Núñez Demarco, P. A., Masquelin, E., & Sánchez Bettucci, L. 2018. Historia de la geología precámbrica del Uruguay: revisión de las divisiones estructurales, tectoestratigráficas sus límites y nomenclaturas. Revista Investigaciones Montevideo, 2018, 1 (2): 1-16. https://www.miem.gub.uy/mineria-y-geologia/revista-investigaciones

Núñez Demarco, P., Masquelin, H., & Sanchez Bettucci, L. 2019a. Stratigraphy and tectonic setting of the Barriga Negra Formation in Uruguay: an update - Brazilian Journal of Geology. doi: 10.1590/2317-4889201920180047

Núñez Demarco, P., Masquelin, H., Loureiro, J., Prezzi, C., Sánchez Bettucci, L. 2019b. Historia de la Geología Precámbrica de Uruguay: Unidades del Cinturón Dom Feliciano y su basamento, Revista Investigaciones, Montevideo, 2(1), 36-57 https://www.miem.gub.uy/mineria-y-geologia/revista-investigaciones

Núñez Demarco, P. 2019. Litodema Tarumán Una secuencia metasedimentaria arqueana del Uruguay. Revista Investigaciones, Montevideo, 2(2), 41-53. https://www.miem.gub.uy/mineria-y-geologia/revista-investigaciones

Núñez Demarco, P., Masquelin, H., Prezzi, C., Aifa, T., Muzio, R., Loureiro, J., Peel E. Campal, N. & Bettucci, L. S. 2020. Aeromagnetic patterns in Southern Uruguay: Precambrian-Mesozoic dyke swarms and Mesozoic rifting structural and tectonic evolution. Tectonophysics, 789, 228373. DOI: 10.1016/j.tecto.2020.228373

Núñez Demarco, P., Prezzi, C., & Sánchez Bettucci, L. 2021. Review of Curie point depth determination through different spectral methods applied to magnetic data. Geophysical Journal International, 224(1), 17-39. https://doi.org/10.1093/gji/ggaa361

Nwobgo, P.O., 1998. Spectral prediction of magnetic source depths from simplenumerical models. Comput. Geosci., 24, 847–852.

O

Odegard, M. E., & Berg Jr, J. W. 1965. Gravity interpretation using the Fourier integral. Geophysics, 30(3), 424-438.

Oehler, J. F., Rouxel, D., & Lequentrec-Lalancette, M. F. 2018. Comparison of global geomagnetic field models and evaluation using marine datasets in the north-eastern Atlantic Ocean and western Mediterranean Sea. Earth, Planets and Space, 70(1), 99.

Ofoegbu, C. O., & Mohan, N. L. 1990. Interpretation of aeromagnetic anomalies over part of southeastern Nigeria using three-dimensional Hilbert transformation. Pure and applied Geophysics, 134(1), 13-29.

Okubo, Y., Graf, R. J., Hansen, R. O., Ogawa, K., & Tsu, H. 1985. Curie point depths of the island of Kyushu and surrounding areas, Japan. Geophysics, 50(3), 481-494.

Okubo, Y., & Matsunaga, T. 1994. Curie point depth in northeast Japan and its correlation with regional thermal structure and seismicity. J. Geophys. Res. Solid Earth, 99(B11), 22363-22371.

Oriolo, S., Oyhantçabal, P., Basei, M.A.S., Wemmer, K. & Siegesmund, S. 2016a. The Nico Pérez Terrane (Uruguay): from Archean, crustal growth and connections with the Congo craton to late Neoproterozoic accretion to the Rio de la Plata craton. Precambrian Res., 280, 147-160.

Oyhantçabal Cironi, P. B. 2005. The Sierra Ballena Shear Zone: kinematics, timing and its significance for the geotectinic evolution of southeast Uruguay. (Doctoral dissertation, Niedersächsische Staats-und Universitätsbibliothek Göttingen).

Oyhantçabal, P., Siegesmund, S., Wemmer, K., Frey, R. & Layer, P. 2007. Post collisional transition from calc-alkaline to alkaline magmatism during transcurrent deformation in the southernmost Dom Feliciano Belt (Brasiliano-Pan-African, Uruguay). Lithos, 98, 141-159.

Oyhantçabal, P., Siegesmund, S. Wemmer, K. Layer, P. 2009. The Sierra Ballena Shear Zone in the southernmost Dom Feliciano Belt (Uruguay): evolution, kinematics, and deformation conditions. Int. J. Earth Sci., doi:10.1007/s00531-009-0453-1.

Oyhantçabal, P., Siegesmund, S. & Wemmer, K. 2010. The Río de la Plata Craton: a review of units, boundaries, ages and isotopic signature. Int. J. Earth Sci., 100, 201-220.

Oyhantçabal, P., Siegesmund, S., Wemmer, K. & Passchier, C.W. 2011. The transpressional connection between Dom Feliciano and Kaoko belts at 580–550 Ma. International Journal of Earth Sciences, 100(2-3), 379-390.

Oyhantcabal, P., Wagner-Eimer, M., Wemmer, K., Schulz, B., Frei, R., & Siegesmund, S. 2012. Paleo- and Neoproterozoic magmatic and tectonometamorphic evolution of the Isla Cristalina de Rivera (Nico Perez Terrane, Uruguay). Int. J. Earth Sci., 101(7), 1745-1762. doi:10.1007/s00531-012-0757-4

P

Paine, J., Haederle, M., & Flis, M. 2001. Using transformed TMI data to invert for remanently magnetised bodies. Exploration Geophysics, 32(3-4), 238-242.

Pazos, P. J., Bettucci, L. S., & Loureiro J. 2008. The Neoproterozoic glacial record in the Río de la Plata Craton: a critical reappraisal. Geological Society, London, Special Publications, 294(1), 343-364.

Peate, D.W., 1997. The Paraná-Etendeka Province. In: Mahoney, J.J., Coffin, M.E. (Eds.), Large Igneous Provinces in Continental, Oceanic and Planetary Flood Volcanism. Geophys. Monogr. Series 100. American Geophysical Union, Washington DC, pp. 217–245.

Peçoits, E., Aubet, N.R., Heaman, L.M., Philippot, P., Rosière, C.A., Veroslavsky, G., & Konhauser, K.O. 2016. U Pb detrital zircon ages from some Neoproterozoic successions of

Uruguay: Provenance, stratigraphy and tectonic evolution. Journal of South American Earth Sciences, 71, 108-130.

Pedersen, L. B., & Rasmussen, T. M. 1990. The gradient tensor of potential field anomalies: Some implications on data collection and data processing of maps. Geophysics, 55(12), 1558–1566. doi:10.1190/1.1442807

Peel, E., & Preciozzi, F. 2006. Geochronologic synthesis of the Piedra Alta Terrane, Uruguay. Paper presented at V South American Symposium on Isotope Geology, Punta del Este, Uruguay.

Peri, V. G., Pomposiello, M. C., Favetto, A., Barcelona, H., & Rossello, E. A. 2013. Magnetotelluric evidence of the tectonic boundary between the Río de La Plata Craton and the Pampean terrane (Chaco-Pampean Plain, Argentina): The extension of the Transbrasiliano Lineament. Tectonophysics, 608, 685-699.

Peters, L. J. 1949. The direct approach to magnetic interpretation and its practical application. Geophysics, 14(3), 290-320.

Phillips, J. D. 1996. Potential-field continuation: past practice vs. modern methods. In SEG Technical Program Expanded Abstracts 1996 (pp. 1411-1414). Society of Exploration Geophysicists.

Phillips, J. D. 2000. Locating magnetic contacts: A comparison of the horizontal gradient, analytic signal, and local wavenumber methods. SEG Technical Program Expanded Abstracts 2000. doi:10.1190/1.1816078

Pilkington, M., & Todoeschuck, J. P. 1993. Fractal magnetization of continental crust. Geophys. Res. Lett., 20(7), 627-630.

Pilkington, M., Gregotski, M. E., & Todoeschuck, J. P. 1994. Using fractal crustal magnetization models in magnetic interpretation 1. Geophys. Prospect., 42(6), 677-692.

Pinet, N., Lavoie, D., Keating, P., & Brouillette, P. 2008. Gaspé belt subsurface geometry in the northern Québec Appalachians as revealed by an integrated geophysical and geological study: 1—Potential field mapping. Tectonophysics, 460(1-4), 34-54.

Pinto, L. G. R., de Pádua, M. B., Ussami, N., Vitorello, Í., Padilha, A. L., & Braitenberg, C. 2010. Magnetotelluric deep soundings, gravity and geoid in the south São Francisco craton: Geophysical indicators of cratonic lithosphere rejuvenation and crustal underplating. Earth and Planetary Science Letters, 297(3-4), 423-434.

Poiré D. G., González P. D., Canalicchio J. M., & García Repetto F. 2005. Estratigrafía del Grupo Mina Verdún, Proterozoico de Minas, Uruguay. Latin American Journal of Sedimentology and Basin Analysis, 12(2), 125-143.

Porada, H. 1989. Pan-African Rifting and Orogenesis in Southern to Equatorial Africa and Eastern Brazil. Precambrian Res., 44(2), 103-136. doi:10.1016/0301-876 9268(89)90078-8

Prave, A. R. 1996. Tale of three cratons: Tectonostratigraphic anatomy of the Damara orogen in northwestern Namibia and the assembly of Gondwana. Geology, 24(12), 1115-1118. doi:10.1130/0091-7613(1996)024<1115:totcta>2.3.co;2

Preciozzi, F., Spoturno, J., & Heinzen, J. 1979. Carta Geo-Estructural del Uruguay escala 1: 2.000.000. Ministerio de Industria y Energía, DINAMIGE, Montevideo, Uruguay. 57 p.

Preciozzi, F., Pena, S. & Arrighetti, R. 1981. Síntesis geológica de la región Pan de Azúcar – Polanco. Dirección Nacional de Minería y Geología (DINAMIGE), Uruguay.

Preciozzi, F., Spoturno, J., Heinzen, W., & Rossi, P. 1985. Carta Geológica del Uruguay a escala 1:500.000. Ministerio de Industria y Energía, DINAMIGE, Montevideo, Uruguay. 97 p.

Preciozzi, F., & Fay, A. 1988. Memoria explicativa y mapa del fotoplano Pirarajá (F-23). Dirección Nacional de Minería y Geología - Fac. Agronomía - Facultad de Humanidades y Ciencias. 15 p.

Preciozzi, F., Masquelin, H., & Sánchez L. 1993. Guía de Excursiones – Primer Simposio Internacional del Neoproterozoico Cámbrico de la Cuenca del Plata. Soc. Urug. Geol., La Paloma, Uruguay.

Preciozzi, F., Masquelin, H., & Basei, M. A. S. 1999. The Namaqua/Grenville Terrane of eastern Uruguay. In II South American Symposium on Isotope Geology, Carlos Paz.

Prezzi, C., Iglesia Llanos, M.P., Götze, H.-J. & Schmidt, S., 2014. Thermal and geodynamic contributions to the elevation of the Altiplano-Puna plateau. Physics of Earth and Planetary Interiors, 237, 51-64. doi: 10.1016/j.pepi.2014.10.002.

Prezzi, C. & Ibarra, F, 2022. Contribuciones composicionales, térmicas y tectónicas a la elevación actual de los Andes Centrales y sus zonas de antearco y antepaís. Revista de la Asociación Geológica Argentina, 79(1). https://revista.geologica.org.ar/raga/article/view/1527.

Prezzi, C., Arecco, M. A., & Ruíz, F., 2022. Estructura del margen continental pasivo volcánico Argentino: modelado de densidades 3D. Libro de Actas del XXI Congreso Geológico Argentino: 881-882, 14-18 de Marzo de 2022, Puerto Madryn, Chubut. Modalidad Virtual.

Q

Qin, S. 1994. An analytic signal approach to the interpretation of total fleld magnetic anomalies. Geophysical Prospecting, 42, 665-67 5.

Qin, S. 1997. Reply to comment on ‘An analytic signal approach to the interpretation of total field magnetic anomalies’ by H. Linping, G. Zhining and Y. Changli [Link]. Geophysical Prospecting, 45(5), 883-883

Qingqing, Q., Qingsheng, L., Ning, Q., Yuanyuan, F., Sutao, Z., Yao, W., Tao, Y. & Zhenmin, J. 2008. Investigation of Curie point depth in Sulu ultrahigh-pressure metamorphic belt, eastern China. J. China Univ. Geosci., 19(3), 282-291

Quintero, W., Campos-Enríquez, O., & Hernández, O. 2019. Curie point depth, thermal gradient, and heat flow in the Colombian Caribbean (northwestern South America). Geothermal Energy, 7(1), 2.

R

Raggio, F., Welsink, H., Fiptiani, N., Prayitno, W., & Gerster, R. 2011. Cuenca Malvinas. In Simposio Cuencas Argentinas: visión actual. VIII Congreso de Exploración y Desarrollo de hidrocarburos. IAPG, Mar del Plata.

Rajagopalan, S. 2003. Analytic signal vs. reduction to pole: solutions for low magnetic latitudes. Exploration Geophysics, 34(4), 257-262

Rajaram, M., Anand, S. P., Hemant, K., & Purucker, M. E. 2009. Curie isotherm map of Indian subcontinent from satellite and aeromagnetic data. Earth Planet. Sci. Lett., 281(3-4), 147-158.

Ramadass, G., Arunkumar, I., Rao, S. V., Mohan, N. L., & Sundararajan, N. 1987. Auxiliary functions of the Hilbert transform in the study of gravity anomalies. Proceedings of the Indian Academy of Sciences-Earth and Planetary Sciences, 96(3), 211-219.

Rao, D. B., & Babu, N. R. 1991. A rapid method for three-dimensional modeling of magnetic anomalies. Geophysics, 56(11), 1729-1737.

Rapela, C. W., Pankhurst, R. J., Casquet, C., Fanning, C. M., Baldo, E. G., Gonzalez- Casado, J. M., & Dahlquist, J. 2007. The Río de la Plata craton and the assembly of SW Gondwana. Earth-Sci. Rev., (1-2), 49-82. doi:10.1016/j.earscirev.2007.03.00483.

Rapela, C.W., Fanning, C.M., Casquet, C., Pankhurst, R. J., Spalletti, L., Poiré, D., & Baldo, E. G. 2011. The Río de la Plata craton and the adjoining Pan-African/brasiliano terranes: their origins and incorporation into South-West Gondwana. Gondwana Research, 20(4), 673-690.

Ravat, D., Pignatelli, A., Nicolosi, I., & Chiappini, M. 2007. A study of spectral methods of estimating the depth to the bottom of magnetic sources from near-surface magnetic anomaly data. Geophys. J. Int., 169(2), 421-434.

Reeves, C. 2000. The geophysical mapping of Mesozoic dyke swarms in southern Africa and their origin in the disruption of Gondwana. Journal of African Earth Sciences, 30(3), 499-513.

Reguzzoni, M., Sampietro, D., & Sansò, F. 2013. Global Moho from the combination of the CRUST2. 0 model and GOCE data. Geophysical Journal International, 195(1), 222-237.

Reid, A. B., Allsop, J. M., Granser, H., Millet, A. J., & Somerton, I. W. 1990. Magnetic interpretation in three dimensions using Euler deconvolution. Geophysics, 55, 80–9.

Reid, A., FitzGerald, D., & McInerny, P. 2003. Euler deconvolution of gravity data. In SEG Technical Program Expanded Abstracts 2003 (pp. 580-583). Society of Exploration Geophysicists.

Reid, D. L., Erlank, A. J. & Rex, D. 1991. Age and correlation of the False Bay dolerite dyke swarm, south-western Cape, Cape Province. South African Journal of Geology, 94(2), 155-158.

Reitmayr, G., 2001. Una espectacular peculiaridad uruguaya: la anomalía gravimétrica de la Laguna Merín. 15° Congreso Latinoamericano de Geología/3° Congreso Uruguayo de Geología, Montevideo.

Renne, P. R., Ernesto, M., Pacca, I. G., Coe, R. S., Glen, J. M., Prévot, M. & Perrin, M. 1992. The age of Paraná flood volcanism, rifting of Gondwanaland, and the Jurassic-Cretaceous boundary. Science, 258, 975-979.

Renne, P. R., Glen, J. M., Milner, S. C. & Duncan, A.,R. 1996. Age of Etendeka flood volcanism and associated intrusions in southwest Africa. Geology, 24, 659–662.

Rivadeneyra-Vera, C., Bianchi, M., Assumpção, M., Cedraz, V., Julià, J., Rodríguez, M., Sánchez, L., Sánchez, G., Lopez-Murua, L., Fernandez, G., Fugarazzo, R. & The "3-Basins" Project Team 2019. An updated crustal thickness map of central South America based on receiver function measurements in the region of the Chaco, Pantanal, and Paraná Basins, southwestern Brazil. Journal of Geophysical Research Solid Earth, 124, 8491–8505. https://doi.org/10.1029/2018JB016811.

Rodríguez, M., Castro, H., Curbelo, A., Latorres, E., Castro Artola, O., Assumpção, M. & Sánchez Bettucci, L. 2017. Modelización 1D de la estructura de velocidades para la corteza en las cercanías a la localidad de Aiguá – Uruguay mediante inversión de función receptora. XXVIII Reunión Científica de la Asociación Argentina de Geofísica y Geodestas. Libro de Resúmenes, p. 246.

Rodríguez, M., Curbelo, A., Castro, H., Dell'Acqua, D., Latorres, E., Sánchez Bettucci, L. & Assumpção, M. 2019. Crustal thickness and Vp/Vs ratio for three stations in Uruguay using receiver function analysis: preliminary results. III Simpósio Brasileiro de Sismología.

Rodríguez, M 2021. Determinación del espesor cortical y la relación Vp/Vs debajo de tres estaciones sismológicas de banda ancha en Uruguay mediante el análisis de funciones receptoras – Tesis de Grado – Montevideo, Uruguay

Rodriguez Piceda, C., Scheck-Wenderoth, M., Bott, J., Gómez Dacal, M., Cacace, M., Pons, M., Prezzi, C., & Strecker, M. 2022. Controls of the lithospheric thermal field of an ocean-

continent subduction zone: the southern Central Andes. Lithosphere, https://doi.org/10.2113/2022/2237272

Roest, W. R., Verhoef, J., & Pilkington, M. 1992. Magnetic interpretation using the 3-D analytic signal. Geophysics, 57(1), 116-125.

Rogowitz, B. E., Treinish, L. A., & Bryson, S. 1996. How not to lie with visualization. Computers in Physics, 10(3), 268-273.

Rogowitz, B. E., & Treinish, L. A. 1998. Data visualization: the end of the rainbow. IEEE spectrum, 35(12), 52-59.

Ross, H. E., Blakely, R. J., & Zoback, M. D. 2006. Testing the use of aeromagnetic data for the determination of Curie depth in California. Geophysics, 71(5), L51-L59.

Rossello, E.A., de Santa Ana, H. & Veroslavsky, G. 1999. El lineamiento Santa Lucía–Aiguá–Merín (Uruguay): Un rifting transtensivo mesozoico abortado durante la apertura Atlántica? Boletim V Simpósio sobre o Cretáceo do Brasil-I Simpósio sobre el Cretácico de Sud-América, Serra Negra, p. 443-448.

Rossello, E.A., de Santa Ana, H. & Veroslavsky, G. 2000. El lineamiento Santa Lucía–Aiguá–Merín (Uruguay): un corredor extensivo y transcurrente dextral precursor de la apertura Atlántica. Revista Brasileira de Geociências, 30(4), 749-756.

Rossello, E., Veroslavsky, G., Masquelin, H. & de Santa Ana, H. 2007. El corredor Juro-cretácico Santa Lucía-Aiguá-Merín (Uruguay): Cinemática transcurrente dextral y controles preexistentes. Revista de la Asociación Geológica Argentina, 62(1), 92-104.

Rossello, E. A., Veroslavsky, G., de Santa Ana, H., & Rodríguez, P. 2018. Geology of the Río de la Plata and the surrounding areas of Argentina and Uruguay related to the evolution of the Atlantic margin. Journal of South American Earth Sciences, 83, 147-164.

Rossini, C. A., & Aubet, N. 2000. La región Zanja del Tigre-Carapé (Maldonado-Uruguay) y sus rocas metacalcáreas. Estudio geológico e implicancias estratigráficas y económicas. Rev. Soc. Urug. Geol, 7, 36-47.

Russ, J. C., Matey, J. R., Mallinckrodt, A. J., & McKay, S. 1994. The image processing handbook. Computers in Physics, 8(2), 177-178.

S

de Sá, N. C 2004. O campo de gravidade, o geóide ea estrutura crustal na América do Sul: Novas estratégias de representação. Instituto de Asstronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas/USP.

Saad, A. H. 1969. Magnetic properties of ultramafic rocks from Red Mountain, California. Geophysics, 34(6), 974-987.

Saibi, H., Aboud, E., & Azizi, M. 2015. Curie point depth map for western Afghanistan deduced from the analysis of aeromagnetic data. In World Geothermal Congress, Melbourne, Australia. 1-12

Saleh, S., Salk, M., & Pamukçu, O. 2012. Estimating Curie point depth and heat flow map for northern Red Sea rift of Egypt and its surroundings, from aeromagnetic data. Pure Appl. Geophys., 170(5), 863-885.

Salem, A., Ravat, D., Gamey, T. J., & Ushijima, K. 2002. Analytic signal approach and its applicability in environmental magnetic investigations. Journal of Applied Geophysics, 49(4), 231-244.

Salem, A., & Ravat, D. 2003. A combined analytic signal and Euler method (AN-EUL) for automatic interpretation of magnetic data. Geophysics, 68(6), 1952-1961.

Salem, A., Ravat, D., Mushayandebvu, M. F., & Ushijima, K. 2004. Linearized least-squares method for interpretation of potential-field data from sources of simple geometry. Geophysics, 69(3), 783-788.

Salem, A., & Smith, R. 2005. Depth and structural index from normalized local wavenumber of 2D magnetic anomalies. Geophysical Prospecting, 53(1), 83-89.

Salem, A., Ravat, D., Smith, R., & Ushijima, K. 2005. Interpretation of magnetic data using an enhanced local wavenumber (ELW) method. Geophysics, 70(2), L7-L12.

Salem, A., Williams, S., Fairhead, D., Smith, R., & Ravat, D. 2008. Interpretation of magnetic data using tilt-angle derivatives. Geophysics, 73(1), L1-L10.

Salem, A., Williams, S., Samson, E., Fairhead, D., Ravat, D., & Blakely, R. J. 2010. Sedimentary basins reconnaissance using the magnetic tilt-depth method. Exploration Geophysics, 41(3), 198-209.

Salem, A., Hussein, W., Ion, D., Bruno, P. S., Wu, S., & Borsato, R. 2017. Predicting Heat Flow and Determining Crustal Type Based on Integrated Interpretation of Seismic, Gravity and Magnetic Data in the Offshore Jazan Area, Southern Red Sea. In SPE Middle East Oil & Gas Show and Conference. Soc. Pet. Eng. J.

Salomon, E., Koehn, D., Passchier, C., 2015a. Brittle reactivation of ductile shear zones in NW Namibia in relation to South Atlantic rifting. Tectonics, 34 (1), 70–85.

Salomon, E., Koehn, D., Passchier, C., Hackspacher, P.C., & Glasmacher, U.A., 2015b. Contrasting stress fields on correlating margins of the South Atlantic. Gondwana Res., 28 (3), 1152–1167.

Salomon, E., Passchier, C., & Koehn, D., 2017. Asymmetric continental deformation during South Atlantic rifting along southern Brazil and Namibia. Gondwana Res., 51,170–176.

Salvador, A. (Ed.). 1994. International stratigraphic guide: a guide to stratigraphic classification, terminology, and procedure (No. 30). Geological Society of America.

Samsel, F., Overmyer, T., & Navrátil, P. A. 2019. Highlight Insert Colormaps: Luminance for Focused Data Analysis. In EuroVis (Short Papers) (pp. 55-59).

Sánchez Bettucci, L. 1998. Evolución tectónica del Cinturón Dom Feliciano en la región Minas–Piriápolis, República Oriental del Uruguay. Tesis Doctoral, FCEN–Univ. Buenos Aires. p.

Sánchez Bettucci, L. & Ramos, V.A. 1999. Aspectos geológicos de las rocas metavolcánicas y metasedimentarias del Grupo Lavalleja, sudeste de Uruguay. Brazilian Journal of Geology, 29(4), 557-570.

Sánchez Bettucci, L. & Loureiro, J. 2000. Mapa geológico orientado a la prospección de rocas calcáreas en las hojas Arroyo del Soldado – Minas, Departamento de Lavalleja, escala 1:50.000. Uruguay, ANCAP.

Sánchez Bettuci, L., Cosarinsky, M. & Ramos, V. 2001. Tectonic setting of the Late Proterozoic Lavalleja Group (Dom Feliciano Belt), Uruguay. Gondwana Research, 4, 395-407.

Sánchez Bettucci, L. & Ramos, V.A. 2002. Grupo Lavalleja: algunas reflexiones y precisiones. Revista Brasileira de Geociências, 32(4), 602.

Sánchez Bettucci, L., Oyhantçabal, P., Page, S. & Ramos, V.A. 2003a. Petrography and geochemistry of the Carapé Complex (Southeastern Uruguay). Gondwana Research, 6(1), 89-105.

Sánchez Bettucci, L., Preciozzi, F., Basei, M. A. S., Oyhantçabal, P., Peel, E., & Loureiro, J. 2003b. Campanero Unit: a probable Paleoproterozoic basement and its correlation to other units of southeastern Uruguay. In Short Papers—IV South American Symposium on Isotope Geology, CBPM; IRD, Salvador.

Sánchez Bettucci, L. S., & Oyhantçabal, P. 2003c. Petrografia y geoquímica del magmatismo granítico del area Minas-Pan de Azucar (Uruguay) - Revista de la Sociedad Uruguaya de Geología. Publicación Especial, 1, 68-84.

Sánchez Bettucci, L., Oyhantçabal, P., Preciozzi, F., Loureiro, J., Ramos, V.A., & Basei, M.A.S., 2004. Mineralizations of The Lavalleja Group (Uruguay), A Neoproterozoic Volcano – Sedimentary Sequence. Gondwana Research, 7 (3), 745–751.

Sánchez Bettucci, L., Peel, E. & Masquelin, E. 2010a. Neoproterozoic tectonic synthesis of Uruguay. International Geology Review, 52, 51–78.

Sánchez Bettucci, L., Masquelin, E., Peel, E., Oyhantçabal, P., Muzio, R., Ledesma, J.J., & Preciozzi, F., 2010b. Comment on “Provenance of the Arroyo del Soldado Group (Ediacaran to Cambrian, Uruguay): Implications for the paleogeographic evolution of southwestern Gondwana” [Precambrian Res. 171 (2009) 57–73]. Precambrian Research, 180, 328–333.

Sánchez Bettucci, L., Loureiro, J., Pascale, A., Faraone, M. & Guerrero, S. 2016. Relevamiento geofísico aeroportado de la porción sur del Uruguay. In: VIII Congreso Uruguayo de Geología, Montevideo, Uruguay.

Sánchez Bettucci, L., Loureiro, J., & Núñez Demarco, P. 2021. Airborne geophysical characterization of Uruguayan basement. Journal of South American Earth Sciences, 108, 103206.

Sánchez Bettucci, L., Cordani, U. G., Loureiro, J., Peel, E., Fort, S., & Sato, K. (2021). The Nico Pérez terrane (Uruguay) and its archean and paleoproterozoic inheritance. Andean Geology, 48(3), 442-471.

Santos, J. O. S., Hartmann, L. A., Bossi, J., Campal, M., Schipilov, A., Pineyro, D., & McNaughton, N. J. 2003. Duration of the Trans-Amazonian Cycle and its correlation within South America based on U-Pb SHRIMP geochronology of the La Plata Craton, Uruguay. Int. Geol. Rev., 45(1), 27-48. doi:10.2747/0020-908 6814.45.1.27

Santos, J. O., Chernicoff, C. J., Zappettini, E. O., McNaughton, N. J., & Hartmann, L. A. 2019. Large geographic and temporal extensions of the Río de la Plata Craton, South America, and its metacratonic eastern margin. International Geology Review, 61(1), 56-85.

Schmidt, P. W., 1972, Slope map of the Evergreen quadrangle, Jefferson County, Colorado: U.S. Geol. Survey Misc. Geol. Inv. Map I-786-C, scale 1:24,000

Scholz, C. H., & Aviles, C. A. 1986. The fractal geometry of faults and faulting. Earthquake Source Mechanics, 37, 147-155.

Sengupta, S., & Das, S. K. 1975. Interpretation of magnetic anomalies of dikes by Fourier. Pure and Applied Geophysics, 113(1), 625-633.

Selim, E. I. & Aboud, E. 2014. Application of spectral analysis technique on ground magnetic data to calculate the Curie depth point of the eastern shore of the Gulf of Suez, Egypt. Arab. J. Geosci., 7(5), 1749-1762.

Serra, N. 1944. Memoria explicativa del mapa geológico del departamento de Treinta y Tres. Boletín del Instituto Geológico N° 31, 1-62.

SGM, 1986, Red gravimétrica fundamental — Resumen de valores: SGM (Servicio Geográfico Militar), Montevideo, 51 pp.

Sharpton, V. L., Grieve, R. A. F., Thomas, M. D., & Halpenny, J. F. 1987. Horizontal gravity gradient: an aid to the definition of crustal structure in North America. Geophysical Research Letters, 14(8), 808-811.

Sheriff, R.E., 1973. Encyclopedic Dictionary of Exploration Geophysics. Soc. Explor. Geophys., Tulsa, OK, 266 pp.

Shuey, R. T. 1972. Application of Hilbert transforms to magnetic profiles. Geophysics, 37(6), 1043-1045.

Silva, J. B. C., Barbosa, V. C. F., & Medeiros, W. E. 2001, Scattering, symmetry, and bias analysis of source-position estimates in Euler deconvolution and its practical implications. Geophysics, 66, no. 4, 1149–1156, http://dx.doi.org/10.1190/1.1487062.

Silva Lara, H., Masquelin, H., & Núñez Demarco, P. 2018. Formación Polanco: petrografía, estructura y metamorfismo en la región de Polanco-Manguera Azul, Revista Investigaciones Montevideo, 1(2),17-29

Silva, S., Santos, B. S., & Madeira, J. 2011. Using color in visualization: A survey. Computers & Graphics, 35(2), 320-333.

Spector, A., & Grant, F. S. 1970. Statistical models for interpreting aeromagnetic data. Geophysics, 35(2), 293-302.

Spoturno, J., Loureiro, J., Oyhantçabal, P., & Pascale, A., J. 2012. Mapa geológico del Departamento de Maldonado escala 1:100.000. Dirección Nacional de Minería y Geología (MIEM) - Facultad de Ciencias (UdelaR)–, Montevideo.

Srivastava, S., & Agarwal, B. N. P. 2009. Interpretation of self-potential anomalies by enhanced local wave number technique. Journal of Applied Geophysics, 68(2), 259-268.

Stewart, K., Turner, S., Kelley, S., Hawkesworth, C., Kirstein, L. & Mantovani, M. 1996. 3-D, Ar-40- Ar-39 geochronology in the Paraná continental flood basalt province. Earth Planet. Sci. Letters, 143, 95-109.

Stica, J. M., Zalán, P. V., & Ferrari, A. L. 2014. The evolution of rifting on the volcanic margin of the Pelotas Basin and the contextualization of the Paraná–Etendeka LIP in the separation of Gondwana in the South Atlantic. Marine and Petroleum Geology, 50, 1-21.

Strugale, M., Rostirolla, S. P., Mancini, F., Portela Filho, C. V., Ferreira, F. J. F., & de Freitas, R. C. 2007. Structural framework and Mesozoic–Cenozoic evolution of Ponta Grossa Arch, Paraná Basin, southern Brazil. Journal of South American Earth Sciences, 24(2-4), 203-227.

Subiza, W.H.P., Torge, W., & Timmen, L. 1997. The National Gravimetric Network of Uruguay. Technical Report, Uruguay, 17 pp.

Sumintadireja, P., Dahrin, D., & Grandis, H. 2018. A Note on the Use of the Second Vertical Derivative (SVD) of Gravity Data with Reference to Indonesian Cases. Journal of Engineering & Technological Sciences, 50(1).

Sun, C. 1995. Symmetry detection using gradient information. Pattern Recognition Letters, 16(9), 987-996.

.

T

Tanaka, A., Okubo, Y., & Matsubayashi, O. 1999. Curie point depth based on spectrum analysis of the magnetic anomaly data in East and Southeast Asia. Tectonophysics, 306(3-4), 461-470.

Tanaka, A. 2017. Global centroid distribution of magnetized layer from world digital magnetic anomaly map. Tectonics, 36(12), 3248-3253.

Taner, M. T., Koehler, F., & Sheriff, R. E. 1979. Complex seismic trace analysis. Geophysics, 44(6), 1041-1063.

Tassara, A., Yáñez, G., 2003. Relación entre el espesor elástico de la litosfera y la segmentación tectónica del margen andino (15-47°S). Rev. Geol. Chile, 30(2), 159-186. http://dx.doi.org/10.4067/S0716-02082003000200002.

Telford, W.M., Geldart, L.P., & Sheriff, R.E., 1990, Applied Geophysics (second edition). Cambridge University Press, New York, 770p.

Teixeira, W., Renne, P.R., Bossi, J., Campal, N., & D'Agrella-Filho, M.S., 1999. 40Ar–39Ar and Rb–Sr geochronology of the Uruguayan dike swarm, Rio de la Plata Craton and implications for Proterozoic intraplate activity in western Gondwana. Precambrian Research, 93, 153–180.

Teixeira, W., Pinese, J.P.P., Iacumin, M., Girardi, V.A.V., Piccirillo, E.M., Echeveste, H., & Heaman, L.M., 2002. Calc-alkaline and tholeiitic dyke swarms of Tandilia, Río de la Plata craton, Argentina: U–Pb, Sm–Nd, and Rb–Sr 40Ar/39Ar data provide new clues for intraplate rifting shortly after the Trans-Amazonian orogeny. Precambrian Res., 119 (1–4), 329–353.

Teixeira, W., D'Agrella-Filho, M. S., Hamilton, M. A., Ernst, R. E., Girardi, V. A., Mazzucchelli, M., & Bettencourt, J. S. 2013. U–Pb (ID-TIMS) baddeleyite ages and paleomagnetism of 1.79 and 1.59 Ga tholeiitic dyke swarms, and position of the Río de la Plata Craton within the Columbia supercontinent. Lithos, 174, 157-174.

Thiede, D.S., & Vasconcelos, P.M., 2010. Paraná flood basalts: rapid extrusion hypothesis confirmed by new 40Ar/39Ar results. Geology, 38 (8), 747–750.

Thomson, D.J. 1982. Spectrum estimation and harmonic analysis. Proceedings of the IEEE, 70(9), 1055-1096.

Thomson, D.T. 1982. EULDPTH: A new technique for making computer-assisted depth estimates from magnetic data. Geophysics, 47, 31–37

Thurston, J. B., & Smith, R. S. 1997. Automatic conversion of magnetic data to depth, dip, and susceptibility contrast using the SPI (TM) method. Geophysics, 62(3), 807-813.

Thyng, K. M. 2020. The Importance of Colormaps. Computing in Science & Engineering, 22(5), 96-102.

Ting-Jie, Y., Yan-Gang, W., Yuan, Y. U. A. N., & Ling-Na, C. 2016. Edge detection of potential field data using an enhanced analytic signal tilt angle. Chinese Journal of Geophysics, 59(4), 341-349.

Todoeschuck, J. P., Pilkington, M., & Gregotski, M. E. 1992. If geology is fractal, what do we do next?. The Leading Edge, 11(10), 29-35.

Treitel, S., Clement, W. G., & Kaul, R. K. 1971. The spectral determination of depths to buried magnetic basement rocks. Geophys. J. Int., 24(4), 415-428.

Trifonova, P., Zhelev, Z., Petrova, T., & Bojadgieva, K. 2009. Curie point depths of Bulgarian territory inferred from geomagnetic observations and its correlation with regional thermal structure and seismicity. Tectonophysics, 473(3-4), 362-374.

Trumbull, R. B., Vietor, T., Hahne, K., Wackerle, R., & Ledru, P. 2004. Aeromagnetic mapping and reconnaissance geochemistry of the Early Cretaceous Henties Bay-Outjo dike swarm, Etendeka igneous province, Namibia. Journal of African Earth Sciences, 40(1-2), 17-29.

Trumbull, R. B., Reid, D. L., de Beer, C., van Acken, D., & Romer, R. L. 2007. Magmatism and continental breakup at the west margin of southern Africa: A geochemical comparison of dolerite dikes from northwestern Namibia and the Western Cape. South African Journal of Geology, 110(2-3), 477–502. doi:10.2113/gssajg.110.2-3.477

Tselentis, G. A. 1991. An attempt to define Curie point depths in Greece from aeromagnetic and heat flow data. Pure Appl. Geophys., 136(1), 87-101.

Tsokas, G. N., & Hansen, R. O. 2000. On the use of complex attributes and the inferred source parameter estimates in the exploration of archaeological sites. Archaeological Prospection, 7(1), 17-30.

Turner, S. P., Peate, D. W., Hawkesworth, C. J. & Mantovani, M. 1999. Chemical stratigraphy of the Paraná basalt succesion in western Uruguay: further evidence for diachronous nature of the Paraná magma types. Journal of Geodynamics, 28(4/5): 459-469.

U

Uieda, L., Oliveira Jr, V. C., & Barbosa, V. C. 2014. Geophysical tutorial: Euler deconvolution of potential-field data. The Leading Edge, 33(4), 448-450.

Uieda, L., & Barbosa, V. C. 2016. Fast nonlinear gravity inversion in spherical coordinates with application to the South American Moho. Geophysical Journal International, 208(1), 162-176.

Umpierre, M. & Halpern, M. 1971. Edades Sr - Rb del Sur de la República Oriental del Uruguay. Revista Asociación Geológica Argentina, 26, 133-155.

Unser, M., Sage, D., & Van De Ville, D. 2009. Multiresolution monogenic signal analysis using the Riesz–Laplace wavelet transform. IEEE Transactions on Image Processing, 18(11), 2402-2418.

Ushah, A. M. A. 1986. Application of Hilbert transform in geophysics (Master's thesis). University of Manitoba. (http://hdl.handle.net/1993/15491)

Usman, A. O., Ezeh, C. C., Omali, A. O., & Chinwuko, A. I. 2019. Integration of Aeromagnetic Interpretation and Induced Polarization Methods in Delineating Mineral Deposits and Basement Configuration Within Southern Bida Basin, North-West Nigeria. In On Significant Applications of Geophysical Methods (pp. 69-71). Springer, Cham.

V

Van der Meijde, M., Fadel, I. E. A. M., Ditmar, P., & Hamayun, M. 2015. Uncertainties in crustal thickness models for data sparse environments: A review for South America and Africa. Journal of Geodynamics, 84, 1-18.

van der Walt, S., Smith, N. & Firing, E. 2015. Matplotlib colormaps. https://bids.github.io/colormap/. [Online; accessed 15-April-2021].

Vargas, C. A., Idarraga-Garcia, J., & Salazar, J. M. 2015. Curie point depths in northwestern South America and the southwestern Caribbean Sea. Geothermal Energy, 7(16), https://doi.org/10.1186/s40517-019-0132-9.

Vázquez Lucero, S,, Prezzi, C., Gómez Dacal, M. L., Scheck-Wenderoth, M., Bott, J., Balestrini, F. I., & Vizán, H. 2021. 3D gravity modelling of Colorado and Claromecó basins : new evidences for the evolution of the southwestern margin of Gondwana. Int. J. Earth. Sci. (Geol. Rundsch.), 110:2295–2313. https://doi.org/10.1007/s00531-020-01944-3

Vázquez Lucero, S., Ibarra, F., Gómez Dacal, M. L., Prezzi, C., Bott, J., Scheck-Wenderoth, M., & Vizán, H., 2022. 3D thermal and rheological models of the southern Río de la Plata Craton (Argentina): Implications for the initial stage of the Colorado rifting and the evolution of Sierras Australes. International Journal of Earth Sciences, 111, 1519-1538. https://doi.org/10.1007/s00531-022-02197-y.

Vaughan, A.P., & Pankhurst, R.J., 2008. Tectonic overview of the West Gondwana margin. Gondwana Res., 13 (2), 150–162.

Verduzco, B., Fairhead, J. D., Green, C. M., & MacKenzie, C. 2004. New insights into magnetic derivatives for structural mapping. The Leading Edge, 23(2), 116-119.

Veroslavsky, G., Martínez, S. & Ubilla, M. (ed) 2006. Cuencas Sedimentarias de Uruguay – Mesozoico, DIRAC Facultad de Ciencias: http://cuencas.fcien.edu.uy/extension/Cuencas%20Sedimentarias%20-%20Mesozoico.pdf.

Vidal, G. 1976. Late Precambrian microfossils from the Visingsö Beds in Southern Sweden. Fossils Strata, 9, 1-56.

Vieira, F., & Hamza, V. 2019. Assessment of geothermal resources of South America-a new look. International Journal of Terrestrial Heat Flow and Applied Geothermics, 2(1), 46-57.

W

Walther, K. 1919. Líneas fundamentales de la Estructura Geológica de la República Oriental del Uruguay. Revista del Instituto Nacional de Agronomía, Montevideo, IIa Serie, 3:3-67.

Walther, K. 1927. Consideraciones sobre los restos de un elemento estructural, aún desconocido del Uruguay y el Brasil más meridional. Instituto de Geología y Perforaciones. Boletín. Montevideo, 10,1-381.

Wang, M., & Liu, Z. 2018. The effects of anisotropy of marine magnetic anomalies on the Curie point depth estimates from spectral analysis. Acta Geophysica, 66(5), 1019-1030.

Ware, C., Turton, T. L., Samsel, F., Bujack, R., Rogers, D. H., Lawonn, K., ... & Cunningham, D. 2017. Evaluating the Perceptual Uniformity of Color Sequences for Feature Discrimination. In EuroRV³@ EuroVis (pp. 7-11).

Wasilewski, P. J., Thomas, H. H., & Mayhew, M. A. 1979. The Moho as a magnetic boundary. Geophys. Res. Lett., 6(7), 541-544.

Wasilewski, P. J., & Mayhew, M. A. 1992. The Moho as a magnetic boundary revisited. Geophys. Res. Lett., 19(22), 2259-2262.

Wijns, C., Perez, C., & Kowalczyk, P. 2005. Theta map: Edge detection in magnetic data. Geophysics, 70(4), L39-L43.

Wildner, W., Ramgrab, G.E., Lopes, R.D., & Iglesias, C.D.F. 2008. Mapa Geológico 934 do Estado do Rio Grande do Sul, 1:750.000 scale, Companhia de Pesquisa de 935 Recursos Minerais, Ministério de Minas e Energia, Porto Alegre.

Will, T.M., Frimmel, H.E., 2018. Where does a continent prefer to break up? Some lessons from the South Atlantic margins. Gondwana Res., 53, 9–19

Witkin, A. 1984. Scale-space filtering: A new approach to multi-scale description. ICASSP '84. IEEE International Conference on Acoustics, Speech, and Signal Processing. doi:10.1109/icassp.1984.1172729

X

Xiong, S.Q., Yang, H., Ding, Y.Y., & Li, Z.K., 2016. Characteristics of Chinese continent Curie point isotherm. Chin. J. Geophys., 59, 643-657.

Y

Yao, C.L., Guan, Z.N., Wu, Q.B., Zhang, Y.W., Liu, H.J., 2004. An analysis of Euler deconvolution and its improvement. Geophysical & Exploration (in Chinese), 28(2), 150-154.

Z

Zaher, M. A., Saibi, H., Mansour, K., Khalil, A., & Soliman, M. 2018. Geothermal exploration using airborne gravity and magnetic data at Siwa Oasis, Western Desert, Egypt. Renew. Sustain. Energy Rev., 82, 3824-3832.

Zang, D., & Sommer, G. 2007. Signal modeling for two-dimensional image structures. Journal of Visual Communication and Image Representation, 18(1), 81-99.

Zerfass, H., Chemale Jr., F., & Lavina, E., 2005. Tectonic control of the Triassic Santa Maria Supersequence of the Paraná Basin, southernmost Brazil, and its correlation to the Waterberg Basin, Namibia. Gondwana Res., 8 (2), 163–176.

Zhou, S., Huang, D., & Su, C. 2016. Magnetic anomaly depth and structural index estimation using different height analytic signals data. Journal of Applied Geophysics, 132, 146-151.

Zhuravlev, A. Yu., Liñan, E., Gámez Vintaned, J.A., Debrenne, F., & Fedorov, A.B. 2012. New finds of skeletal fossils in the terminal Neoproterozoic of the Siberian Platform and Spain. Acta Paleontologica Polonica, 57, 205-224.

Apéndice
Programas desarrollados

Programas para el Análisis Espectral

Dante.m /Dante2.m

Llama al programa `fenestra_dividilo.m` para dividir en ventanas al archivo seleccionado, según el tamaño y solapamiento seleccionado.
Llama al programa `Caronte.m` para calcular las profundidades para cada ventana

fenestra_dividilo.m

Este programa divide el mapa magnético seleccionado (M) -o cualquier matriz de datos-, según el tamaño de ventana y solapamiento (overlap) determinado. Realiza diversos chequeos de las dimensiones y devuelve diversos índices para seleccionar y plotear las ventanas

```
[I,J,i1,j1,U,V,Nventanas]=fenestra_dividilo(M,dx,winsize,overlap)
```

Caronte.m/

Las distintas versiones de este programa calculan la profundidad del techo (Zt) y la base (Zo) para el mapa magnético ingresado (M) aplica diversos métodos de windowing.
Existen 6 versiones de este programa para calcular los parámetros según 1) el método del centroide, 2) el método directo -para datos con distribución gausiana-, 3) el método hibrido calculando Zt según el centroide y Zb según el método directo, 4) el método fractal simple, 5) el método fractal directo, 6) el método hibrido entre el fractal simplificado y el fractal directo. La sintaxis del programa 1 es la siguiente:

```
[Pn,n,Zt,Zo,Rzt,Rzo,Zb_c,Fw]=Caronte(M,dx,dy,t,z,m,varging)
```

M matriz de datos magnéticos NNxMM
dx, dy distancia en km entre puntos
t = [to tf] intervalo en rad/km para medir Zt método del centroide
z = [zo zf] intervalo en rad/km para medir Zo método del centroide
m, metodo para el cálculo de la ventana
vargin, variables del método elegido

Pn radialy averaged power spectrum P(n)
n wavenumbers [rad/km] (if dx is in km)
Zt depth to the top of the magnetic sources
Zo depth to the centroid of the magnetic sources
Rzt correlation coefficient Zt
Rzo Correlation coefficient Zo

m =1 does nothing in particular
[Pn,n,Zt,Zo,Rzt,Rzo]=uba_caronte2020(M,dx,dy,t,z,1)
m = 2 window extension, 30% extension:
[Pn,n,Zt,Zo,Rzt,Rzo]=uba_caronte2020(M,dx,dy,t,z,2,30)
m = 3 applies hann windowing
m = 4 applies hamming windowing
m = 5 applies blackman windowing
m = 6 applies selected windowing in varging
m = 7 multitaper
m = 8 mirroring

psd_math.m

Calcula el promedio radial del espectro de potencias (psd)

```
[rcoords,psd,varargout]=psd_math(M,dx,dy,varging)
[rcoords,psd]=psd_math(M,dx,dy)
```

M: matriz de datos NNxMM
dx, dy: distancia en km entre puntos
varging: =1 para que calcule también el error en psd, por medio de derivadas parciales

rcoords: números de onda en [rad/km]
psd: promedio radial del espectro de potencias
varargout: error en el cálculo del psd

[Requiere de la función "`kvalue.m`"]

kvalue.m

Calcula los números de onda para la función psd_math.m

`fftfreq.m`

uba_acid.m

Adquisición e Interpolación de Datos de mapas .asc (ACID):

Carga archivos .asc y retorna la matriz de datos y los parámetros de escala y posición del mapa para poder operar en Matlab. Procesa mapas con unidades espaciales en metros y grados.

pendiente.m

Calcula la regresión lineal de los datos utilizando una regresión de media geométrica (modelo II de regresión), devuelve los resultados de pendiente y correlación

Programas para el modelado de capas magnetizadas

`AnomaliaPrisma3D`

Calcula la anomalía magnética generada por un prisma con base determinada por las coordenadas en sus vértices opuestos (a1,b1),(a2,b2),profundidad de su techo h1 y de su base h2, y magnetización dada por la inclinación Io y declinación Do, e intensidad IE dentro de un campo ambiental con inclinación I, y declinación D. el objeto puede estar rotado un ángulo theta según un eje de rotación vertical en (0,0). Los resultados se calculan en una grilla según los puntos determinados por los vectores xp e yp.

```
T=AnomaliaPrisma3D_modificadoA(a1,a2,b1,b2,h1,h2,theta,Io,Do,EI,I,D,
xp,yp)
```

`Magnet_layer_model`

Calcula la anomalía magnética generada por una capa regular de prismas con alturas variables. Para ello calcula el campo de cada prisma mediante `AnomaliaPrisma3D` y suma sus resultados .

Programas para el cálculo de filtros

`pff_dxdydz.m`

Este programa calcula las derivadas direcionales según *x*, *y* y *z* de la matriz f analizada.

```
[fx,fy,fz]=pff_dxdydz(f,dx,dy,n,ee,h,m)
```

dx, dy es la distancia entre puntos en x e y, deben ser unidades consistentes entre si.
n es el orden de la derivadas parciales
ee window padding/extension percentage, ee=20 --> 20% extension
h metodo de extraccion de curva de tendencia general:
h=0 nada, h=1 grado 1, h=2 grado 2, h=3 le resta la media
m interpolation method (see function "inpaint_nans")
requires the functions: inpaint_nans, fftfreq, kvalue

`pff_dxdy.m`

Este programa calcula las derivadas direcionales según *x e y* de la matriz analizada.
(sintaxis como `pff_dxdydz.m`)

`pff_dz.m`

Este programa calcula las derivadas direcionales según *z* de la matriz analizada. (sintaxis como `pff_dxdydz.m`)

`pff_dh`

Calcula el módulo de la derivada horizontal a partir de las derivadas horizontales:
`[H]=pff_dh(dx,dy)`

`pff_AS_modulus`

Calcula el módulo de la señal analítica a partir de las derivadas direccionales:
`[A]=pff_AS_modulus(dx,dy,dz)`

`pff_phase`

Calcula la fase de la señal mediante arcotangente2. El resultado es en grados:

```
[fase]=pff_phase(dh,dz)
```

o

```
[fase]=pff_phase(dx,dy,dz)
```

`pff_azimut`

Calcula el azimut de la señal mediante arcotangente2. El resultado es en grados:

```
[az]=pff_azimut(dx,dy)
```

`pff_dz_chainrule`

Dado el modulo |f|=sqrt(a.^2 + b.^2 + c.^2), calcula su derivada según la regla de la cadena: d|f|/dz=1/|f|*(a*da/dz + b*db/dz + c*dc/dz)

```
[dz]=pff_dz_chainrule(a,b,c,dx,dy)
```

`pff_dzHn`

Calcula la derivada vertical del gradiente horizontal a partir de las derivadas direccionales fx y fy.

```
[Hz]=pff_dzHn(fx,fy,dx,dy,n)
```

`pff_dzHplus`

Calcula la derivada vertical del gradiente horizontal a partir de las derivadas direccionales fx y fy, remplazando los valores menores que cero por cero.

```
[Hplus]=pff_dzHplus(fx,fy,dx,dy)
```

`pff_enhanced`

Calcula el módulo del gradiente horizontal del campo aumentando sumando al campo original sus derivadas verticales entre el orden n y m, según un coeficiente de nivelación w. (véase Fedi & Florio 2001)

```
[Z]=pff_enhanced(M,dx,dy,n,m,w)
```

`pff_Hilbert_turn`

Dado un campo potencial f

```
[rx,ry]=pff_Hilbert_turn(f,dx,dy)
```

Produce las transfomradas de Hilbert direccionales de f, $r_x=H_x(f)$ and $r_y=H_y(f)$

`pff_NHD`

Calcula la derivada horizontal normalizada a partir de las derivadas direccionales fx y fy del campo f.

```
[NHD]=pff_NHD(dx,dy,n)
```

Programas accesorios

`quetepasa.m`

`quetepasa(A)`, Este programa analiza las matrices o vectores A caracterizando sus propiedades en busca de errores o singularidades que puedan afectar los cálculos. Determina

dimensiones, estructura (numérica, lógica, string), formato (single, double), valores infinitos, ceros, NaNs (Not a Number), identifica valores reales, imaginarios, positivos, negativos, y realiza un chequeo estadístico de la media, mínimo y máximo, y permite visualizar los datos con distintos formatos de ser requerido.

`uba_WindowStats.m`

Llama al programa fenestra_dividilo.m para dividir en ventanas al archivo seleccionado, según el tamaño y solapamiento seleccionado, y calcula los parámetros estadísticos para cada ventana: media, desviación estándar, máximo y mínimo.

`Colorlimits`

```
[x1,x2]=colorlimits(M,s)
```

Para la matriz M determina automáticamente los límites para la escala de colores según su distribución estadística elegida: s=2 2σ, s=3 3σ, etc..

`iris.m`

Hace disponibles 84 nuevos mapas de colores para la presentación de datos.

`irisciclico.m`

Adapta los mapas de colores para graficar datos cíclicos (ej.: fase y azimut)

`uba_error_elipse95.m`

uba_error_elipse95(y1,y2) grafica la elipse de error alfa 95 para la distribución con coordenadas (y1,y2).