

Tesis de Posgrado

Desarrollo de métodos de interpretación de datos geomagnéticos aéreos y satelitarios : Su aplicación a la evolución tectónica del Antártico

Ghidella, Marta Elba

1997

Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias
Físicas de la Universidad de Buenos Aires

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Ghidella, Marta Elba. (1997). Desarrollo de métodos de interpretación de datos geomagnéticos aéreos y satelitarios : Su aplicación a la evolución tectónica del Antártico. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2998_Ghidella.pdf

Cita tipo Chicago:

Ghidella, Marta Elba. "Desarrollo de métodos de interpretación de datos geomagnéticos aéreos y satelitarios : Su aplicación a la evolución tectónica del Antártico". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1997.

http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2998_Ghidella.pdf

EXACTAS UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



UBA

Universidad de Buenos Aires

UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

**DESARROLLO DE MÉTODOS DE INTERPRETACIÓN DE
DATOS GEOMAGNÉTICOS AÉREOS Y SATELITARIOS**

Su aplicación a la evolución tectónica del Antártico

TESIS PARA ACCEDER AL GRADO

de

DOCTORA EN CIENCIAS FÍSICAS

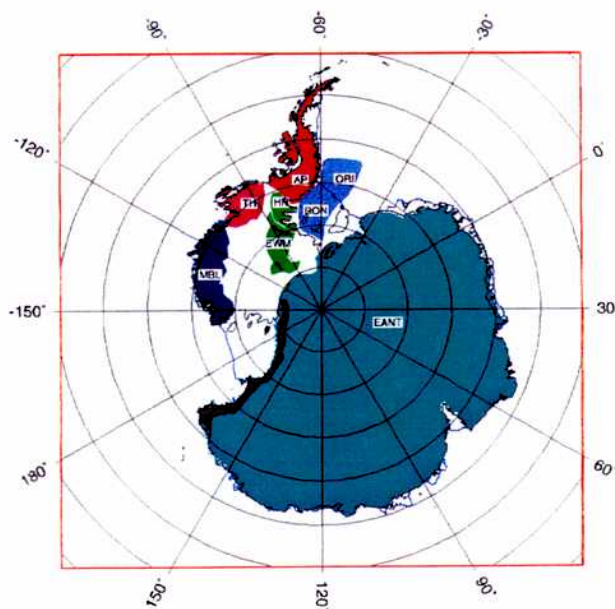
autora:

Marta Elba Ghidella

directores:

Dr. John L. LaBrecque

Dra. Silvia Duhau



desarrollada en el:

INSTITUTO ANTÁRTICO ARGENTINO

1997

Nº 23987

By 2

A José, Andrés y Sonia

A la memoria de mis padres

A Claudio Adrián Rud

Título:	<i>Desarrollo de métodos de interpretación de datos geomagnéticos aéreos y satelitarios. Su aplicación a la evolución tectónica del Antártico.</i>
Autora:	<i>Marta Elba Ghidella.</i>
Fecha:	<i>diciembre de 1997.</i>
Plabras clave:	<i>geodinámica, geomagnetismo, gravedad, anomalías magnéticas y gravimétricas, reducción de datos, modelación numérica, técnicas de inversión, tectónica de placas, Antártida.</i>

Title:	<i>Development of techniques for airborne and satellite geomagnetic data interpretation. Their application to the tectonic evolution of the Antarctic.</i>
Author:	<i>Marta Elba Ghidella.</i>
Date:	<i>December, 1997.</i>
Keywords:	<i>Geodynamic, geomagnetism, gravity, magnetic and gravity anomalies, data reduction, inversion techniques, plate tectonics, Antarctic.</i>

Resumen

El Continente Antártico y los mares que lo rodean constituyen una de las regiones más inaccesibles del planeta, por su riguroso clima y su permanente cobertura de hielo. Para la exploración de regiones como ésta cobran especial importancia los métodos aéreos y satelitarios. Dos métodos geofísicos geopotenciales, la *magnetometría* y la *gravimetría*, que se basan en la medición de los campos magnéticos y gravitatorios, respectivamente, se pueden implementar desde satélites o aviones. Los métodos de reducción, procesamiento e interpretación de los datos son diferentes para cada caso: magnitud medida y plataforma empleada.

Hemos trabajado en los métodos de reducción de los datos geomagnéticos del satélite Magsat con el cometido de separar la contribución de la corteza terrestre de las contribuciones del campo principal y el campo externo a la tierra, y para verificar los resultados obtenidos, *anomalías magnéticas de origen supuestamente cortical*, hemos estudiado su correlación con *datos aeromagnéticos* de alta densidad de cobertura en una región centrada en la Península Antártica. Por medio de modelos bi y tridimensionales pudimos demostrar que las *fuentes* de las anomalías magnéticas observadas por el satélite son las *variaciones en la estructura* de la corteza resultantes de *actividad volcánica y plutónica* relacionadas con la paleo subducción en el margen Pacífico de la Península Antártica. El ajuste de *dos* conjuntos de datos a *diferentes alturas* nos permitió reducir la ambigüedad en la determinación de las fuentes, y además comprobar que la contribución al campo magnético de las rocas de la corteza terrestre *es detectable a alturas de satélite aun en regiones tan cercanas al óvalo auroral como las antárticas*. Esta conclusión está condicionada a los métodos de reducción de los datos satelitarios: para un satélite como Magsat, que operó en órbita heliosincrónica casi polar, ubicada en un meridiano amanecer - atardecer, es necesario que con posterioridad a la aplicación de métodos de depuración primarios se apliquen *filtros pasabanda bidimensionales*, que permiten eliminar la influencia de los campos ionosféricos cuasi-estables.

Los resultados conseguidos nos permitieron ganar confianza en el campo de anomalías satelitarias y extender la modelación más allá de la cobertura de los datos aeromagnéticos, obteniendo de esta manera una estimación de la distribución *en superficie y en profundidad* de las regiones de la corteza antártica con propiedades magnéticas significativas, y elucidar su rol en los procesos geodinámicos.

Con los datos aeromagnéticos es posible obtener información de mayor resolución (la contrapartida es que no tienen cobertura global como los satelitarios). Un estudio crítico de las *técnicas de inversión* de las anomalías magnéticas para hallar el techo del *basamento magnético*, y una nutrida experimentación numérica, nos autorizaron a determinar que las técnicas lineales son las que producen los mejores resultados prácticos cuando se trata de trabajar con conjuntos de datos grandes. Desarrollamos un método basado en el análisis espectral de los perfiles de anomalías magnéticas con el cual produjimos una mapa del *relieve del basamento magnético* en el mar de Weddell y el margen de la Península Antártica, y usando datos existentes de topografía, llegamos a una estimación del espesor sedimentario que concuerda razonablemente con los resultados obtenidos por otros métodos, en los pocos lugares en que los hay.

La detección de una profunda cuña sedimentaria de dirección Norte - Sur con su eje ubicado sobre la plataforma Este de la Península Antártica, en lugar de estar en

el talud continental como suele ser lo normal, nos indujo a intentar *invertir los datos gravimétricos* existentes (aéreos y satelitarios) para *verificar el relieve del fondo marino* en la margen, muy difícil de medir directamente por la presencia de hielo flotante.

Analizamos la *función de admitancia* para gravedad - topografía (relación espectral, que depende de las propiedades elásticas de la litosfera y de la historia de sedimentación), y encontramos que bajo ciertas condiciones puede ser usada para hallar la topografía a partir de la gravimetría. Esto se logró con el uso de la *fase* de la función, luego de comprobar que en márgenes continentales es *compleja y fuertemente no lineal*. Pudimos así verificar que el borde de plataforma en realidad se encuentra alrededor de *100 km al Oeste* de lo que los mapas anteriores indicaban.

Las características morfológicas del margen, y la abundancia de sedimentos en la zona del talud, indican que se formó como un margen pasivo no volcánico. Sin embargo, las anomalías magnéticas de expansión de fondo oceánico indican, *mar adentro, una dirección de expansión prácticamente paralela a la línea de costa*. Esto sugiere que desde que el margen se abrió, alrededor de 200 Ma (millones de años) atrás, hasta la actualidad, la Península Antártica sufrió una rotación de alrededor de 90 grados en el sentido de las agujas del reloj. Hay bastante consenso respecto a los movimientos de deriva de la Península en los últimos 84 Ma. Las huellas de los movimientos *anteriores*, si bien deterioradas por el tiempo, *se encuentran en el mar de Weddell* como anomalías magnéticas y gravimétricas. Utilizando la teoría de la Tectónica de Placas, que dice que los movimientos de los continentes se pueden ajustar mediante rotaciones rígidas en una esfera (la tierra), elaboramos un *modelo cuantitativo de los movimientos más antiguos de la Península*.

Según este modelo, *la corteza del mar de Weddell se generó casi exclusivamente por la separación entre Antártida Oeste y Sudamérica*, siendo la excepción la posibilidad de que la posición inicial del punto triple generado al abrirse el Océano Atlántico haya estado en el centro de este mar y permanecido allí por un período de 20 Ma.

La posición inicial de la Península Antártica se ubica en el *margen SO de Sudamérica* en compatibilidad con la propuesta proveniente de estudios geológicos de que se separó con la formación de la cuenca marginal de Rocas Verdes. Los movimientos subsiguientes (hasta llegar a los 84 Ma) *se subdividen en cuatro etapas*, que en total implican una rotación dextrógira de casi 90° en conjunción con una traslación hacia el Sur si se toma Sudamérica como referencia. Si se considera que todos los bloques continentales que componen Antártida Oeste compartieron estos movimientos, nuestros resultados son razonables en el sentido de que no se producen superposiciones de masas continentales, y son entonces compatibles con la idea generalizada de que si hubieron desplazamientos relativos entre estos bloques, no fueron demasiado grandes, por lo menos a partir de los 140 Ma.

Abstract

The Antarctic continent and its surrounding marine areas constitute one of the most inaccessible regions of the world, due to its harsh climate and permanent ice coverage. It is for the exploration of such regions that airborne and satellite methods attain special relevance. Two geophysical geopotential methods, namely *magnetics and gravity*, which are respectively based on the measurement of the geomagnetic and gravitational fields, are able to be implemented on satellites and aircrafts.

We have worked on reduction procedures for the Magsat satellite geomagnetic data by addressing the isolation of the *crustal* contribution from the *main* and *external* magnetic fields of the earth, and, in order to check the results thus attained, supposed to be *magnetic anomalies of crustal origin*, we have studied their correlation with high density *aeromagnetic data* in a region centered in the north of the Antarctic Peninsula. We have been able to prove, through the use of two and three dimensional modelling, that the sources that create the magnetic anomaly field derived from the satellite data are *crustal structure variations* resulting from *volcanic and plutonic* activity related to the paleo subduction on the Pacific margin of the Antarctic Peninsula. The simultaneous fit to two data sets from different altitudes allowed us to minimize the ambiguity in source determination, and furthermore prove that the crustal contribution to the magnetic field *can be detected at satellite altitudes even in an area as close to the auroral oval as the Antarctic*. This conclusion is conditioned to the satellite data reduction techniques: for a satellite like Magsat, that operated on a sun synchronous orbit in the down - dusk meridian, it is essential that following the primary reduction a *two dimensional band pass filtering* procedure be applied to the data in order to eliminate the influence of the cuasi stable ionospheric fields.

The achieved results encouraged us to trust the satellite magnetic anomaly field, and therefore to extend the modelling commitment beyond the aeromagnetic data coverage, obtaining in this way an *areal and depth distribution* of estimates of the zones of the Antarctic crust that posses significant magnetic properties, and to elucidate theirrole in geodynamic processes.

The aeromagnetic data set allows us to get more detailed information about the underlying terrains (the drawback is that the coverage is not worldwide as it tis for a satellite). A critical study of the *magnetic anomaly inversion techniques* that are used to derive the depth to the *magnetic basement*, and a profuse numerical experimentation, allowed us to determine that the linear techniques yield the best practical results when large data sets are involved. We have developed a method based on magnetic anomaly profile spectral analysis with which we produced a *map of the magnetic basement relief* that comprises the Weddell Sea and the Antarctic Peninsula margin. By using existing bathymetric data, we obtained sediment thickness estimates that are in reasonably good agreement with the few existing results attained by other geophysical methods.

The detection of a deep sedimentary wedge with a north - south directed axis located on top of the eastern Antarctic Peninsula continental shelf, instead of being on the slope as is normally the case, lead us to try an *inversion of the of the existing (airborne and satellite) gravity data* in order to check the depth of the sea water along the margin, as direct bathymetric measurements are difficult to accomplish due to the presence of large floating ice fields.

We analyzed the gravity - topography *admittance function* (it is a spectral ratio that depends on the litosphere's elastic properties and on the history of sedimenta-

tion), and we found that *under certain conditions* it can be used to *derive topography from gravity*. This was finally achieved by the use of the *phase* of the admittance, after having found out that on continental margins it is a *largely non linear complex function*. We could thus verify that the shelf edge is located at *about 100 km west from what previous maps show*.

The margin morphology and the great sediment overburden at its slope indicate that it was created as a *non volcanic passive margin*. However, the seaward seafloor magnetic anomaly pattern implies a *spreading direction which is roughly parallel to the shoreline*. This suggests that from the early opening of the margin, at about 200 Ma (million years) ago, until present time, the Antarctic Peninsula has undergone a 90 degrees clockwise rotation. There is sufficient consensus regarding the drift of the Antarctic Peninsula during the past 84 Ma. The imprint of the *former* movements, even deteriorated by the elapsed time, show up in the *Weddell Sea* as magnetic and gravity anomalies. Under the frame of PlateTectonics, which states that the continental movements can be described by rigid rotations on a sphere (the earth) we have created a *cuantitative model of the oldest drift movements of the Antarctic Peninsula*.

According to this model, *the crust underlying the Weddell Sea was created almost exclusively by the separation between West Antarctica an South America*, the only exception being the possibility that the initial position of the triple junction, resulting from the opening of the South Atlantic Ocean, could have been in the center of the Weddell sea and stayed there for about 20 Ma.

The initial position of the Antarctic Peninsula is located on the *SW South American margin* in agreement with the proposition emerging from geological studies that it separated from South America concurrently with the creation of the Rocas Verdes basin. The subsequent movements (up to 84 Ma b.p.) are *separated into four stages* which altogether imply a *dextral rotation of almost 90°, combined with a southward translation of relative motion with respect to South America*. If all the continental blocks that comprise West Antarctica are assumed to have shared these movements, our results are feasible under the consideration that there are no overlaps of continental masses, and are therefore compatible with the generalized idea that, if there were relative movements between the blocks, they have not been very large, at least for the past 140 Ma.

PREFACIO

El presente trabajo de tesis está dedicado al estudio de la Tierra, particularizando en parte del *Continente Antártico y mares adyacentes*, por medio de métodos *geofísicos*.

De la variedad de métodos geofísicos existentes, nos hemos especializado en los llamados métodos *geopotenciales*, que consisten en la adquisición e interpretación de datos de magnitudes derivables de funciones potenciales.

Dos campos vectoriales típicos asociados a la Tierra son: el *campo geomagnético* y el *campo gravitatorio*. Ambos son muy importantes para el conocimiento del interior de la Tierra así como también del espacio que la circunda, especialmente en este caso el campo magnético.

Ambos, en ausencia de las fuentes (cargas o corrientes) que los generan, son derivables de funciones potenciales. Entonces la *magnetometría*, que se basa en la medición del campo magnético terrestre, y la *gravimetría*, que se basa en la medición del campo gravitatorio, constituyen dos métodos geopotenciales.

Los métodos de medición, procesamiento y reducción de los datos son múltiples y las aplicaciones (siempre dentro de las Ciencias de la Tierra) son variadas.

En nuestro caso, hemos focalizado la aplicación al estudio de la *corteza terrestre*, especialmente en *zonas oceánicas y márgenes continentales*.

Para estudios de este tipo se definen y se utilizan ampliamente dos magnitudes escalares: las *anomalías magnéticas* y las *gravimétricas*, asociadas a las diferencias entre los campos medidos en cada punto y los campos regionales o globales. En particular las anomalías magnéticas, tal como la usamos, intentan representar las propiedades magnéticas de las rocas (su susceptibilidad o magnetización remanente), y por consiguiente su variación temporal está en la escala de tiempo geológica, *1 millón de años*.

Un valor típico de campo magnético terrestre es de 30000 nT ($1\text{nT} = 10^{-9}\text{ T}$; $\text{T} = \text{Tesla} = \text{Weber/m}^2$) y un valor típico de anomalía magnética es de 200 nT. La aceleración de la gravedad en el ecuador, es, según standards, $g_0 = 9.780327\text{ m/seg}^2$, y una anomalía gravimétrica típica es de $80 \cdot 10^{-5}\text{ m/seg}^2 = 80\text{ miligal}$, o sea, del orden de la diezmilésima de g_0 .

Metodología

Nuestro trabajo consistió en la *reducción, inversión e interpretación* de datos de gravedad, magnetismo y topografía de origen aéreo, satelitario y marino para la resolución de problemas *geodinámicos, morfológicos y geológicos* en el Antártico, especialmente en el mar de Weddell y sus márgenes.

Por *reducción* entendemos el proceso que es necesario aplicar a los datos crudos, recién adquiridos, para obtener datos utilizables. Para esto hace falta desarrollar y aplicar métodos nuevos acordes con la evolución de las tecnologías de adquisición.

En *inversión* englobamos las técnicas que permiten obtener, a partir de los datos, información cuantitativa sobre procesos físicos. Hemos incorporado, adaptado, desarrollado y aplicado varias técnicas: modelación numérica, métodos de inversión directa, simulación de procesos.

En la *interpretación* obtenemos los resultados finales, que pueden ser de interés directo, como la determinación de la profundidad de una cuenca sedimentaria y la elaboración de mapas, o de utilidad para la comprensión de fenómenos geodinámicos, como por ejemplo el desarrollo de las cuencas oceánicas y sus márgenes, la formación de cadenas de montañas, la evolución de las grandes masas de hielo. En esta etapa interactuamos con especialistas en otras ramas de la Geofísica, como asimismo en Geodesia, Glaciología, y, muy especialmente, Geología.

Para las tres etapas, el instrumento esencial es la computadora. Usamos estaciones de trabajo operadas en UNIX; nuestras herramientas numéricas están todas en lenguajes *fortran* y C. Para graficar, usamos el paquete de programas y bibliotecas *GMT*, desarrollado en las Universidades de Columbia y Hawaii (Wessel & Smith, 1991), que se distribuye gratuitamente en código C, lo que permite introducir modificaciones y adaptaciones.

Concretamente, los datos que hemos utilizado son:

- **magnéticos satelitarios**, cuya reducción, para aislar la contribución de la corteza terrestre y asociar el resultado a los procesos geodinámicos y a su historia geológica, es de por sí un desafío.
- **magnéticos aéreos**, adquiridos sobre los mares antárticos en relevamientos en los cuales hemos participado.
- **magnéticos marinos**, obtenidos de centros mundiales de datos.
- **gravimétricos aéreos**, adquiridos en los mismos relevamientos antárticos.
- **gravimétricos marinos**, adquiridos en un crucero antártico en el que participamos.
- **gravimétricos derivados de altimetría satelitaria** (satélites GEOSAT, ERS-1).

También hemos trabajado con datos de **topografía**, terrestre y submarina (*batimetría*), procedentes de centros mundiales de datos.

Además hemos recurrido a una variedad de otros datos geofísicos, en general publicados, a veces cedidos por los autores (datos *sísmicos*, *magnetotélúricos*), y también, por supuesto, a información *geológica*.

Reseña

El **capítulo 1** es básicamente introductorio; en él presentamos una descripción y revisión de las propiedades del campo magnético terrestre, así como también una descripción de los métodos de *reducción* de datos en relevamientos magnetométricos convencionales (aéreos o terrestres). Reducción particularizada a este caso es el tratamiento que hay que aplicar a los datos medidos para llegar hasta la obtención de las anomalías magnéticas de *origen cortical*.

Nos dedicamos luego a la magnetometría satelitaria, discutiendo los métodos de reducción para obtener anomalías corticales a partir de datos de satélite. Estos métodos son muy especiales, ya que a la altura en que los datos son adquiridos es mucho más difícil que en las cercanías de la tierra lograr la separación de la contribución de la corteza. Mostramos nuestro propio trabajo hecho con los datos del satélite Magsat, que estuvo en órbita en los años 1979 - 1980.

En el **capítulo 2** mostramos el trabajo hecho con datos *magnéticos satelitarios y aéreos* en una amplia región antártica. Comparamos datos de ambos conjuntos mediante continuación analítica y modelación numérica (bi y tridimensional), llegando a una descripción razonable en el sentido geológico de las formaciones rocosas que producen las anomalías observadas. El uso de dos conjuntos de datos a diferentes alturas nos permitió reducir la ambigüedad en la determinación de las fuentes, y además comprobar que la contribución al campo magnético de las rocas de la corteza terrestre *es detectable a alturas de satélite aun en regiones tan cercanas al óvalo auroral como las antárticas*.

Los datos aeromagnéticos utilizados fueron los adquiridos por un programa que se desarrolló entre los años 1986 y 1989, el programa aerogeofísico USAC. Este programa, organizado y dirigido por el Dr. John LaBrecque, constituyó un esfuerzo conjunto entre Estados Unidos, Chile y Argentina. Pese a haber mejorado la tecnología, estos datos no han sido aún superados, especialmente en los mares. El mar de Weddell es muy difícil de explorar por su casi permanente cobertura de hielo. El programa USAC utilizó un avión de largo alcance, que realizaba vuelos de entre 10 y 12 horas de duración recorriendo en cada uno aproximadamente 4000 km.

En el **capítulo 3** abandonamos los datos satelitarios y usamos sólo los aeromagnéticos para analizar varios *métodos de inversión de anomalías magnéticas*, en particular aquellos en los que se estima el techo del basamento magnético. Ocurre generalmente que las formaciones sedimentarias tienen susceptibilidades magnéticas muy bajas, y que las rocas subyacentes (basamento) tienen susceptibilidades apreciables. Bajo ciertas suposiciones, las anomalías magnéticas se pueden invertir para obtener el relieve del techo del basamento magnético, y de allí inferir el espesor sedimentario.

Analizamos críticamente los métodos existentes, teniendo especial cuidado en tratar de que quedaran claras todas las suposiciones y aproximaciones usadas, ya que observamos que muchas veces hay “zonas oscuras” en la literatura justo en las suposiciones más delicadas. Analizamos los alcances y limitaciones de cada método con una nutrida experimentación numérica, y desarrollamos un método que, funcionando automáticamente, sin la intervención de un interpretador, nos permitió hallar el espesor sedimentario en el mar de Weddell y obtener una buena cantidad de inferencias sobre la morfología y evolución geológica de ese mar.

La detección de una cuña sedimentaria de dirección Norte - Sur con su eje ubicado sobre la plataforma Este de la Península Antártica, en lugar de estar en el talud continental como suele ser lo normal, nos hizo pensar en la posibilidad de que los datos batimétricos estuvieran erróneos en la zona, y motivó el estudio del capítulo 3, en el cual recurrimos a la gravimetría.

Quisimos que todas las ecuaciones usadas estuvieran bien justificadas, dedicando dos apéndices a desarrollarlas. También dedicamos espacio a explicar la nomenclatura de uso corriente en Geofísica.

En el **capítulo 4** recurrimos a la gravimetría, usando datos adquiridos desde avión por el programa USAC, datos gravimétricos derivados de altimetría satelitaria, y datos marinos de un crucero en el que participamos. Usamos esta compilación para mostrar cómo, bajo ciertas condiciones, los datos gravimétricos se pueden invertir para hallar la topografía submarina (batimetría).

Con este trabajo pudimos corregir la batimetría en el mar de Weddell. Los resultados dieron que el borde de plataforma en realidad se encuentra alrededor de 100 km al Oeste de lo que los mapas anteriores indicaban. Estos mapas habían resulta-

do de interpolaciones y extrapolaciones hechas de los pocos cruceros que pudieron medir la profundidad del mar, en general al Norte y al Sudeste. Con posterioridad a nuestros resultados una expedición ruso - norteamericana montó una estación en un hielo flotante que derivó hacia el Norte y midió la batimetría en una línea de dirección aproximadamente Norte - Sur. Llevaban nuestro mapa en esa expedición, y los valores de profundidad que obtuvieron concuerdan muy bien con los nuestros, que fueron derivados de datos aéreos y espaciales.

Otro resultado que obtuvimos con la experimentación numérica de este trabajo fue aclarar los alcances de la aproximación lineal en las relaciones espectrales gravedad - topografía, ya que observamos en la literatura un uso poco cuidadoso de la aproximación lineal, lo que en varios casos condujo a interpretaciones erróneas.

Finalmente, en el **capítulo 5** nos atrevimos a enfrentar un desafío: documentar cuantitativamente la historia de apertura del mar de Weddell. La disciplina central de este capítulo es entonces la Tectónica de Placas.

La posición de la Península Antártica y demás componentes de Antártida Occidental en el supercontinente de Gondwana ha sido y sigue siendo objeto de debate. Su evolución posterior está estrechamente ligada a la apertura del Mar de Weddell.

Usamos nuevamente los datos USAC, datos resultantes de digitalización de mapas rusos y británicos, datos de bancos mundiales y del banco de datos del *Lamont-Doherty Earth Observatory*. Analizamos las huellas de las líneas de flujo que aparecen en el mar como anomalías gravimétricas. Analizamos las isocronas que aparecen como lineaciones de anomalías magnéticas en la parte profunda del mar. Usamos nuestros resultados de los capítulos 3 y 4 para comparar los márgenes conjugados de Sudamérica y Antártida previos a la deriva de los continentes. Usamos las anomalías magnéticas estructurales modeladas en el capítulo 3 para restringir los movimientos de Antártida posteriores a la deriva.

Obtuvimos así una nueva propuesta de los movimientos de la Península Antártica, que es totalmente original e independiente de otras propuestas publicadas, y que además proporciona valiosa información para la evolución de todo el continente antártico y los océanos australes.

Para desarrollar estos temas tuvimos que crear nuestras propias herramientas numéricas para mover las piezas continentales, elaborar mapas precisos, compilar datos de diferentes procedencias.

Vigencia de los temas

La magnetometría satelitaria, que interviene en los capítulos 1 y 2, prácticamente comenzó con Magsat. Magsat fue la primera misión satelitaria geomagnética con calidad de observatorio.

Con posterioridad fueron proyectadas otras misiones (GRM, Aristóteles) pero por diferentes motivos no se concretaron. Pero ahora es inminente (planeado para marzo de 1998) el lanzamiento de un satélite dedicado al campo magnético, el *Ørsted*. Formamos parte del *grupo científico asesor del Ørsted*.

La IAGA (International Association of Geomagnetism and Aeronomy) ha aprobado la designación del período 1998 - 2008 como *la década de los métodos geopotenciales*, con lo cual habrá mayor auspicio internacional para las investigaciones que usen los métodos magnetométricos y gravimétricos, y se desea que la continuidad de las mediciones geomagnéticas satelitarias tenga por los menos la duración de los 11 años que tienen los ciclos solares.

La experimentación con los métodos de interpretación magnética es también de actualidad, ya que hay un resurgimiento de la exploración aeromagnética en todo el mundo, y en particular en la Argentina a través del Servicio Geológico Minero (con el cual tenemos relaciones de trabajo), que está llevando a cabo gran cantidad de relevamientos de alta resolución. Por otra parte, desde el Instituto Antártico y en colaboración con el British Antarctic Survey, vamos a llevar a cabo un relevamiento de alta resolución en el archipiélago James Ross en la primavera de 1998.

Internacionalmente se están favoreciendo además las compilaciones de datos en regiones amplias de la tierra en forma digital. En relación con este tema, somos miembros del grupo *ADMAP* (Antarctic Digital Magnetic Anomaly Project). Este grupo tuvo su segunda reunión formal en setiembre de este año en Roma. El mapa magnético que usamos en el capítulo 5 es una especie de anticipo de lo que se pretende sea el resultado de *ADMAP*.

Publicaciones derivadas de esta tesis

Con revisores internacionales:

- M.E. Ghidella, C.L. Raymond, J.L. LaBrecque, 1991: *Verification of crustal sources for satellite elevation magnetic anomalies and their regional tectonic implications*. En: *Geological Evolution of Antarctica*. Editor: M.R.A. Thomson; Cambridge, Gran Bretaña, pp. 243-250.
- J.L. LaBrecque, M.E. Ghidella, 1992: *Estimates of bathymetry, depth to magnetic basement and sediment thickness for the western Weddell basin*. *Antarctic Journal of the United States*, 1992 Review, Volume XXVII, No.5, pp. 68-70.
- J.L. LaBrecque, M.E. Ghidella, 1997: *Bathymetry, depth to magnetic basement, and sediment thickness estimates from aerogeophysical data over the Western Weddell Basin*, *J. of Geoph. Res.* **102**, N° B4, pp. 7929-7946.
- J.L. LaBrecque, M.E. Ghidella: *The Antarctic Peninsula in Gondwanaland: Constraints Based on Magnetic, Gravity and Paleobathymetry Data*. En prensa en *Terra Antarctica*, 14 pp.

Con revisores varios:

- LaBrecque, J.L., M.E. Ghidella, 1989: *Sediment layer thickness from aeromagnetic data on the Western Weddell*. Actas del 1^{er} Congreso de la Sociedad Brasileña de Geofísica, Río de Janeiro, 6 pp.
- N.D. Aleshkova, A.V. Golynsky, V.N. Masolov, P.F. Barker, A.C. Johnson, M.P. Maslanyj, A.M. Smith, J.L. LaBrecque, M.E. Ghidella: *Magnetic anomalies in relation to crustal structure in the Weddell province and the southern Scotia arc - A progress report*, 1991. Actas del 6th Symposium on Antarctic Earth Sciences, National Institute of Polar Research, Japón, pp. 185-190.
- M.E. Ghidella, J.L. LaBrecque, 1992: *Anomalías magnéticas en la Isla James Ross y terrenos circundantes*. En *Geología de la Isla James Ross*, publicación de la Dirección Nacional del Antártico, pp. 299-311.
- J.L. LaBrecque, M.E. Ghidella, 1992: *The Jurassic Conjugate Margins of the Weddell Basin*. *EOS Transactions AGU*, p. 507.

M.E. Ghidella, 1993: *About the admittance function over passive continental margins*. Actas del 3^{er}. Congreso Internacional de la Sociedad Geofísica Brasileña (Río de Janeiro), 6 pp.

Ghidella, M.E., J.L. LaBrecque, 1995: *A comparison of the conjugate margins of the Weddell Basin*. Vol. de resúmenes extendidos del VII International Symposium on Antarctic Earth Sciences (Siena, Italia), p. 151.

Ghidella, M.E., G. Rodríguez, A. Zakrajsek, J. Strelin, 1995: *Combined gravity map of the Eastern continental shelf and margin, Antarctic Peninsula*. Vol. de resúmenes extendidos del VII International Symposium on Antarctic Earth Sciences (Siena, Italia), p. 152.

Ghidella, M.E., J.L. LaBrecque, 1996: *The Antarctic Peninsula in Gondwanaland: Constraints based on Magnetic and Gravity Data in the Weddell Sea*. EOS Transactions AGU, Vol. 77, N° 16.

Ghidella, M.E., J.L. LaBrecque, G.A. Rodríguez: *La posición de la península antártica en Gondwana: consideraciones basadas en datos magnéticos y gravimétricos*. Contribución a un Atlas antártico en prensa en el Instituto Antártico Argentino.

TABLA DE CONTENIDOS

RESUMEN	VII
ABSTRACT	IX
PREFACIO	XI

CAPÍTULO 1

REDUCCIÓN DE DATOS GEOMAGNÉTICOS PARA EL ESTUDIO DE LA LITOSFERA

1. EL INTERIOR DE LA TIERRA	1
2. EL CAMPO MAGNÉTICO TERRESTRE	2
3. PROCESAMIENTO BÁSICO DE DATOS DE CMT	3
3.1 Cálculo del campo magnético principal	6
3.1.1 Desarrollo multipolar del campo	6
3.1.2 Consideración de la altura topográfica y la elipticidad de la tierra	8
3.1.3 Modelos del campo geomagnético	10
3.1.4 Cálculo de los polinomios asociados de Legendre y sus derivadas	10
3.2 Corrección por variación debida a fuentes externas	10
3.3 Residuos o anomalías	13
4. MAGNETOMETRÍA SATELITARIA	13
4.1 Procesamiento de los datos Magsat	16
4.1.1 Descripción general	16
4.1.2 Procesamiento preliminar	17
4.1.3 Depuración preliminar de los datos	18
4.1.4 Análisis de los residuos	18
4.1.5 Estudio por trayectorias	20
4.1.6 Remoción de las componentes externas	21
4.1.7 Elaboración de mapas regionales	22
5. DISCUSIÓN	24
APÉNDICE P	27
P1. Desarrollo del cálculo de los polinomios asociados de Legendre y sus derivadas	27
EPÍGRAFES DE LAS FIGURAS	31
FIGURAS	33

CAPÍTULO 2

IDENTIFICACIÓN DE FUENTES LITOSFÉRICAS PARA ANOMALÍAS MAGNÉTICAS SATELITARIAS EN ZONA ANTÁRTICA

1. INTRODUCCIÓN	63
------------------------	-----------

2. DATOS AEROMAGNÉTICOS: EL PROGRAMA USAC	64
3. DATOS SATELITARIOS: DOS COMPILACIONES DE REFERENCIA	66
4. IDENTIFICACIÓN DE FUENTES MAGNÉTICAS	67
4.1 Zona del Estrecho de Bransfield. Península Antártica Norte	67
4.1.1 Modelación bidimensional	67
4.1.2 Modelación tridimensional	69
4.2 Modelación regional del campo satelitario	71
4.2.1 Península Antártica Norte	72
4.2.2 Margen Oeste de la Península Antártica	73
4.2.3 Margen del mar de Weddell / Antártida Este	73
5. CONCLUSIONES	74
5.1 Sobre la identificación de fuentes magnéticas	74
5.2 Sobre la reducción de los datos de satélite	76
APÉNDICE R	79
R1. Continuación analítica de anomalías magnéticas	79
EPÍGRAFES DE LAS FIGURAS	83
FIGURAS	84

CAPÍTULO 3

INVERSIÓN DE ANOMALÍAS: PROFUNDIDAD DEL TECHO DEL BASAMENTO MAGNÉTICO

1. INTRODUCCIÓN	95
2. TÉCNICAS DE DETERMINACIÓN DEL RELIEVE DEL BASAMENTO MAGNÉTICO	96
2.1 Método espectral 1	98
2.2 Método espacial 1: Deconvolución de Werner	100
2.3 Función analítica	103
2.4 Método espacial 2 (de O'Brien)	104
2.5 Método espectral 2 (de Phillips)	105
3. EXPERIMENTACIÓN	108
3.1 Método espectral 1	108
3.1.1 Cálculos	108
3.1.1.1 Ajuste del espectro de potencias	108
3.1.1.2 Control de la magnetización	111
3.1.1.3 Espesor de la corteza magnetizada	113
3.1.2 Resultados	113
3.1.3 Mapas	117
3.2 Método de Werner	118
3.2.1 Cálculos	118
3.2.2 Resultados	120
3.2.3 Conclusiones	123
3.2.4 Desarrollo futuro	124

3.3 Función analítica	124
3.4 Método de O'Brien	124
3.4.1 Cálculos	126
3.4.1 Resultados	125
3.4.1 Conclusiones	126
3.5 Método de Phillips	126
3.5.1 Cálculos	126
3.5.1.1 Programa de cálculo original	128
3.5.1.2 Programa nuevo	131
3.5.1.3 Experimentación con los vuelos USAC	132
3.5.2 Conclusiones	132
4. APLICACIÓN E INTERPRETACIÓN	135
APÉNDICE M: FÓRMULAS BÁSICAS DE INTERPRETACIÓN MAGNÉTICA	139
M1. Anomalía producida por un dique vertical	139
M2. Notación más frecuente y definición de anomalía magnética escalar	142
M3. Anomalía producida por un dique semi infinito inclinado	144
M4. Campo magnético creado por un prisma infinito de sección poligonal	149
M5. Campo magnético creado por una placa semi infinita	154
M6. Campo magnético creado por una placa semi infinita	157
M7. Unidades	158
APÉNDICE E: ALGUNAS FÓRMULAS DE ANÁLISIS ESPECTRAL CON MODELOS AR Y DE MÁXIMA ENTROPÍA	161
E1. Fórmula del espectro de potencias para un modelo autorregresivo	161
E2. Cálculo de coeficientes para el método de Máxima Entropía	162
EPÍGRAFES DE LAS FIGURAS	167
FIGURAS	175

CAPÍTULO 4

CORRECCIÓN A LA TOPOGRAFÍA DEL MARGEN ESTE DE LA PENÍNSULA ANTÁRTICA USANDO DATOS GRAVIMÉTRICOS

1. INTRODUCCIÓN	291
2. EL MAPA DE ANOMALÍAS GRAVIMÉTRICAS Y LA BATIMETRÍA GEBCO	292
3. FUNDAMENTO TEÓRICO	294
3.1 Condiciones de equilibrio de masas continentales y oceánicas	294
3.1.1 Flexión de una placa delgada bidimensional	295
3.2 Compensación isostática del relieve submarino	296
3.2.1 Compensación de Airy	296
3.2.2 Compensación elástica	298
3.3 Anomalías gravimétricas	299
3.3.1 Determinación de la gravedad de referencia. Anomalía primaria.	299
3.3.2 Anomalía de aire libre	300
3.3.3 Anomalía de Bouguer	301
3.3.4 Corrección topográfica	301

3.3.5	Anomalías gravimétricas en los mares	302
3.4	Modelación bidimensional de anomalías	304
3.4.1	Método de la integral de línea	304
3.4.2	Anomalía gravimétrica producida por un relieve topográfico de baja amplitud	305
3.4.3	Relieve de baja amplitud con compensación isostática	307
3.5	La función de admitancia	309
4.	EXPERIMENTACIÓN	310
4.1	Planteo de la corrección	310
4.2	Efectos no lineales	311
4.3	Función de admitancia sintética	312
4.3.1	Función de admitancia teórica en un margen simple	312
4.4	Pseudofase	313
4.5	Función de admitancia de un margen pasivo	314
4.5	Uso de la fase	316
4.6	Nuevo mapa batimétrico	317
5.	CONCLUSIONES	318
5.1	Sobre la función de admitancia	318
5.2	Sobre la nueva batimetría	319
APÉNDICE G:	FÓRMULAS BÁSICAS DE INTERPRETACIÓN GRAVIMÉTRICA	321
G1.	Anomalía gravitatoria producida por una placa bidimensional semi infinita con un lado oblicuo	321
G2.	Transformada de Fourier Anomalía gravitatoria producida por una placa semi infinita	325
G3.	La función de admitancia en un margen pasivo simple	327
EPÍGRAFES DE LAS FIGURAS		333
FIGURAS		337
 CAPÍTULO 5		
LA POSICIÓN DE LA PENÍNSULA ANTÁRTICA EN GONDWANA		
1.	RESEÑA DEL MARCO TECTÓNICO	379
2.	ANOMALÍAS MAGNÉTICAS EN EL MAR DE WEDDELL	381
3.	RECONSTRUCCIONES DERIVADAS DE ANOMALÍAS MAGNÉTICAS EN EL MAR DE WEDDELL	383
3.1	Reconstrucción A (LaBrecque et al., 1986)	383
3.1.1	Técnica empleada	384
3.2	Reconstrucción B (LaBrecque et al., 1994)	385
3.3	Revisión de las reconstrucciones A y B	387
3.4	Nueva reconstrucción	388
4.	COMPARACIÓN DE MÁRGENES CONJUGADOS EN EL AJUSTE JURÁSICO	390

4.1 Datos	391
4.1.1 Anomalías magnéticas en el Sur de Sudamérica	391
4.1.2 Paleotopografía.	391
4.2 Rotación de los datos al ajuste Jurásico	392
5. MOVIMIENTOS MESOZOICOS	395
5.1 Líneas de flujo	395
5.2 Las 5 posiciones de WANT según la reconstrucción C	397
6. CONCLUSIONES	399
7. DISCUSIÓN	400
APÉNDICE T: TECTÓNICA DE PLACAS: ROTACIONES	403
T1. Isocronas y rotaciones en una esfera	403
T1.1 Proceso de apertura	403
T1.2 Proceso de cierre (reconstrucción)	405
T1.3 Isocronas y polos relativos en el proceso de cierre	406
T1.4 Interpolación de polos de rotación	408
EPÍGRAFES DE LAS FIGURAS	411
FIGURAS	415
BIBLIOGRAFÍA	465
RESUMEN Y CONCLUSIONES	477

REDUCCIÓN DE DATOS GEOMAGNÉTICOS PARA EL ESTUDIO DE LA LITOSFERA

1. EL INTERIOR DE LA TIERRA

La estructura interna de la tierra se puede representar de manera muy simplificada como compuesta de capas concéntricas (figura 1a): la *litosfera*, la *astenosfera*, el *núcleo exterior* y el *núcleo interior*. Esta estructura ha sido determinada por el comportamiento de las ondas elásticas producidas por los terremotos (ondas *sísmicas*).

La litosfera, que es la capa más superficial, tiene temperatura relativamente baja y sus rocas no se deforman significativamente en escalas de tiempo de 10^9 años. La roca debajo de la litosfera es suficientemente caliente como para tener un comportamiento tipo fluido en escala de tiempo geológica. El límite inferior de la litosfera está definido por una isoterma de aproximadamente 1600 °K. Debajo de las cuencas oceánicas la litosfera tiene un espesor del orden de los 100 km, mientras que debajo de los continentes este valor se duplica.

La litosfera tiene una estructura vertical diferenciada. Su capa más superficial es la *corteza* de la tierra, formada por rocas relativamente frágiles. Su límite inferior está determinado por una variación brusca de la composición y densidad de las rocas, llamada *Moho* o *discontinuidad de Mohorovicic*. Debajo de la corteza se encuentra el *manto*, cuya parte superior pertenece a la litosfera, mientras que su parte inferior penetra en la astenosfera.

Como el espesor de la litosfera es de un 2 a 4 % del radio terrestre, se la puede considerar como una capa delgada. Observada desde la superficie de la tierra, la litosfera está dividida en una cantidad de placas que están en movimiento relativo entre sí, con velocidades del orden de las decenas de milímetros por año.

Las placas litosféricas están en un proceso continuo de creación y consumición. Las cordilleras o dorsales oceánicas marcan la división entre placas adyacentes que divergen en un proceso llamado *expansión del fondo oceánico*. A medida que las placas divergen, rocas calientes provenientes del manto ascienden para llenar el vacío. Estas rocas se enfrían, se rigidizan, y se agregan a las placas.

Como la superficie de la tierra es esencialmente constante, tiene que haber un proceso complementario en que las placas se consuman. Esto ocurre en las fosas oceánicas. Allí las placas se comban y descienden al interior de la tierra en un proceso denominado *subducción*. En las fosas oceánicas, entonces, las placas convergen.

El núcleo, cuya cara superior viene también marcada por una discontinuidad precisa, comprende dos partes. El núcleo interno es sólido y el núcleo externo es fluido. Aparece también una estrecha zona de transición entre los dos, donde la velocidad de las ondas sísmicas decrece anormalmente con la profundidad.

2. EL CAMPO MAGNÉTICO TERRESTRE

El campo magnético terrestre (CMT), cuya fuente principal se encuentra en el núcleo de la tierra (figura 1a), es en primera aproximación de naturaleza dipolar, con la dirección del dipolo algo inclinada respecto al eje de rotación (figura 1b).

Pero tiene en realidad una contribución significativa de componentes no dipolares provenientes de la misma tierra y además de la influencia de los complejos sistema de corrientes ionosféricas y magnetosféricas. La representación más precisa del campo geomagnético está dada por una serie de esféricos armónicos.

El campo creado por el núcleo se suele denominar *campo principal*, y tiene una variación temporal muy lenta llamada *variación secular*. Más concretamente, la variación secular actual está caracterizada por una *disminución* en la magnitud del momento dipolar que es de alrededor del 0.5 % por año, y por una rotación precesional hacia el Oeste del vector dipolar de 0.05° de longitud por año.

Pero considerando este campo en la escala de tiempo geológica (millones de años, Ma) se sabe que ha experimentado numerosas inversiones de polaridad, cuya naturaleza todavía no ha podido explicarse claramente, pero que se han podido registrar hasta una antigüedad de 170 millones de años. En la figura 3 están representadas esquemáticamente las inversiones de los últimos 4.5 Ma.

Si se considera el corrimiento hacia el Oeste del dipolo como representativo del desplazamiento de todo el campo, entonces la correspondiente velocidad superficial es de 20 km por año. Este valor es un millón de veces mayor que el movimiento en gran escala de la parte sólida de la tierra. Estudios sismológicos evidencian que la parte fluida del núcleo de la tierra puede experimentar movimientos en gran escala, y se supone que la variación secular del campo geomagnético está relacionada con ellos. Por otra parte, consideraciones basadas en la densidad del núcleo y además en estudios geoquímicos, son consistentes con que su principal componente es el hierro, buen conductor con propiedades magnéticas. Consecuentemente el estudio del origen del campo geomagnético es un problema magneto hidrodinámico. La tierra, entonces, genera su campo magnético cuasi dipolar por procesos magneto hidrodinámicos que ocurren en su interior, especialmente en el núcleo externo, que es altamente conductor.

En la capa superior fría y sólida de la tierra, la corteza, se encuentran rocas con propiedades magnéticas diversas. El campo principal actúa sobre ellas, generando magnetización que es básicamente de dos tipos: *inducida*, con lo cual está determinada por el campo magnético actual, o *remanente*, con lo cual guarda información del campo presente en la época en que la roca se formó. Estos dos tipos de magnetización se deben a *magnetización espontánea*, una propiedad compleja de los minerales ferromagnéticos en la corteza terrestre (Blakely, 1996).

La magnetización espontánea depende de la temperatura. A medida que el material se calienta, el espaciamiento entre momentos magnéticos vecinos a nivel atómico aumenta, hasta que se alcanza un punto en que la magnetización espontánea se anula. La temperatura a la cual esto ocurre se denomina *temperatura de Curie*. Entonces, tanto la magnetización inducida como la remanente desaparecen a temperaturas mayores que la de Curie. Aun cuando algunos efectos paramagnéticos y diamagnéticos persisten a estas temperaturas, para el estudio de la corteza terrestre podemos considerar que las rocas con temperatura mayor que la de Curie son esencialmente no magnéticas.

Del análisis del magnetismo remanente de las rocas se puede inferir la historia del campo, tema tratado por la disciplina denominada *paleomagnetismo*, mientras

que de la medición del campo se pueden inferir las propiedades de la corteza subyacente, que es el tema central que desarrollaremos.

En el espacio exterior, el campo creado por la tierra interactúa con el flujo de partículas cargadas que constituyen el viento solar, y resulta severamente distorsionado, quedando confinado en una región de tipo cavidad, "cerrada" del lado del sol y abierta del lado opuesto, que se denomina magnetosfera (figura 2).

Dentro de la magnetosfera existen complejos sistemas de corrientes, debidas al movimiento convectivo de partículas cargadas, que dan lugar a variados fenómenos electromagnéticos, directamente relacionados con la actividad solar, cuya variación temporal típica se expande en un espectro bastante amplio: desde los segundos (micropulsaciones), hasta períodos típicos de los ciclos solares.

En la región comprendida entre los 50 y 1500 km de distancia a la superficie terrestre se encuentra la ionósfera, formada por partículas ionizadas como resultado de la acción de la radiación ultravioleta proveniente del sol sobre los constituyentes atmosféricos. Las corrientes debidas a estas partículas crean a su vez componentes magnéticas importantes. El estudio del campo externo es de fundamental importancia para el conocimiento del espacio exterior a la tierra (necesario para las comunicaciones, la navegación espacial, los satélites artificiales, etc.), y también por la influencia que los eventos electromagnéticos tienen en la vida terrestre. Las erupciones solares provocan las llamadas tormentas magnéticas, que pueden afectar gasoductos, líneas de transmisión, etc.

El campo electromagnético externo induce campos eléctricos y magnéticos en la tierra, dada su conductividad. Estos campos afectan tanto a la corteza como al manto, y son también empleados para inferir las propiedades de ambos.

Cada medición del campo magnético realizada cerca de la superficie de la tierra contiene entonces la contribución de cuatro contribuciones:

- C1) la del núcleo, cuya magnitud es de aproximadamente 50000 nT en los polos y 25000 nT en el ecuador ($1 \text{ nT} = 10^{-9} \text{ Tesla}$; $1 \text{ Tesla} = 10^4 \text{ Gauss}$).
- C2) la de las rocas magnetizadas, cuyo valor puede llegar a los 1000 nT.
- C3) la de las corrientes externas, que puede tomar valores entre unos pocos nT en los días solares tranquilos hasta alrededor de 1000 nT en las tormentas magnéticas.
- C4) la de las corrientes inducidas en la corteza y el manto, cuyos valores dependen de la conductividad de las rocas.

El campo magnético terrestre ha sido medido tradicionalmente en los observatorios geomagnéticos, que están distribuidos por todo el globo, aunque no de manera regular. Estas mediciones han sido usadas para caracterizar el campo principal de la tierra y su variación secular (C1), y también para monitorear las diversas perturbaciones producidas por las corrientes ionosféricas (C4).

La medición del campo **en relevamientos terrestres o marinos** para estudiar las **propiedades de la corteza** ha desempeñado un rol fundamental en el desarrollo de las ciencias de la tierra. En estos relevamientos se busca determinar las llamadas *anomalías magnéticas* o *residuos*, que son los valores que se obtienen después de sustraer de cada medición la contribuciones del campo principal, la externa y la inducida, quedando entonces sólo C2. Las anomalías representan, entonces, la contribución de las rocas magnetizadas de la corteza, y de su análisis se obtiene infor-

mación sobre las propiedades magnéticas de dichas rocas, lo cual ayuda a conocer su historia geodinámica y geológica.

La magnetometría marina ha sido decisiva en el desarrollo de la tectónica de placas al registrar las huellas de las inversiones del campo principal en el fondo de los océanos, y comprobar que éstos tienen una larga historia de expansión: material caliente fue ascendiendo desde el interior de la tierra en las llamadas *dorsales oceánicas*, al enfriarse se fue magnetizando con el sentido del campo presente en ese momento, y fue siendo desplazado por nuevo material emergente (figura 3). La continuación del proceso a lo largo de millones de años creó el fondo que hoy existe, que guarda información que llega hasta los 170 Ma de antigüedad. No se registra corteza oceánica de mayor edad, porque la expansión no sigue indefinidamente: la corteza vuelve a hundirse en las zonas de subducción.

Desde la segunda guerra mundial, con la necesidad de la detección de submarinos, se difundió la utilización de magnetómetros acoplados a barcos y aviones militares, pero su uso terminó propagándose ampliamente en la búsqueda de recursos naturales, especialmente minerales y petróleo: las anomalías detectan los materiales magnéticos y aquellos que normalmente se les asocian; las formaciones sedimentarias, incluyendo las que contienen reservas de petróleo, poseen susceptibilidad muy baja o nula, y se las puede detectar por el contraste con las rocas vecinas.

La prospección aeromagnética con fines científicos y económicos quedó bien establecida a partir de los años 50, y los países económicamente más poderosos la han utilizado ampliamente. En los últimos años ha ido aumentando el interés en el estudio de anomalías de gran escala que aparecen en compilaciones regionales de datos magnéticos aéreos y marinos.

3. PROCESAMIENTO BÁSICO DE DATOS DE CMT

Desarrollaremos a continuación el procedimiento a seguir para obtener las *anomalías magnéticas* a partir de las mediciones de CMT.

Como hemos visto, el CMT en las cercanías de la tierra puede considerarse como la suma de cuatro componentes de distintos orígenes.

Sea $\vec{B}_p$ el campo creado por el núcleo terrestre, también llamado *campo principal*, $\vec{B}_c$ el campo generado por fuentes en la corteza terrestre. En $\vec{B}_e$ juntaremos las componentes externas y las que éstas inducen. $\vec{B}_e$ contendrá entonces la variación temporal mayor.

Se tiene entonces:

$$\vec{B} = \vec{B}_p + \vec{B}_c + \vec{B}_e \quad \vec{B}_i + \vec{B}_e,$$

donde $\vec{B}_i$ junta las contribuciones del interior de la tierra.

En la superficie de la tierra, tanto $\vec{B}_c$ como $\vec{B}_e$ son mucho menores que $\vec{B}_p$. A grandes alturas, como por ejemplo las de los satélites (~ 500 Km) la relación $\frac{|\vec{B}_c|}{|\vec{B}_p|}$ es todavía menor, pero $\vec{B}_e$ y $\vec{B}_c$ llegan a ser comparables en magnitud.

Para el estudio de la estructura de la corteza terrestre a través de mediciones de campo magnético interesa aislar a $\vec{B}_c$ de cada medición, lo cual en general no es del todo simple.

El campo $\vec{B}_p$ puede calcularse en cualquier lugar fuera de la tierra porque, al encontrarse sus fuentes dentro de la misma y ser de variación temporal muy lenta se puede derivar a partir de un potencial:

$$\vec{B}_p = \vec{\nabla} V$$

y, como fue hecho por primera vez por Gauss (1838), V puede desarrollarse en serie de esféricos armónicos y sus coeficientes obtenerse por métodos de cuadrados mínimos a partir de datos de mediciones en tierra. Teóricamente el campo calculado por éste método incluiría también a $\vec{B}_c$, o sea, daría $\vec{B}_i$ completo, pero eso no ocurre por limitaciones de dos tipos: por una parte la densidad de datos utilizados para calcular los coeficientes debería ser muy grande para que en éstos estuviera contenida la influencia de $\vec{B}_c$ y por otra, el número de términos en el desarrollo en serie de esféricos armónicos tendría que ser intratablemente grande (por ejemplo del orden de los 2000 para una fuente del tipo dipolar ubicada a 1 Km de profundidad de la corteza).

Pero existe otra dificultad para el relevamiento regional del campo creado en la corteza: por cuestiones técnicas, en general en las campañas se utilizan magnetómetros *protónicos*, que miden el *valor absoluto* del campo $\vec{B}$ en cada punto, lo cual dificulta la sustracción de $\vec{B}_p$ y $\vec{B}_e$ de los datos. Para aislar la contribución de la corteza se procede entonces en forma *aproximada*, calculando la cantidad ΔF , llamada anomalía o residuo, que es:

$$\Delta F = F_i - F_{calc} \quad (3.1)$$

donde:

$$F_i \approx |\vec{B}_p + \vec{B}_c| = |\vec{B}_i| \quad (3.2)$$

$$F_{calc} \approx |\vec{B}_p| \quad (3.3)$$

Las igualdades no son exactas porque:

- 1) El valor de F_i se obtiene a partir de la medición. El resultado de la misma (salvo errores inherentes al proceso de medición en sí) es lo siguiente:

$$F_m = |\vec{B}_i + \vec{B}_e|$$

y para obtener F_i hay que extraer la influencia de $\vec{B}_e$ lo cual se hace en forma aproximada.

2) F_{calc} es el resultado del cálculo del campo principal con el desarrollo multipolar el cual dependerá de la validez de los coeficientes utilizados.

El valor de ΔF (residuo o anomalía) es útil porque de él se puede extraer información sobre la corteza por varios métodos:

- Elaboración de mapas (contornos o imágenes) de los valores de ΔF . Aplicando diferentes filtros se puede obtener información cualitativa sobre el magnetismo del terreno subyacente. Es de gran ayuda comparar con estudios similares hechos en otros lugares.
- Modelación numérica: Sobre la base de lo aportado por el estudio cualitativo se tratar de ajusta los valores de ΔF con cálculos hechos a partir del campo anómalo creado por supuestos elementos en el terreno subyacente (rocas con magnetización permanente o inducida).
- Técnicas de inversión. De ellas trataremos en el capítulo 2.

Hace falta ahora desarrollar con más detalle los pasos seguidos para la obtención del ΔF que son tres:

- Cálculo del campo magnético principal
- Corrección por variación debida a fuentes externas
- Cálculo de los residuos (ΔF)

3.1 Cálculo del campo magnético principal

3.1.1 Desarrollo multipolar del campo

Como puede verse en Chapman & Bartels (1962, pág. 626), el campo magnético principal puede obtenerse a partir de una función potencial de la siguiente manera:

$$X = \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \theta} \quad Y = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial V}{\partial \varphi} \quad Z = \frac{\partial V}{\partial r} \quad (3.1.1)$$

donde r , θ y φ son coordenadas esféricas con origen en el centro de la tierra, con el eje polar apuntando hacia el norte geográfico:

θ

φ

Para cada punto sobre la tierra hay un sistema de coordenadas cartesianas. El eje z está orientado hacia el centro, el eje x en la dirección de los meridianos hacia el Norte, y el eje y en la dirección de los paralelos hacia el Este.

X, Y, Z son las componentes del campo magnético en éstas coordenadas.

El potencial admite el siguiente desarrollo en serie de esféricos armónicos:

$$V = a \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left\{ \left[g_n^{m(e)} \cos m\varphi + h_n^{m(e)} \sin m\varphi \right] \left(\frac{r}{a} \right)^n + \left[g_n^{m(i)} \cos m\varphi + h_n^{m(i)} \sin m\varphi \right] \left(\frac{a}{r} \right)^{n+1} \right\} P_n^m(\theta) \quad (3.1.2)$$

donde a es el radio de la tierra; $P_n^m(\theta)$ son los polinomios asociados de Legendre modificados por A. Schmidt de grado n y orden m dados por:

$$P_n^m(\theta) = \left\{ E_m \frac{(n-m)!}{(n+m)!} \right\}^{1/2} \sin^m \theta \frac{d^m P_n(\cos \theta)}{d(\cos \theta)^m} \quad \text{con: } E_m = \begin{cases} 1 & \text{para } m \neq 0 \\ 2 & \text{para } m = 0 \end{cases} \quad (3.1.3)$$

y $g_n^{m(e)}, h_n^{m(e)}, g_n^{m(i)}, h_n^{m(i)}$ son los coeficientes del desarrollo, llamados coeficientes de Gauss.

Como se ve en la fórmula, los coeficientes con el paréntesis (e) aparecen en el término con el factor $(r/a)^n$. Representan las contribuciones de fuentes externas a la tierra.

Los que tienen (i) están en el término con el factor $(a/r)^n$ y son los más importantes, porque representan la contribución principal que es la de las fuentes internas.

Aplicando las fórmulas (3.1.1) a la ecuación (3.1.2) se obtiene:

$$\begin{aligned} X &= \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left\{ \left[g_n^{m(e)} \left(\frac{r}{a} \right)^{n-1} + g_n^{m(i)} \left(\frac{a}{r} \right)^{n+2} \right] \cos m\varphi + \right. \\ &\quad \left. + \left[h_n^{m(e)} \left(\frac{r}{a} \right)^{n-1} + h_n^{m(i)} \left(\frac{a}{r} \right)^{n+2} \right] \sin m\varphi \right\} \frac{dP_n^m(\theta)}{d\theta} \\ Y &= \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left\{ m \left[g_n^{m(e)} \left(\frac{r}{a} \right)^{n-1} + g_n^{m(i)} \left(\frac{a}{r} \right)^{n+2} \right] \sin m\varphi - \right. \\ &\quad \left. - m \left[h_n^{m(e)} \left(\frac{r}{a} \right)^{n-1} + h_n^{m(i)} \left(\frac{a}{r} \right)^{n+2} \right] \cos m\varphi \right\} \frac{P_n^m(\theta)}{\sin \theta} \\ Z &= \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left\{ \left[n g_n^{m(e)} \left(\frac{r}{a} \right)^{n-1} - (n+1) g_n^{m(i)} \left(\frac{a}{r} \right)^{n+2} \right] \cos m\varphi + \right. \\ &\quad \left. + \left[n h_n^{m(e)} \left(\frac{r}{a} \right)^{n-1} - (n+1) h_n^{m(i)} \left(\frac{a}{r} \right)^{n+2} \right] \sin m\varphi \right\} P_n^m(\theta) \end{aligned} \quad (3.1.4)$$

A partir de mediciones de las componentes X , Y , y Z sobre la superficie de la tierra pueden calcularse los coeficientes. El que introdujo este tipo de análisis y cálculo por primera vez los coeficientes fue C. F. Gauss en 1838. No se profundizará aquí sobre este tema, sobre el cual puede verse Chapman & Bartels (1962, pág. 631).

Cabe sin embargo aclarar que en la actualidad se dispone de coeficientes hasta grado y orden 10. Los coeficientes de origen externo son mucho menores que los de origen interno, de manera que para muchas aplicaciones se los considera nulos salvo en algunos casos en que se han calculado los tres primeros.

Puede verse de las fórmulas 3.1.4 que para calcular numéricamente el campo principal en un punto de la superficie de la tierra hace falta:

- * Conocer las coordenadas geográficas del lugar (latitud y longitud, o bien θ y φ).
- * Conocer la altura sobre el nivel del mar para poder determinar r .
- * Disponer de un conjunto de coeficientes de Gauss.
- * Calcular los $P_n^m(\theta)$ y $dP_n^m(\theta)/d\theta$

Estos temas se tratarán en los párrafos que siguen.

3.1.2 Consideración de la altura topográfica y la elipticidad de la tierra

En las fórmulas 3.1.4 aparece la variable a que como se ha dicho es el radio de la tierra. Pero como ésta no es esférica hay que hacer algunas aclaraciones sobre este punto. Aunque la tierra no sea esférica de todos modos se podrá hacer el desarrollo en esféricos armónicos y calcularse los coeficientes de Gauss siempre que las componentes de campo medidas que se utilicen sean reducidas a una distancia común al centro de la tierra. Esto es efectivamente lo que se ha hecho para los coeficientes más actualizados y el radio que se ha tomado como referencia es el radio medio terrestre dado por el elipsoide internacional.

En las fórmulas también aparece la variable r , que es la distancia al centro de la tierra del punto en que se calcula el campo. Para conocerla se necesita la altura h sobre el nivel del mar en ese punto sumada a la distancia r_s al centro de la tierra de lo que se considera como "nivel del mar" en ese punto, que está dado con cierta aproximación por el elipsoide de referencia determinado por las convenciones geodésicas. Como ejemplo damos los valores que definen el elipsoide *internacional* (IAGA News, 1981):

a' = radio ecuatorial	= 6378.16 Km
a = radio medio terrestre	= 6371.20 Km
f = factor de achatamiento	= $(a' - b) / a' = 1 / 298.25$,

donde b es el radio polar.

Como r_s es la distancia del centro a un punto en la superficie del elipsoide puede calcularse así:

Sean x_s , y_s , z_s sus proyecciones en un sistema cartesiano con el eje z en la dirección del eje de la tierra. Estas variables cumplen la ecuación del elipsoide:

$$\frac{x_s^2 + y_s^2}{a'^2} + \frac{z_s^2}{b^2} = 1$$

Pero como $x_s^2 + y_s^2 + z_s^2 = r_s^2$ y $z_s = r_s \cos\theta$, donde θ es el ángulo polar, esta ecuación se puede reducir a :

$$r_s^2 + r_s^2 \cos^2\theta \left(\frac{a'^2 - b^2}{b^2} \right) = a^2$$

Poniendo $\chi = \frac{(a'^2 - b^2)}{b^2}$ y despejando r_s se obtiene:

$$r_s = \frac{a}{\sqrt{1 + \chi^2 \cos^2\theta_s}} \quad (3.1.5)$$

χ se puede calcular a partir de f porque como $b = a'(1 - f)$ resulta:

$$\chi = \frac{\sqrt{f(2-f)}}{(1-f)}$$

numéricamente igual 8.2095437×10^{-2} para el elipsoide *internacional*.

3.1.3 Modelos del campo geomagnético

Un conjunto de coeficientes de Gauss aptos para calcular el campo principal en un punto arbitrario de la tierra o su espacio circundante en un tiempo dado constituye un modelo del campo geomagnético.

Como se expresó en el párrafo 3.1.1, desde el año 1838 se calculan estos coeficientes a partir de mediciones de las componentes de campo. Con el tiempo ha mejorado la disponibilidad de datos y más aún con las mediciones hechas por los satélites Cosmos 49, Ogo 2, 4 y 6 (Pogo) y Magsat.

Como el campo principal (aunque lentamente) varía en el tiempo (variación secular) cada conjunto de coeficientes será válido para una fecha determinada, que por lo general se da en años con fracción decimal. Para poder calcular el campo en otras fechas junto con los coeficientes se suelen dar sus derivadas temporales para poder actualizarlos si la fecha en que se desea calcular el campo no coincide con la de la validez de los coeficientes (fecha o tiempo de referencia).

Cada 5 años se publican modelos con coeficientes hasta grado y orden 10 y derivadas temporales primeras hasta grado y orden 8. La Asociación Internacional de Geomagnetismo y Aeronomía (IAGA) es la entidad que regula la selección del modelo más adecuado para ser usado como un standard para calcular el campo geomagnético de referencia, que se denomina *International Geomagnetic Reference Field (IGRF)*.

El primer modelo de este tipo publicado después del satélite Magsat fue el **IGRF 1980** (Peddie, 1982). En el boletín *IAGA News* (diciembre de 1981, pág. 100), apa-

rece este modelo además de tres anteriores, correspondientes a los años 1965, 1970, 1975.

3.1.4 Cálculo de los polinomios asociados de Legendre y sus derivadas

Estos polinomios aparecen definidos en la fórmula (3.1.3). Aunque el número de ellos que se necesita para el cálculo del campo principal es finito, es aún demasiado grande como para desarrollar las fórmulas de todos.

Para grado n hay $(n+1)$ polinomios asociados. Por ejemplo para $n = 3$ se tienen: P_3^0 , P_3^1 , P_3^2 y P_3^3 .

Como se necesitan desde orden y grado 1 hasta orden y grado N se tendrá el siguiente número de polinomios:

$$n_p = \sum_{n=1}^N (n+1) = 2 + 3 + \dots + (N+1) = \frac{(N+3)}{2}N$$

Para $N = 10$ que es el número que se necesita para el modelo IGRF, $n_p = 65$, y para $N = 13$ (modelo GSFC), $n_p = 104$.

La fórmula (3.1.3) resulta entonces poco práctica y se la usa sólo para los primeros polinomios, empleándose para los demás fórmulas de recurrencia (Chapman & Bartels, 1962). En el apéndice P desarrollamos los pasos correspondientes.

3.2 Corrección por variación debida a fuentes externas

Como se ha visto el campo magnético que mide el magnetómetro escalar es el módulo del campo total, o sea la suma:

$$F_m = \left| \vec{B}_i + \vec{B}_e \right| = \left| \vec{B} \right|$$

donde $\vec{B}_e$ es la componente de variación rápida durante el día cuyo origen está en el exterior de la tierra. Para estudiar el campo con fuentes en la tierra y en particular en la corteza, interesa calcular F_i :

$$F_i = \left| \vec{B}_i \right|$$

lo cual no puede hacerse en forma exacta porque:

- 1) No se dispone de datos de $\vec{B}_e$ en cada punto de medición.
- 2) Aún cuando se tuvieran estos datos, sería necesario tener el vector $\vec{B}$ completo, no solamente su valor absoluto.

De todos modos la corrección (remoción de la componente externa) puede hacerse de manera aproximada; la aproximación resulta bastante buena en muchos casos. Para los relevamientos magnéticos terrestres, aéreos y marinos los datos de $\vec{B}_e$ se obtienen de mediciones hechas durante todo el relevamiento por uno o dos magnetómetros fijos que registran permanentemente o bien se usan datos de Observatorios Geomagnéticos.

La corrección se basa en las siguientes condiciones:

1. La magnitud de $\vec{B}_e$ es mucho menor que la de $\vec{B}_i$ (≤ 0.4 % aproximadamente).
2. Para relevamientos de una cobertura menor que unos pocos centenares de kilómetros la variación de $\vec{B}_e$ con la longitud geográfica es muy pequeña. Su variación con la latitud es comparativamente mayor, pero de todos modos menor que la variación de $\vec{B}_i$ con la latitud.

Se hace entonces la hipótesis de que el valor de $\vec{B}_e$ en el lugar de medición es igual al que se mide en el Observatorio o magnetómetro fijo más cercano y se utilizan los valores que éstos proporcionan.

Con esta hipótesis se tiene:

$$\vec{B}_i = \vec{B} - \vec{B}_e$$

$$\vec{B}'_i = \vec{B}' - \vec{B}_e$$

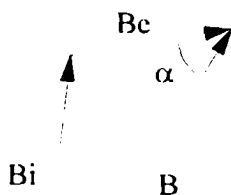
donde la primera ecuación corresponde al lugar de medición siendo $|\vec{B}| = F_m$ lo que se mide. La segunda ecuación corresponde al Observatorio o magnetómetro fijo, también llamado "estación base". Como no se dispone de las 3 componentes de $\vec{B}$ hay que expresar estas ecuaciones con los valores absolutos de los campos:

$$F_i = |\vec{B}_i| = |\vec{B} - \vec{B}_e| = \sqrt{(x - x_e)^2 + (y - y_e)^2 + (z - z_e)^2}$$

donde x, y, z , son las componentes de $\vec{B}$ y x_e, y_e, z_e las de $\vec{B}_e$.

Desarrollando en serie a primer orden, ya que $|\vec{B}_e| \ll |\vec{B}|$:

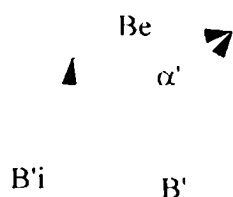
$$F_i = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} - \frac{x x_e + y y_e + z z_e}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}$$



$$F_i = F_m - \frac{\vec{B} \cdot \vec{B}_e}{F_m} \quad (3.2.1)$$

$$F_i = F_m - |\vec{B}_e| \cos \alpha$$

Este mismo desarrollo puede hacerse para los campos medidos en la estación base:



$$F'_i = F'_m - \frac{\vec{B}'_i \cdot \vec{B}_e}{F'_m} \quad (3.2.2)$$

$$F'_i = F'_m - |\vec{B}_e| \cos \alpha'$$

De (3.2.1) y (3.2.2): $F_i = F_m - (F'_m - F'_i) \frac{\cos \alpha}{\cos \alpha'}$

Pero dado que:

$$|\vec{B}_e| \ll \begin{cases} |\vec{B}_i| = F_i \\ |\vec{B}| = F_m \\ |\vec{B}'_i| = F'_i \\ |\vec{B}| = F'_m \end{cases}$$

Y además que, si el observatorio no está muy alejado del lugar de medición:

$$\frac{|\vec{B}'_i - \vec{B}_i|}{|\vec{B}'_i|} \leq 0.4$$

Se puede tomar como primera aproximación:

$$F_i = F_m - (F'_m - F'_i) \quad (3.2.2)$$

Una estimación del error cometido al tomar esta aproximación para el caso de una campaña (Ghidella & Febrer, 1984) en que se midió entre Mendoza y Salta utilizándose los datos del Observatorio del Pilar para la corrección da que en el peor de los casos es de 4 nT. Dado que las anomalías que se querían detectar eran del orden de los 250 nT, el error es aceptable. En casos de relevamientos de alta resolución, como los de prospección minera, este error es grande. Pero justamente estos relevamientos se llevan a cabo por etapas en zonas relativamente pequeñas (decenas de kilómetros) y la medición del campo variable se hace colocando un magnetómetro que mida permanentemente en el centro de la zona. De esta manera el error se reduce. Por supuesto, la precisión puede aumentarse colocando más magnetómetros fijos.

Es muy diferente, sin embargo, para la magnetometría satelitaria. En este caso la componente externa es del mismo orden de magnitud o aún mayor que la interna proveniente de la corteza. Para eliminar la contribución del campo externo se requieren tratamientos especiales como veremos en el apartado 4.

Los observatorios proporcionan los magnetogramas diarios que son registros continuos de tres componentes del campo: Z (componente vertical); H (módulo de la

proyección horizontal del vector campo); y D (declinación: ángulo formado por la proyección horizontal del campo con el eje x local). Trabajando con ellos puede extraer el valor F'_m para la hora que se desee. Es más difícil conceptualmente extraer de ellos el valor F_i . No se puede hacerlo con 1 magnetograma (24 horas de registros) porque el día particular correspondiente puede estar afectado de gran actividad por parte de las fuentes externas de campo (tormenta magnética) y también pueden estarlo los días vecinos.

Lo que se hace entonces es adoptar una convención que es la misma que se emplea cuando los datos de observatorios son utilizados para la construcción de los modelos de campo geomagnético o sea para calcular los coeficientes de Gauss: tomar el promedio anual de los valores que proporciona el observatorio. En los relevamientos el promedio se centra en la época en que tuvo lugar.

Cuando se usan datos de alguna estación magnetométrica fija se toma el promedio de los valores registrados, descontando los períodos de tormentas magnéticas. Además, se trata de evitar medir en estos períodos.

3.3 Residuos o anomalías

Con el campo medido corregido según 3.2.2 se obtiene F_i ; las componentes del campo "principal" se calculan con las 3.1.4 y se obtiene F_{calc} ; la diferencia entre ambos (ecuación 3.1) es la anomalía o residuo:

$$\Delta F = F_i - F_{calc} \quad (3.1.6)$$

4. MAGNETOMETRÍA SATELITARIA

Aun cuando el progreso de la tecnología ha mejorado notablemente el instrumental y los sistemas de adquisición de datos, ni la magnetometría aérea ni la marina alcanzan a proporcionar el muestreo temporal y espacial deseables para adquirir toda la información que puede proporcionar el campo magnético terrestre para el conocimiento de la tierra y su espacio exterior. Por ejemplo, todavía no se conoce lo suficiente sobre el campo terrestre como para poder realizar una separación satisfactoria de las cuatro contribuciones que se superponen en cada medición.

La resolución simultánea de las contribuciones solamente puede conseguirse mediante mediciones que tengan una cobertura completa de la tierra, que se realicen además a diferentes alturas, y que se extiendan por un período de tiempo que por lo menos exceda los años correspondientes a los ciclos de las manchas solares (Raymond, 1988). Esta cobertura espacial y temporal tan ambiciosa es imposible de conseguir de otra manera que no sea mediante el uso de satélites artificiales, y además varios, orbitando a diferentes alturas. Aunque todavía se está lejos de lograr este esquema ideal, la medición del CMT desde satélites ya ha comenzado y ha realizado importantes avances.

La medición de campo magnético terrestre desde satélites comenzó en realidad con el Sputnik 3 en 1958 y continuó a partir de entonces, pero fue de manera esporádica y con variadas restricciones, que iban desde una falta de cubrimiento global causada por la carencia de registradores a bordo hasta falta de precisión debida a limitaciones de los instrumentos o influencia del campo propio de la nave (Langel, 1980).

El primer relevamiento geomagnético completo se dio con la serie de satélites POGO (OGO2, 4 y 6) que operaron entre 1965 y 1971, que midieron la magnitud del CMT en un rango de alturas comprendido entre 400 y 1500 km. Estos satélites habían sido diseñados para estudios magnetosféricos, pero del análisis de sus datos se encontró con sorpresa que éstos detectaban anomalías debidas a inhomogeneidades en la corteza terrestre (Regan et al., 1975). La sorpresa se debió a que, dado que la componente magnética proveniente de la corteza se amortigua muy rápidamente con la altura, y que los relevamientos aeromagnéticos rara vez exceden los 5 km, se estimaba que a alturas de satélite iba a ser prácticamente indistinguible. Además a estas alturas la contribución externa es muy grande, generalmente mayor que la que proviene de las rocas.

Surgieron entonces ideas para planear una nueva misión, esta vez dedicada especialmente al estudio de la litosfera, que después de varios años de debates culminaron con el Programa Magsat.

El satélite Magsat fue lanzado el 30 de octubre de 1979. La órbita era sincronizada con el sol. El plano de la órbita (Potemra et al., 1980) poseía una inclinación de 97° respecto al plano ecuatorial de la tierra, lo cual causaba una precesión alrededor del eje polar de 1° por día y la mantenía en la región luz-sombra. Esta combinación permite un cubrimiento de la tierra casi total, luz solar para las baterías durante varios meses, y la posibilidad de las cámaras estelares de estar en la zona de sombra, siempre apuntando en dirección opuesta al sol. (El satélite no se puede mantener permanentemente porque se necesita la inclinación de 7° del eje de la órbita hacia el sol para la precesión. Esta inclinación se agrega a la que efectúa la tierra que llega a un máximo de 23° en junio, quedando entonces demasiado sombreada la región Sur. Este sombreado aparece gradualmente a partir de abril, comenzando el satélite a perder energía). El satélite funcionó hasta el 11 de junio de 1980.

El satélite estaba equipado con un magnetómetro vectorial *fluxgate* de tres ejes, un magnetómetro *escalar* de vapor de cesio, y cámaras estelares para determinar la orientación de la nave y calibrar las mediciones vectoriales respecto a un sistema geodésico. Se necesitaba además un sistema para medir la orientación de los sensores vectoriales respecto a las cámaras estelares, para lo cual se desarrolló un método óptico con espejos adosados al sensor vectorial.

Los objetivos planteados para la misión Magsat fueron:

- Obtener una descripción precisa, actualizada y cuantitativa del campo geomagnético principal.
- Compilar mapas globales escalar y vectoriales de las anomalías magnéticas de origen litosférico.
- Interpretar esos mapas en términos de modelos geofísicos y geológicos de la corteza terrestre para determinar estrategias de futuras exploraciones para la búsqueda de recursos naturales.

Hasta el presente se han realizado numerosos trabajos con los datos Magsat para la producción de mapas de anomalías magnéticas de origen litosférico. Como ya se discutió, *para aislar la contribución litosférica del campo total medido por el satélite, es necesario remover la contribución del campo principal y eliminar la contribución externa y la inducida*. Pese a todo lo que se ha trabajado, el problema no está del todo resuelto.

El primer mapa global de anomalías Magsat es el de Langel et al. (1982). No incluye las capas polares, abarcando desde latitud 50°N hasta 50°S porque a altas latitudes las perturbaciones externas son mayores y las técnicas de reducción de datos deben ser más severas.

El trabajo de Frey (1982) es interesante porque empalma los datos depurados por Langel con los datos sin depurar de altas latitudes, pudiéndose observar el efecto de la contaminación externa y notándose que, pese a todo, se pueden encontrar correlaciones cualitativas con rasgos tectónicos y geológicos.

La reducción de los datos en altas latitudes ha sido tratada también en varios trabajos: Ritzwoller & Bentley (1982), han mapeado las anomalías magnéticas en la Antártida, pudiendo establecer importantes coincidencias con rasgos estructurales y tectónicos. Su técnica de reducción se basó principalmente en una severa eliminación de los datos dudosos de contaminación externa: se descartaron todas las pasadas con índice planetario K_p mayor que 1 y aquellas que contenían anomalías magnéticas mayores que 30 nT, y además aquellas que por inspección visual aun denotaban la presencia de ruido, pese a haber pasado por la primera selección. Luego removieron polinomios ajustados por cuadrados mínimos a los perfiles.

Coles et al., 1982, han reducido los datos en el hemisferio Norte, de 40° a 83° de latitud.

Con el tiempo fueron perfeccionándose las técnicas, y se advirtió la necesidad y la posibilidad, ya que el número de datos es grande, de separarlos en dos conjuntos: amanecer (AM) y anochecer (AN). Por la posición de las órbitas las horas locales de pasaje del satélite se separan naturalmente en estos dos grupos, que corresponden a estados de la ionósfera marcadamente distintos. Esta separación sirve de prueba para el tratamiento de los datos: si se consigue la misma configuración de anomalías con los dos conjuntos, se tiene una garantía de que la contribución ionosférica ha sido removida.

Langel (1985) ha realizado esta separación para producir un mejor modelo de referencia del campo interno, que utiliza datos Magsat y datos de observatorios.

Coles (1985) trabajó con los datos en la capa polar Norte, desde latitud 45°, seleccionándolos mediante la utilización de registros digitales de observatorios terrestres. Esto le permitió tener en cuenta la actividad auroral, que el índice planetario K_p , provisto en las cintas Magsat, no registra. La mejor coincidencia de los mapas AM y AN sirvió para controlar la eliminación de sectores perturbados.

Arkani-Hamed & Strangway (1985 b y c) realizaron un significativo avance respecto al tratamiento adecuado de los datos para eliminar las componentes externas. Después de realizar reducciones similares a las de otros autores y de grillar los valores resultantes separando amanecer de anochecer, desarrollaron en serie de esféricos armónicos ambos conjuntos de datos reducidos. De un análisis estadístico de correlación de los coeficientes obtenidos pudieron aislar los términos de menor contribución ionosférica y minimizar significativamente la asimetría AM-AN.

Distintos métodos de reducción arrojan resultados que, si bien en los rasgos más destacados coinciden, tienen diferencias, a veces importantes. La figura 4 ilustra a este respecto, mostrando, para la misma región antártica, dos mapas de anomalías hechos por autores diferentes (Ritzwoller & Bentley, 1982; Arkani-Hamed & Strangway, 1985b). Hemos elegido esta región para mostrar como ejemplo por ser aquella en la cual hemos trabajado posteriormente en la identificación de las fuentes litosféricas. Se trata por otra parte de una región especialmente difícil, dado que se

encuentra a altas latitudes y en particular en el hemisferio Sur, que durante la misión Magsat estuvo durante casi todo el tiempo iluminado por el sol.

4.1 Procesamiento de los datos Magsat

En los párrafos que siguen describimos nuestra propia experimentación con los datos Magsat. Si bien no llegamos a obtener resultados originales importantes, consideramos que tiene valor documentarla. La experiencia adquirida nos ha servido de preparatoria para el trabajo de identificación de fuentes litosféricas desarrollado en el capítulo 2.

4.1.1 Descripción general

El *World Data Center A, Rockets and Satellites* (Goddard Space Flight Center, Maryland, USA) nos proporcionó 3 cintas del tipo *Investigator-B* (Langel et al., 1981), grabadas en 1600 BPI en código binario IBM, con los datos correspondientes a la región comprendida entre los 20° y 90° de latitud Sur y los 10° y 90° de longitud Oeste.

En estas cintas datos están separados según las pasadas u órbitas del satélite. Para cada pasada hay un registro de encabezamiento con los parámetros que la distinguen. Al registro de encabezamiento siguen registros de datos, cada uno de los cuales contiene 30 puntos de medición, a intervalos de aproximadamente 5 segundos. La separación espacial entre dato y dato es de aproximadamente 37 km.

El registro de encabezamiento contiene:

- el número de pasada.
- una estimación por cuadrados mínimos de coeficientes que permiten calcular el campo creado por corrientes en la magnetosfera y el campo inducido asociado.
- el índice magnético K_p correspondiente a los tiempos de cruce del ecuador.
- los coeficientes DST de actividad magnética.
- los parámetros y coeficientes del modelo en esféricos armónicos usado para calcular el campo principal.

Los registros de datos contienen:

- el día juliano modificado del primer dato.
- el intervalo de tiempo entre puntos.
- la posición de cada punto en latitud, longitud y distancia al centro de la tierra.
- el tiempo magnético local.
- la latitud dipolar.
- las tres componentes del campo magnético medidas por el magnetómetro vectorial.
- el módulo del campo medido por el magnetómetro escalar.

4.1.2 Procesamiento preliminar

a) Tablas resumen

Para organizar la gran cantidad de información disponible confeccionamos *tablas resumen* que actuaron como índices de los datos contenidos en cada cinta. En las tablas incluimos solamente los datos correspondientes a los períodos quietos seleccionados por Langel et al., 1981.

Cada tabla contiene:

1. Día juliano modificado correspondiente a la pasada (MJDB).
2. Hora GMT (HORA).
3. Contador de los registros de encabezamiento (NHD).
4. Índice K_p (índice planetario de actividad de tormentas magnéticas) en el nodo ascendente de la órbita (KPA).
5. Índice K_p en el nodo descendente de la órbita (KPD).
6. Tiempo magnético local (TMAGLO).
7. Número de registros de datos que siguen al registro de encabezamiento (NDAT1).
8. Número total de puntos de la pasada (NDAF).
9. Latitud y longitud del primer punto de la pasada (ALAT1, ALONG1).
10. Latitud y longitud del último punto de la primera sección de la pasada (ALAT2, ALONG2).
11. Latitud y longitud del primer punto de la segunda sección de la pasada (ALAT3, ALONG3).
12. Latitud y longitud del último punto de la segunda sección de la pasada (ALAT4, ALONG4).
13. Valor promedio del residuo escalar magnético de la pasada, calculado como la diferencia entre el módulo del campo vectorial y el módulo del campo calculado con el modelo de referencia que figura en el encabezamiento (en general el MGST4/81, Langel, 1980) (DFPROM).
14. Número de puntos con datos malos del magnetómetro vectorial (que aparecen en las cintas con el valor 99999.99).

Cabe aclarar que, dado que las cintas contienen los datos de sólo una sección del globo terrestre, de muchas pasadas aparecen porciones muy cortas. Las más largas son de 240 puntos. Además, como las pasadas cambian de número en su punto más austral (generalmente alrededor de los 80° S), muchas veces aparecen 2 secciones de una pasada: primero la sección *ascendente*, saliendo de la zona, y luego la sección *descendente*, que entró en la zona por el otro extremo. Estas secciones están determinadas por las variables de las columnas 10-13. Cuando la pasada no está interrumpida los valores en las columnas 11, 12, son ceros.

Cuando por funcionar mal el sistema de posicionamiento faltan los datos correspondientes, en la cinta aparece el valor 99999.99 para cada una de las coordenadas. Cuando esto ocurre en la tabla aparece una leyenda aclaratoria.

El total del contenido de las tablas son 887 pasadas correspondientes a los períodos quietos mencionados. 15 de ellas contienen fallas de posicionamiento. Están comprendidas entre los días julianos modificados 44179 y 44324 (2/11/1979 y 26/3/1980).

b) Graficación de las trayectorias.

Todas las trayectorias de la tabla fueron graficadas utilizando símbolos ASCII en impresora de línea por no disponer de graficador mejor. Las graficamos en grupos de 10 trayectorias por hoja de 132 caracteres. Uno de estos gráficos se muestra en la figura 5.

Graficamos latitud versus longitud. A cada trayectoria se le asignó un símbolo. En cada gráfico hay una tabla con el número de pasada correspondiente a cada símbolo.

De la inspección de los gráficos observamos que hay pasadas superpuestas o vecinas muy próximas (se repiten aproximadamente cada 32, o sea cada 48 horas, dado que cada una dura 90 minutos) y que en promedio las que abarcan toda la zona se pueden agrupar de a 5 con desplazamientos relativos en longitud aproximadamente menores que 0.5 para cada valor de latitud.

4.1.3 Depuración preliminar de los datos

Descartamos totalmente las trayectorias a las que les faltaba algún dato de posicionamiento. Eliminamos los registros "sobrantes" (tal como están organizadas las cintas, el número de puntos dato de cada registro debe ser 30; se completan con valores 99999.99 cuando hay menos).

Eliminamos los datos al Sur de los 80° porque a esa latitud las órbitas se aproximan a los nodos ascendentes o descendentes y además los datos están muy contaminados por el campo externo.

Eliminamos los tramos más cortos de las trayectorias con dos secciones, y descartamos las trayectorias con menos de 5 puntos.

4.1.4 Análisis de los residuos

Como se discutió anteriormente, la eliminación de las componentes externas requiere un tratamiento especial para magnetometría satelitaria. Lo que se hace generalmente entonces es calcular los residuos como diferencia entre el campo medido y el calculado y luego analizar la remoción del campo externo.

Pero también respecto al campo de referencia (calculado) hay que hacer ciertas consideraciones que hemos omitido en el apartado 3, y es que un modelo de referencia hasta grado y orden 10 como el IGRF no representa adecuadamente al campo geomagnético creado por el núcleo (principal).

Langel & Estes (1982) utilizaron datos Magsat seleccionados para deducir un modelo de campo interno hasta grado y orden 23, y luego analizaron el espectro de potencias en esféricos armónicos, que tiene la expresión (Lowes, 1974):

$$R_n = (n+1) \sum_{m=0}^n \left[(g_n^m)^2 + (h_n^m)^2 \right] \quad (4.1)$$

El logaritmo del espectro muestra un notable cambio de pendiente para $n \approx 14$, lo cual es interpretado como que el campo del núcleo terrestre domina para $n \leq 13$ y el campo de la corteza para $n \geq 15$. Consecuentemente, los modelos de campo principal que se elaboraron para el procesamiento de los datos Magsat fueron de orden 13. Y aun así, seguramente términos de orden menor que 13 pueden tener contribución del campo litosférico y términos de orden mayor que 13 contribución del campo principal, de manera que éste último es también difícil de separar.

A continuación presentamos un listado de los principales modelos que se elaboraron con datos Magsat junto con una breve explicación de las características de cada uno.

1) Modelo **GSFC (9/80)** (Langel et al., 1981b): Este modelo fue desarrollado en el Goddard Space Flight Center (GSFC) de la NASA y publicado en 1981 en *Magsat data processing: an interim report for investigators*, donde lo consideran un modelo preliminar que puede describir el campo bien desde 1960. Fue hecho utilizando datos de observatorios, de mediciones en el mar, y del satélite POGO, datos que abarcan el período 1960 - 1978 y con datos Magsat del **5 y 6 de noviembre de 1979**. Contiene coeficientes constantes referidos al año 1980 y sus derivadas temporales primeras, todo hasta grado y orden 13. Contiene además derivadas temporales segundas hasta grado y orden 6 y derivadas terceras hasta grado y orden 4.

2) Modelo **MG680982**: Este es un modelo híbrido formado a partir de otros dos: un modelo llamado MGST (6/80) que contiene términos hasta grado y orden 13 derivado de datos Magsat del **5 y 6 de noviembre de 1979**, del cual se han tomado los términos constantes de los coeficientes, y el GSFC (9/80), del cual se han tomado las derivadas temporales primeras. Aparece en la misma publicación de NASA que el GSFC (9/80) y contiene tres coeficientes externos: $g_1^{0(e)}$, $g_1^{1(e)}$ y $h_1^{1(e)}$. Su fecha de referencia es 1979.

3) Modelo **MGST (4/81)**: Contiene coeficientes hasta grado y orden 13 y derivadas temporales hasta grado y orden 7. Fue calculado usando datos Magsat seleccionados cubriendo un período de **5 meses**, por lo cual, aunque representa esos datos muy bien, puede no ser buen predictor de la variación secular fuera del tiempo de medición del Magsat, como se aclara en *Magsat Information Bulletin* del 25/5/81 del GSFC junto con el US. Geological Survey. Su tiempo de referencia es el año 1980.

5) Modelo **GSFC (12/86)** (Langel et al., 1985): Para este modelo se utilizaron datos Magsat desde noviembre de 1979 hasta abril de 1980, además de datos de 91 observatorios desde 1978 hasta 1982 para definir la variación secular. El modelo llega hasta grado y orden 13 para los coeficientes de 1980, y hasta 10 para las derivadas temporales primeras. Se calcularon además coeficientes de primer grado para el campo externo y los correspondientes términos internos inducidos como función del índice DST. Una modelación preliminar practicada usando los datos de amanecer y anochecer por separado mostró que los datos del anochecer contienen un contribución sustancial de la corriente del electrojet ecuatorial. Consecuentemente, se usaron los datos de amanecer y datos de anochecer corregidos por el efecto del electrojet.

Las figuras 6 (a), (b), (c), (d), (e) y (f) intentan ilustrar las diferencias entre estos modelos para nuestra zona de estudio. Todas se han calculado para 400 km de altura. En 6a y 6d se ha graficado el campo total para cuatro de los modelos sustrayendo un ajuste bilineal, en un intento de destacar las diferencias y además acentuar la visualización de la componente no dipolar en la región. Cabe notar que si se practica la remoción del ajuste bilineal al campo no dipolar solamente (que está graficado para el modelo GSFC 12/83 en la figura 6e) se obtiene prácticamente lo mismo que si se la practica a la totalidad del campo, o sea que el ajuste bilineal en esta región remueve más que el campo dipolar. Puede notarse que 6a - 6c son casi idénticas (o sea que las diferencias son mucho menores que el intervalo entre contornos, que es de 400 nT). Para 6d, que corresponde al modelo IGRF80, de grado y orden 10 en lugar de 13 como los otros, las diferencias ya son apreciables. La figura 6f muestra las diferencias entre GSFC 9/80 y MGST 4/81. Son muy grandes, más que la componente litosférica del campo. Cabría pensar que es porque en el cálculo del GSFC 9/80 se

usaron sólo 2 días de datos Magsat y en el del MGST 4/81 5 meses, y que por lo tanto este último es mejor para 1980, aunque posiblemente no para la variación secular. Sin embargo, aunque no esté aclarado en la literatura Magsat, es posible que haya algún error en el GSFC 9/80, ya que dieron publicidad al MG680982, que, como está explicado más arriba, también fue hecho con los datos de los días 25 y 26 de noviembre de 1979. La figura 6g muestra las diferencias entre el GSFC 12/83 y el MGST 4/81. Son menores que las de la figura 6f, y por lo tanto más razonables. Es de destacar el máximo centrado aproximadamente a los 40.4°S, 10°W. Interpretamos este máximo como contaminación ionosférica presente en el MGST 4/81, ya que el GSFC 12/83 fue hecho tratando de minimizar esa contaminación (Langel et al., 1985).

Para nuestros cálculos de los residuos hemos utilizado el modelo MGST 4/81. Arkani-Hamed y Strangway (1985 b y c) usaron el GSFC 9/80. En nuestro caso, y como se verá luego, se observaron residuos muy grandes posiblemente atribuibles a contaminación ionosférica, pero esto es algo que hemos intentado remover después del cálculo de residuos.

4.1.5 Estudio por trayectorias

Las trayectorias que tienen una inclinación SO-NE corresponden a horas locales tempranas, de amanecer (AM). Las trayectorias con inclinación Este-Oeste corresponden al anochecer local (AN). Las AM corresponden a porciones de órbitas con dirección Norte - Sur del movimiento del satélite. Las AN a dirección SE - NO.

Hemos hecho gráficos para la inspección preliminar de las trayectorias. Comenzamos con el grupo de trayectorias que cortan el paralelo 25 entre los 30° y 40° W. Para cada una de ellas representamos las siguientes variables en función de la latitud:

- Residuo calculado con los datos del magnetómetro escalar.
- Residuo calculado con los datos vectoriales, tomando el módulo.
- Altura del satélite respecto a la superficie terrestre.

Observamos:

- 1) Que no hay datos del magnetómetro escalar para aproximadamente el 50 % de los puntos.
- 2) Hay muy pocos datos faltantes del magnetómetro vectorial.
- 3) Cuando hay datos de ambos tipos, los valores coinciden con una tolerancia de 1 nT.
- 4) Para los residuos AM la diferencia entre pasadas superpuestas próximas es, dentro de lo que indica la inspección visual, un nivel de referencia.
- 5) Para los residuos AN aparte de observarse una diferencia en nivel de referencia se observa una componente de tendencia lineal con la latitud que hace a veces que los residuos alcancen valores grandes en los extremos (20° S, 80° S).
- 6) Entre los 70° y 80° S la discordancia entre pasadas es muy grande.

Las observaciones 4 y 5 indican la presencia de la componente magnetosférica en los datos, de longitud de onda larga, y además la de perturbaciones ionosféricas

cuasi-permanentes, es decir, presentes siempre a la misma hora local (Zanetti y Potemra, 1982; Suzuki y Fukushima, 1982).

La observación 6 indica la alta perturbación existente por la presencia o proximidad del óvalo auroral.

4.1.6 Remoción de las componentes externas

La contribución de los campos externos a la señal satelitaria debe eliminarse si se desea aislar el campo de la corteza para estudios geodinámicos.

Básicamente, esta contribución es de tres tipos: la debida a corrientes de anillo en la magnetosfera, que es de longitud de onda larga y variación lenta, la de debida a corrientes "cuasi-estables" en la ionósfera (electrojets, corrientes de Birkeland), y la componente ionosférica rápidamente variable debida a diversas perturbaciones que se manifiesta en anomalías de longitud de onda corta (las perturbaciones correspondientes a tormentas magnéticas se suponen eliminadas al seleccionar los días quietos según el índice K_p). - 90 a 130 km de altura. ↘

La variación diurna, debida a la capa E de la ionósfera, puede aparecer en los datos de satélite solamente como una tendencia lineal, dado que cada órbita es recorrida en el borde entre el hemisferio diurno y el nocturno y aproximadamente en 1 hora y media.

Para la remoción de la componente magnetosférica, Langel (1982), en su derivación de un mapa global de anomalías, utiliza una función potencial zonal:

$$V = a \left[\left(\frac{r}{a} \right) e + \left(\frac{a}{r} \right) i \right] \cos \theta,$$

donde a es el radio de la tierra, e es un coeficiente debido a la corriente de anillo en la magnetosfera, i es un coeficiente debido a la inducción de esta última en el interior de la tierra. θ es la colatitud pero referida al ecuador magnético. Los parámetros e , i se calculan haciendo un ajuste por cuadrados mínimos utilizando los datos satelitarios (Langel, 1980).

Mayhew (1979), en su análisis de los datos del satélite POGO, comparó trayectorias superpuestas antes y después de aplicarles la remoción de las componentes magnetosféricas, utilizando además del método de Langel otros métodos más simples: remoción de una recta o de un polinomio de segundo grado.

Encontró que este último método da mejores resultados, logrando hacer desaparecer hasta el 80% de las diferencias entre pasadas coincidentes. Decidimos utilizar éste, que es más simple, aplicando el ajuste en función de la latitud geográfica entre los 20 y los 80°.

Para trayectorias que sólo entran parcialmente en la zona el criterio adoptado fue el siguiente: para un número de puntos entre 60 y 20 se removi6 un ajuste lineal; para menos de 20 puntos solamente el valor medio.

Las perturbaciones cuasi-estables son las más difíciles de remover. Como ya mencionamos, son las que causan la asimetría amanecer - anochece. Esta asimetría aparece en las corrientes alineadas con el campo o corrientes de Birkeland (Kumpar y Greer, 1982), y también en los electrojets, que tienen sentidos opuestos (Zanetti et al., 1982). La remoción de estos efectos no puede practicarse a trayectorias individuales ni tampoco comparando trayectorias de los dos tipos entre sí por-

que no las hay superpuestas: difieren en orientación, y la diferencia se acentúa al aumentar la latitud.

La componente de longitud de onda corta, en cambio, sí puede detectarse observando gráficos de pasadas superpuestas o muy próximas.

Optamos entonces por graficar los residuos obtenidos hasta el momento para todas las pasadas. Lo hicimos en función de la latitud, junto con la correspondiente altura de satélite. Obtuvimos así alrededor de 700 gráficos, que agrupamos por su posición geográfica, y los separamos en dos conjuntos, AM y AN.

Inspeccionando estos gráficos observamos:

- 1) Que realmente mejoró la coincidencia entre pasadas superpuestas.
- 2) Que, como era de esperar, la perturbación ionosférica subsistía, pese a haberse utilizado sólo las pasadas de períodos quietos. Las pasadas perturbadas por fluctuaciones de onda corta constituyen aproximadamente un 20 % del total, y son fácilmente identificables.
- 3) Que hay anomalías de longitud de onda muy larga (3500 km) sobre el Océano Atlántico.
- 4) Que la zona continental no posee anomalías intensas.
- 5) Que la perturbación ionosférica para latitud mayor que 75° S es incontrolable.

En la figura 7 mostramos los gráficos correspondientes a dos trayectorias casi coincidentes, correspondientes a horas del anochecer.

4.1.7 Elaboración de mapas regionales

Decidimos hacer un análisis grueso de consistencia de los datos para poder observar la asimetría AM-AN, el comportamiento del campo de anomalías en relación con la altura, y también la variación con el tiempo (esto último, para controlar la repetitibilidad o no del campo a lo largo de los 7 meses de vida del satélite).

Construimos entonces mapas regionales realizando un grillado de la región en bloques de 5°x 5°, tomando esta unidad de grilla tan grande para mantener una buena densidad de datos aun separando los mismos hasta en 4 subconjuntos, según diferentes criterios. Consideramos que las perturbaciones ionosféricas de variación rápida (que resultan en anomalías de longitud de onda corta) actúan de manera aleatoria en estos datos, y que al usar un intervalo de grilla grande seguramente se promedian, cancelando su efecto.

La siguiente tabla esquematiza los criterios de los dos grupos de 4 subconjuntos cada uno:

<i>M1</i>	AM, primeros 3 meses	<i>M2</i>	AM, segundos 3 meses
<i>N1</i>	AN, primeros 3 meses	<i>N2</i>	AN, segundos 3 meses
<i>MB</i>	AM & alt < 400 km	<i>MA</i>	AM & alt > 400 km
<i>NB</i>	AN & alt < 400 km	<i>NA</i>	AN & alt > 400 km

El conjunto *M1* contiene los datos de amanecer y solamente de los primeros 3 meses de funcionamiento del satélite; el conjunto *N2* contiene también amanecer y los segundos tres meses, y así análogamente para *N1* y *N2*, que son de anochecer. El conjunto *MB* contiene datos de amanecer y solamente aquellos en que la altitud

fue menor que 400 km; *MA* contiene amanecer pero altura mayor que 400 km, y análogamente par *NB* y *NA*, que contienen datos de anocheecer.

La comparación entre los mapas *M1* y *M2* y entre *N1* y *N2* mostró una muy buena consistencia temporal: la configuración de anomalías se mantuvo constante a lo largo del tiempo de vuelo del satélite.

Las comparaciones *MB* - *MA* y *NB* - *NA* mostraron consistencia aceptable: la mayoría de las anomalías disminuyen en intensidad en los mapas de mayor altura. Sin embargo, las comparaciones "verticales", *MB* - *NB* y *MA* - *NA*, por ejemplo, en las que la diferencia es amanecer - anocheecer, presentaron discrepancias importantes.

En las figuras 8 a-d mostramos los 4 mapas obtenidos para el segundo grupo, o sea *MB*, *MA*, *NB* y *NA*, y en la figura 9 los histogramas correspondientes a la distribución en altura de todos los datos que fueron usados para los mapas.

Las figuras 8a y 8b corresponden a mapas hechos usando solamente las trayectorias AM, 8a para altura menor que 400 km y 8b para mayor. Se observa que la configuración de anomalías es similar en los dos mapas, siendo todas más intensas en el de menor altura, lo cual es condición necesaria (aunque no suficiente, dado que las regiones D y E de la ionósfera están debajo del satélite) para atribuirles origen interno. Surgen las siguientes observaciones: la región continental presenta un campo quieto, con anomalías de muy baja amplitud. La región oceánica presenta anomalías bastante intensas, especialmente al Sur de los 40° de latitud. Debido a su gran extensión estas anomalías parecen contener contribuciones debidas al campo interno que no han podido ser totalmente removidas por el modelo de referencia utilizado. Esta aseveración se apoya también en el hecho de que esta región es anómala para el campo interno, ya que la latitud dipolar aumenta de Oeste a Este porque el ecuador magnético tuerce hacia el Norte.

Las figuras 8c y 8d fueron hechas con trayectorias AN. Para 8c se usaron datos de altura menor que 400 km y para 8d mayor. Llama inmediatamente la atención una banda O-E de valores negativos no presente en el caso AM y que está centrada entre los 30° y los 35° de latitud Sur. Por su orientación y ubicación con valores máximos en la zona anómala del campo magnético interno esta anomalía parece de origen ionosférico. Otra indicación de este posible origen se encuentra en el hecho de que aparece muy reducida en los mapas AM, y se sabe que los electrojets AM y AN tienen sentidos opuestos. El filtrado practicado a los datos (remoción de polinomios de segundo grado aplicado a las órbitas, de dirección predominantemente N-S), permite la permanencia de longitudes de onda larga en la dirección E-O, de lo cual esta banda es el ejemplo más notable.

Las anomalías oceánica al Sur de los 40° también aparecen en los mapas AN y aunque con un corrimiento de la posición de los máximos entre 5° y 10° en la dirección E - O. El hecho de que se repitan en los 4 conjuntos de datos hace pensar que son realmente de origen interno, pese a que las diferencias AM y AN indican que la contaminación con fuentes externas cuasi-estacionarias no fue totalmente removida. Además, como ya se mencionó, la gran longitud de onda de estas anomalías sugiere que hay contribuciones del campo principal no eliminadas, lo cual parece confirmarse con el hecho de que la extensión Norte-Sur es similar en AM y AN. Aún así, por la ubicación que tienen, con centro justo al Este de la plataforma de Malvinas, resultan coincidentes con un región anómala para el campo medido en superficie por relevamientos marinos. Su origen tiene seguramente que ver con la apertura del Océano Atlántico. Además en los mapas globales se observa al Sur de África, justo

del otro lado del océano, anomalías similares que son muy posiblemente las conjugadas en relación a la apertura del océano.

En la región antártica las anomalías son de baja amplitud, consistentes entre sí en los dos mapas AM y AN por separado pero con diferencias entre ambos conjuntos. La anomalía ubicada sobre la Península cambia de dirección de elongación entre AM y AN, siendo en AM orientada de NO a SE y en AN al revés, siguiendo la costa Oeste de la Península. En este caso, además de la contribución de los cambios reales AM-AN ya mencionados, se está también observando la diferencia del efecto del filtrado entre ambos conjuntos, más notoria a estas latitudes por la inclinación de las órbitas. El filtrado practicado a lo largo de las trayectorias tiende a destacar los rasgos perpendiculares a las mismas. Las AM inclinan SO-NE y las AN, NO-SE, siendo por lo tanto favorables dados los rasgos morfológicos de la zona. En el capítulo 2 desarrollamos más ampliamente el tema de las anomalías en Antártida, y según ese análisis los mapas AN son más representativos de fuentes magnéticas identificadas en esa región.

Al Sur de los 75° las diferencias son más importantes, cambiando las anomalías de positivas a negativas. Sabemos que las latitudes tan altas traen problemas por el incremento de la perturbación externa, pero en este caso hay además otro factor que influye, que es un efecto de borde: como las trayectorias se curvan y prácticamente tienen dirección Este-Oeste en esta zona, el filtrado practicado a lo largo de las mismas en función de la latitud tiene muy baja resolución.

5. DISCUSIÓN

En la introducción ya hicimos referencia al mapa global de anomalías desarrollado por Arkani-Hamed & Strangway (1985 a y b) (A&S). En la figura 10 se muestra un extracto de dicho mapa en contornos de 2 nT para comparar con los de las figuras 8. Hay diferencias notables que por supuesto se deben al tratamiento de los datos. Las diferencias en el **tratamiento primario** son:

- 1) A&S usaron las cintas *Chronint* que tienen mayor densidad de datos que las *Investigator-B*, lo cual permitió la realización de un muestreo con un espaciamiento de 0.1° en latitud.
- 2) Utilizaron un modelo de referencia diferente para la evaluación de los residuos, que fue el de Langel et al., 1981b (GSFC 9/80, ver 4.1.4).
- 3) El filtrado inicial para remover la componente de longitud de onda larga también fue realizado a lo largo de las órbitas, pero usando primero el método del potencial zonal mencionado en 2.2 y luego la remoción de un polinomio de segundo grado.

El primer punto constituye una diferencia muy grande en resolución entre el tratamiento de A&S y el nuestro, aunque las diferencias en los mapas resultantes no se deben a esto, como veremos luego. El segundo punto es importante, dado que, como vimos en 4.1.4, figura 6f, las diferencias entre el modelo GSFC 9/80 y el MGST4/81 son grandes. Pero el error que puede haber generado el uso del GSFC 9/80 fue seguramente removido en el tratamiento posterior. Respecto al punto 3 consideramos que el hecho de no usar el potencial zonal no es muy importante en una región que abarca menos de un cuarto de meridiano terrestre.

Lo más importante del trabajo de A&S se encuentra en el tratamiento de los datos que sigue al que hemos llamado primario. Después de practicarlo, realizaron un grillingado de **unidad 0.5x0.5° a los datos AM y AN por separado**, y a esto siguió un desarrollo en esféricos armónicos **hasta grado y orden 120 para cada conjunto**. Los coeficientes AM y AN del desarrollo fueron correlacionados estadísticamente, encontrándose:

coeficientes de correlación bajos para	$n < 6$
correlación alta para los términos con	$6 < n < 14$
baja para valores de n entre	15 y 18
mejor entre	19 y 41
mala entre	41 y 65
nula para	$n > 65$

La baja correlación para los primeros términos muestra que los armónicos de grado bajo *no resultan completamente removidos por el campo de referencia* y que en ellos se encuentran parte de las asimetrías AM-AN.

De estos resultados A&S infirieron que los armónicos repetibles, es decir, aquellos con n comprendido entre **19 y 41**, *contienen información de origen litosférico principalmente*, estando el aporte ionosférico reducido a un mínimo en este rango. Decidieron usar solamente éstos, pero practicando un suavizado en los extremos con unas ventanas de Hanning unidimensionales entre 17 y 19 por un lado y entre 39 y 53 por otro, lo cual equivale a la aplicación de un filtro pasabanda bidimensional, aunque en el dominio esférico. La asimetría AM-AN quedó entonces muy reducida, y produjeron el mapa final como promedio de los dos mapas reducidos.

Comparando el mapa A&S (figura 10) con los mapas de la figura 8 notamos:

- 1) que la franja negativa E-O de 8c y 8d no existe, que era la diferencia AM-AN más grande que se observaba. Se considera que esta franja puede removerse con un filtro pasabanda bidimensional.
- 2) que en la zona continental las anomalías son en todos los mapas de muy baja amplitud.
- 3) que la intensa anomalía positiva centrada en el paralelo 50 y meridiano 30 es menor en el mapa A&S, no presentando la elongación hacia el Este que marcaba otra diferencia importante entre AM y AN en la figura 8.
- 4) La anomalía negativa al Sur de las Islas Malvinas tiene en el mapa A&S un valor intermedio que el que posee en los mapas de la figura 8.
- 5) que la anomalía negativa intensa ubicada en 60°S, 25°W tanto en AM como en AN en las figuras 8 está muy reducida en A&S, y que en cambio en este último aparece intensificada y elongada hacia el Norte la anomalía positiva en la zona del Weddell Este. Consideramos que estas diferencias no se deben a la remoción de la componente ionosférica, sino a la mejor remoción del campo interno para el mapa A&S, *por la eliminación de los armónicos de orden bajo*.
- 6) que las anomalías en la zona antártica aparecen más intensas en A&S, a lo cual contribuye primordialmente la mejor resolución de este mapa.

Pero la técnica empleada por A&S, como se desprende de su descripción en párrafos anteriores, involucra mucho más trabajo de computación que el que nosotros pudimos desarrollar.

Además, el método del desarrollo en esféricos armónicos hasta un grado tan grande como 120 hace que sea aplicable solamente a mapas globales.

Para mapas regionales, en cambio, teniendo en cuenta la experimentación realizada en el presente trabajo, y además un trabajo regional hecho por Arkani-Hamed y Strangway (1985 a), podemos concluir que para completar la remoción de componentes no deseadas (restos de influencia del campo interno y campos ionosféricos cuasi-estables), después de la depuración primaria, es necesario, básicamente, *que se utilicen filtros pasabanda bidimensionales, y que la elección de la banda se haga buscando la minimización de las diferencias AM-AN.*

Una técnica que será interesante explorar en el futuro es la de Haines (1985 a y b) que es aplicable a casquetes esféricos. Usa funciones asociadas de Legendre de orden entero pero de grado no entero que sirven de base ortogonal para resolver problemas de potencial en casquetes. Esta técnica podría tal vez desarrollarse como para poder resolver muchos problemas que abarcan regiones grandes de la tierra sin abarcar la esfera completa.

APÉNDICE P

P1. Desarrollo del cálculo de los polinomios asociados de Legendre y sus derivadas

Los polinomios asociados de Legendre modificados por A. Schmidt, de grado n y orden m , están dados por la expresión, en función de los polinomios de Legendre $P_n(\cos\theta)$:

$$P_n^m(\theta) = \left\{ E_m \frac{(n-m)!}{(n+m)!} \right\}^{1/2} \sin^m \theta \frac{d^m P_n(\cos \theta)}{d(\cos \theta)^m} \quad \text{con: } E_m = \begin{cases} 1 & \text{para } m = 0 \\ 2 & \text{para } m \neq 0 \end{cases} \quad (\text{P1.1})$$

Esta fórmula resulta poco práctica cuando se necesita calcular un número grande de polinomios, i.e. 20, y se la usa sólo para los primeros, empleándose para los demás fórmulas de recurrencia (Chapman & Bartels, 1962).

A continuación ilustramos el método de cálculo, para lo cual será útil disponer los elementos a calcular en el siguiente cuadro:

P_0^0										
P_1^0	P_1^1									
P_2^0	P_2^1	P_2^2								
P_3^0	P_3^1	P_3^2	P_3^3							
...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	
P_n^0	P_n^1	P_n^2	P_n^3	P_n^4	...	P_n^m	...	P_n^n		
...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	
P_N^0	P_N^1	P_N^2	P_N^3	P_N^4	...	P_N^m	...	P_N^n	...	P_N^N

(P1.2)

Para comodidad del cálculo evitando problemas en $\theta = 0$ y $\theta = \pi$ y dado que cada P_n^m tiene el factor $\sin^m \theta$ se calculan primero los Q_n^m definidos por:

$$Q_n^m = \frac{P_n^m}{\sin^m \theta}$$

Los Q_n^m también pueden disponerse en una tabla como la P1.2.

Se definen nulos los P_n^m y los Q_n^m con $m > n$.

Se calculan directamente los primeros polinomios:

$$P_0^0 = 1 \quad Q_0^0 = 1 \quad P_1^0 = \cos \theta \quad Q_1^0 = \cos \theta$$

El cálculo se va realizando por columna, para m constante y n creciente, utilizándose la fórmula 51 a) de la pág. 622 de Chapman & Bartels (1962):

$$Q_{n+1}^m = \frac{-(n^2 - m^2)^{1/2} Q_n^{m-1} + (2n+1) \cos \theta Q_n^m}{[(n+1)^2 - m^2]^{1/2}} \quad (\text{P1.3})$$

Con los elementos dados hasta ahora, esta fórmula es sólo aplicable para la primera columna: se puede obtener Q_2^0 a partir de Q_1^0 y Q_0^0 ; luego Q_3^0 a partir de Q_2^0 y Q_1^0 y así sucesivamente. Pero para las demás columnas hace falta definir el elemento que la encabeza, o sea en general el P_m^m o el Q_m^m . Pero para estos casos el cálculo directo es simple, realizándose con la fórmula (Nº 26, pág. 614, Chapman & Bartels, 1962):

$$\left. \begin{aligned} P_m^m &= \frac{\sqrt{2} \sqrt{(2m)!} \sin^m \theta}{2^m m!} \\ Q_m^m &= \frac{\sqrt{2} \sqrt{(2m)!}}{2^m m!} \end{aligned} \right\} \text{ para } m > 0 \quad (\text{P1.4})$$

Calculando entonces un Q_m^m cualquiera con P1.4, se podrá usar P1.3 para el Q_{m+1}^m .

Aparecerán en el cálculo el Q_m^m y el Q_{m-1}^m .

El último está definido nulo. Luego se puede seguir con el Q_{m+2}^m en función del Q_{m+1}^m y del Q_m^m y así sucesivamente hasta completar la columna. El proceso es estable, es decir, los errores de redondeo de las funciones de partida no crecen al obtener las de grado mayor (Abramowitz & Stegun, 1972, Introducción, pág. XIII).

Para calcular las derivadas de los P_n^m se parte de las siguientes fórmulas (55 y 56, pág. 622, Chapman & Bartels, 1962):

$$\frac{dP_n^0}{d\theta} = - \left\{ \frac{1}{2} n(n+1) \right\}^{1/2} P_n^1 \quad (\text{P1.5})$$

$$\frac{(2n+1)}{n(n+1)} \sin \theta \frac{dP_n^m}{d\theta} = \frac{[(n+1)^2 - m^2]^{1/2}}{(n+1)} P_{n+1}^m - \frac{[n^2 - m^2]^{1/2}}{n} P_{n-1}^m \quad (\text{P1.6})$$

P1.5 se usa directamente. En el cálculo de $\frac{dP_0^0}{d\theta}$ aparece P_0^1 que vale cero.

La ecuación P1.6 no puede ser utilizada directamente porque entonces aparecen problemas de computación para $\sin \theta = 0$ ó π . Se la usa entonces reemplazando los P_n^m por los Q_n^m , quedando:

$$\frac{dP_n^m}{d\theta} = \frac{\sin^m \theta}{(2n+1)} \left\{ n \sqrt{(n+1)^2 - m^2} Q_{n+1}^m - (n+1) \sqrt{n^2 - m^2} Q_n^m \right\},$$

y se aplica para $m \geq 1$.

Al calcular para los elementos P_m^m aparecen los P_{m-1}^m , que son nulos. (Se hacen estas aclaraciones para enfatizar que pese a que los P_n^m con $m > n$ no se utilizan es

necesario definirlos como nulos porque, aunque pocas veces, aparecen en las fórmulas de recurrencia).

De la observación de esta fórmula, surge un detalle a tener en cuenta para el cálculo: si se necesitan derivadas hasta cierto grado n , se deberá disponer de polinomios hasta un grado $N = n + 1$.

EPÍGRAFES DE LAS FIGURAS

Figura 1: a) Estructura interna de la Tierra y líneas del campo magnético principal. b) Orientación del momento dipolar del campo magnético terrestre.

Figura 2: a) Esquema de la configuración de la magnetosfera, región en la que se confina el campo magnético terrestre por efecto del viento solar. De Potemra et al. (1980). b) Las regiones de la magnetosfera vista en corte según un plano meridional mediodía - medianoche. De Merrill & McElhinny (1983).

Figura 3: Representación esquemática de la expansión del fondo oceánico y de la formación de anomalías magnéticas alineadas debidas a las inversiones del campo geomagnético. Las zonas de polaridad normal son oscuras. (De Merrill & McElhinny, 1983).

Figura 4: Anomalías Magsat en zona antártica. a) Según Arkani-Hamed & Strangway (1985b). b) Según Ritzwoller & Bentley (1982). (Contornos en nT). Ver el texto para la explicación de la derivación de los dos campos.

Figura 5: Gráfico de latitud versus longitud para 10 pasadas del satélite. En el borde superior figuran los números de pasadas junto con los símbolos con que fueron graficadas las correspondientes trayectorias. Notar cómo se curvan hacia el Sur y cómo se superponen al pasar los 80° .

Figura 6: a - d) Mapas de isolíneas del campo magnético principal a 400 km de altura calculado según 4 diferentes modelos descontando un ajuste bilineal en la región; intervalos de contornos de 400 nT. **e)** Campo no dipolar para el modelo GSFC 12/83; intervalo de contornos de 1000 nT. **f)** Diferencia entre los módulos de los campos calculados con el modelo GSFC 9/80 y el MGST 4/81; intervalo de contornos de 2 nT. **g)** Ídem que en f) pero con los modelos GSFC 12/83 y MGST 4/81.

Figura 7: Dos trayectorias AN, casi coincidentes, representadas en función de la latitud. H: altura del satélite (escala vertical de la derecha, km); V: anomalía magnética (escala vertical de la izquierda, nT); S: polinomio de segundo grado removido de los datos originales (escala de la izquierda, nT).

Figura 8: Mapas de contornos obtenidos después de grillar los datos con una unidad de grilla de $5^\circ \times 5^\circ$, en intervalos de contornos de 2 nT. Corresponden a subconjuntos de datos con las siguientes características:

8a) AM, altura < 400 km. Altura mínima: 351.3 km. Altura máxima: 384.5 km. Altura promedio: 371.5 km. Número de puntos: 14209. Nro. de puntos por unidad de grilla ~ 60.

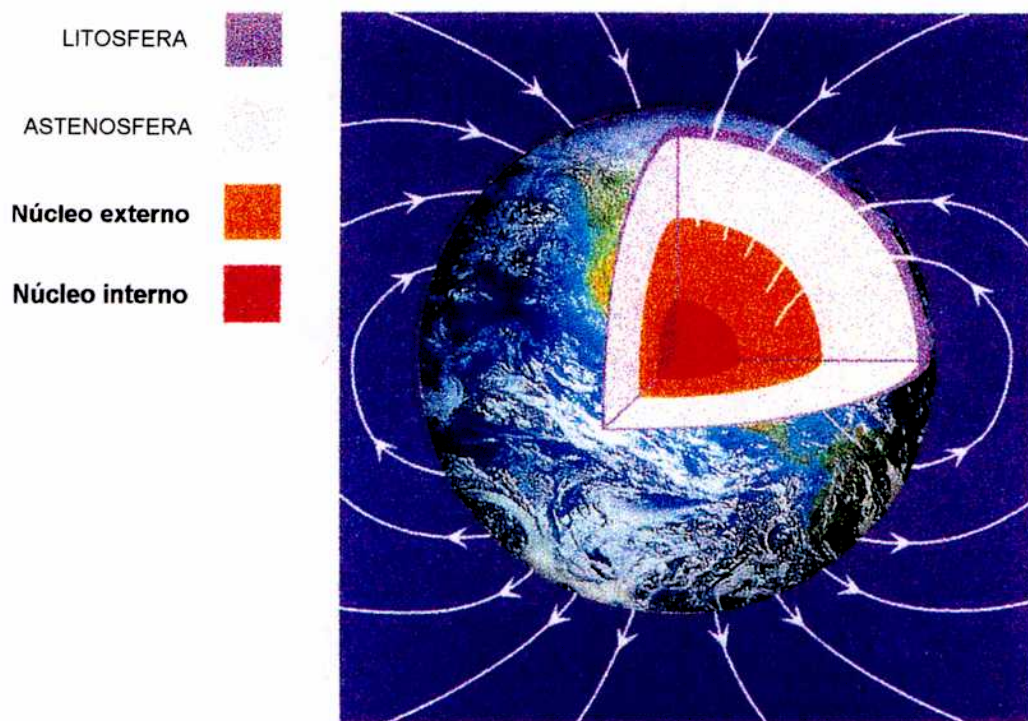
8b) AM, altura > 400 km. Altura mínima: 459.4 km. Altura máxima: 514.4 km. Altura promedio: 481.6 km. Número de puntos: 41677. Nro. de puntos por unidad de grilla ~ 180.

8c) AN, altura < 400 km. Altura mínima: 348.5 km. Altura máxima: 379.9 km. Altura promedio: 364.8 km. Número de puntos por unidad de grilla ~ 100.

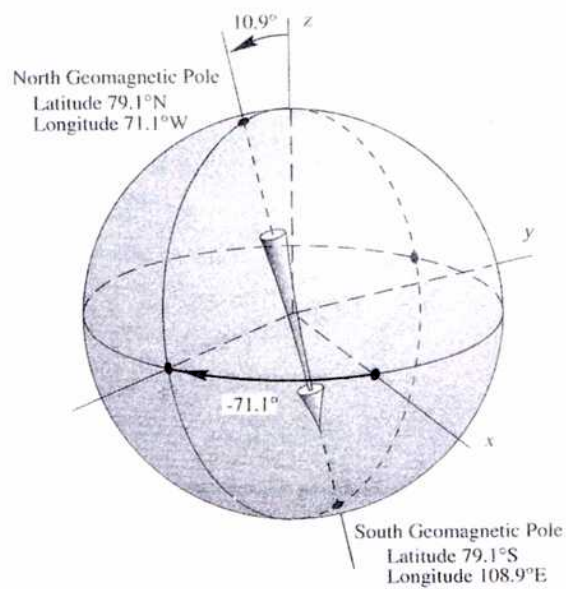
8d) AN, altura > 400 km. Altura mínima: 444.5 km. Altura máxima: 496.3 km. Altura promedio: 471.9 km. Número de puntos: 32739. Nro. de puntos por unidad de grilla $\cong 120$.

Figura 9: Parte superior: Histograma de alturas correspondiente a los datos AM (del amanecer, utilizados para las figuras 8a y 8b). Parte inferior: Histograma de alturas correspondiente a los datos AN (anocheecer, utilizados para las figuras 8c y 8d).

Figura 10: Porción correspondiente a la zona de estudio del mapa global de anomalías Magsat derivado por Arkani-Hamed & Strangway (1985). Intervalo de contornos: 2 nT.

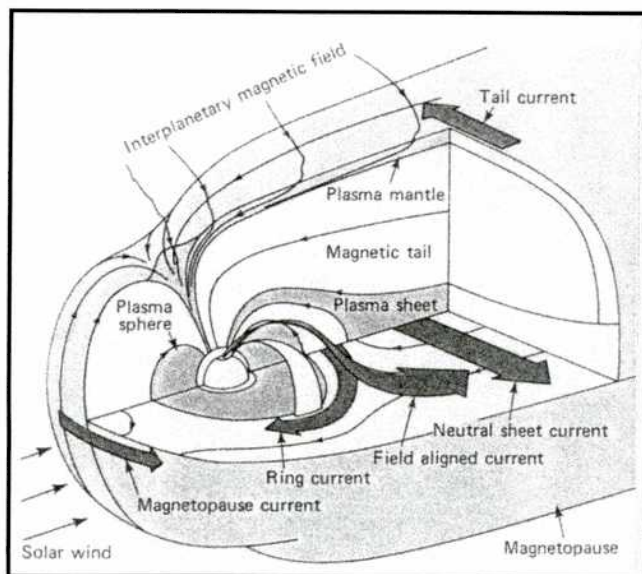


a) Estructura interna de la Tierra y líneas del campo magnético principal

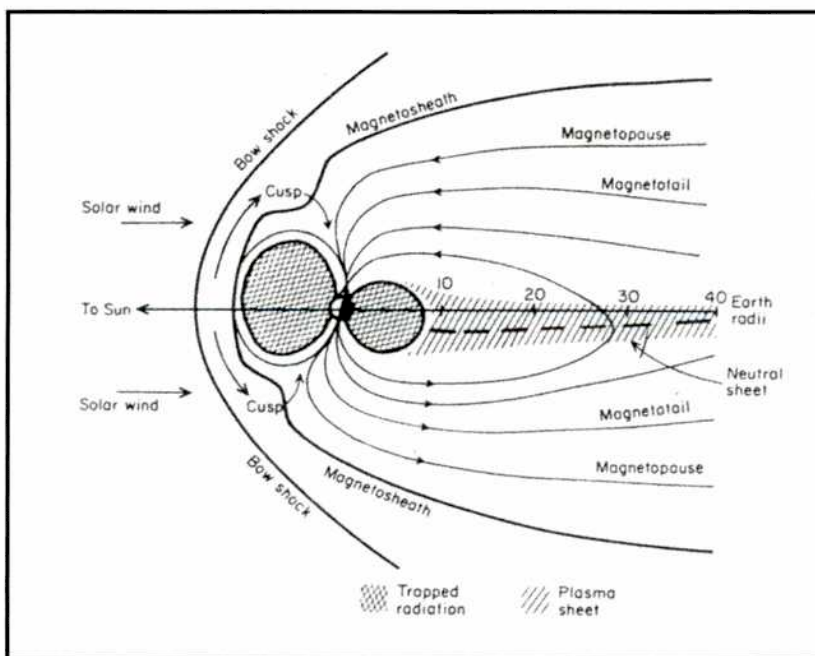


b) Orientación del momento dipolar del campo magnético terrestre.

FIGURA 1



- a) Esquema de la configuración de la magnetosfera, región en la que se confina el campo magnético terrestre por efecto del viento solar. De Potemra et al. (1980).



- b) Las regiones de la magnetosfera vista en corte según un plano meridional mediodía - medianoche. De Merrill & McElhinny (1983).

FIGURA 2

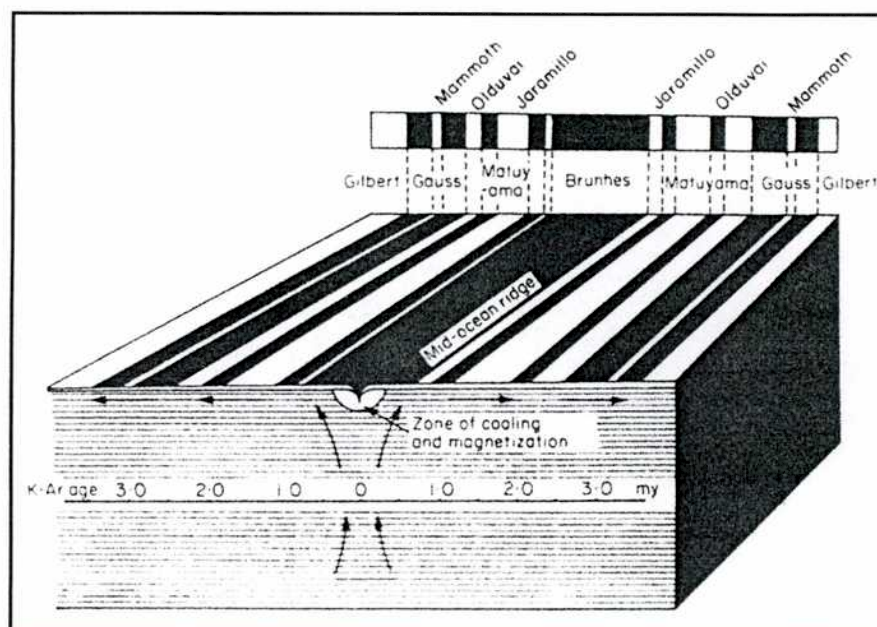


FIGURA 3

Representación esquemática de la expansión del fondo oceánico y de la formación de anomalías magnéticas alineadas debidas a las inversiones del campo geomagnético. Las zonas de polaridad normal son oscuras. (De Merrill & McElhinny, 1983).

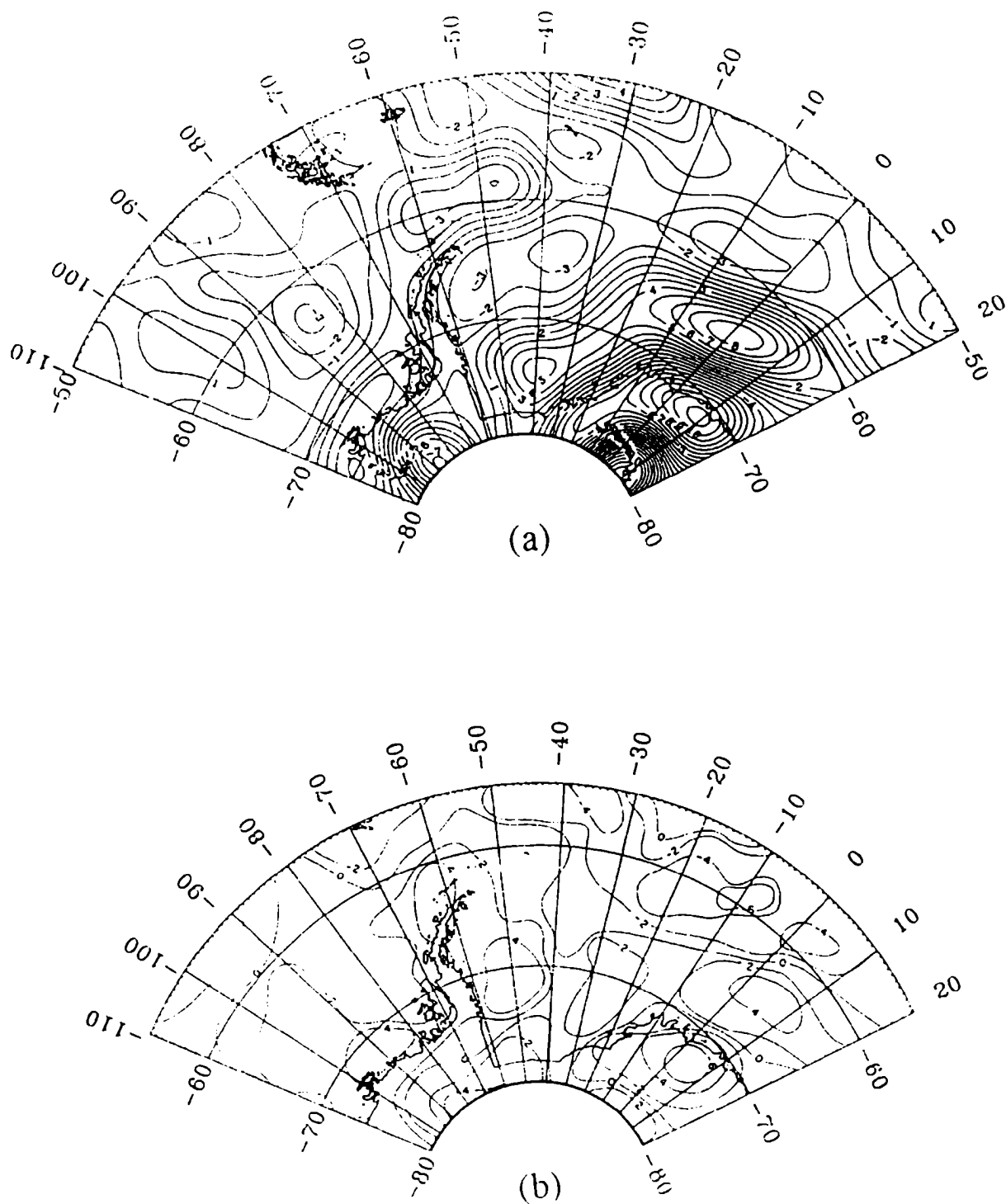


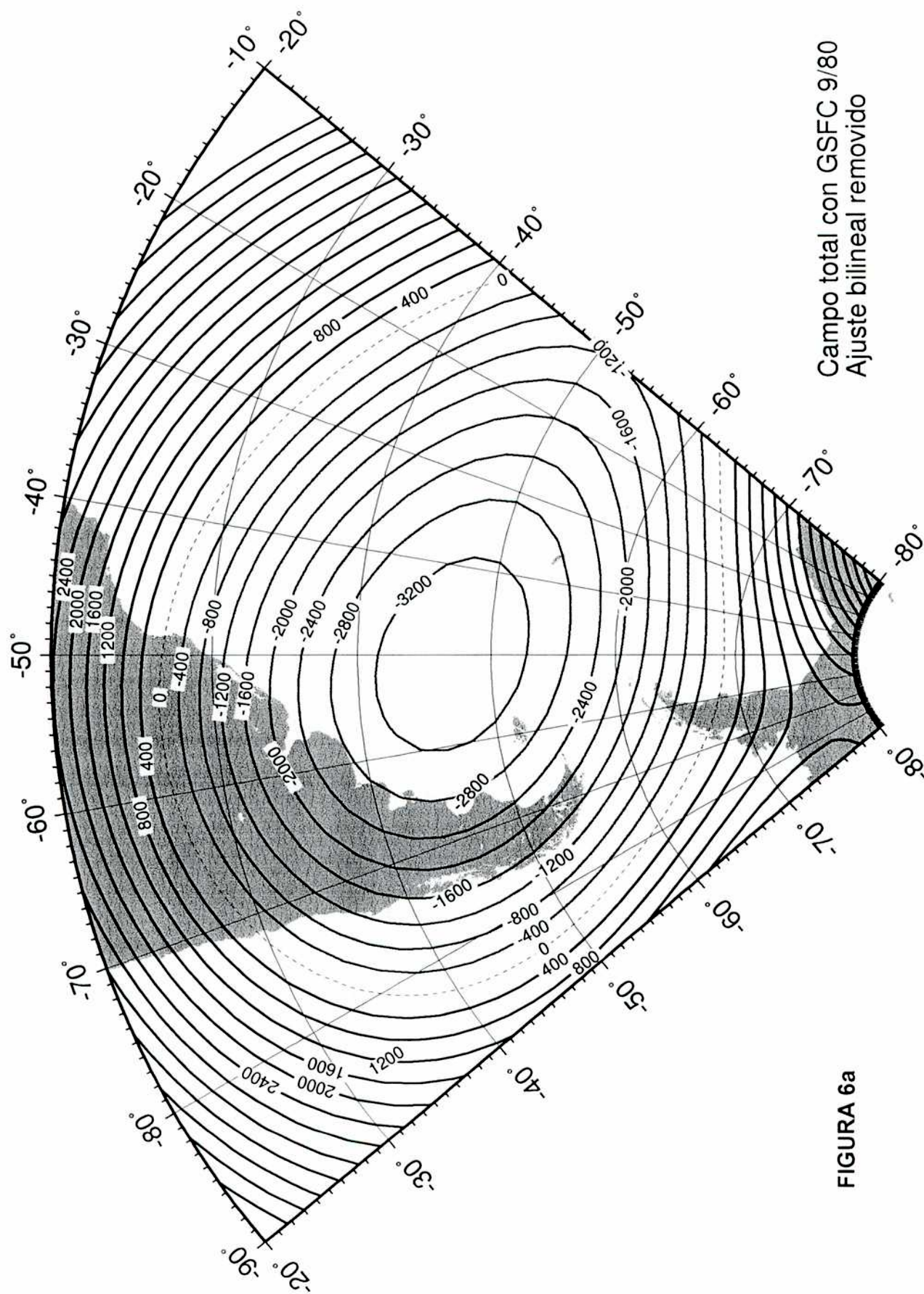
FIGURA 4

Anomalías Magsat en zona antártica

- a) Según Arkani-Hamed & Strangway (1985b).
- b) Según Ritzwoller & Bentley (1982). (Contornos en nT).

FIGURA 5

Gráfico de latitud versus longitud para 10 pasadas del satélite. En el borde superior figuran los números de pasadas junto con los símbolos conque fueron graficadas las correspondientes trayectorias. Notar cómo se curvan hacia el Sur y cómo se superponen al pasar los 80° .



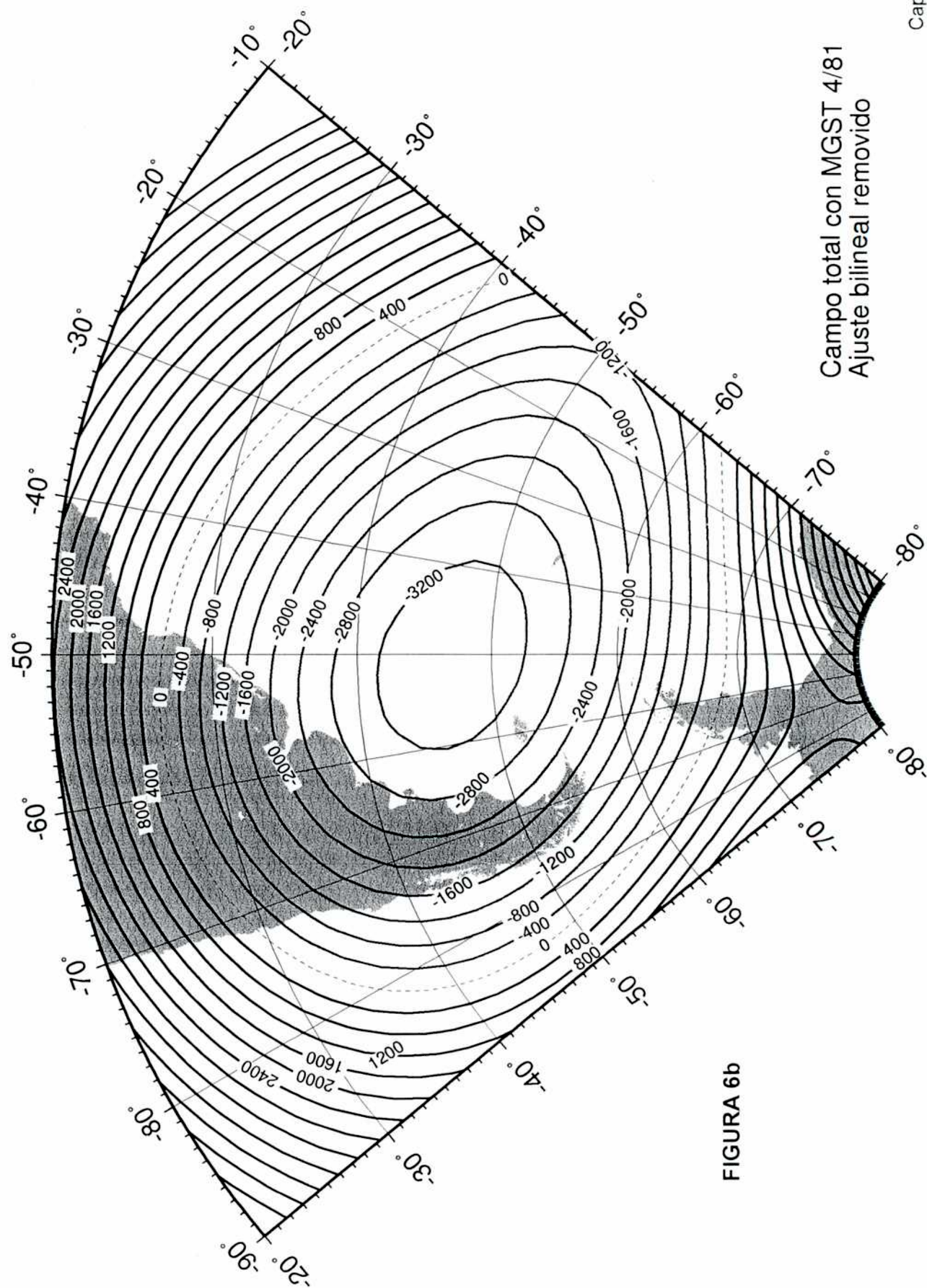


FIGURA 6b

Campo total con MGST 4/81
Ajuste bilineal removido

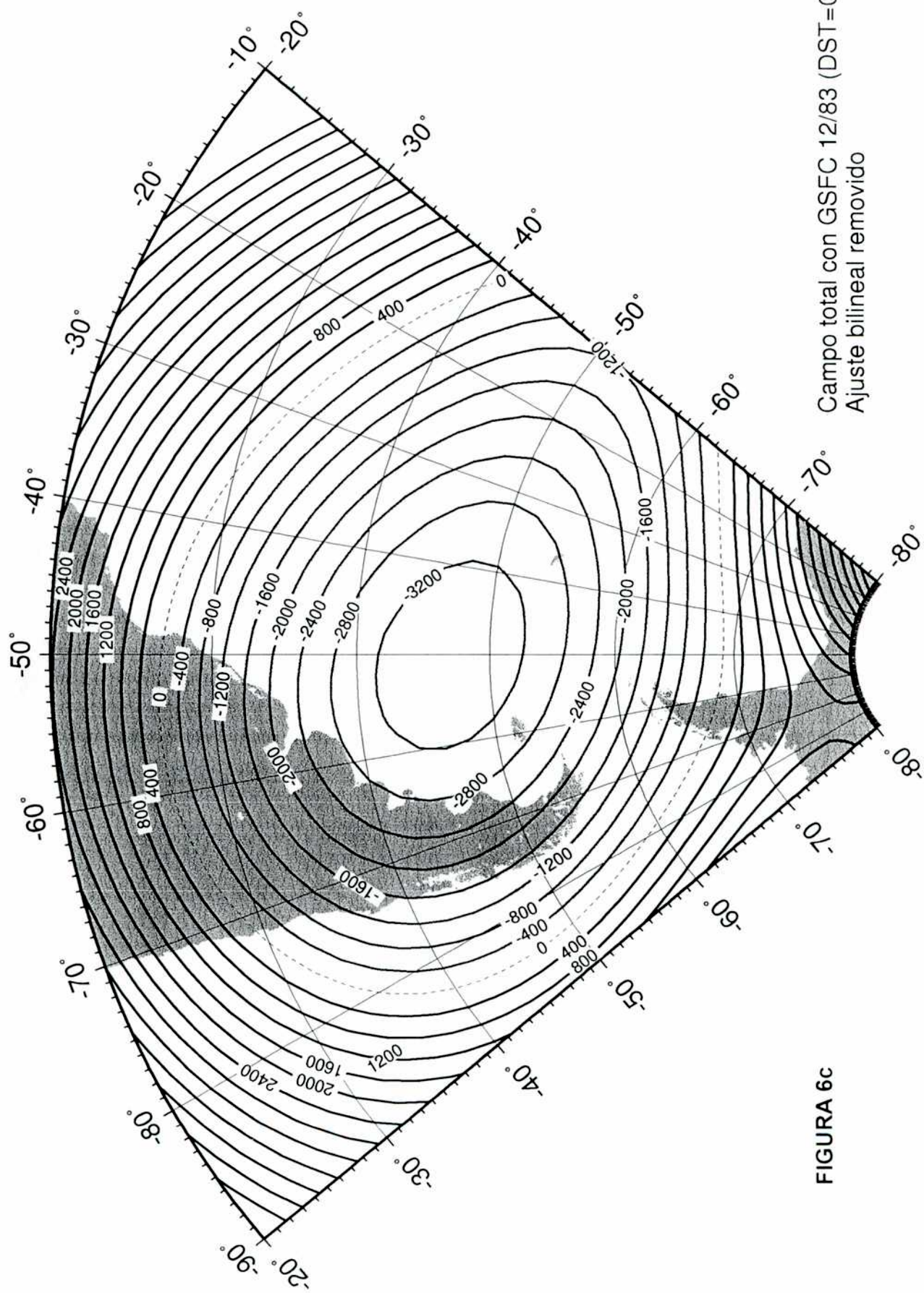
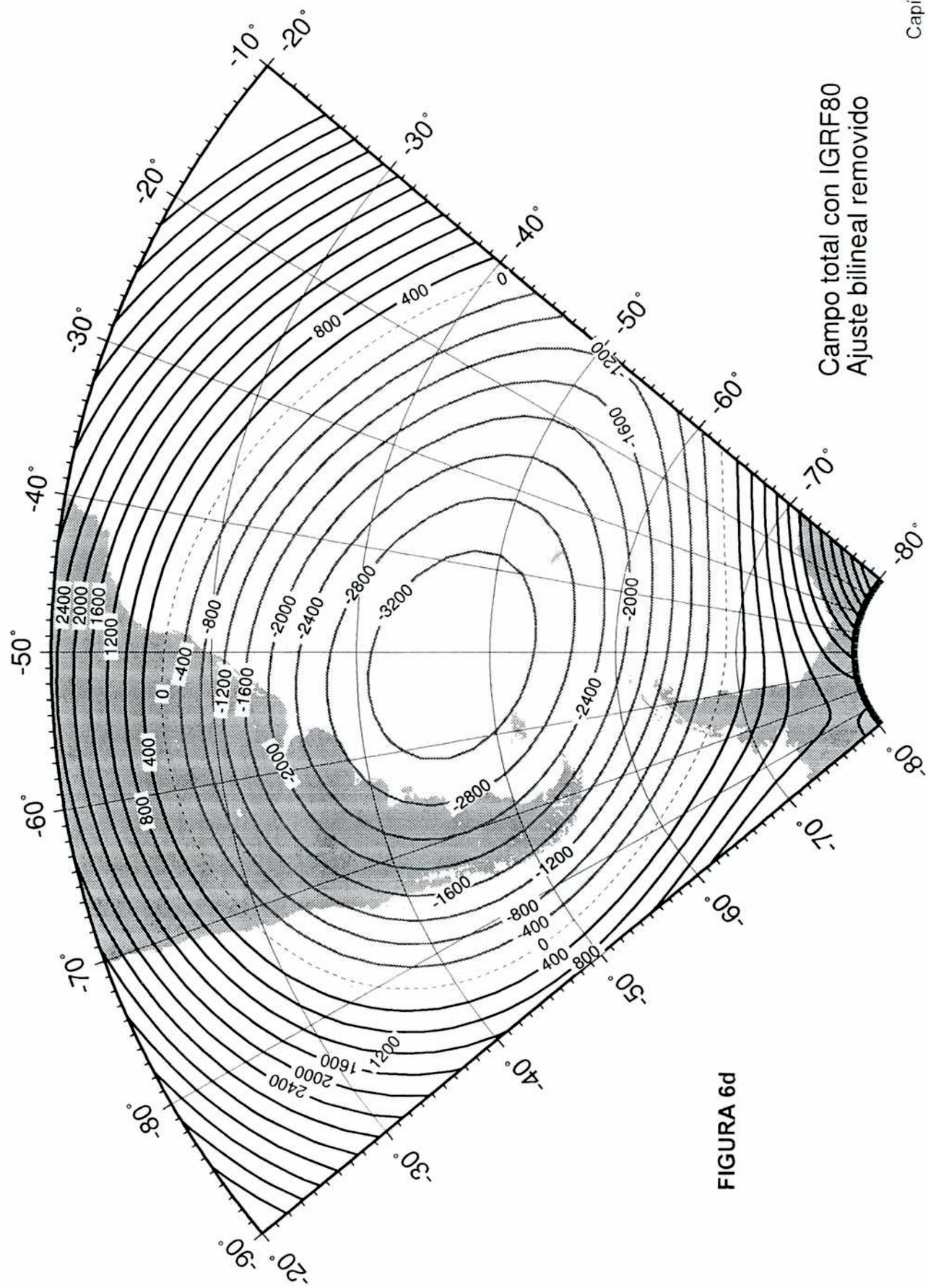


FIGURA 6c

Campo total con GSFC 12/83 (DST=0)
Ajuste bilineal removido



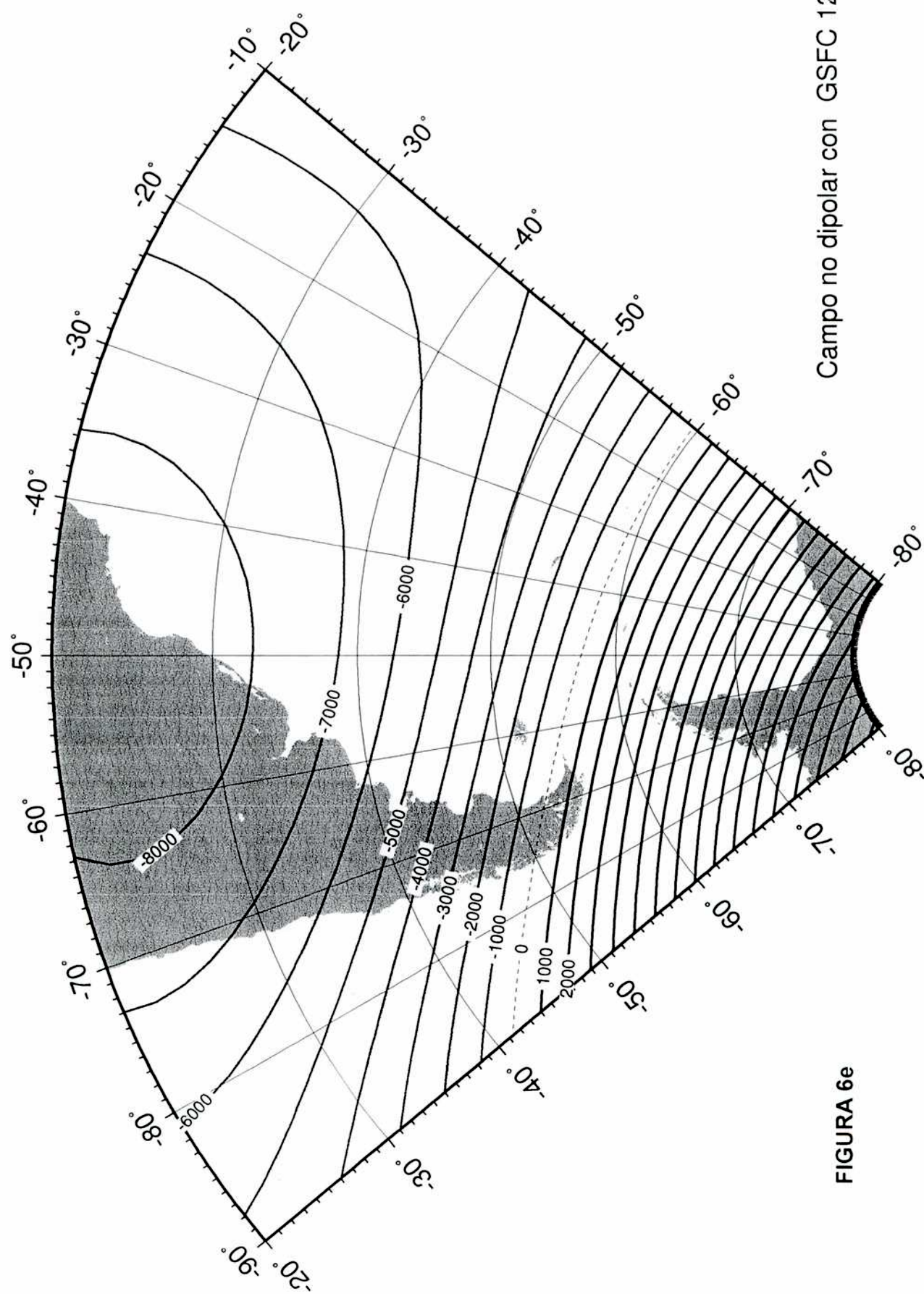


FIGURA 6e

Campo no dipolar con GSFC 12/83

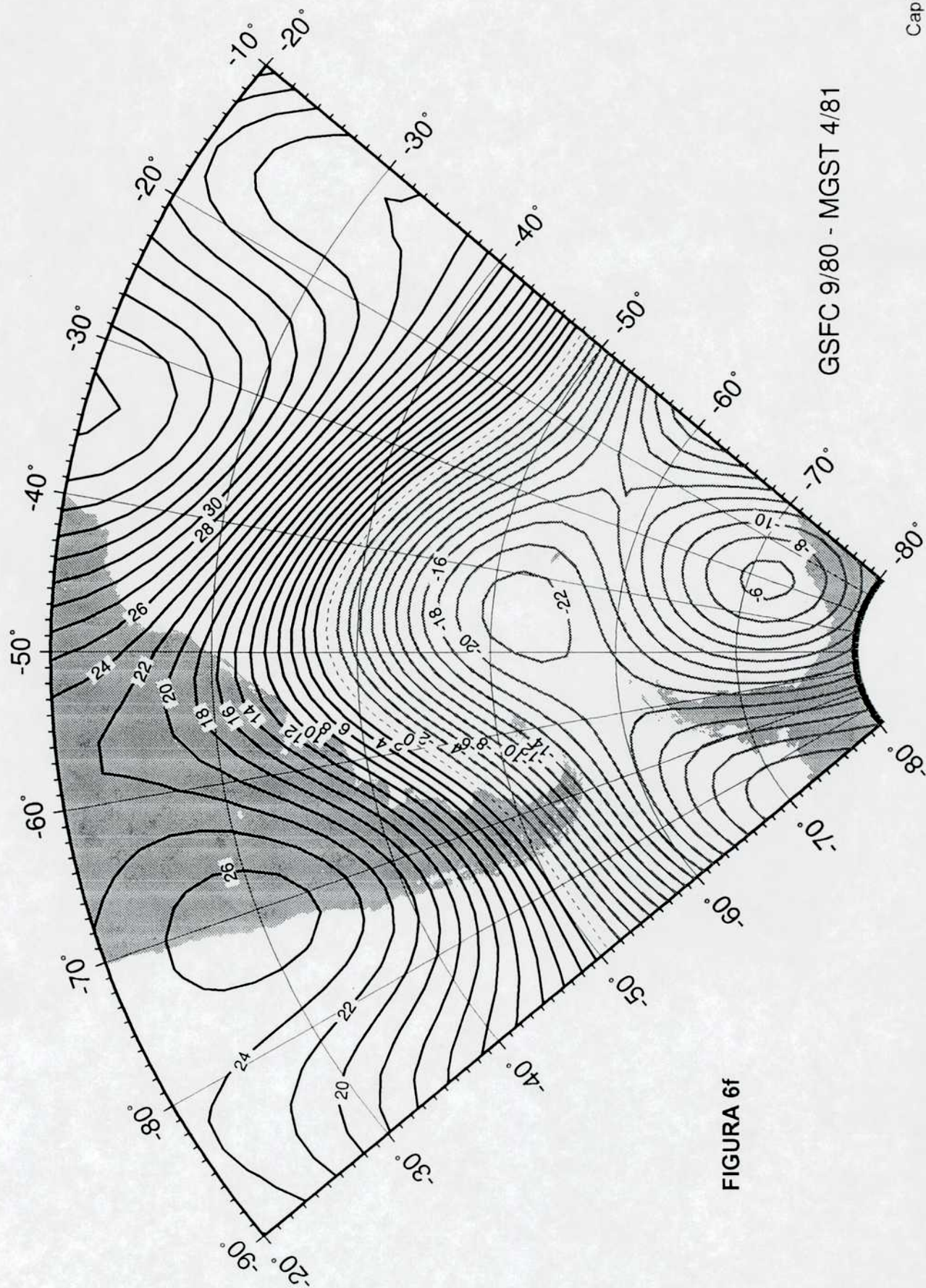


FIGURA 6f

GSFC 9/80 - MGST 4/81

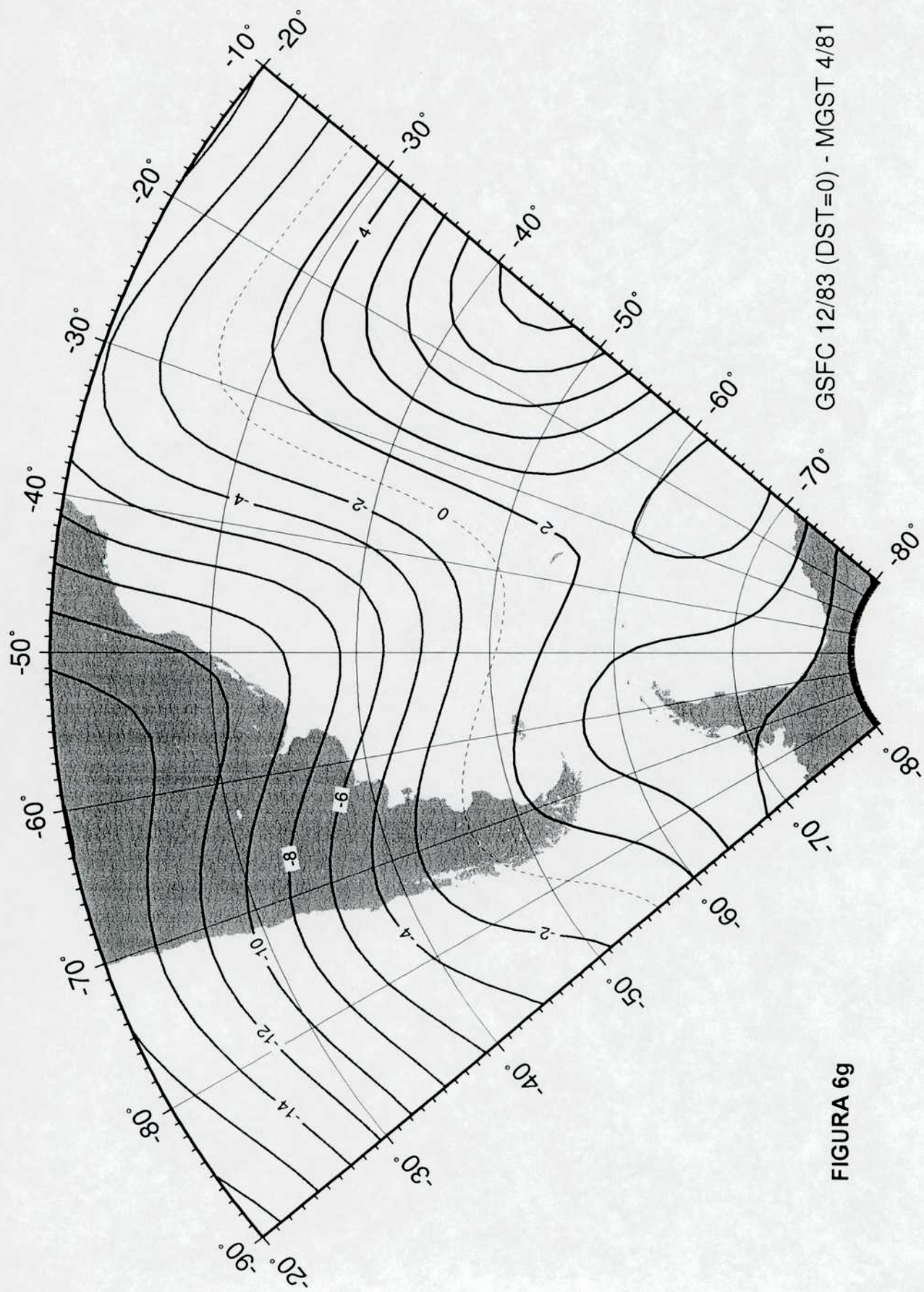


FIGURA 6g

GSFC 12/83 (DST=0) - MGST 4/81

FIGURA 7a

Una de dos trayectorias
AN, casi coincidentes, re-
presentadas en función
de la latitud.
H: altura del satélite.
V: anomalía magnética.
S: polinomio de segundo
grado removido de los
datos originales.

FIGURA 7b

Una de dos trayectorias
AN, casi coincidentes, re-
presentadas en función
de la latitud.
H: altura del satélite.
V: anomalía magnética.
S: polinomio de segundo
grado removido de los
datos originales;

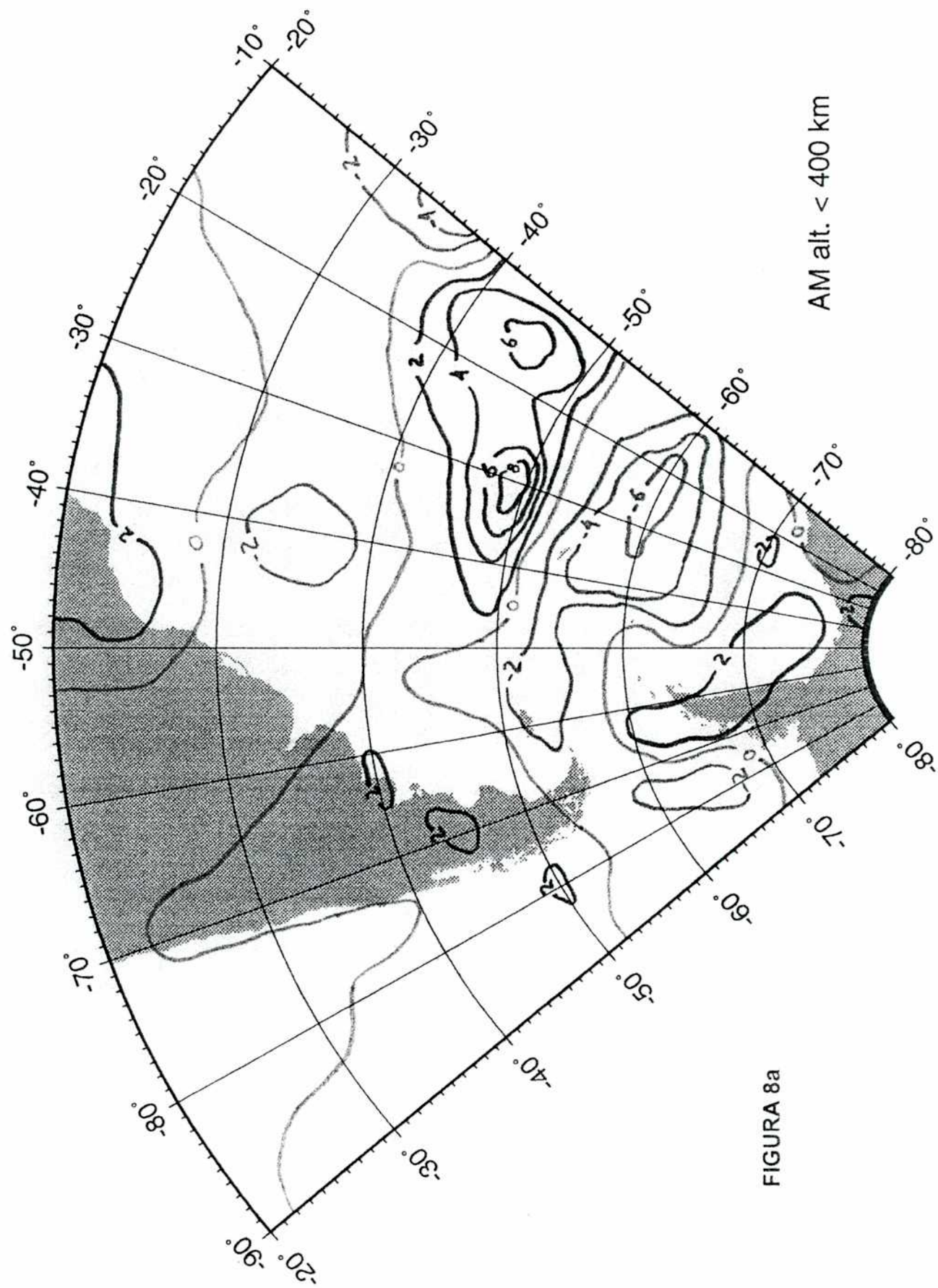


FIGURA 8a

AM alt. < 400 km

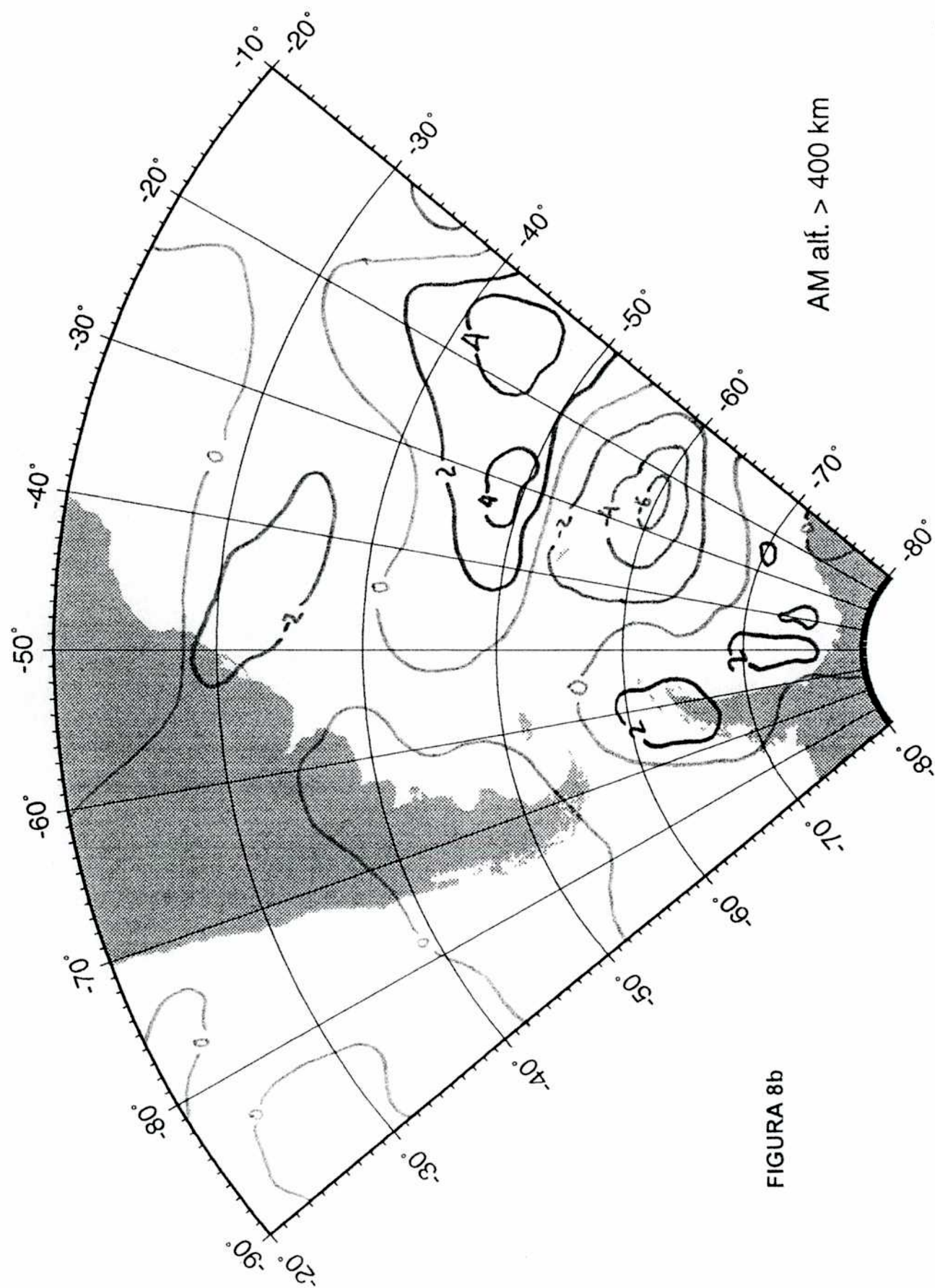


FIGURA 8b

AM alt. > 400 km

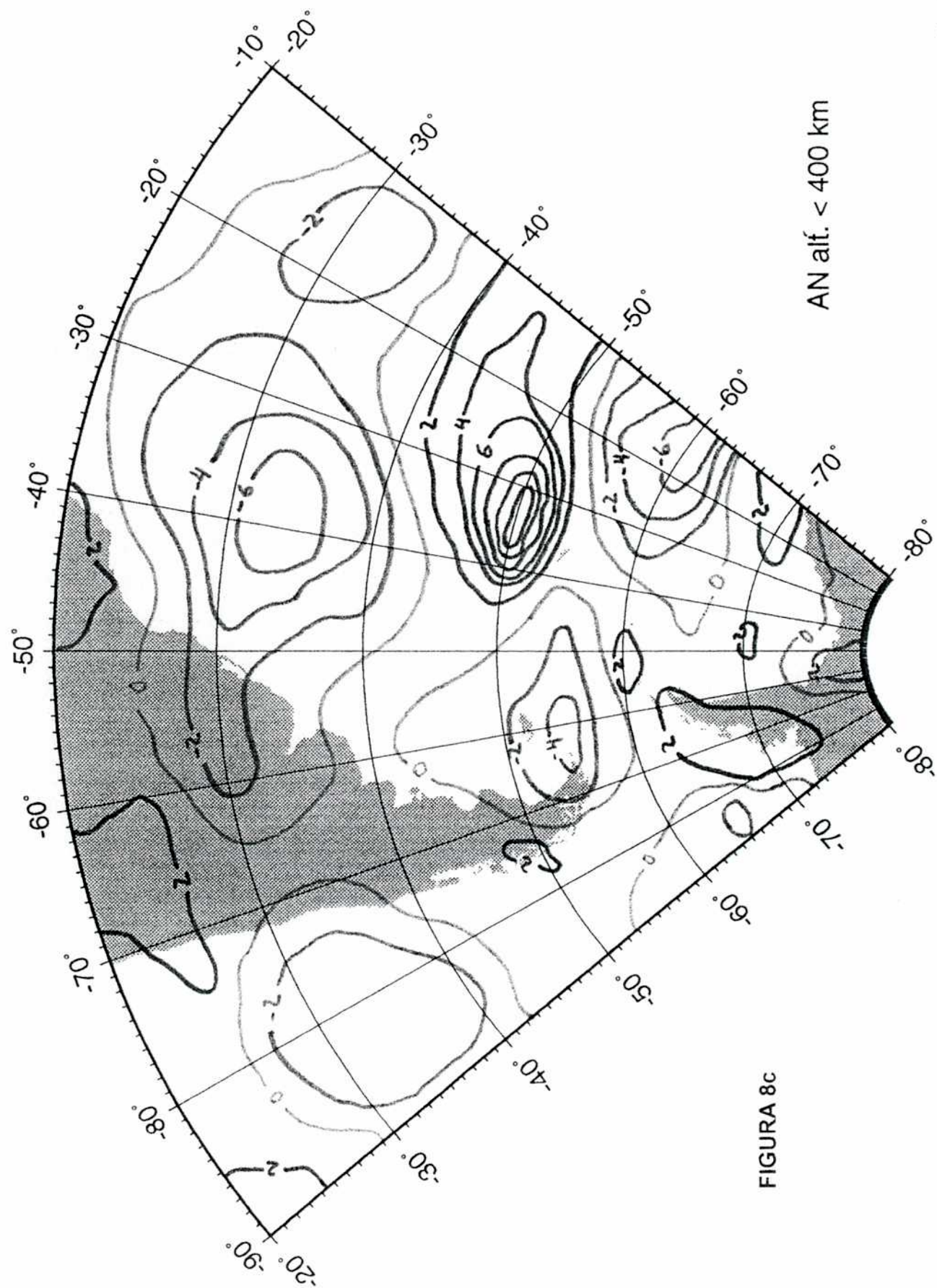


FIGURA 8c

AN alt. < 400 km

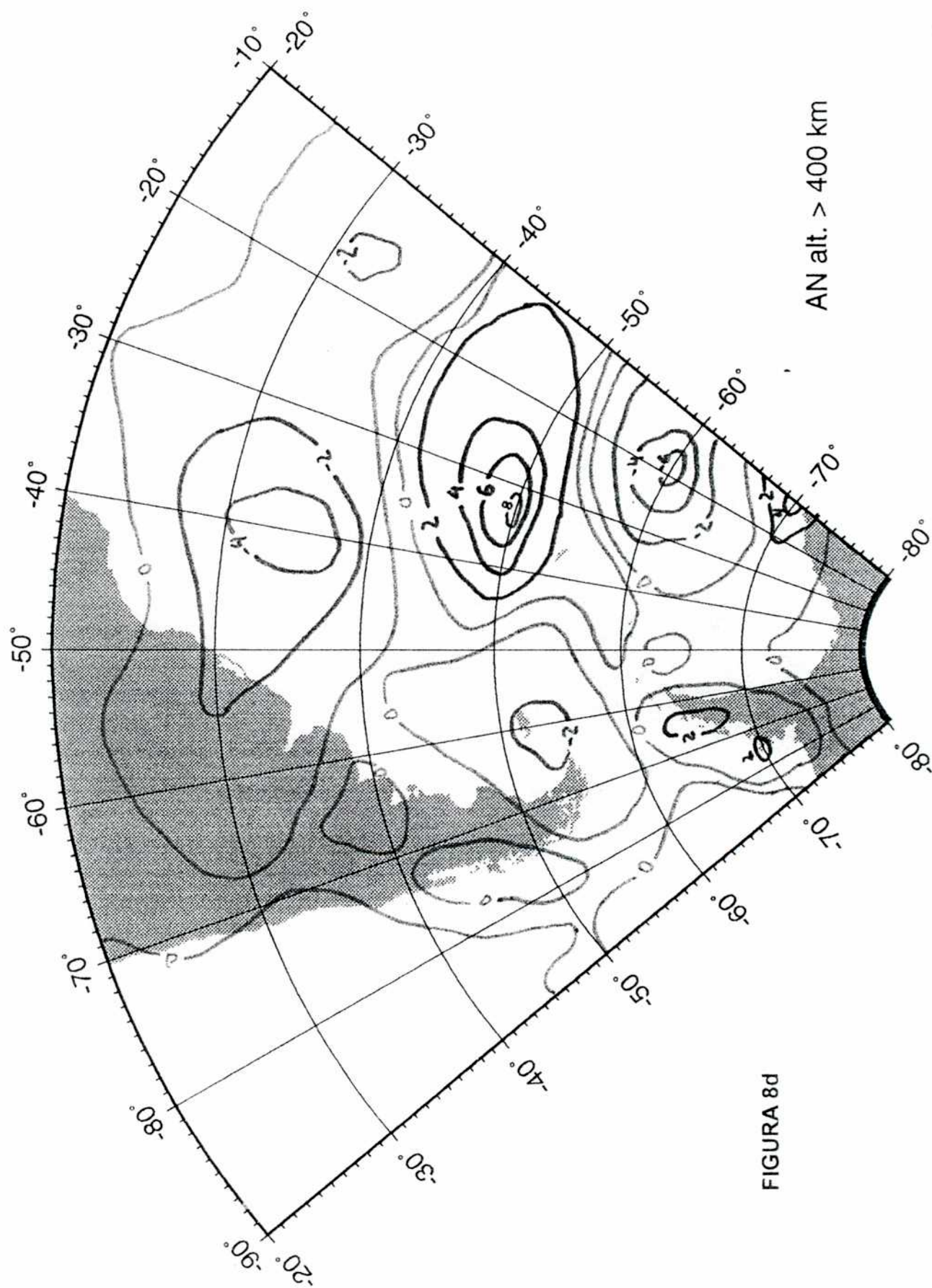


FIGURA 8d

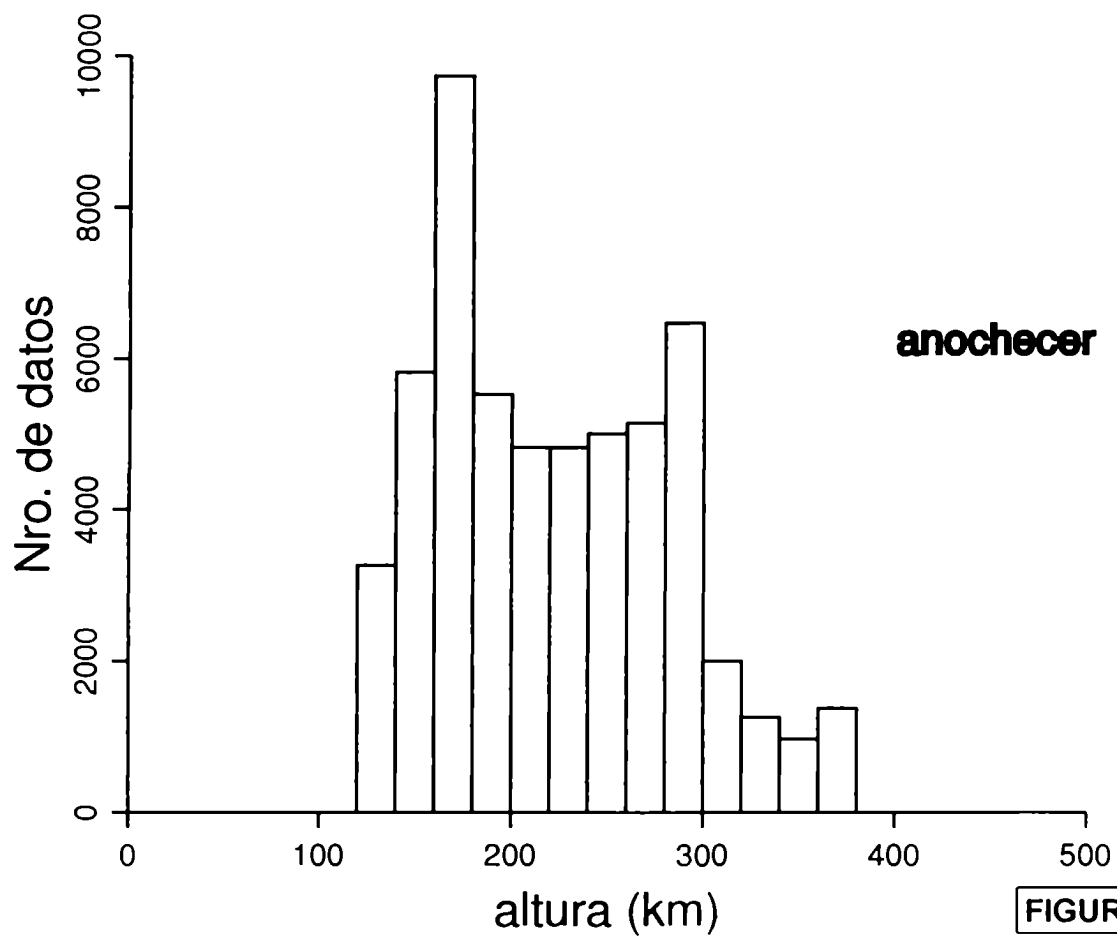
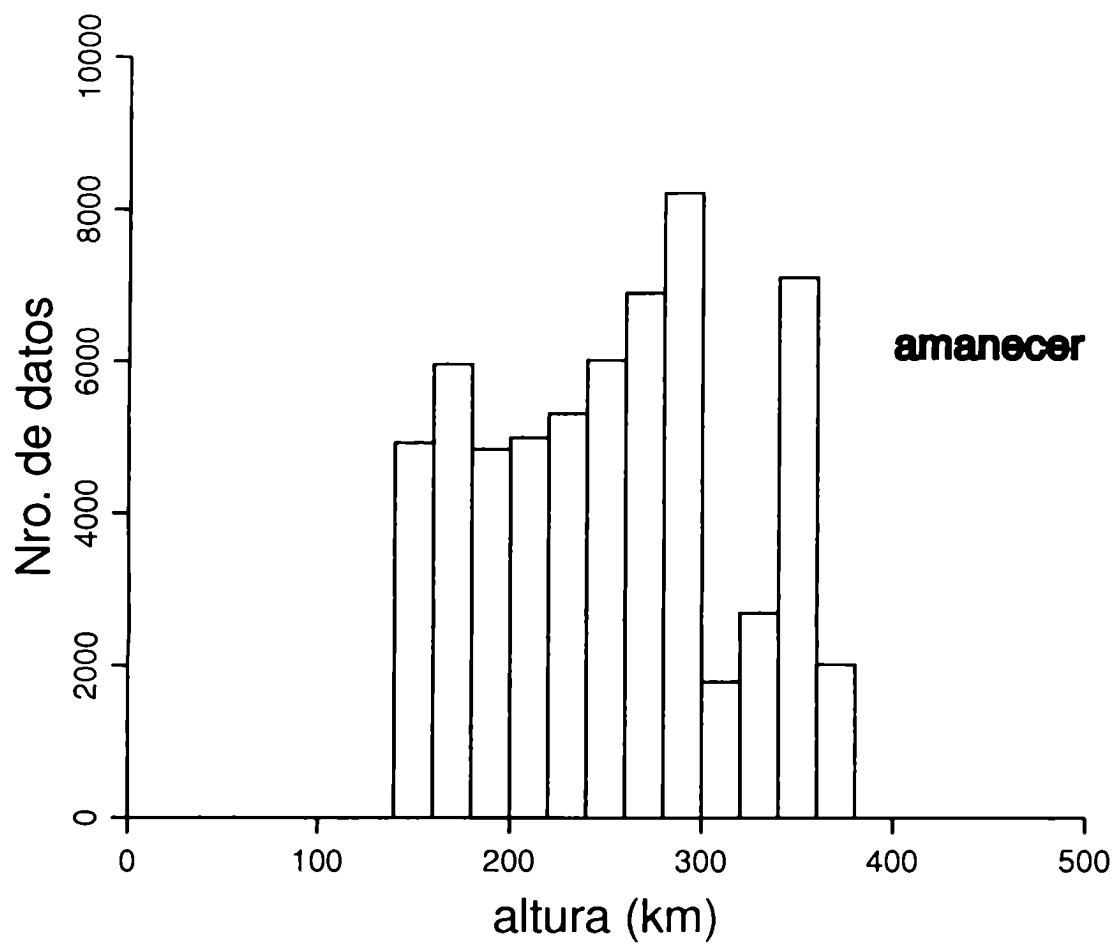


FIGURA 9

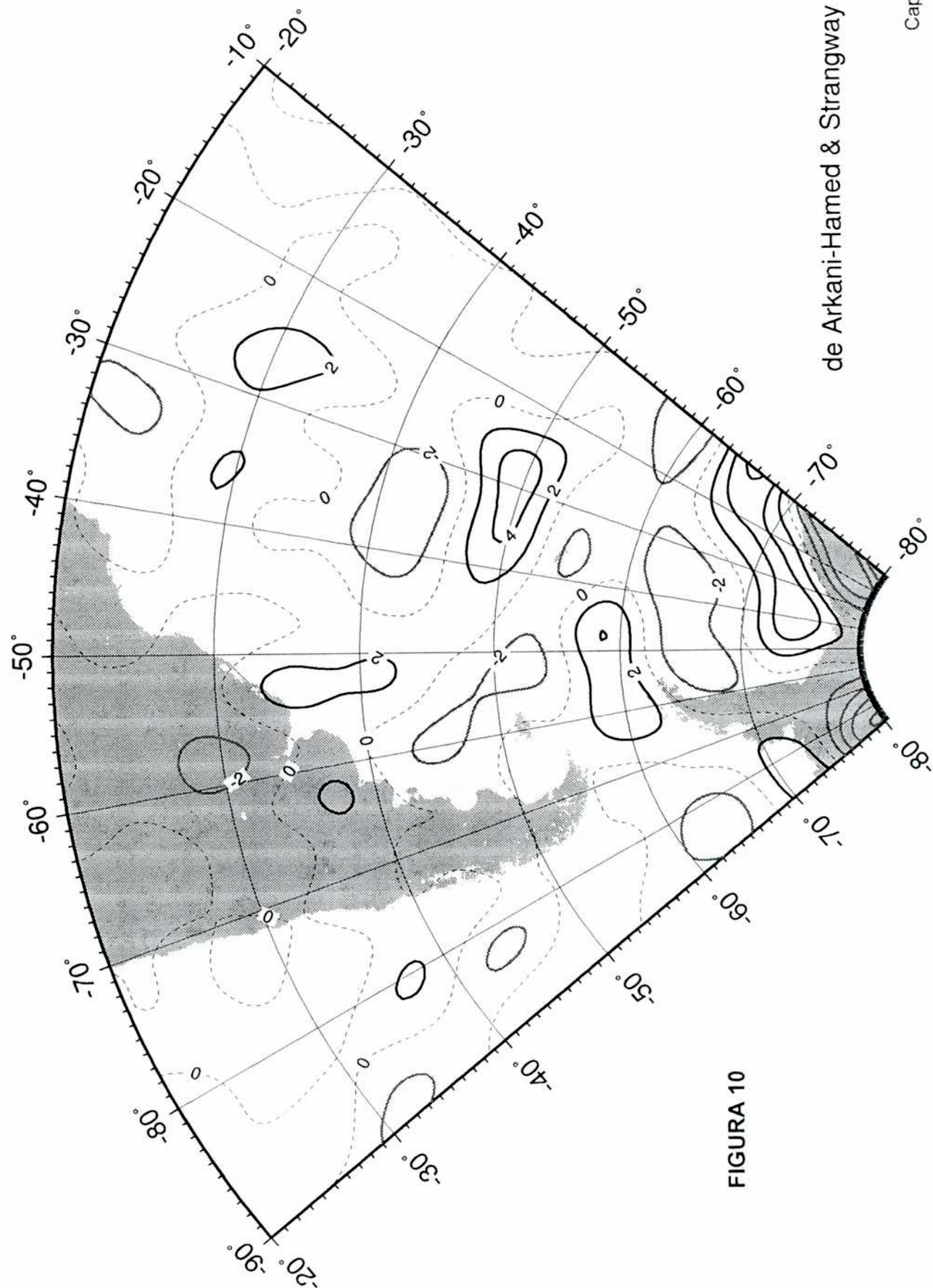


FIGURA 10

de Arkani-Hamed & Strangway

**IDENTIFICACIÓN DE FUENTES LITOSFÉRICAS PARA ANOMALÍAS
MAGNÉTICAS SATELITARIAS EN ZONA ANTÁRTICA****1. INTRODUCCIÓN**

Según se desprende del capítulo anterior, nuestros mapas de anomalías magnéticas de origen cortical derivados de los datos Magsat, comparados con los de otros autores, muestran similitudes y diferencias. Aún cuando cabe la posibilidad de continuar investigando sobre los métodos de reducción de los datos, que es un problema que no está resuelto, se nos presentó la oportunidad de enfocar de otra forma el estudio de las anomalías satelitarias: correlacionarlas con un campo de anomalías derivado independientemente. Consideramos que esto nos permitiría obtener conclusiones concretas sobre la representatividad de las anomalías de satélite, *especialmente en relación con los métodos de reducción que se emplearon para obtenerlas*, y que este paso es especialmente importante en esta etapa en que la magnetometría satelitaria se encuentra en desarrollo. Para establecer la correlación hace falta disponer de datos con una buena cobertura areal, cosa que puede lograrse con relevamientos regionales aeromagnéticos o marinos. Si después de realizada la comparación resulta positiva, se afirma la confianza en el uso de datos satelitarios en las regiones que no pueden ser exploradas de otra manera debido a su difícil acceso.

Verificaciones que las anomalías que muestran estos mapas son realmente de origen litosférico se han realizado con datos aeromagnéticos (Schnetzler et al., 1985), y con datos marinos sobre el Pacífico Norte (LaBrecque et al., 1985) y el Atlántico Norte (LaBrecque y Raymond, 1985). El acuerdo entre los datos satelitarios y los de baja altura es bueno pero no perfecto. Langel (1985) dice que "trabajos que modelen la corteza cuantitativamente usando el campo magnético satelitario son relativamente pocos en número. Creo que esto es una indicación de que los investigadores aun no se sienten cómodos con los datos, que están sorprendidos por rasgos tales como tendencias Este-Oeste y falta de correspondencia con algunas características tectónicas, y están desanimados por ser la resolución generalmente baja".

Respecto al análisis de estos datos en territorio argentino y mares adyacentes se encuentra el trabajo de Hinze et al. (1982), en el cual se utilizaron los datos preliminares reduciéndolos a polarización vertical, se mapearon, y se compararon con mapas de anomalías gravimétricas de aire libre filtradas para dejar sólo las longitudes de onda larga. El estudio abarca la región comprendida entre los 30°N y los 45°S, y entre los 95° y los 25°W. Se encontraron varias correlaciones con rasgos tectónicos generales, observándose que las correlaciones son más obvias en las regiones continentales que en las oceánicas. No se encontró, por ejemplo, ninguna vinculación entre las anomalías magnéticas y la dorsal del Atlántico medio.

Cabe mencionar también el trabajo de Ghidella & Febrer (1984), en que se compararon las anomalías del mapa de Langel (1982) con un conjunto de datos terres-

tres en el NO argentino. La comparación fue realizada practicando un ajuste de las anomalías terrestres con un modelo tridimensional en coordenadas esféricas y calculando luego el campo a 400 km de altura. El acuerdo obtenido fue relativamente bueno, e incluso pudo ser interpretado según procesos geodinámicos sugeridos por otros estudios geofísicos. Pero la región cubierta por los datos terrestres era relativamente pequeña (aproximadamente 1000 x 600 km), con lo cual se encontraba cerca del borde inferior de la resolución de los datos Magsat (Sailor et al., 1982; LaBrecque et al., 1985). No se pudo, entonces, a partir de este estudio, extraer conclusiones generales sobre la representatividad litosférica de las anomalías satelitarias.

La comparación más elemental que puede hacerse es la inspección visual de las anomalías para detectar las coincidencias y las discrepancias. Pero la verificación de las fuentes en el marco de la tectónica regional mediante un análisis cuantitativo como la modelación numérica constituye un método potente de comparación, y además permite ganar información sobre rasgos estructurales en la litosfera.

El Programa Aerogeofísico USAC, que se describe más adelante, ha proporcionado un extenso y denso conjunto de datos magnéticos que hemos aprovechado para comparar con los datos Magsat. Con el estudio practicado hemos logrado identificar las fuentes magnéticas en relación con la historia geológica y tectónica de la litosfera regional, lo que consideramos que constituye una muestra de la utilidad de la magnetometría satelitaria para la realización de estudios litosféricos. También hemos podido obtener conclusiones sobre la manera más adecuada de reducir los datos.

2. DATOS AEROMAGNÉTICOS: EL PROGRAMA USAC

Los mares que rodean la Península Antártica constituyen algunas de las regiones más inaccesibles de la Tierra. Gruesa cobertura de hielo y frecuente mal tiempo se combinan para hacer que la exploración de estas regiones sea extremadamente lenta y difícil. Durante los años 1985 y 1988, el Programa Aerogeofísico USAC (Estados Unidos, Argentina y Chile) llevó a cabo 62 vuelos, que totalizan un recorrido 260.000 km lineales, adquiriendo datos sobre los mares de Weddell, Bellingshausen y Scotia.

El programa USAC constituyó un esfuerzo conjunto entre el *Lamont-Doherty Earth Observatory* y el *Naval Research Laboratory (NRL)* por Estados Unidos; el *Instituto Antártico Argentino* y el *Servicio de Hidrografía Naval* por Argentina, y el *Instituto Antártico Chileno* y el *Servicio Nacional de Geología y Minería* por Chile. El programa utilizó un avión Orión P-3 de 3000 millas náuticas de autonomía, equipado por el NRL. Los vuelos partían alternativamente de Río Grande de Tierra del Fuego, en Argentina, y de Punta Arenas, Chile. Además de la medición del campo magnético, el programa incorporó la técnica de gravimetría aérea desarrollada por el N.R.L., combinada con posicionamiento satelitario GPS, prácticamente en sus albores en el año 1986.

La figura 1 muestra la zona cubierta por datos geofísicos antes de USAC. Se incluyen relevamientos marinos efectuados por el Observatorio Lamont (barcos R/V Vema, R/V Conrad), por programas internacionales con los buques USNS Eltanin y ARA Islas Orcadas, el relevamiento aéreo llevado a cabo sobre área peninsular por el British Antarctic Survey, (Renner et al., 1985) y un relevamiento aéreo soviético cerca del margen SE (Masolov, 1980).

El equipo a bordo del Orion P-3 incluía un navegador inercial LTN-72, receptores GPS TI-4100 y Magnavox T-set, y un navegador Litton VLF/Omega. Dos computadoras HP 1000 serie F y tres computadoras Compaq portátiles se usaron para adquisición y reducción de datos. El magnetómetro fue un Geometrics 811 de precesión protónica con el sensor montado en un "aguijón" en la cola del avión. El sistema aerogravimétrico fue un gravímetro aire-mar Lacoste Romberg y un radar-altímetro de alta precisión diseñado por el NRL. Un altímetro barométrico se encontraba en la punta del avión, y el radar en el vientre.

Uno de los objetivos principales del programa en la región del mar de Weddell fue el trazado de las zonas de fractura y el patrón de anomalías de expansión de fondo oceánico, datos que se necesitan para descifrar el movimiento de *Antártida Oeste*, a la cual pertenece la Península Antártica, con respecto a *Sudamérica y Antártida Este*.

La Antártida está prácticamente dividida en dos provincias geológicas mayores por la cadena de las montañas Transantárticas (figura 2). Antártida Este (EANT) está mayormente compuesta por basamento cristalino cratónico estable, que en algunos lugares llega a los 2000 millones de años de edad. *Antártida Oeste, que incluye la Península, es mucho más joven y parece haber sido formada en los últimos 600 Ma por la acreción de microplacas y sedimentos en márgenes convergentes.* En la misma figura se observa la cobertura de los datos USAC adquiridos en las primeras 4 campañas. Estos datos son necesarios para descifrar el movimiento de Antártida Oeste con respecto a Sudamérica y Antártida Oeste.

La figura 3 muestra un mapa de anomalías magnéticas en perfiles abatidos sobre las trayectorias, y la figura 4 un mapa de ubicación de los accidentes geográficos más importantes.

Hace 160 millones de años, durante el período Jurásico, el supercontinente de Gondwana comenzó su rompimiento. Valles de ruptura separaron Antártida de África y Sudamérica. Aún no está del todo claro si Antártida Este y Oeste se separaron juntas o como placas tectónicas independientes.

El limitado conjunto de datos marinos existentes en el Weddell Este sugiere que Antártida Este y Oeste comenzaron a moverse simultáneamente en el Jurásico, pero como placas separadas. Los datos USAC en la cuenca del Weddell colaboran en la definición de la ubicación, tiempo y dirección de este temprano rompimiento (LaBrecque, 1987). La cuenca del Weddell es la única que registra la historia de la expansión del fondo oceánico entre Sudamérica y Antártida. La interpretación de los datos USAC indica que la dirección y velocidad de esta expansión de fondo oceánico fue diferente de lo que se predice por los movimientos de Antártida Este y África. *Entonces Antártida Oeste y Este se movieron como placas separadas en el Mesozoico.* Mientras el mar de Weddell se abría permanecía incomunicado con otras cuencas oceánicas. Las aguas de su fondo eran deficientes en oxígeno y sus sedimentos eran ricos en materia orgánica. Esto se sabe de las muestras del Deep Sea Drilling Project en el margen Norte de la cuenca del Weddell que es hoy la plataforma de las Malvinas y por las reconstrucciones mostradas en LaBrecque et al., 1986. Estas reconstrucciones sugieren que *40 millones de años después de la primera ruptura se abrió un angosto pasaje marino entre las dos Antártidas* que permitió el flujo de aguas ricas en oxígeno hacia el Weddell, que entonces se unió al océano global. Hacia el final del Cretácico (65 Ma) Antártida Este y Oeste terminaron de fundirse en un único continente. La Cordillera de los Andes permanecía como un puente entre Sudamérica y Antártida.

Los datos USAC describen una secuencia de lineaciones magnéticas que van desde el Cretácico tardío hasta el Oligoceno en el Terciario, donde desaparecen detrás de una zona de subducción fósil que bordea el Sur de la cuenca de Powell, el Sudeste de la plataforma de las Orcadas, y el ridge de Scotia Sur. *El centro de expansión correspondiente a esta secuencia ha desaparecido, posiblemente subducido debajo del mar de Scotia.* (LaBrecque et al., 1987, 1989).

El relevamiento ha detectado lo que parece ser una larga zona de cizalla (shear) que va en dirección NNW-SSE, más o menos paralela al margen del Weddell. Se puede considerar como una extensa falla transcurrente y está caracterizada por una anomalía de ~40 nT (LaBrecque et al., 1987, 1989). En la porción Norte de la cuenca esta falla separa una zona de campo de anomalías muy chato (zona quieta) de la recientemente mencionada secuencia cretácica. La zona quieta, que llega casi hasta el margen de la Península, corresponde probablemente a corteza oceánica de edad jurásica.

Las anomalías reseñadas son aquellas relacionadas con zonas de fractura, lineaciones de expansión de fondo marino, y fallas transcurrentes. Volveremos a considerarlas en el capítulo 5. En este capítulo consideraremos otras, en general de mayor amplitud, a las que llamamos *anomalías estructurales*.

En el borde NO de la Península Antártica (PA) y sobre las Islas Shetland del Sur (IShS) se registra una serie de anomalías alineadas intensas (700 nT, valor máximo medio). Estas anomalías cambian de configuración pero se continúan siguiendo el ridge de Scotia Sur, y reaparecen luego en el bloque de las Islas Orcadas. Siguiendo la orientación de la Península de Jason hacia el mar también hay anomalías intensas. Al Sur del Weddell se registra una anomalía denominada Orión orientada en dirección E-O. Son éstas, las anomalías intensas y extensas, de tipo regional o de longitud de onda intermedia, las que puede esperarse que sean detectadas por un satélite magnetométrico, y son las adecuadas para realizar la comparación antes mencionada.

3. DATOS SATELITARIOS: DOS COMPILACIONES DE REFERENCIA

En el capítulo 1, figura 3, mostramos dos mapas de anomalías hechos por autores diferentes: Ritzwoller y Bentley (1982, 1983) y Arkani-Hamed y Strangway (1985b). En la figura sólo hemos incluido la región de estudio del presente trabajo: Antártida Oeste y el Mar de Weddell. Las técnicas usadas en ambos mapas son diferentes. En el mapa de Ritzwoller y Bentley (R&B), los autores han eliminado cuidadosamente todas las pasadas de satélite que parecían estar contaminadas por el campo externo usando cotas para el índice planetario K_p y para la intensidad de las anomalías magnéticas, practicando luego la remoción de polinomios de segundo grado ajustados a las trayectorias. En el mapa de Arkani-Hamed y Strangway (A&S), los autores han tenido en cuenta la asimetría entre las pasadas de satélite de amanecer y anochecer, eliminando los armónicos contaminados de ambos conjuntos, para remover las componentes externas cuasi estables del campo magnético, como se vio en el capítulo 1, apartado 5.

Los dos mapas muestran similitudes pero también diferencias. Cabe recordar que se trata de una región especialmente difícil, dado que se encuentra a altas latitudes y en particular en el hemisferio Sur, que durante la misión Magsat estuvo durante casi todo el tiempo iluminado por el sol.

Ambos mapas muestran anomalías positivas que se extienden a lo largo de la costa Oeste de la Península Antártica, desde la Isla de Thurston (73°S, 97°W, figura

4) hasta las Islas Orcadas del Sur (62°S , 45°W), pero sus amplitudes y formas difieren. La anomalía intensa de A&S acompaña suavemente al margen y se extiende hacia el NE a lo largo del Ridge de Scotia Sur. El mapa de R&B presenta anomalías positivas aisladas en la región de la Isla de Thurston y las Islas Shetland del Sur, y un gradiente negativo hacia las Orcadas. Los dos mapas muestran anomalías negativas sobre la Tierra de la Reina Maud y en la región de las montañas de Ellsworth. Hay una discrepancia entre los mapas en la zona del Mar de Weddell, donde R&B presentan una anomalía positiva que llega a los 4 nT y A&S una negativa de 2 nT. Siendo ésta una región de gran actividad de las corrientes aurales, la diferencia se debe seguramente a la diversidad de las técnicas de procesamiento usadas para eliminar el ruido del campo externo.

Aun con las diferencias, las anomalías parecen correlacionarse bastante bien con fuentes de origen cortical, como fue mostrado por Ritzwoller y Bentley, 1982.

4. IDENTIFICACIÓN DE FUENTES MAGNÉTICAS

4.1 Zona del Estrecho de Bransfield - Península Antártica Norte

4.1.1 Modelación bidimensional

Las anomalías del NO (figura 3) revelan una estructura bidimensional que tiene como eje de simetría la dirección del Estrecho de Bransfield (figura 4).

Como los cruces del avión en esta zona fueron aproximadamente perpendiculares a esta dirección, seleccionamos varios sectores de vuelos de aproximadamente 2000 km de longitud, y proyectamos los datos correspondientes sobre una línea de rumbo constante (150°) perpendicular a la estructura. La altura de vuelo en esta región fue prácticamente constante e igual a 7 km. En la figura 5a presentamos la ubicación de los sectores de vuelos utilizados.

Los perfiles proyectados fueron promediados para minimizar la contribución de los rasgos menores no bidimensionales. Para efectuar el promedio usamos como referencia las anomalías centrales presentes en todos ellos, "pivoteando" en un pico que aparece en el medio de la depresión central, que se puede apreciar en la figura 4.

El perfil promedio obtenido aparece en la figura 5b. Presenta un pico de 350 nT sobre las islas Shetland del Sur que se atribuye a rocas altamente magnetizadas de la serie intrusiva del ciclo andino (Parra et al., 1984). La depresión del Estrecho de Bransfield, con relleno sedimentario, produce una anomalía negativa en la que se destaca un pequeño máximo relativo debido a un eje de intrusiones basálticas producido en el ambiente extensional de esta región. La Serie Intrusiva Andina también se manifiesta en el borde Oeste de la PA, produciendo un máximo de 150 nT (Parra et al., 1984).

La zona magnetizada en la PA finaliza bruscamente en el contacto con las rocas metasedimentarias del grupo metamórfico Trinity Peninsula (Storey & Garrett, 1985; del Valle et al., 1993), que son esencialmente no magnéticas, como resultado de lo cual hacia el Este, sobre el margen de la Península y hacia el mar de Weddell, hay una anomalía negativa de casi 200 km de ancho.

Este perfil fue continuado (ver apéndice R1) hacia la altura del satélite, 400 km, ensayando diferentes posibilidades en el método numérico. El resultado se encuentra en la parte superior de la figura 5b en línea de trazos. Se observa que el campo

resultante tiene una variación suave, con un máximo de 6.2 nT (cuya ubicación geográfica estaría en el pasaje de Drake), y un mínimo de -4.8 nT sobre el mar de Weddell.

Para poder comparar los datos aeromagnéticos con los satelitarios hemos muestreado el campo de anomalías de A&S, contenido en un archivo global grillado en latitud y longitud con un valor cada 0.5°, cedido gentilmente por los autores, a lo largo de la línea del perfil y lo hemos graficado en la misma figura con línea llena.

Si se compara el perfil aeromagnético promedio continuado hacia arriba con el perfil Magsat se observa una coincidencia en fase pero una diferencia notable en amplitud y longitud de onda.

Esta diferencia puede atribuirse al tratamiento de los datos Magsat: para suprimir la asimetría amanecer-atardecer A&S aplicaron un filtro pasabanda a los coeficientes del desarrollo en esféricos armónicos de los datos (ver capítulo 1, apartado 3.1). Para hacer una comparación adecuada, nuestro perfil también debe ser filtrado, para entonces atenuar las componentes de longitud de onda larga y muy corta presentes en los datos aeromagnéticos. Las longitudes de onda de corte que usamos fueron 900 y 1400 km, respectivamente, que equivalen de manera aproximada a las del filtrado en esféricos armónicos realizado por A&S.

Como puede verse en el perfil filtrado (figura 5b, parte superior, línea de rayas y puntos), el filtrado pasabanda realmente remueve la mayor parte de las diferencias.

Para cuantificar esta comparación, y para determinar sus implicaciones para la composición magnética de la corteza, hemos creado un modelo bidimensional a partir del propuesto por Parra et al. (1984), que agrega a este último la estructura profunda debajo de las islas IShS y la PA. El modelo considera magnetizaciones alineadas con el campo magnético actual y utiliza susceptibilidades medidas en laboratorio sobre muestras de rocas (Allen, 1966), de acuerdo con Parra et al. (1984).

El esquema de los cuerpos que constituyen el modelo aparece en la parte inferior de la figura 5b; directamente encima está el perfil de anomalías calculado a los 7 km, y en el tope el perfil de anomalías calculado a los 400 km (línea de puntos), filtrado en la banda 900 - 1400 km. El modelo produce un buen ajuste con el perfil aeromagnético promedio y con el perfil Magsat.

Posemos concluir entonces que los cuerpos que hemos usado como fuentes para modelar el campo a baja altura pueden también explicar el perfil de anomalías a la altura del satélite. Aunque el modelo carece de detalle fino, sirve de todos modos para mostrar que las fuentes de las anomalías satelitarias residen en la alta magnetización de la Serie Intrusiva del ciclo andino, que estimamos que se extiende hasta unos 20 km debajo de las Islas Shetland del Sur y de la costa NO de la Península Trinidad. Para determinar la parte superior de los cuerpos modelados hemos tenido en cuenta la topografía conocida. Además hemos usado los resultados de sísmica de refracción de Ashcroft (1972) como guía para las cotas de profundidad de los cuerpos.

Al hacer la modelación hemos considerado que la corteza oceánica debajo del pasaje de Drake no contribuye al patrón de anomalías a la altura del satélite, ya que son anomalías de expansión de fondo oceánico del período Cenozoico, que tienen longitudes de onda relativamente corta y se amortiguan muy rápidamente con la altura.

También hemos experimentado incluyendo en la modelación un cuerpo con magnetización inducida simulando una capa de corteza oceánica que se hunde debajo de las IShS y del estrecho de Bransfield (EB), para representar la subducción de la

antigua placa Phoenix (Barker, 1982). La contribución de esta capa resultó extremadamente pequeña, de manera que no la incluimos en el modelo definitivo.

4.1.2 Modelación tridimensional

La densidad de datos aeromagnéticos en la región del EB es adecuada como para permitir un grillado del campo de anomalías con buena resolución. Consecuentemente, y aunque la estructura de la región es aproximadamente bidimensional, hemos investigado también la modelación tridimensional a baja altura en la región que se aprecia en las figuras 6 a - d.

La figura 6a es una imagen del campo de anomalías magnéticas a 1000 m de altura, que contiene no sólo datos USAC sino datos digitalizados de Renner et al., 1985, que se manifiestan en el extremo SO de la grilla, ya que la mayor parte de ella está bastante uniformemente cubierta con datos USAC. La figura 6c presenta las trayectorias USAC que contribuyeron a este mapa.

El método numérico que usamos fue una modificación del de Talwani (1965). En este último, el cuerpo magnético es aproximado por una pila de láminas de forma arbitraria, cada una de las cuales es aproximada por un polígono. La integración tridimensional involucrada se resuelve analíticamente para los ejes cartesianos coplanares con los polígonos (generalmente x e y) y numéricamente para el otro eje (generalmente z), para lo cual hace falta ingresar al programa de cálculo las coordenadas de los vértices de todos los polígonos que determinan el cuerpo, con una distancia entre polígonos suficientemente pequeña como para que la integración numérica resulte en la aproximación deseada. Como en general los cuerpos son de formas relativamente simples (prismas, conos, conos truncados), lo que hemos hecho fue introducir una rutina de interpolación para tener que ingresar solamente los polígonos relevantes para determinar la forma del cuerpo, y el intervalo de integración. Además, como el modelo de Talwani (1965) trabaja en coordenadas cartesianas, incorporamos rutinas de proyección para las coordenadas a la entrada y salida, ya que usamos coordenadas geográficas (esféricas). Internamente el programa sigue trabajando en cartesianas, de manera que los polígonos son planos, pero las distancias a los puntos de cálculo tienen en cuenta la esfericidad de la tierra. El no tener en cuenta internamente la esfericidad para los cuerpos introduce errores si los cuerpos son muy grandes; en ese caso lo que hacemos es subdividirlos en cuerpos más pequeños, y hemos encontrado esto más práctico que usar modelos esféricos como el que usamos en Ghidella & Febrer (1984).

En la modelación tridimensional utilizamos los siguientes cuerpos simples de susceptibilidad (χ) constante:

<i>cuerpos</i>	χ (c.g.s.)
bloque del batolito de las IShS	0.004
intrusión volcánica en el EB	0.008
batolito costa Oeste de la península Trinidad	0.006
ridge de Scotia Sur	0.004

La figura 6d muestra la extensión areal de los cuerpos magnetizados empleados en la modelación. La línea AA' indica el lugar donde la sección transversal de los

cuerpos es similar a la del modelo bidimensional (figura 5b, abajo), aunque con menor detalle. Estos grandes bloques magnéticos en la corteza pueden reproducir los rasgos principales de los datos aeromagnéticos grillados. La figura 6a muestra el campo aeromagnético grillado y la 6b el campo modelado.

Pueden apreciarse claramente las dos anomalías positivas alargadas que encierran el EB, donde hay una “depresión”: anomalías negativas. El máximo relativo correspondiente a la línea de volcanes en la cuenca del Bransfield no llega a apreciarse con la resolución de este mapa. Notamos que esta configuración tiene su expresión más intensa a la altura del grupo principal de las IShS. Hacia el Sudoeste las “ramas positivas” se juntan, y hacia el NE la rama de las IShS desaparece (o se discontinúa, como discutiremos luego). La rama que sigue “la espalda” de la PA se extiende hasta el borde de la cuenca de Powell. Justo al Sur de las islas Clarence y Elefante aparece una tercera rama positiva, que bordea el ridge de Scotia Sur. Esta rama podría haber sido originariamente continua con la de las IShS, o sea antes de que la cuenca del Bransfield se abriera.

El campo resultante de la modelación numérica, figura 6b, reproduce aproximadamente estos rasgos. El bloque de las IShS termina abruptamente en el NE así como también la porción magnetizada de la zona de extensión del EB; la anomalía negativa asociada con la depresión batimétrica en el EB parece continuar más lejos hacia el NE. El cuerpo intrusivo profundo que bordea el margen NO de la PA continúa hacia el NE por más o menos 200 km pasando la punta de la Península hacia el borde de la cuenca de Powell.

Hace falta agregar un cuerpo magnético a lo largo del ridge de Scotia Sur para tener en cuenta la “tercera rama”, o sea la anomalía positiva alargada que se extiende hacia el NE, bordeando la cuenca de Powell por el Norte. Este cuerpo rectangular muestra un buen acuerdo con los resultados de Watters (1971); sin embargo, hemos utilizado una susceptibilidad de 0.004 c.g.s. con un tope a 3 km y un fondo a 12 km, mientras que Watters (1971) usaron 0.006 c.g.s. y 16 km de espesor para un cuerpo prismático de fondo chato. El objetivo de Watters era modelar las anomalías de alta frecuencia encontradas en dos perfiles a nivel del mar que cruzaban el ridge de Scotia Sur. A 7 km de altura las altas frecuencias están atenuadas, de manera que nuestra modelación posiblemente sea más representativa de las dimensiones globales del cuerpo, teniendo en cuenta además que extensión superficial abarcada por nuestros datos es mucho mayor. Las intrusiones de pequeñas dimensiones y poca profundidad causan anomalías grandes en superficie pero se amortiguan muy rápidamente con la altura.

En el extremo Sudoeste los cuerpos magnetizados continúan más allá del borde mostrado en la figura 6d, pero allí es donde los datos aeromagnéticos terminan. Discutiremos su extensión en la sección siguiente. Hemos incluido un cuerpo que representa la península de Jason, cuyo campo de anomalías fue medido por el relevamiento aeromagnético. El extremo Nordeste de este cuerpo aparece en el campo modelado (izquierda, abajo). Hemos modelado la anomalía de la península de Jason como un rasgo continuo alineado en dirección NE-SO; en el extremo NE tiene menor profundidad. En la figura 6a aparece en cambio como dos lóbulos. Cuando hicimos la modelación consideramos que la península de Jason podría contener intrusiones superficiales discontinuas colocadas sobre una capa más profunda continua.

El acuerdo entre nuestra modelación numérica y el campo medido tiene defectos. La idea no fue reproducirlo exactamente, ya que la modelación tridimensional con-

sume mucho tiempo y esfuerzo. En las dos ramas que encierran el EB se observa un efecto de borde hacia el Norte que hace que las anomalías se ensanchen atravesando la depresión central, lo que no es real. Esto se podría haber mejorado suavizando o haciendo menos abrupta la terminación de los bloques tanto en extensión superficial como en profundidad. Otra cosa que podríamos haber hecho, para mejorar el acuerdo en la depresión central (que con nuestros cálculos es menos negativa que lo que los datos muestran) es “rellenarla” con cuerpos de contraste de susceptibilidad negativa, simulando roca sedimentaria que normalmente tiene susceptibilidad menor que la de la roca promedio. O alternatively aumentar la pendiente de las paredes de los cuerpos hacia adentro de la depresión (ver sección transversal de los cuerpos en la figura 5b, abajo). La terminación de los cuerpos hacia el lado del mar parece estar razonablemente bien, porque la anomalía negativa que cubre casi toda la PA está reproducida de manera aceptable.

4.2 Modelación regional del campo satelitario

En el campo de anomalías Magsat de A&S se pueden observar varias correlaciones interesantes con rasgos estructurales. Aunque no hay un cubrimiento tan denso de información a baja altura como en la zona en que hicimos la modelación descrita en los párrafos precedentes, hemos extendido nuestra zona de estudio a una región mayor para tratar encontrar fuentes magnéticas extensas causantes de las anomalías a elevación satelitaria. El sector se extiende desde *la isla de Thurston* en el Oeste de la PA hasta *el ridge de Astrid* que se encuentra en Antártida Este, incluyendo el Sur del mar de Weddell y el bloque de las islas Orcadas del Sur (figura 4). Hemos hecho lo posible para utilizar la mayor parte de información geofísica y geológica existente como ayuda para definir la interpretación.

En la figura 7 mostramos la distribución areal de los cuerpos que finalmente usamos para calcular las anomalías, y en la figura 8a el campo de anomalías resultante de la modelación numérica tridimensional a 400 km de altitud. Para comparación, el campo de A&S se muestra otra vez en la figura 8b.

La discusión que sigue está separada en tres áreas geográficas: *el Norte de la Península Antártica, el margen Oeste de la misma y el margen del Mar de Weddell hasta Antártida Este.*

Los bloques que se extienden fuera de la zona de modelación a baja altura son simples; su espesor varía entre 6 y 15 km, y la susceptibilidad es siempre la misma, 0.006 c.g.s. Este valor es en general más alto de los que aparecen en el mapa de susceptibilidad de Arkani-Hamed & Strangway (1985a), que fueron derivados de una inversión del campo global de anomalías suponiendo magnetización inducida. La diferencia se debe a que hemos ubicado los cuerpos generadores en la *corteza superior*, mientras que Arkani-Hamed & Strangway (1985a) asumieron a la corteza magnetizada extendida hasta una profundidad de 50 km. Nuestro valor de susceptibilidad es razonable para formaciones plutónicas calco-alcalinas en arcos de islas, y también concuerda con los valores empleados en la modelación de mesetas oceánicas de Frey (1983) y Raymond (1988), que pueden compararse particularmente con nuestra modelación de la elevación Maud.

Los márgenes continentales cuya secuencia sísmica muestra reflectores que se inclinan hacia el mar tienen también anomalías magnéticas de gran amplitud asociadas (Hinz et al., 1987; Kristoffersen & Haugland, 1986). Las dimensiones de las cuñas volcánicas relacionadas con estos reflectores quedan bastante bien determinadas por los relevamientos sísmicos, y para reproducir las anomalías observadas

se necesitan susceptibilidades relativamente altas como las que estamos usando. Consecuentemente, consideramos que nuestra estimación de la susceptibilidad es razonable en la aproximación en que estamos trabajando. Por supuesto que se podría mejorar la estimación de susceptibilidad si se pudiera hacer un modelado más detallado con datos a baja altura como se hizo en la zona del EB-ISHS-PA.

4.2.1 Península Antártica Norte

El campo 400 km de altura calculado para los cuerpos fuente de la figura 6d se correlaciona bien con el campo de A&S, reproduciendo la parte Oeste de la anomalía alargada de 3 nT que se extiende desde el área de las ISHS hasta la plataforma de las Orcadas. Sobre esta latitud geomagnética las anomalías se encuentran corridas hacia el norte de los cuerpos.

Al investigar el origen de la mitad Este de esta anomalía la encontramos asociada con la plataforma de las Orcadas, que es un bloque de corteza que tiene una gran afinidad con la Península Antártica (Harrington et al., 1971; Garrett et al., 1987). Las anomalías de expansión de fondo oceánico que fueron identificadas por el relevamiento aéreo USAC en la cuenca de Powell indican que el bloque de las Orcadas del Sur se ha separado de la PA posiblemente en tiempos de la apertura del pasaje de Drake, habiendo formado parte de la misma en épocas anteriores. Nuestro cuerpo fuente para el bloque de las Orcadas del Sur tiene el fondo a 18 km de profundidad; su tope se hunde desde una profundidad de 2 km en el Sur hasta unos 7 km en el Norte, concordando con los resultados sísmicos de Harrington et al., (1971); su contorno sigue la batimetría.

Esta elongada anomalía positiva satelitaria es truncada hacia el Este del bloque de las Orcadas por una anomalía negativa. Hacia el Sudoeste, siguiendo el arco de la Península Antártica, se continúa con menor intensidad extendiéndose lo largo de toda la costa Oeste de la península. Es por esto que hemos *continuado hacia el Sudoeste* los cuerpos de las ISHS y del margen de la PA; terminan cerca de la isla Adelaida. Sus topes (o techos) son chatos, a 1 km de profundidad, y sus secciones transversales son rectangulares, estando su fondo a 10 km de profundidad. La extensión de estos cuerpos logra cancelar una anomalía negativa de efecto de borde que aparecería cerca de la isla Anvers. La continuación de estos cuerpos (que representan los plutones calco-alkalinos de la Serie Intrusiva Andina) a lo largo del margen es consistente con los datos aeromagnéticos sobre la PA del British Antarctic Survey (BAS), que muestran una destacada anomalía alineada con la costa Oeste de la Península Antártica (Renner et al., 1985). Concuerda también con la información geológica (una interesante revisión puede verse en Saunders & Tarney, 1982).

Usamos datos aeromagnéticos USAC para definir el cuerpo de la península de Jason. Construimos dos bloques, uno sobre el otro, de base y cima lisas, uno de los cuales se extiende desde el nivel del mar hasta 6 km de profundidad, y el otro desde los 6 hasta los 10 km. El límite este del cuerpo menos profundo es la costa Este de la península, mientras que el otro se extiende más afuera (dentro del mar de Weddell), siguiendo el límite de la península de Jason como se puede ver en la figura 7. La terminación Oeste de estos cuerpos se basó en un perfil aeromagnético del proyecto Magnet, el cual muestra una larga anomalía positiva sobre la Península Antártica alineada con la dirección de la península de Jason (LaBrecque, 1986). El mapa de contornos de anomalías magnéticas de Renner et al. (1985), muestra una

depresión sobre la bahía Margarita, al sur de la isla Adelaida, la cual puede ser una anomalía de efecto de borde resultante de la finalización de esta zona magnetizada.

4.2.2 Margen Oeste de la Península Antártica

Modelamos esta región utilizando la información del relevamiento aeromagnético del BAS junto con la información geológica disponible. De acuerdo con el mapa satelitario de anomalías de A&S, la corteza magnetizada continúa hacia al Sur a lo largo del margen Oeste de la Península, y la correspondiente anomalía se intensifica al acercarse a la isla Thurston. En el mapa de contornos aeromagnéticos de Renner et al. (1985), la isla Alejandro I aparece magnéticamente inactiva, mientras que la corteza al Oeste de la tierra de Palmer produce anomalías que alcanzan las 600 nT. Es por ello que hemos agregado un cuerpo que delinea toscamente la zona de alta intensidad al Oeste de la tierra de Palmer, correspondiendo con lo que se observa en el mapa del BAS. También es de sección rectangular con la parte superior a 1 km de profundidad y la base a 12 km. Empalma al Sur con otro cuerpo que se extiende a lo largo del margen de Bellingshausen desde el Sur de la isla Alejandro I hasta la isla Thurston y el mar de Amundsen. Este cuerpo carece de apoyo de datos geológicos y geofísicos, excepto por mapeos geológicos de la isla Thurston y de la Costa Eightes que revelaron secuencias volcánicas y gabroicas (que están intensamente magnetizadas), al igual que rocas intrusivas calco-alkalinas (Storey, 1991).

Nuestra modelación del campo de anomalías satelitario sugiere que la Anomalía Magnética de la Costa Oeste (WCMA - West Coast Magnetic Anomaly) de Renner et al. (1985) se continúa a lo largo y mas allá del margen de Bellingshausen, y es apoyada por una anomalía positiva local sobre la isla Thurston. La anomalía positiva finaliza en el mar de Amundsen, lo que es consistente con la evolución tectónica del área según Watts et al. (1988). El mar de Amundsen constituye la transición entre el margen Oeste con historia de subducción detenida (Barker, 1982) y el margen pasivo formado durante la separación entre Antártida Oeste y Nueva Zelanda.

4.2.3 Margen del mar de Weddell / Antártida Este.

El campo satelitario también muestra una anomalía positiva sobre el margen Sur del mar de Weddell, la cual se corresponde claramente con la anomalía Orión detectada por el relevamiento USAC. Esta anomalía fue interpretada originariamente como la traza de la frontera océano-continente en un margen pasivo. Aunque esta interpretación fue posteriormente replanteada (capítulo 5) muy posiblemente se debe a un evento magmático importante ocurrido en el rompimiento del supercontinente de Gondwana (Storey & Hunter, 1996; Hunter et al., 1996). Hemos modelado su voluminosa estructura con un cuerpo a 4 km de profundidad y de 11 km de espesor para simular una corteza ígnea gruesa similar a la encontrada en otros márgenes volcánicos. La anomalía Orión se funde con las anomalía magnética Andenes (LaBrecque, 1986; Kristoffersen & Haugland, 1986) sugiriendo una posible asociación con la cuñas volcánica mapeadas por prospección sísmica (Haugland et al., 1985; Hinz & Kristoffersen, 1987; Kristoffersen & Haugland, 1986) en la zona de la anomalía Andenes. Hemos modelado Orión y Andenes como un solo cuerpo, aunque a Andenes le agregamos un suplemento cuando tuvimos nuevos datos a baja altura (capítulo 5).

A lo largo del margen de la Tierra de Coats se extiende la anomalía Explora (LaBrecque, 1986; ver también capítulo 5). Hay también una secuencia volcánica asociada a esta anomalía (Kristoffersen & Haugland, 1986). Hemos creado un cuerpo que la acompaña (el cuerpo "Explora"), al que hemos extendido hasta la elevación Maud, con el mismo tope y espesor que el cuerpo Orión - Andenes. Otra rama de este cuerpo se extiende al sur hasta los 85° S, siguiendo el contorno del campo satelitario. Al campo magnético satelitario se lo considera contaminado con componentes no resueltas del campo externo al Sur de los 75°; sin embargo, la anomalía satelitaria que se extiende dentro de la barrera de hielos Filchner parece estar asociada con la anomalía Explora, por lo que tentativamente concluimos originariamente que podía tener sus fuentes en la corteza, y luego comprobamos que es muy plausible (Hunter et al., 1996; capítulo 5).

Una anomalía positiva extensa aparece sobre la elevación Maud. La que hemos modelado como un cuerpo rectangular de 14 km de espesor. El positivo intenso que está asociado con la elevación Maud continúa más hacia el Este. Es por esto que hemos incluido un bloque representando corteza oceánica gruesa debajo del rigde de Astrid, 16 km de espesor, y una capa intermedia de corteza oceánica engrosada, siguiendo los resultados de Hinz & Krause (1982), LaBrecque & Keller (1982) y Bergh (1987), lo que resulta en una buena contrastación con el campo satelitario.

5. CONCLUSIONES

5.1 Sobre la identificación de fuentes magnéticas

Utilizando modelación bi y tridimensional practicada a alta y baja altitud, y haciendo extenso uso de un nuevo conjunto de datos aeromagnéticos, hemos podido mostrar que el grueso de las fuentes de anomalías magnéticas a nivel satelitario en la Antártida Oeste y en el mar de Weddell pueden encontrarse en la corteza media o superior.

Hemos podido relacionar la anomalía positiva satelitaria que sigue al margen occidental de la PA al arco de rocas magmáticas calco-alkalinas expuesto en la península Antártica y en las islas Shetland del Sur al igual que en las islas Thurston y en la costa Eights. Nuestra modelación sugiere la continuidad de esta estructura, por lo menos a gran escala, a lo largo de todo el margen de la PA occidental así como del margen del mar de Weddell, extendiéndose hasta el mar de Amundsen.

También pudimos relacionar otra intensa anomalía satelitaria que sigue al margen sur del mar de Weddell y al de la tierra de la Reina Maud con secuencias volcánicas enterradas que fueron mapeadas sísmicamente al este de la barrera de hielos Filchner (Hinz & Kristoffersen, 1987; Jokat et al., 1996). Parece ser que la anomalía Orion mapeada por el relevamiento USAC está asociada con una estructura que es la continuación (regionalmente) de la escarpa Andenes, y se destaca la posibilidad de que un tercer brazo de esta estructura penetre en el continente por debajo siguiendo la isla Berkner, hasta el macizo Dufek de las montañas Transantárticas. La naturaleza continua de esta anomalía en el campo satelitario podría, sin embargo, estar fusionando importantes rupturas estructurales: no puede asegurarse al examinar el campo satelitario si es que las anomalías Orion y Andenes corresponden realmente estructuras continuas o si es que están separadas por alguna fractura, como podría ser una zona de cizalla (shear).

Nuestra modelación tridimensional del campo de las anomalías magnéticas satelitarias no pretende resolver información específica sobre las fuentes de las anomalías a gran altura. Debe ser considerado, en cambio, como una herramienta de reconocimiento para predecir regionalmente la estructura y composición de la corteza de áreas poco relevadas.

Nuestra hipótesis de una magnetización puramente inducida es algo que nosotros mismos cuestionamos. Aunque el magnetismo remanente puede ser ignorado en forma efectiva al modelar fuentes de escala continental como generadoras de anomalías satelitarias, ya que las fuentes de magnetización remanente son generalmente de pequeñas dimensiones (< 200 km) y tienden a cancelarse entre sí al promediar en un área grande, no puede descartarse totalmente la posibilidad de que pueda ser importante para el campo de anomalías magnéticas satelitarias. Pero para el caso particular para las rocas plutónicas de la Serie Intrusiva Andina tal como han sido mapeadas en la PA, se tiene que sus edades se agrupan en el período Cretácico medio, de modo que sus magnetizaciones habrían sido adquiridas durante el largo intervalo del Cretácico con polaridad normal constante del campo geomagnético. Esto sería una fuente mucho más coherente de magnetismo remanente que si las rocas hubiesen sido intruídas durante períodos de fluctuaciones rápidas del campo geomagnético, como fue el Cenozoico. Además, de haber habido remagnetización subsiguiente o magnetización viscosa, igualmente serían coetáneas (y por lo tanto paralelas) con la dirección de magnetización primaria, aumentando la importancia de las componentes remanentes de la magnetización como fuentes de anomalías satelitarias pero sin afectar nuestros resultados.

Para la parte central de los Andes chilenos fue reconocido que las rocas plutónicas del Cretácico medio parecen estar más intensamente magnetizadas que las plutónicas de otras eras (Parra & Yáñez, 1988). Sin embargo, para esta región del planeta, la dirección remanente es apenas distinta de la dirección del campo en el presente por lo que podemos arriesgar la posibilidad de que las fuentes puedan ser una combinación de remanentes e inducidas.

Para el caso del ridge de Scotia Sur, el cual se cree que esta compuesto por varios fragmentos que han rotado independientemente desde el emplazamiento de la serie plutónica (Garrett et al., 1987), la disminución observada de la magnetización para este bloque con respecto a los intrusivos de la PA y del bloque de las Orcadas del Sur, puede ser tal vez explicada considerando que las componentes de remanencia pudieron en parte cancelarse o compensarse con la rotación del bloque, o alternativamente, que sean variables a lo largo del bloque, resultando en una disminución de la magnetización en grueso.

Del resultado de esta modelación nos planteamos al principio unas cuantas hipótesis. Es el cinturón de rocas intrusivas en la península tan continuo (en profundidad) como parece serlo en el campo de anomalía de A&S, y realmente continúa ininterrumpidamente a lo largo del margen de Bellingshausen hasta la isla Thurston y aún mas allá? El mapa de anomalías de R&B indicaría que existe un corte en el cinturón lineal en el margen Oeste de la tierra de Palmer; sin embargo, la continuidad de la WCMA del mapa de anomalías magnéticas del BAS apoya al campo satelitario del A&S. Es por esto que sugerimos a través de nuestro modelado que las rocas fuente son continuas y estimamos que se extienden hasta una profundidad de entre 10 - 20 km en el margen Oeste de la PA, coincidiendo así con Renner et al., (1985), por lo menos hasta los 72° S. Con posterioridad a nuestra modelación, que fue hecha en el año 1987, tuvieron lugar otros relevamientos aeromagnéticos en la

costa Pacífica (Maslanyj et al., 1991) que muestran a baja altura la continuidad de las fuentes por nosotros inferidas sobre la base de datos satelitarios por lo menos hasta los 92°W. Además se volaron algunas líneas sobre la isla Thurston (Storey et al., 1991), que, junto con las rocas intensamente magnetizadas detectadas en el terreno, aportan una buena evidencia de la continuidad de la zona a lo largo del margen de Bellingshausen. La WCMA pasó a llamarse PMA: Pacific Magnetic Anomaly (Maslanyj et al., 1991).

La otra cuestión intrigante tiene que ver con la península de Jason. ¿Cómo encaja con las tendencias tectónicas de la península Antártica las cuales están claramente dominadas por subducción previa a lo largo del margen del Pacífico? Observamos que sólo las rocas intrusivas básicas del estadio final de la subducción y emplazadas cerca del eje de la paleo-fosa parecen contribuir a los campos de anomalías satelitarias y aeromagnéticas. ¿Podría la península de Jason estar controlada por una zona subyacente de debilidad, como una zona de fractura del Pacífico que intersecte a la Península Antártica, lo que habría permitido a los magmas de un estadio ulterior migrar lejos de los ejes acanalados y erupcionar así en el margen Este de la Península? O, alternativamente, ¿está la anomalía causada por la presencia rocas de la corteza profunda residentes actualmente en niveles más altos, entre poco profundos y medios de la corteza, sin tener nada que ver con los episodios del lado del Pacífico?

Una observación importante que hemos hecho durante esta modelación es que la anomalía magnética positiva que entra en el continente Antártico por encima de la isla Berkner (vista en el campo satelitario así como independientemente en los datos aeromagnéticos rusos, Hunter et al., 1996), puede representar la paleo frontera entre las placas antárticas Oeste y Este (actualmente juntas). Su fuente está casi seguro relacionada con el macizo Dufek y el grupo Ferrar de intrusiones en capas (Behrendt et al., 1980). Hacia el Norte parece continuarse con la anomalía Explora, y formar un ángulo con dirección de la Orión. Este grupo de anomalías intensas está asociado con los reflectores sumergidos en dirección al mar sobre el margen este antártico.

Hemos también identificado una zona de corteza oceánica anómala (en el sentido de que es más gruesa que lo normal) más hacia el Este, en la elevación Maud y el ridge de Astrid. Ambos rasgos topográficos están acompañados máximos locales de anomalías gravimétricas de aire libre según las compilaciones derivadas de altimetría satelitaria. Y ambos rasgos se encuentran cercanos al comienzo de importantes zonas de fractura de dirección SW - NE correspondientes a la separación entre Antártida y África. Pero no hemos encontrado para esta zona corroboración de las intensas anomalías magnéticas que cabría esperar, aunque tampoco hemos encontrado nada significativo que se oponga.

5.1 Sobre la reducción de los datos de satélite

Consideramos haber comprobado que, pese a que la contribución del campo magnético externo es muy grande en la señal satelitaria, especialmente a altas latitudes, es de todos modos posible detectar la contribución proveniente de rocas magnetizadas en la litosfera, aun en zonas de altas latitudes y especialmente poco favorecidas como la zona austral que estuvo del lado iluminado por el sol durante la misión Magsat.

Consideramos que la técnica de Arkani-Hamed y Strangway (1985), es hasta el momento la más conveniente para la reducción de los datos con miras a separar la contribución de la litosfera, aun cuando se han hecho otras especialmente dedicadas a las zonas polares (Alsdorf et al., 1994). Hay que tener también en cuenta que la compilación de A&S abarca todo el planeta, con lo cual es especialmente elogiabile. Se puede decir que la banda 900 - 1400 km es restrictiva: el afán de eliminar las componentes no deseadas resulta en un recorte de las componentes deseadas, resultando en un campo de anomalías tal vez demasiado suave sobre todo en los océanos y latitudes bajas. Pero aun así consideramos que es la técnica a tomar como referencia para las futuras misiones satelitarias geomagnéticas.

APÉNDICE R

R1. Continuación analítica de anomalías magnéticas

En el capítulo 1, apartado 3, vimos que la anomalía o residuo está dada por:

$$\Delta F = F_i - F_{calc} \quad (R1.1)$$

donde F_i es el campo medido corregido por el efecto del campo externo y F_{calc} es el calculado con un modelos de referencia como se vio.

Veremos ahora la expresión de las anomalías magnéticas cuando son resultado de una modelación numérica.

En ese caso se supone la presencia de un cuerpo "anómalo" que crea un campo magnético $\vec{B}$ que se agrega al campo existente en la región al que llamaremos $\vec{F}$. La anomalía (a veces se la llama *escalar*) será:

$$T = \Delta F = |\vec{F} + \vec{B}| - |\vec{F}| \quad (R1.2)$$

$$T = \sqrt{(F_x + B_x)^2 + (F_y + B_y)^2 + (F_z + B_z)^2} - \sqrt{F_x^2 + F_y^2 + F_z^2} \quad (R1.3)$$

Generalmente es $B \ll F$, con lo cual puede usarse para T una aproximación de primer orden:

$$T = \frac{\vec{F} \cdot \vec{B}}{|\vec{F}|} = \frac{\vec{F} \cdot \vec{B}}{F} = \vec{u} \cdot \vec{B} \quad (R1.4)$$

Por encima de la Tierra y lejos de la ionósfera no hay corrientes para ningunos de los dos campos, de manera que son irrotacionales (el campo interno es variable y podría pensarse que habría una corriente de desplazamiento, pero la variación es muy lenta con lo cual no hace falta considerarla):

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{B} = 0 = \vec{\nabla} \wedge \vec{F} \quad (R1.5)$$

Consecuentemente, ambos campos son derivables de un potencial. En particular para B se tiene:

$$\vec{B} = -\vec{\nabla}\Phi \quad (R1.6)$$

Como $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$, se tiene que $\nabla^2 \Phi = 0$, o sea que Φ es una función armónica. Pero entonces todas las componentes de $\vec{B}$ también lo son.

Consideremos ahora la expresión R1.4 para la anomalía magnética. Si el campo interno o principal puede considerarse aproximadamente constante en la zona de estudio, se tendrá que también T es una función armónica.

Ahora consideramos la *segunda identidad de Green* (Jackson, 1963):

$$\int_V (\phi \nabla^2 \psi - \psi \nabla^2 \phi) dV = \oint_S \left[\phi \frac{\partial \psi}{\partial n} - \psi \frac{\partial \phi}{\partial n} \right] dS \quad (R1.7)$$

V es un volumen en el espacio y S es la superficie que lo encierra. Consideramos además *las funciones de Green*, que son las que cumplen:

$$\nabla'^2 G(\vec{r}, \vec{r}') = -4\pi\delta(\vec{r} - \vec{r}'), \quad (R1.8)$$

con lo cual:

$$G(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} + f(\vec{r}, \vec{r}'), \quad (R1.9)$$

siendo f cualquier función para la cual, dentro de V :

$$\nabla'^2 f(\vec{r}, \vec{r}') = 0 \quad (R1.10)$$

En R1.7 reemplazamos ϕ por T y ψ por G , y, teniendo en cuenta que T es armónica se obtiene:

$$T(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \oint_S \left[G(\vec{r}, \vec{r}') \frac{\partial T}{\partial n'} - T(\vec{r}') \frac{\partial G(\vec{r}, \vec{r}')}{\partial n'} \right] dS' \quad (R1.11)$$

Este resultado indica que T dentro del volumen V se puede obtener a partir de sus valores en la superficie que envuelve el volumen. Pero la libertad para elegir f (R1.9 y R1.10) y el teorema de unicidad de la existencia del potencial permiten usar las condiciones de contorno de Dirichlet (Jackson, 1963, secciones 1.9 y 1.10), con lo cual se puede definir $G = G_D = 0$ en la superficie, obteniéndose:

$$T(\vec{r}) = -\frac{1}{4\pi} \oint_S \left[T(\vec{r}') \frac{\partial G_D(\vec{r}, \vec{r}')}{\partial n'} \right] dS' \quad (R1.12)$$

Para ilustrar el uso de R1.12 consideraremos que T es conocida en un plano perpendicular al eje z y a la una altura z_0 , y veremos cómo se halla T a un lado o al otro del plano, dependiendo de dónde no haya fuentes para la anomalía magnética. En este caso se puede considerar que el volumen está delimitado por el plano y una esfera de radio infinito; si las fuentes magnéticas están localizadas en el espacio, la contribución de la esfera de radio infinito a la integral R1.12 será nula, quedando sólo el plano.

La función de Green para el plano en $z = z_0$ puede obtenerse con el método de imágenes para problemas de potencial (Jackson, 1963), y es:

$$G_D(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{1}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}} - \frac{1}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-2z_0+z')^2}} \quad (R1.13)$$

En la ecuación R1.12 la derivación respecto a una coordenada perpendicular a la superficie debe hacerse en el sentido saliente de la misma, o sea que hay dos posibilidades, según el semiespacio en el cual se desee calcular T :

$$\text{para } \begin{cases} (1) & z > z_0: & \frac{\partial}{\partial n'} = \frac{\partial}{\partial z'} \\ (2) & z < z_0: & \frac{\partial}{\partial n'} = -\frac{\partial}{\partial z'} \end{cases} \quad (\text{R1.14})$$

Entonces:

$$T(x, y, z) = \begin{cases} (1) + \\ (2) - \end{cases} \frac{(z - z_0)}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{T(x', y', z_0)}{[(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z_0)^2]^{3/2}} dx' dy' \quad (\text{R1.15})$$

La integral doble en x' , y' es una convolución entre las funciones:

$$T(x, y, z_0) \text{ y } \Psi(x, y) = \frac{(z - z_0)}{[x^2 + y^2 + (z - z_0)^2]^{3/2}} = -\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{r} \right) \quad (\text{R1.16})$$

con $r = \sqrt{x^2 + y^2 + (z - z_0)^2}$, de manera que podemos poner, usando el símbolo $*$ para expresar convolución:

$$T(x, y, z) = \begin{cases} (1) + \\ (2) - \end{cases} \frac{1}{2\pi} T(x, y, z_0) * \Psi(x, y) \quad (\text{R1.17})$$

Tomando transformada de Fourier en x e y , y además teniendo en cuenta R.1.16:

$$\mathfrak{I}[T(x, y, z)] = \begin{cases} (1) - \\ (2) + \end{cases} \frac{1}{2\pi} \mathfrak{I}[T(x, y, z_0)] \frac{\partial}{\partial z} \mathfrak{I}\left[\frac{1}{r}\right] \quad (\text{R1.18})$$

Según Bracewell (1965):

$$\mathfrak{I}\left(\frac{1}{r}\right) = 2\pi \begin{cases} \frac{e^{-i|k|(z - z_0)}}{|k|} & z > z_0 \quad (1) \\ \frac{e^{+i|k|(z - z_0)}}{|k|} & z < z_0 \quad (2) \end{cases} \quad (\text{R1.19})$$

Introduciendo R1.19 en R1.18 obtenemos:

$$\Im[T(x, y, z)] = \Im[T(x, y, z_0)] \begin{cases} -e^{-i k (z - z_0)} & z > z_0 \quad (1) \\ +e^{-i k (z - z_0)} & z < z_0 \quad (2) \end{cases} \quad (R1.20)$$

Hemos tomado Transformada de Fourier para mostrar cuanto se simplifica la continuación analítica en el dominio de los números de onda, lo cual es muy útil a los efectos prácticos, porque además de ser las expresiones más simples, los cálculos llevan mucho menos tiempo.

En la expresión R1.20 hay que recordar que el lado del plano sobre el que vale la continuación es aquél en que no hay fuentes magnéticas (corrientes o cuerpos magnetizados). No hay que confundir con la *continuación hacia abajo*.

Para aclarar esto, fijemos ideas con un ejemplo muy común. Consideremos que $z_0 = 0$ coincide con la superficie de la tierra, y que el eje z es positivo hacia su interior. Entonces una continuación hacia arriba será para un valor de z negativo, y se usará la parte (2) de la ecuación R1.20. Si se tiene la distribución de anomalías en superficie, esta ecuación dará la distribución a una altura mayor. Como puede verse de la fórmula, los números de onda grande (longitudes de onda corta) se amortiguarán rápidamente, aunque la fase se conservará. Si en cambio se tiene la distribución de anomalías a cierta altura sobre la superficie terrestre, y se quieren obtener los valores a una altura inferior, por ejemplo sobre la superficie de la tierra, *hay que usar la misma ecuación*, sólo que ahora la incógnita será $T(x, y, z_0)$. Los números de onda grande (longitudes de onda corta) se *amplificarán*, siendo este caso más difícil que el inverso porque junto con la señal se amplifica el ruido que siempre hay, que puede ser de distintos tipos: ambiental, de medición y también numérico. En estos ejemplos, la forma (1) de la ecuación se usará si el eje z de coordenadas es positivo *hacia afuera* de la tierra.

EPÍGRAFES DE LAS FIGURAS

Figura 1

Cobertura de los datos geofísicos existentes antes del Programa USAC. La compilación incluye datos de gravedad, magnetismo y topografía. Notar la baja densidad de datos sobre las cuencas que rodean a la Península Antártica. En líneas punteadas fina y gruesa se muestran respectivamente los alcances mínimo y máximo del avión Orión P-3 a partir de Río Grande de Tierra del Fuego.

Figura 2

Proyección estereográfica polar de la Antártida, mostrando los rasgos más destacados. En la parte superior izquierda se muestra la cobertura de las primeras 4 primeras series de vuelos USAC (de LaBrecque, 1987).

Figura 3

Relevamiento USAC. Perfiles de anomalías magnéticas abatidos sobre las trayectorias.

Figura 4

Ubicación de accidentes geográficos y morfológicos mencionados en el texto.

Vista general de toda la región abarcada por el presente estudio. IJR: Isla James Ross; PJ: Península de Jason; BHL: Barrera de Hielos Larsen; TG: Tierra de Graham; TP: Tierra de Palmer; BM: Bahía Margarita; IA1: Isla Alejandro 1º; BHR: Barrera de Hielos Ronne; IB: Isla Berkner; BHF: Barrera de Hielos Filchner; IOS: Islas Orcadas del Sur; ISeS: Islas Shetland del Sur; ISaS: Islas Sandwich del Sur.

Figura 5: Modelación bidimensional de la región del estrecho de Bransfield.

- a) Ubicación de los segmentos de líneas de vuelo que fueron proyectados y promediados para generar el perfil compuesto para la modelación bidimensional. Se han trazado también isobatas con intervalos de 1000 m.
- b) Parte inferior: sección transversal de los cuerpos usados para calcular las anomalías magnéticas. El prisma vertical delgado ubicado en la depresión del Bransfield tiene una susceptibilidad de 0.008 c.g.s.. Los cuerpos laterales tienen una susceptibilidad de 0.006 en las mismas unidades, y el del extremo derecho 0.004 c.g.s.
Parte media abajo: Perfil de anomalías magnéticas calculado a 7 km de altura.
Parte media arriba: Perfil resultante de proyectar y promediar los segmentos de líneas de vuelo cuya localización se muestra en a).
Parte superior: Perfiles a 400 km de altura:
Línea continua: muestreado del campo de anomalías Magsat de Arkani-Hamed y Strangway (1985b).
Línea de rayas: continuación hacia 400 km de altura del perfil promedio a 7 km.
Línea de puntos y rayas, perfil aeromagnético promedio continuado hacia arriba filtrado en la banda 900 - 1400 km
Línea de puntos, perfil modelado filtrado en la misma banda.

El filtrado, que fue hecho en el dominio de los números de onda, permite hacer una comparación adecuada entre el modelo, los datos aeromagnéticos y el campo Magsat. En la modelación numérica hemos intentado reproducir al mismo tiempo el perfil aeromagnético promedio y el perfil satelitario con nuestro modelo de variaciones estructurales por debajo de las islas Shetland del Sur, el estrecho de Bransfield y la Península Antártica.

Figura 6

- a) Datos de anomalías magnéticas USAC combinados con datos digitalizados de mapas británicos (Renner et al., 1985).
- b) Campo de anomalías calculado a 7 km de altura para los cuerpos modelados que se muestran en (d).
- c) trayectorias aeromagnéticas USAC utilizadas para derivar el campo grillado que se muestra en (a).
- d) Vista en planta de los cuerpos modelados incorporados en el modelo de baja altitud tridimensional de la región. La línea A-A' marca la posición donde la sección transversal del cuerpo es igual a la de la modelación 2D (figura 5). El contraste de susceptibilidad empleado para el modelo fue de .006 c.g.s. para el margen de la península Antártica, la península de Jason y las islas Shetland del Sur, .008 c.g.s. para el estrecho de Bransfield, y .004 c.g.s. para el ridge de Scotia Sur.

Figura 7

Vista en planta de los cuerpos utilizados en la modelación regional tridimensional a elevación satelitaria. Los cuerpos amarillos son los que fueron modelados también a baja altura. El espesor, la forma y la susceptibilidad de cada cuerpo se da en el texto. Como referencia se delineó la isobata de 1000 m.

Figura 8

- a) Campo de anomalías modelado generado por los cuerpos que se muestran en la figura 7.
- b) Campo Magsat de Arkani- Hamed y Strangway (1985b). Los contornos están en nT.

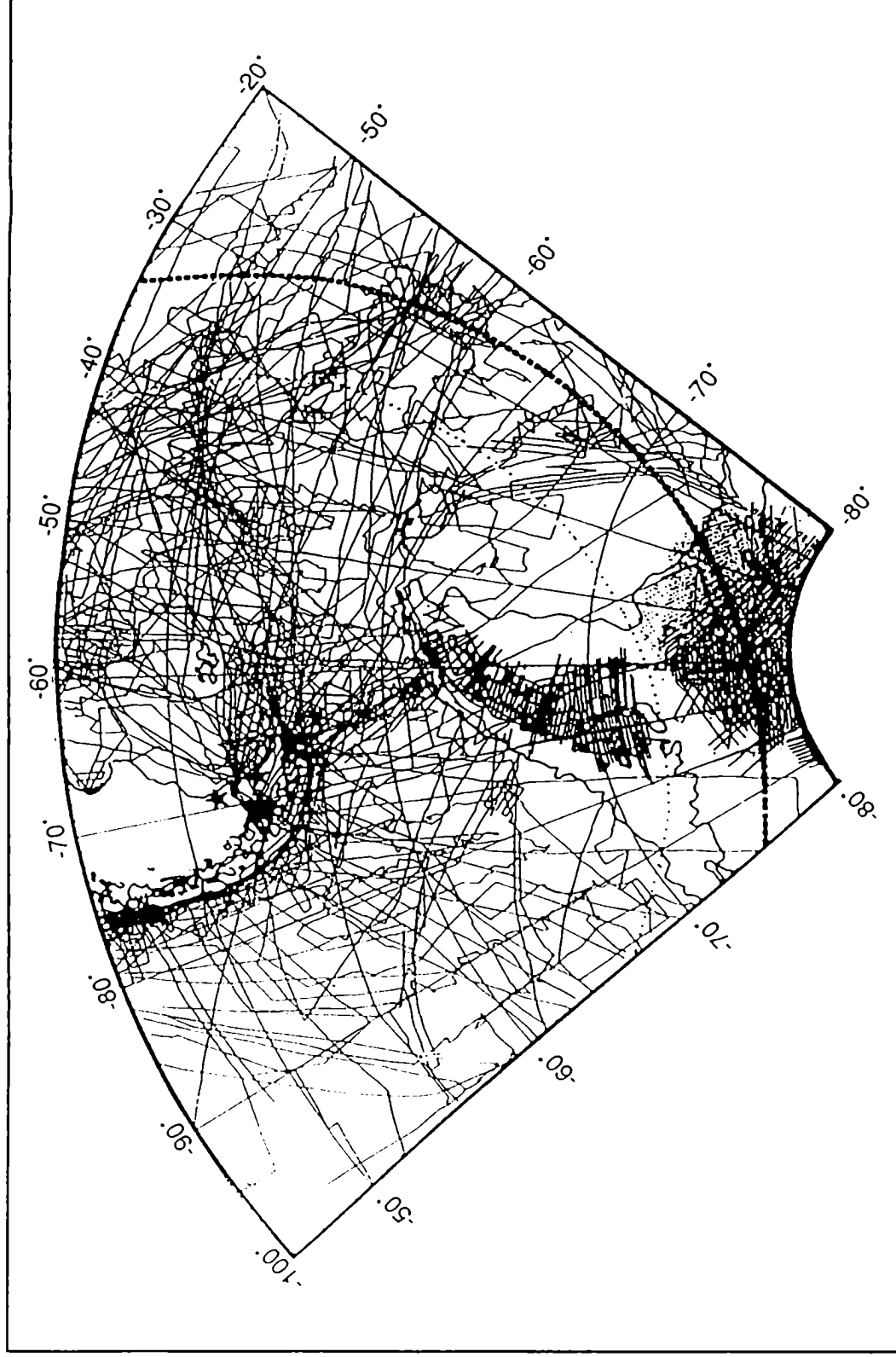


FIGURA 1: Cobertura de los datos geofísicos existentes antes del Programa USAC. En líneas punteadas fina y gruesa se muestran respectivamente los alcances medio y máximo del avión Orión P-3 a partir de Río Grande de Tierra del Fuego.

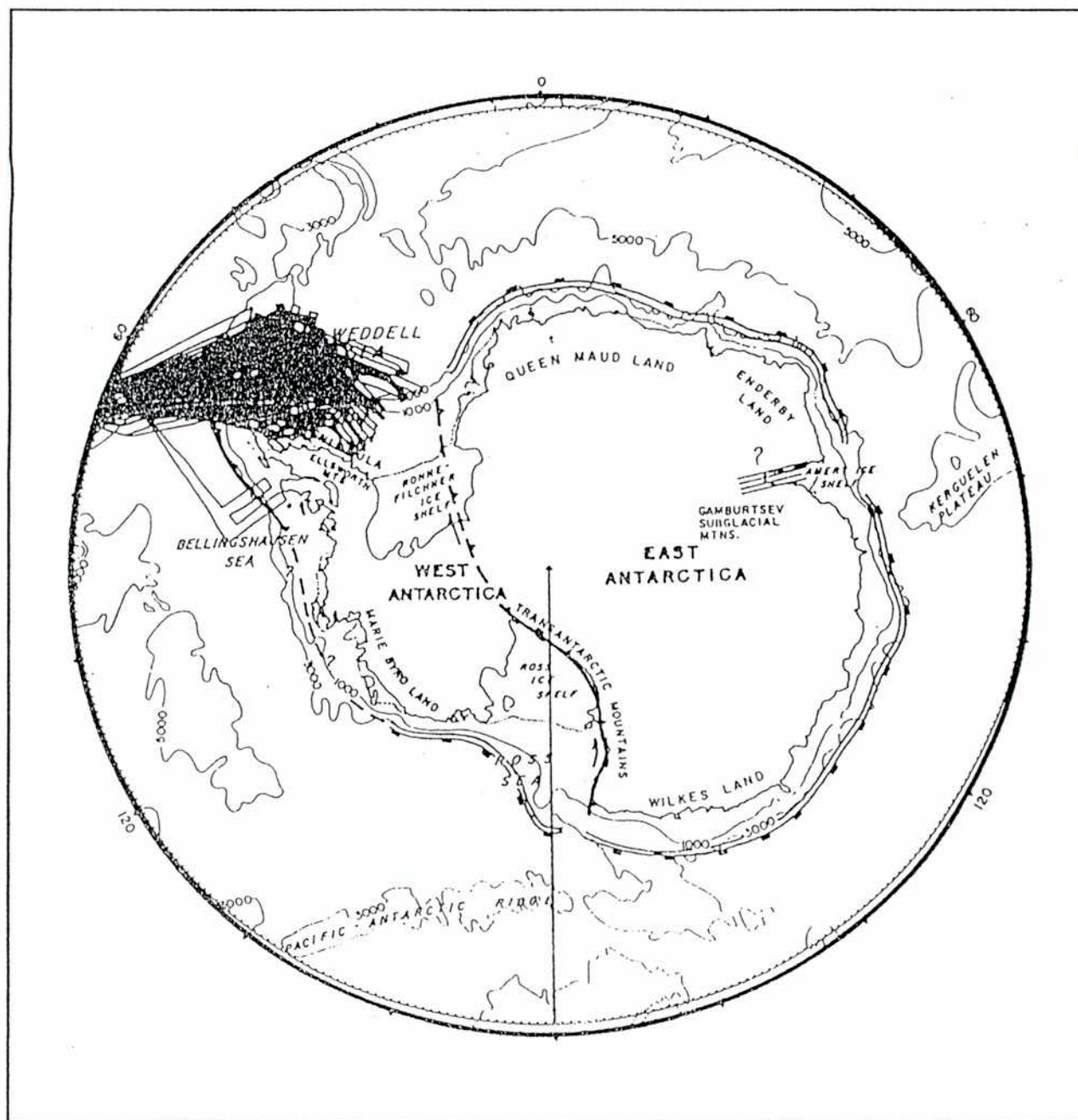


FIGURA 2

Proyección estereográfica polar de la Antártida, mostrando los rasgos más destacados. En la parte superior izquierda se muestra la cobertura de las primeras 4 primeras series de vuelos USAC (de LaBrecque, 1987).

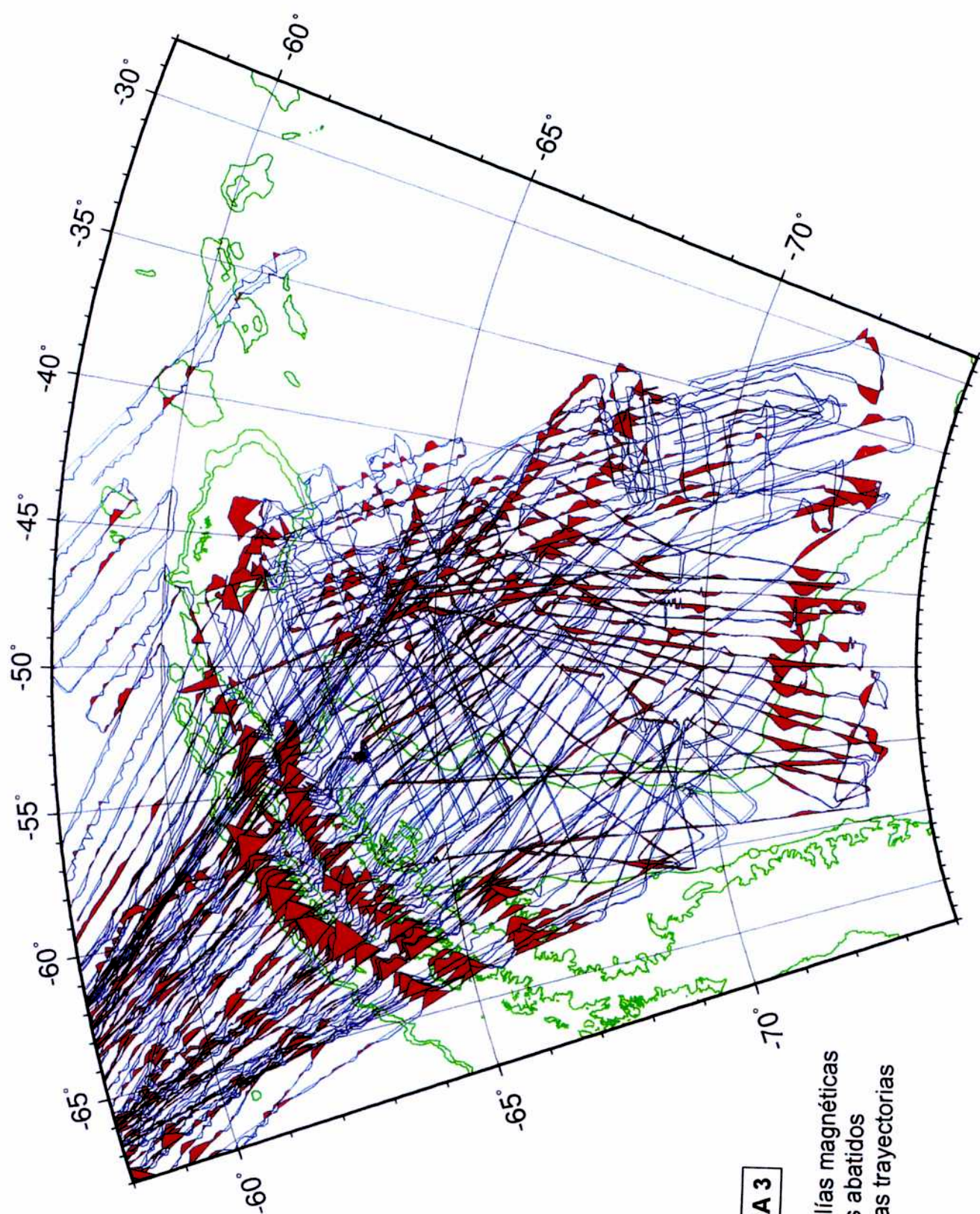
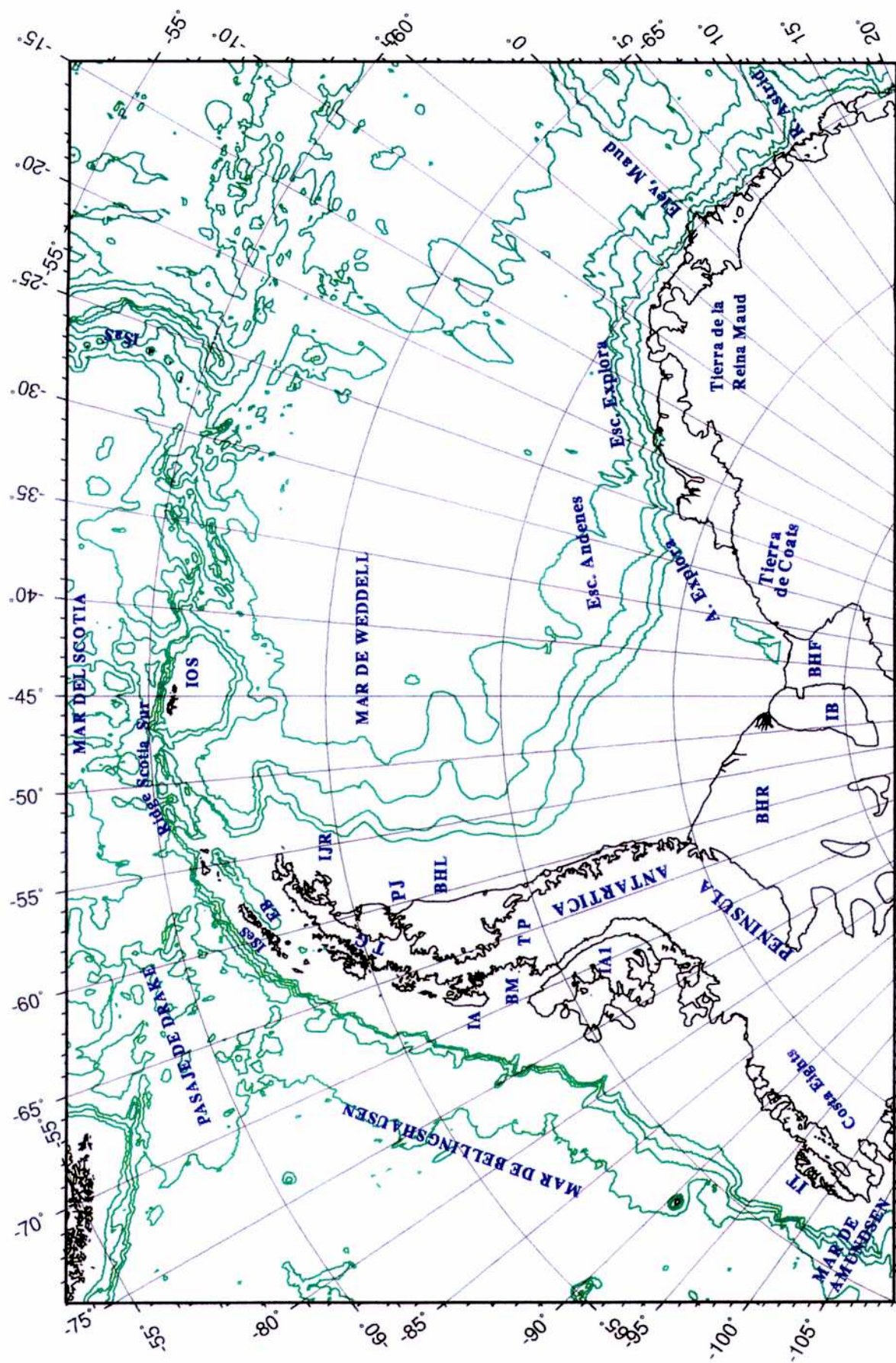


FIGURA 3

Anomalías magnéticas
Perfiles abatidos
sobre las trayectorias



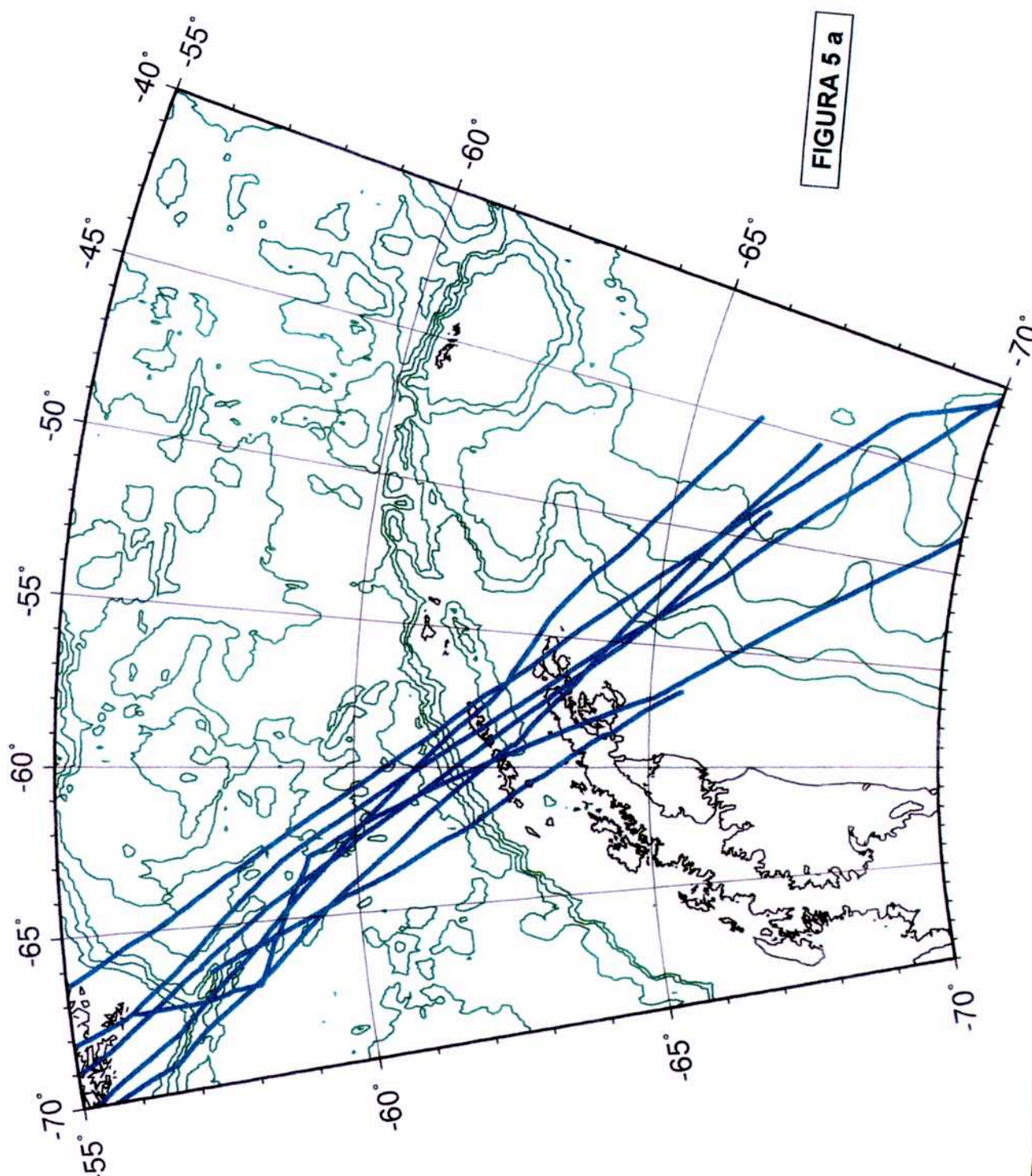


FIGURA 5 a

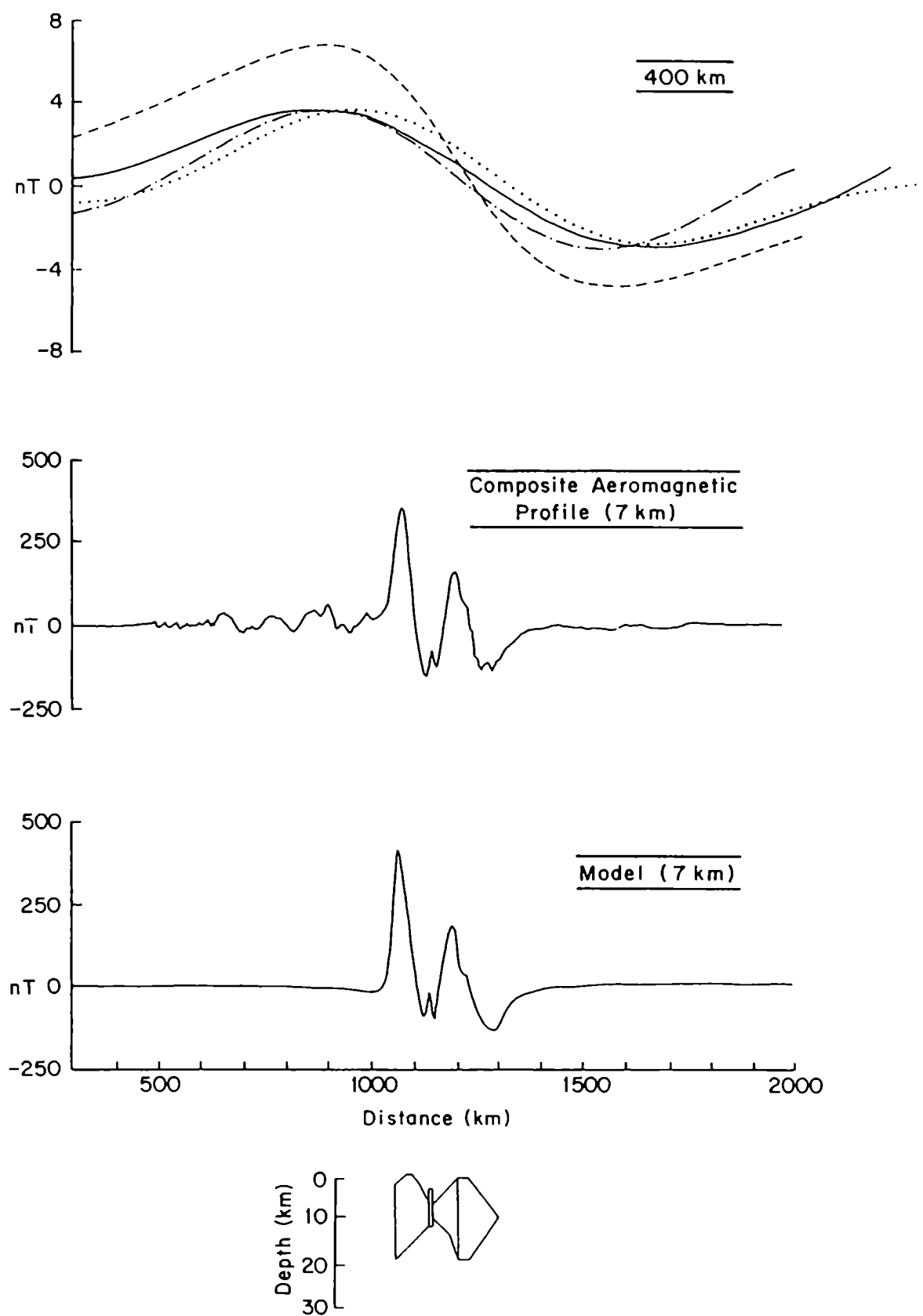
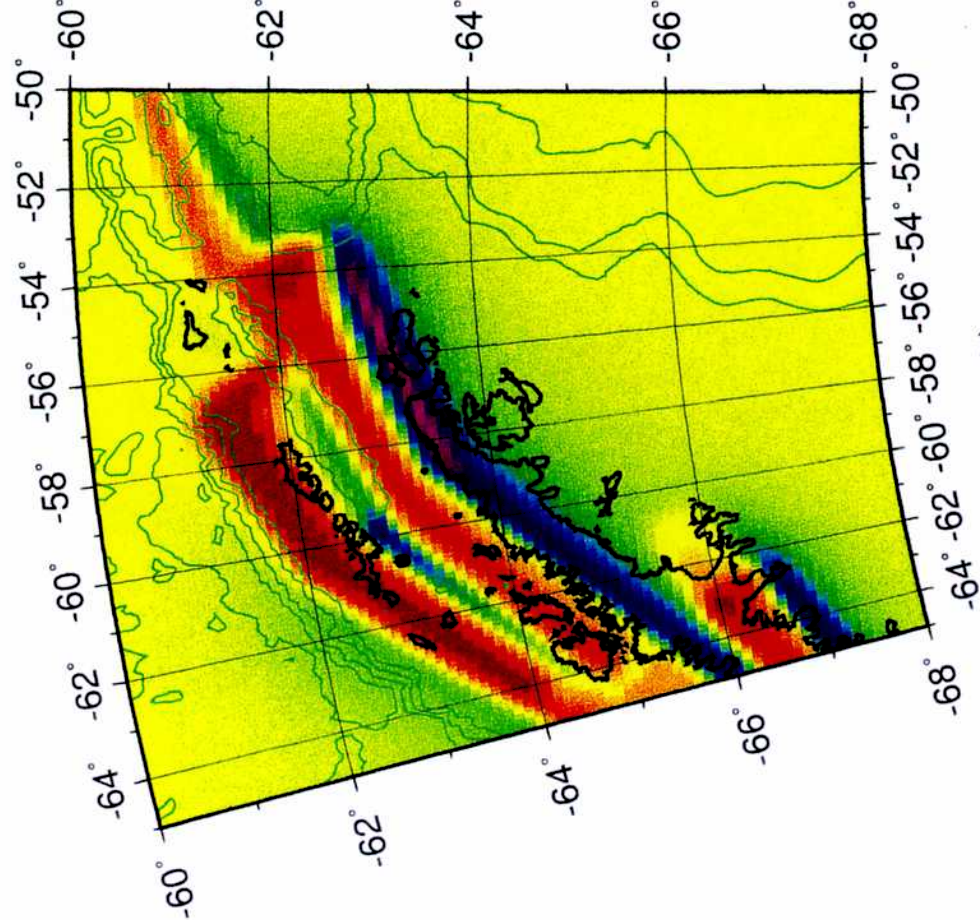


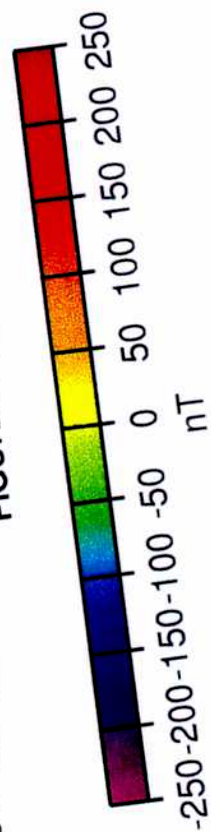
FIGURA 5 b

Modelación bidimensional de la región del estrecho de Bransfield

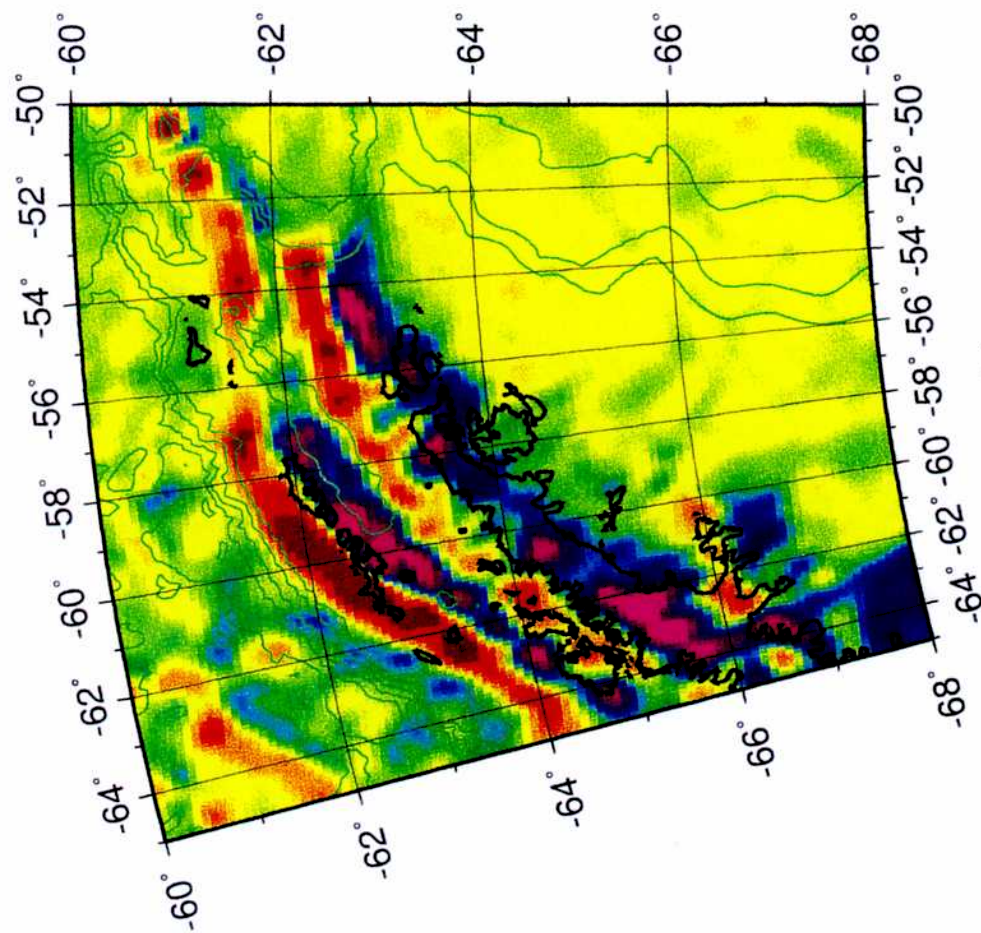


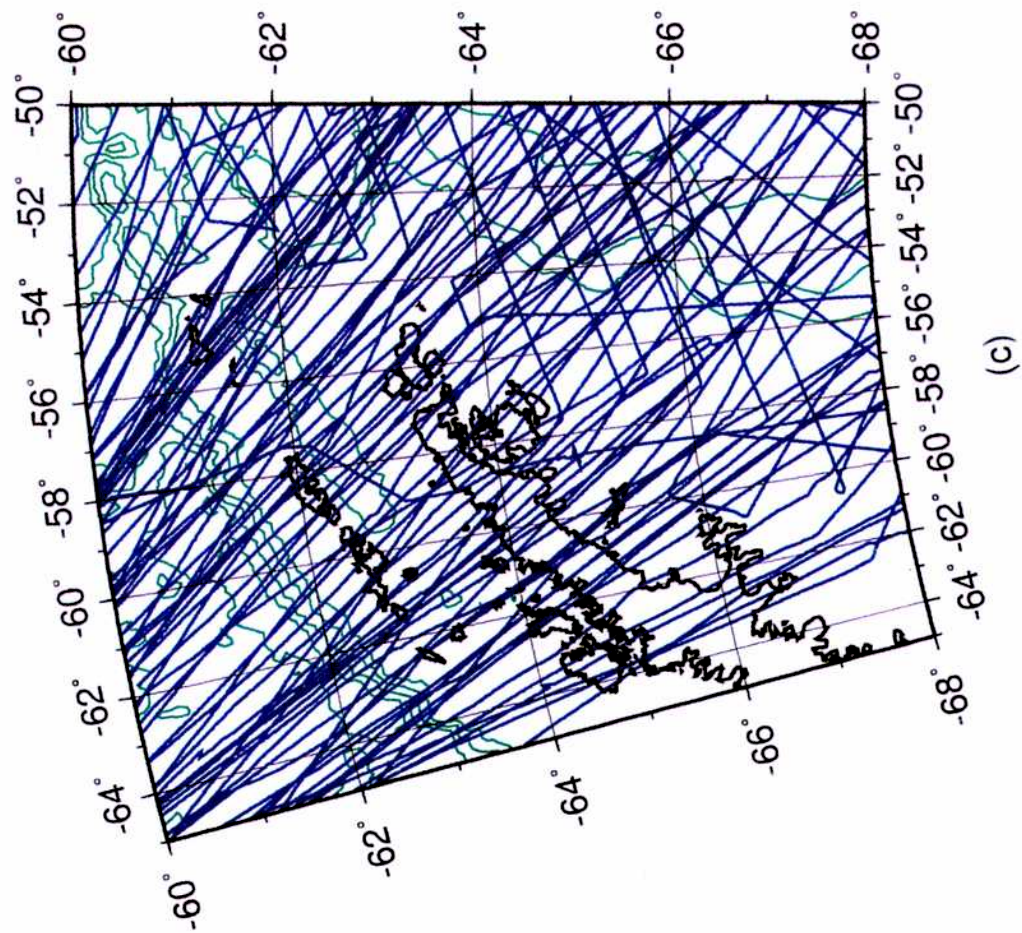
(a)

FIGURA 6 a y b

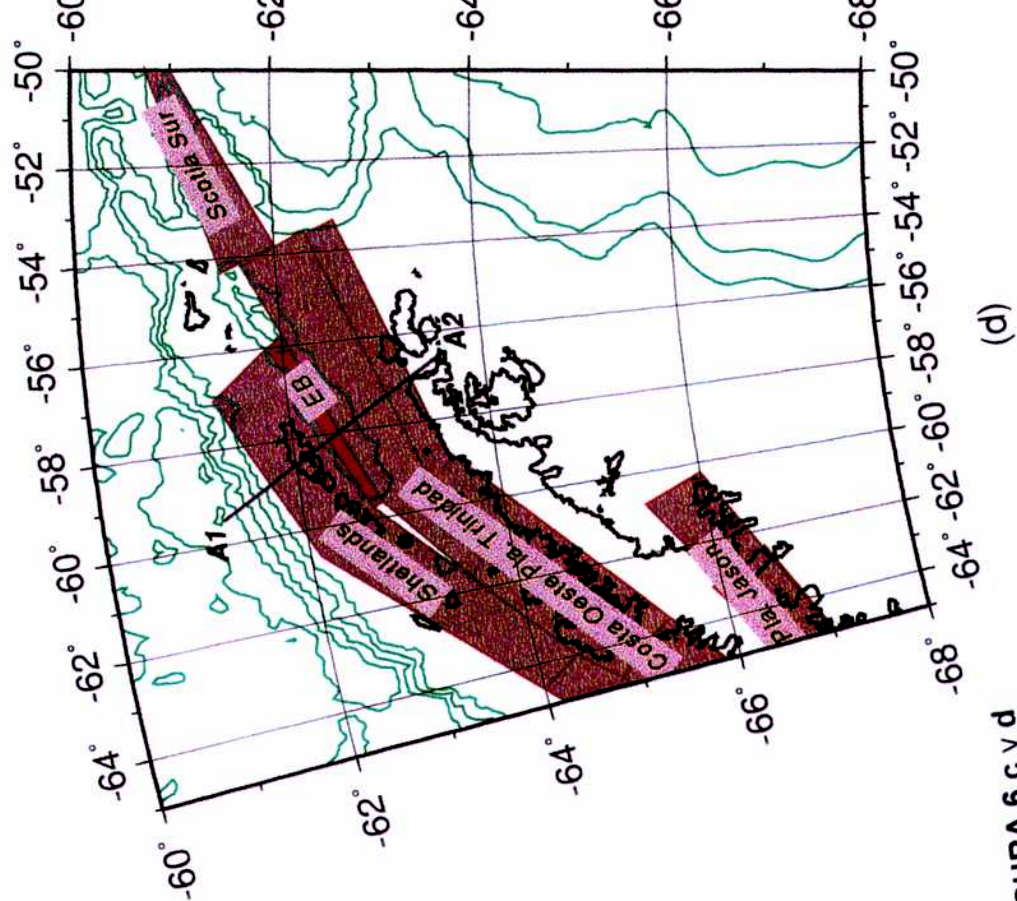


(b)





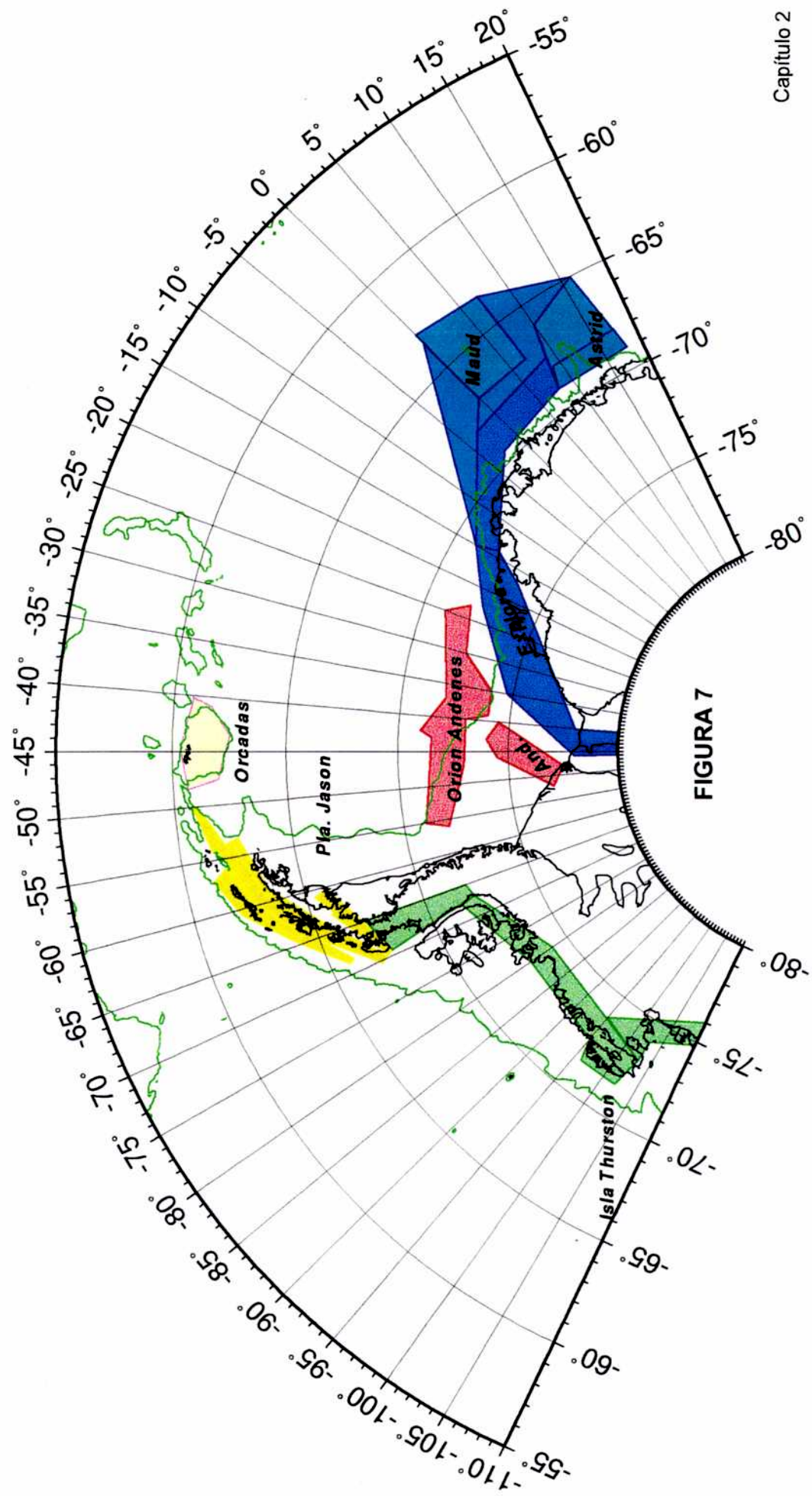
(c)

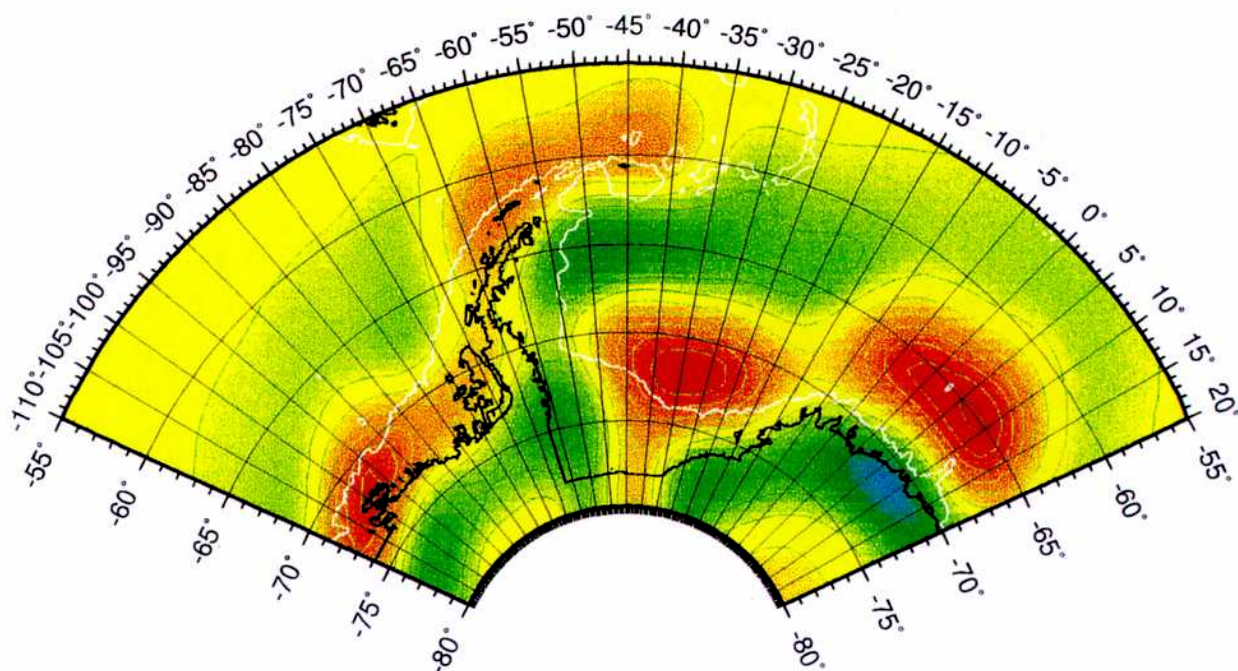


(d)

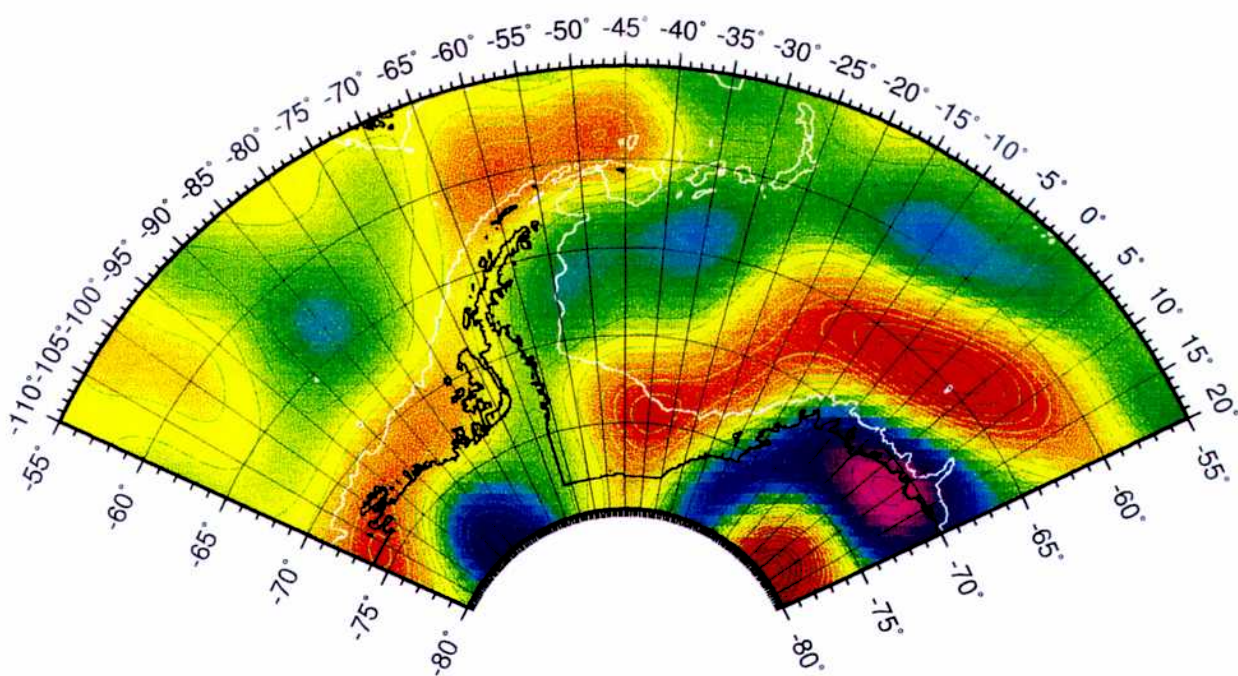
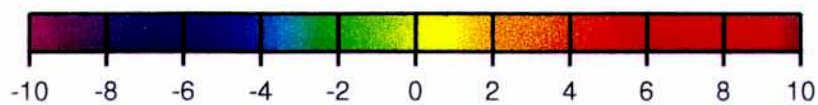
FIGURA 6 c y d

Vista en planta de los cuerpos usados para modelar las anomalías Magsat





a) Anomalías calculadas a 400 m de altura



b) Anomalías Magsat según Arkani-Haned & Strangway

FIGURA 8

**INVERSIÓN DE ANOMALÍAS: PROFUNDIDAD DEL TECHO DEL
BASAMENTO MAGNÉTICO****1. INTRODUCCIÓN**

En el capítulo 2 hemos interpretado anomalías magnéticas creadas por bloques de gran extensión (centenares de kilómetros). Estas anomalías (a veces llamadas "de longitud de onda intermedia" son visibles a alturas de satélite aunque muy amortiguadas como se vio. Los datos aeromagnéticos USAC (LaBrecque et al., 1987) poseen información de mayor detalle que los satelitarios, por su relativa proximidad a las fuentes. De hecho el relevamiento fue diseñado para detectar las anomalías de expansión del fondo oceánico, cosa que muchas veces se hace por inspección visual, ya que sus formas son conocidas para los geofísicos especialistas en tectónica de placas. Como ya comentamos en el capítulo 1, esta interpretación fue hecha por LaBrecque et al. (1989).

El estudio del Mar de Weddell es de particular interés en Ciencias de la Tierra, ya que es una pieza clave de una región tan controvertida y foco de la atención del mundo geofísico como es el Antártico, y que por su casi permanente cobertura de hielo es difícil de explorar. Métodos tradicionales para determinar el espesor sedimentario, como la sísmica de reflexión, no se pueden aplicar en el Weddell salvo en algunos lugares, como cerca del margen de la Tierra de Coats, por el Este y desde allí hasta el Norte llegando al ridge de Scotia Sur.

El conocimiento del espesor de la cobertura sedimentaria es siempre muy importante en Geodinámica por todos los elementos que puede aportar para descifrar la evolución de los procesos que llevaron a la configuración actual.

Es por eso que hemos tratado de hallar el espesor sedimentario a partir de los datos aeromagnéticos.

Como las formaciones sedimentarias típicas, particularmente en las regiones oceánicas, tienen susceptibilidades mucho menores que las de las rocas del basamento, se puede suponer que las anomalías magnéticas medidas son producidas solamente por estas rocas. Los métodos de inversión de datos magnéticos permiten estimar el relieve de las mismas en función de la posición a lo largo de cada perfil de anomalías, y utilizando datos topográficos se puede obtener el espesor de los sedimentos.

Existen muchos métodos de inversión, recomendados por diferentes investigadores. Cada uno de ellos involucra la realización de varias suposiciones, dado que el problema no tiene solución única. Cada uno de ellos tiene sus ventajas y sus desventajas, que muchas veces están poco claras en la literatura. Hemos realizado una revisión de los métodos existentes para calcular la profundidad del techo del basamento a partir de datos aeromagnéticos. Hemos planteado como objetivo la determinación de los alcances y limitaciones de cada uno como para poder finalmente decidir respecto al más adecuado para que, realizando el tratamiento de los datos

en forma automática, dada su gran cantidad, proporcione una estimación regional confiable.

2. TÉCNICAS DE DETERMINACIÓN DEL RELIEVE DEL BASAMENTO MAGNÉTICO

Consideraremos las técnicas **que se aplican a perfiles**. Pese a que en principio se basan en que las estructuras se extienden indefinidamente en dirección perpendicular al perfil, lo cual restringe su aplicación, tienen la ventaja de sacar más provecho de los detalles de los perfiles, a diferencia de aquellas que se basan en campos bidimensionales de anomalías. Se debe a que éstos resultan siempre de interpolaciones (grillado) de los datos originales (que son casi siempre perfiles), y en este proceso irremediablemente se produce un suavizado que deteriora la información de detalle. Por otra parte, y en particular para el relevamiento cuyos datos utilizaremos, los vuelos fueron en general diseñados como para cortar perpendicularmente lo que se conocía de las estructuras subyacentes.

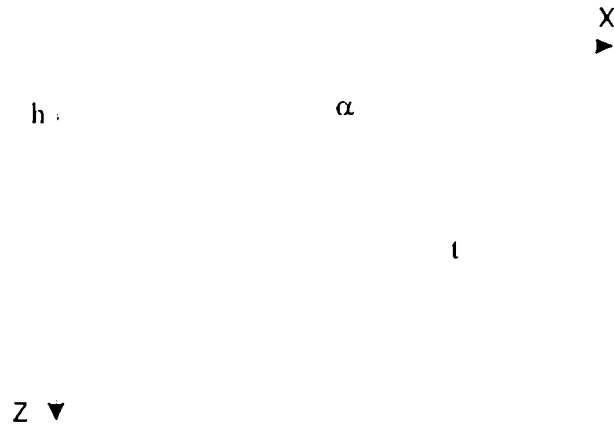
Hay dos categorías de métodos para la determinación de una configuración múltiple de fuentes en el análisis de perfiles magnéticos y gravimétricos: la estimación **no lineal** de los parámetros con métodos de cuadrados mínimos, y la estimación **lineal** a partir de ciertas transformaciones preparatorias. Los métodos no lineales surgen de plantear fuentes magnéticas con sección poligonal. Esta aproximación es buena, porque con polígonos se pueden ajustar variadas formas tanto como se quiera. La anomalía magnética creada por un cuerpo de sección poligonal se reduce a una suma de contribuciones de los vértices, como veremos más adelante, y la relación entre profundidad y posición de cada vértice con la anomalía no es lineal. En los métodos no lineales los parámetros que determinan los vértices se van ajustando con algoritmos de linearización hasta obtener un ajuste aceptable a los datos originales. Un ejemplo de este método es el trabajo de Johnson (1969). Generalmente hace falta elegir un valor de partida para los parámetros, y esta elección es crítica (Grant, 1972). Esto ocurre porque el problema está mal condicionado, ya que no tiene solución única. Para encontrar soluciones con un ajuste aceptable geológicamente, los valores iniciales deben constituir una muy buena aproximación a la solución final, lo cual es obviamente poco práctico. A esto se suma la dificultad que trae la gran cantidad de tiempo de computación que hace falta para encontrar las soluciones, que se encuentran en mínimos relativos de una función suma de cuadrados.

Los métodos lineales generalmente usan transformadas de Fourier en el análisis preparatorio. Aun cuando el problema inherente de la falta de unicidad (es posible hallar diferentes combinaciones de fuentes que produzcan resultados con ajustes similares, i.e., fuentes profundas con magnetización grande o fuentes más superficiales con menor magnetización) es el mismo, el tratamiento numérico tiene dos ventajas (O'Brien, 1972): por una parte la solución al problema de ajuste se obtiene en mínimos absolutos de suma de cuadrados en lugar de relativos, con lo cual no se necesita dar valores iniciales, y por otra parte el tiempo de cálculo es una muy pequeña fracción del que hace falta para los métodos no lineales. La contrapartida es que de alguna manera hay que hacer suposiciones simplificadoras, que a veces son bastante restrictivas, pero aún así son de mayor practicidad.

Como resultado de nuestro estudio de una variedad de técnicas lineales basándonos en la bibliografía existente, que iremos citando a medida que entremos en detalle, podemos sintetizar éstas pueden subdividirse en dos grupos, según su tra-

tamiento numérico: las que se aplican en el dominio del espacio (**espaciales**) y las que lo hacen en el dominio de los números de onda (**espectrales**). En este apartado desarrollaremos los fundamentos básicos y descripción elemental de las técnicas lineales. Más adelante describiremos nuestra experimentación con su aplicación.

Casi todos los métodos de estimación de la profundidad del techo del basamento magnético parten de un elemento con significación geológica cuya descripción y efecto magnético se encuentran en el Apéndice M: **el dique**, vertical o inclinado.



Traemos acá las fórmulas deducidas en M3:

$$T(x) = \frac{2 t M C_M C_I \text{sen} \alpha}{(x - x_0)^2 + h^2} [h \cos \varphi + (x - x_0) \text{sen} \varphi] \quad (2.1)$$

α es el ángulo que forma la sección transversal del dique con el plano horizontal (superficie de la Tierra); h es la profundidad del tope del dique; x_0 su posición horizontal; M es el valor absoluto del vector magnetización, de inclinación I_m y declinación D_m ; T es la anomalía magnética, I y D son respectivamente los ángulos de inclinación y declinación del campo magnético principal; t es la sección horizontal del dique y A es el azimut del perfil (ver Apéndice M2).

$$\varphi = I_{mp} + I_p - \alpha - \frac{\pi}{2} \quad (2.2)$$

$$C_I = \sqrt{\text{sen}^2 I + \cos^2 I \cos^2 (D - A)} \quad (2.3)$$

$$C_M = \sqrt{\text{sen}^2 I_m + \cos^2 I_m \cos^2 (D_m - A)} \quad (2.4)$$

Usando la ecuación (1) definimos:

$$T(x) = tM(x_0)f(h, x_0, x) \quad (2.5)$$

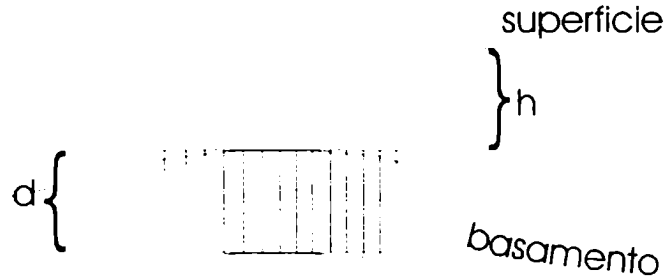
La transformada de Fourier de $f(h, x_0, x)$ es:

$$\hat{F}(h, x_0, k) = 2\pi \sin\alpha C_m C_l e^{-i(kx_0 + \text{sgn}(k)\varphi)} e^{-kh} \quad (2.6)$$

Cabe notar que en la ecuación 2.5 la influencia de la magnetización no ha sido aislada totalmente al separar M como un factor, ya que f contiene los ángulos I_m y D_m , como puede notarse a través de 2.1, 2.2 y 2.4.

2.1 Método espectral 1

En este método se supone que la parte magnetizada de la corteza es una capa a profundidad h que tiene un espesor d . Esta capa está compuesta por una distribución de diques verticales cuya magnetización tiene siempre la misma dirección pero valor variable. El *sentido* del vector también puede variar, permitiéndose **inversiones** de la magnetización. Al cambiar M de sentido, los ángulos I_m y D_m cambian en un sumando π , con lo cual $\cos\varphi$ y $\sin\varphi$ cambian de signo, y C_m y C_l permanecen inalteradas. Entonces toda la dependencia angular del vector M puede trasladarse al signo de la función $M(x_0)$, donde x_0 es la posición de cada dique.



Teniendo en cuenta las ecuaciones 2.1 y 2.5, y reemplazando en ellas t por dx' se tendrá, para la anomalía en un punto x del perfil:

$$T(x) = \int dx' M(x') g(x - x') \quad (2.1.1)$$

con:

$$g(x - x') = f(h, x', x) - f(h + d, x', x) \quad (2.1.2)$$

Si se supone que los parámetros d y h son constantes a lo largo del perfil, la integral en la ecuación 2.1.1 expresa la convolución entre $M(x)$ y $g(x)$:

$$T(x) = M(x) * g(x) \quad (2.1.3)$$

Planteando la transformada de Fourier para ambos miembros obtenemos:

$$\begin{aligned} \mathfrak{F}(T(x)) &= \mathfrak{F}(M(x)) \mathfrak{F}(g(x)) \\ \hat{T}(k) &= \hat{M}(k) \hat{g}(k) \end{aligned} \quad (2.1.4)$$

con:

$$\hat{g}(k) = 2\pi \sin\alpha C_M C_i e^{-i(kx_0 + \text{sgn}(k)\varphi)} (1 - e^{-kh}) e^{-kh} \quad (2.1.5)$$

como se desprende de 2.6 y 2.1.2.

La función magnetización en general no se conoce. Debido a las frecuentes inversiones del campo en la escala de tiempo geológico es muchas veces tratada estadísticamente (Harrison & Carle, 1981; Naidu, 1971; Cox, 1975). En estos casos, la aproximación más simple que puede hacerse es suponer que es aleatoria, no correlacionada y de valor medio nulo. Aunque resulta en una simplificación, esta aproximación obliga a considerar funciones aleatorias que no tienen transformadas de Fourier definidas. En 2.1.4 $T(x)$ sería también aleatoria.

Hace falta, entonces, usar la *función autocorrelación*, definida para funciones aleatorias de la siguiente manera:

$$\phi_M(x) = \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{2L} \int_L^L M(x') M(x' - x) dx' \quad (2.1.6)$$

La transformada de Fourier de la autocorrelación sí puede calcularse, y es la densidad espectral de potencia o espectro de potencias:

$$S(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \phi(x) e^{ikx} dx \quad (2.1.7)$$

Esta relación se denomina *teorema de Wiener* (Blakely, 1996).

Entonces, teniendo en cuenta 2.1.3 y 2.1.4 (Lee, 1960) se puede poner:

$$S_T(k) = S_M(k) S_g(k) \quad (2.1.8)$$

con:

$$S_g(k) = |\mathfrak{F}(g(x))|^2 = |\hat{g}(k)|^2 \quad (2.1.9)$$

Siendo la función magnetización completamente aleatoria y de valor medio nulo, su espectro es una constante igual a su valor cuadrático medio, σ_M^2 . Con esta consideración, y usando 2.1.5, 2.1.8 y 2.1.9 obtenemos:

$$S_T(k) = \sigma_M^2 (2\pi \sin\alpha C_M C_i)^2 (1 - e^{-kh})^2 A e^{2kh} (1 - e^{-kh})^2 \quad (2.1.10)$$

o sea que:

$$A = \sigma_M^2 (2\pi \sin\alpha C_M C_i)^2 \quad (2.1.11)$$

Tomando logaritmos en 2.1.10 se obtiene:

$$\log(S_T(k)) = \log(A) - 2kh + 2\log(1 - e^{-kh}) \quad (2.1.12)$$

Discutiremos más el tema de los espectros de potencias en el apartado 3.1.

La suposición de magnetización con dirección constante pero valor absoluto y sentido del vector aleatorios parece muy burda, pero tiene su grado de validez en la corteza oceánica, en la que se encuentran inversiones frecuentes, siendo posible encontrar tanto como 2 por km (Harrison & Carle, 1981), dependiendo por supuesto de la velocidad de expansión del fondo oceánico.

La profundidad del techo del basamento estará dada por el valor h , aquí supuesto como constante. Además, figura el espesor d de las fuentes magnéticas, que en el caso de corteza oceánica coincide con el espesor de la corteza. Simplificando aún más, se puede eliminar el término con la exponencial en (2.1.12), bajo la suposición de que $kd \ll 1$, con lo cual queda:

$$\log(S_r(k)) = \log(A) - 2kh \quad (2.1.13)$$

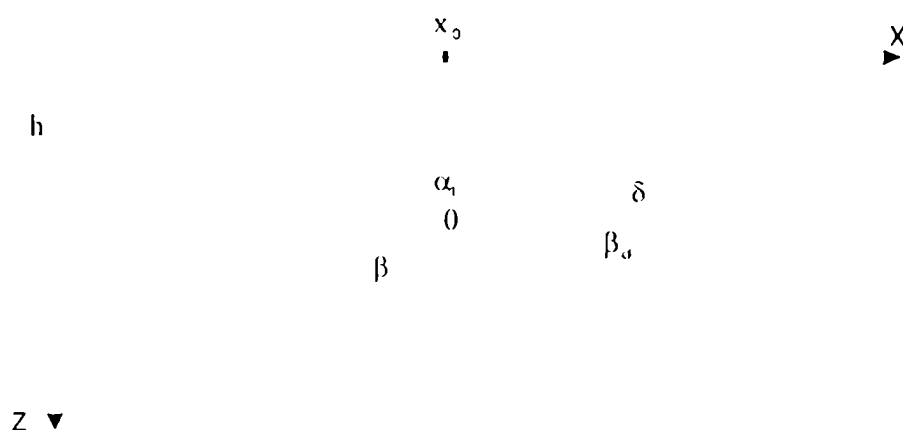
Dado un perfil de anomalías magnéticas se puede calcular su espectro de potencias, calcularle la pendiente y de ella obtener h .

Pero h no es constante a lo largo del perfil. Lo que se hace, entonces, es tomar porciones del mismo, o sea recorrerlo con una ventana móvil, y calcular el espectro para cada una. En este caso se está suponiendo que la variación de h es suave como para que para cada ventana se cumpla la fórmula deducida para h constante.

La fórmula (2.1.13) es extremadamente simple. Sin embargo, es útil para usarla como punto de partida, y luego efectuar correcciones variadas para tener en cuenta en mayor o menor grado la falta de validez de las aproximaciones hechas. Spector & Grant (1970) han estudiado varias correcciones a practicar analizando varios casos. En apartados posteriores veremos nuestro propio desarrollo de este método.

2.2 Método espacial 1: Deconvolución de Werner

En este método se considera que el basamento magnético tiene una sección transversal poligonal, como indica la figura:



La anomalía magnética que esta configuración produce puede obtenerse con las fórmulas del apartado M6 del apéndice M. Si se tiene en cuenta uno de los vértices del polígono, tal como el ubicado en x_0 , que está a profundidad h , la contribución mayor a la anomalía magnética total en la vecindad de ese punto será:

$$\begin{aligned}
T(x) &= -T(R_0, \varphi_0, \beta_i) + T(R_0, \varphi_0, \beta_d) = \\
&= 2MFC_{im}C_i \left[\cos \beta_d (\sin \phi_d \ln R + \cos \phi_d \varphi) - \cos \beta_i (\sin \phi_i \ln R + \cos \phi_i \varphi) \right] \\
&= 2MFC_{im}C_i \left[(\cos \beta_d \sin \phi_d - \cos \beta_i \sin \phi_i) \ln R + (\cos \beta_d \cos \phi_d - \cos \beta_i \cos \phi_i) \varphi \right]
\end{aligned} \tag{2.2.1}$$

donde los subíndices d e i para los ángulos β y ϕ se refieren al valor de estos ángulos a la derecha y a la izquierda del vértice, respectivamente.

Según M6.8, y usando α , el complementario de β , valen las siguientes relaciones para ambos subíndices, d e i :

$$\begin{aligned}
\phi &= I_p + I_{mp} + \beta - \pi \\
\phi &= I_p + I_{mp} - \frac{\pi}{2} - \alpha
\end{aligned} \tag{2.2.2}$$

Introducimos el ángulo θ ; como se ve en la figura, $\theta + \alpha'_i + \alpha_d = \pi$, donde $\alpha'_i = 2\pi - \alpha_i$. Con bastante trabajo de trigonometría se puede llegar a:

$$T(x) = 2MC_{im}C_i \sin \theta [\cos \phi \ln R + \sin \phi \varphi] \tag{2.2.3}$$

donde:

$$\phi = I_p + I_{mp} + \frac{\pi}{2} - (\alpha_i + \alpha_d) \tag{2.2.4}$$

Las derivadas horizontal y vertical (M6.10) son, particularizadas a este vértice y calculadas en $z=0$:

$$\begin{aligned}
T_z &= \frac{\partial T}{\partial z} = 2MC_{im}C_i \sin \theta \frac{[-\sin \phi h + \cos \phi (x - x_0)]}{R^2} \\
T_x &= \frac{\partial T}{\partial x} = 2MC_{im}C_i \sin \theta \frac{[\sin \phi (x - x_0) + h \cos \phi]}{R^2}
\end{aligned} \tag{2.2.5}$$

Simplificando la notación:

$$\begin{aligned}
T_z &= A_v \frac{[-\sin \phi h + \cos \phi (x - x_0)]}{R^2} \\
T_x &= A_v \frac{[\sin \phi (x - x_0) + h \cos \phi]}{R^2}
\end{aligned} \tag{2.2.6}$$

donde A_v depende de varias condiciones del vértice.

La transformada de Fourier de T_x es:

$$\hat{F}_x(k) = \pi A_v e^{-ikx_0} e^{i\phi \text{sgn}(k)} e^{-|k|h} \quad (2.2.7)$$

La de T_z :

$$\hat{F}_z(k) = i \text{sgn}(k) \hat{F}_x(k) \quad (2.2.8)$$

donde:

$$\text{sgn}(k) = \begin{cases} 1 & \text{para } k > 0 \\ 0 & \text{para } k = 0 \\ -1 & \text{para } k < 0 \end{cases}$$

Esta ecuación indica que T_x y T_z están relacionadas por una transformación de Hilbert:

$$T_z(x) = -H(T_x(x)) \quad (2.2.9)$$

T_x se puede calcular a partir de los datos del perfil, y T_z se puede obtener a partir de 2.2.9.

La derivada de la anomalía total producida por el relieve del basamento puede plantearse como una suma de términos del tipo del de la ecuación 2.2.6:

$$T_{x \text{ tot}}(x) = \sum_1^N A_n \frac{h_n \cos \phi_n + (x - x_{0n}) \text{sen} \phi_n}{h_n^2 + (x - x_{0n})^2} \quad (2.2.10)$$

El método de Werner (Hartman et al., 1971; Parra & Yáñez, 1988) se basa en suponer que para una porción del perfil se puede considerar que hay un sólo vértice que influye de manera significativa, y que la influencia de los vértices vecinos puede tenerse en cuenta usando un desarrollo en serie. Entonces se plantea la siguiente ecuación:

$$T(x) = \frac{A + B(x - x_0)}{h^2 + (x - x_0)^2} + C + Dx + Ex^2 + \dots \quad (2.2.11)$$

donde $T(x)$ puede ser:

- 1) La derivada horizontal o vertical de la anomalía (vértices)
- 2) La anomalía misma

La justificación de la primera posibilidad está dada en los párrafos precedentes. La segunda posibilidad contempla el caso en el que el basamento pueda ser no magnético pero contener un dique magnético incrustado.

Los términos $C + Dx + Ex^2 + \dots$ son los que tienen en cuenta la influencia de vértices vecinos o diques cercanos.

La expresión (28) se puede transformar en:

$$\alpha_1 x^4 + \alpha_2 x^3 + \alpha_3 x^2 + \alpha_4 x + \alpha_5 + \alpha_6 xT + \alpha_7 T = Tx^2 \quad (2.2.12)$$

Las α_i contienen h , x_0 , A , B , C , D y E , que son 7 incógnitas a calcular de los datos de T resultantes de las mediciones.

Lo que se hace generalmente es recorrer el perfil de valores medidos de T con una ventana móvil, que debe tener al menos 7 puntos para poder calcular las 7 incógnitas. La ventana puede ser mayor, y en ese caso se aplica una regresión lineal. Los parámetros se obtienen con su error de ajuste, y se puede designar un valor de tolerancia para aceptación o rechazo. En las incógnitas listadas, además de la profundidad y posición del vértice, se encuentran la magnetización, el campo principal y los parámetros angulares de los vértices. Las estimaciones de estas variables son en general muy groseras, pero sirven de control para la validez de la aplicabilidad del método. Como T puede ser la derivada horizontal o vertical de la anomalía, y también la anomalía misma, en cada ajuste (cada posición de la ventana) se pueden obtener por lo menos 3 estimaciones de h y x_0 .

Cabe notar que para este método se necesita la derivada espacial a lo largo del perfil (horizontal); esta derivada es en principio fácil de calcular, pero no trivial, por efecto de los errores de medición y del ruido, tanto en el valor del campo magnético como en la posición. Para obtener la derivada vertical se usa la ecuación (2.2.9).

2.3 Función analítica.

Definimos la siguiente función:

$$A(x) = T_x(x) - iT_z(x) \quad (2.3.1)$$

Considerando las ecuaciones (2.2.6) tenemos que:

$$A(x) = \frac{A_v e^{i\phi}}{h + i(x - x_0)} \quad (2.3.2)$$

Esta es la denominada *función analítica* (Nabighian, 1972). Si calculamos su módulo complejo al cuadrado, obtenemos:

$$a(x) = |A(x)|^2 = \frac{A_v^2}{h^2 + (x - x_0)^2} \quad (2.3.3)$$

$a(x)$ tiene un máximo a_m en x_0 y un semiancho igual a h (en $x = x_0 + h$, $a = a_m/2$).

Pero esta expresión es útil solamente para vértices aislados; la interferencia con vértices vecinos hace que a veces sea imposible o inútil hallar el semiancho.

2.4 Método espacial 2 (de O'Brien).

En este método (O'Brien, 1972) se tienen en cuenta un número M de fuentes (o vértices) simultáneamente.

Consideremos la Transformada de Fourier de la (2.2.10), que puede obtenerse fácilmente de la (2.2.7):

$$\hat{F}_{x\text{ tot}}(k) = \pi \sum_{m=1}^M A_{vm} e^{ikx_{0m}} e^{ikp_m \text{sgn}(k)} e^{-k h_m} \quad (2.4.1)$$

Si se discretiza esta expresión hay que poner:

$$k = 2\pi j \Delta k, \quad \text{con} \quad \Delta k = \frac{1}{L} = \frac{1}{N \Delta x} \quad (2.4.2)$$

donde L es la longitud del perfil, Δx es el intervalo de muestreo y j es el número de orden de la trasformada de Fourier discreta (TFD).

Las coordenadas x donde se encuentran las fuentes son las x_{0m} , y se tiene que $x_{0m} = \Delta x n_m$, donde n_m es el número de orden correspondiente a la fuente m en la suma. Sea $h_m = \Delta x r_m$, con lo cual r_m es la profundidad de la fuente como múltiplo de Δx . De esta manera queda, para el elemento j de la TFD:

$$\hat{F}_j = \pi \sum_{m=1}^M A_{vm} e^{2\pi i j r_m} e^{i \frac{2\pi}{N} j n_m} \quad (2.4.3)$$

Se puede demostrar que las $\hat{F}_j$ están relacionadas con otras, anteriores o posteriores, de la siguiente manera:

$$\hat{F}_j = A_1 \hat{F}_{j-s} + A_2 \hat{F}_{j-2s} + \dots + A_M \hat{F}_{j-Ms} \quad j > 0 \quad (2.4.4)$$

$$\hat{F}_j = B_1 \hat{F}_{j+s} + B_2 \hat{F}_{j+2s} + \dots + B_M \hat{F}_{j+Ms} \quad j < 0 \quad (2.4.5)$$

donde s es una cantidad positiva.

Los coeficiente A_i y B_i son soluciones de las ecuaciones complejas:

$$A_M z^M + A_{M-1} z^{M-1} + \dots + A_2 z^2 + A_1 z - 1 = 0 \quad (2.4.6)$$

$$B_M z^{*M} + B_{M-1} z^{*(M-1)} + \dots + B_2 z^{*2} + B_1 z^{*-1} = 0 \quad (2.4.7)$$

donde:

$$z = e^{2\pi i s r_m} e^{i \frac{2\pi}{N} s n_m} \quad (2.4.8)$$

Antitransformando las ecuaciones 2.4.4 y 2.4.5 se obtiene:

$$T_x = \text{Re}(A_1)T_{xs} + \text{Im}(A_1)H(T_{xs}) + \dots + \text{Re}(A_M)T_{xMs} + \text{Im}(A_M)H(T_{xMs}) \quad (2.4.9)$$

s es un corrimiento en el dominio de los números de onda. T_{xs} es la antitransformada de la transformada de T_x corrida en s unidades.

$H(T_{xs}) = -T_{zs}$ es la transformada de Hilbert de T_x corrida en s unidades.

De las ecuaciones (2.4.4) o (2.4.5) se pueden obtener los coeficientes A_i por regresión múltiple; de las (2.4.6) o (2.4.7) se pueden obtener las raíces z_i . De (2.4.8) se obtienen r_{0m} y n_m y de allí h_{0m} y x_{0m} .

Respecto a la posición del vértice (x_{0m}) hay un problema. Como se obtiene a partir de la fase de z , que está definida a menos de un múltiplo entero de 2π , se tienen múltiples soluciones para x_0 . De todos modos normalmente existen formas que permiten descartar valores; una multiplicidad serán obviamente imposibles. Un método que hemos utilizado, con la intención de que funcionara automáticamente, fue el siguiente:

- 1) Calcular la ubicación de los máximos de la función analítica, que, salvo interferencias, corresponde a la ubicación del vértice o de la fuente. Se obtienen así "estimaciones primarias" de la ubicación de las fuentes.
- 2) Para cada solución probar con diferentes múltiplos de 2π hasta obtener el más cercano a uno de los valores pre-estimados.

El valor de s (corrimiento) a utilizar depende del número de vértices (fuentes) y de la longitud del perfil. El error en la resolución de 2 fuentes próximas i, j es proporcional a $(r_i^s - r_j^s)^{-1}$, de manera que es deseable que s sea lo más grande posible.

Pero si s es muy grande, como el corrimiento para m fuentes llega a ser M_s , se puede invadir la zona de ruido del espectro. Por ejemplo, supongamos que la zona de ruido comience para $\lambda=10$ km (lo que puede ocurrir si e tiene en cuenta el "ruido numérico" de la TFD). Calculemos el número de orden del k correspondiente:

$$\hat{k} = 0.1\text{km}^{-1} \quad j\Delta\hat{k} = \frac{j}{L} = \frac{j}{(N-1)\Delta x} \rightarrow j = 0.1\text{km}^{-1} L \quad (2.4.9)$$

Se deseará que sea : $M_s < j$. Para $L=200$ km (porción del perfil), será $M_s < 20$. Si hay 20 fuentes (vértices) s tendrá que valer 1 y el error será grande. Un valor de s razonable es 5 con lo cual para 200 km se resolverán 4 fuentes.

2.5 Método espectral 2 (de Phillips)

Las suposiciones de este método son similares a las del apartado 2.1 (Método espectral 1), aunque más simplificadas: se considera que la capa magnetizada posee un techo variable, $h(x)$, pero que su profundidad es infinita. El método numérico, sin embargo, es diferente.

Las ecuaciones (2.1) a (2.1.1) son válidas para este método como punto de partida. Traemos acá la ecuación (2.5.1):

$$T(x) = tM(x_0)f(h, x_0, x) \quad (2.5.1)$$

con:

$$f(h, x_0, x) = \frac{2 C_M C_I \sin \alpha}{(x - x_0)^2 + h^2} [h \cos \varphi + (x - x_0) \sin \varphi] \quad (2.5.2)$$

Teniendo en cuenta la (2.1.1) y la (2.1.2) vemos que este caso es más simple, porque g coincide con f .

$$T(x) = \int dx' M(x') g(x - x') \quad (2.1.1)$$

Pero en lugar de usar espectros de potencias de la anomalía magnética, Phillips usa las autocorrelaciones.

$T(x)$ es la convolución de M con g y resulta que su autocorrelación se puede expresar como la convolución de la autocorrelación de M con la de g (Lee, 1960):

$$\phi_T(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \phi_M(x') \phi_g(x' - x) dx' \quad (2.5.3)$$

Phillips considera ahora que, dado que la magnetización es totalmente aleatoria, su autocorrelación se puede expresar así:

$$\phi_M(x) = \sigma_M^2 \delta(x) \quad (2.5.4)$$

Usando esto en 2.5.3 se obtiene:

$$\phi_T(x) = \sigma_M^2 \phi_g(x) \quad (2.5.5)$$

ϕ_g puede calcularse, obteniéndose:

$$\phi_g(x) = 2\pi \sin^2 \alpha C_M^2 C_I^2 \frac{4h}{4h^2 + x^2} = \phi_0 \frac{4h^2}{4h^2 + x^2} \quad (2.5.6)$$

con lo cual:

$$\phi_T(x) = 2\pi \sigma_M^2 \sin^2 \alpha C_M^2 C_I^2 \frac{4h}{4h^2 + x^2} \quad (2.5.7)$$

La transformada de Fourier de esta ecuación es:

$$S_T(k) = \sigma_M^2 (2\pi \sin \alpha C_M C_I)^2 e^{-kh} \quad (2.5.8)$$

que es la el espectro de potencias (ecuación 2.1.10) para $d \rightarrow \infty$.

Otra vez, la mezcla de funciones determinísticas con otras supuestamente estocásticas trae problemas de normalización. En el caso de este método, como no se estiman valores de magnetización, lo que se hace es referir todo a la autocorrelación en $x = 0$, y por lo tanto poner:

$$\phi_r(x) = \phi_0 \frac{4h^2}{4h^2 + x^2} \quad (2.5.9)$$

El paso siguiente tendiente a la aplicación de esta ecuación para hallar h es discretizarla, teniendo en cuenta que los valores de x a lo largo del perfil van a estar dados por $n\Delta x$, donde $n = 0, 1, \dots, N$.

Será entonces:

$$\phi_n = \phi_0 \frac{4h^2}{(n\Delta x)^2 + 4h^2} \quad (2.5.10)$$

Con lo cual, despejando h :

$$h_n = \frac{n\Delta x}{2} \sqrt{\frac{1}{\frac{\phi_0}{\phi_n} - 1}} \quad (2.5.11)$$

Le hemos puesto un subíndice n a h porque en la práctica la estimación de cada ϕ_n da valores diferentes de h , aunque si fueran estrictamente reales las suposiciones hechas se debería obtener siempre el mismo valor.

Las autocorrelaciones se calculan con el método de *máxima entropía* al cual se le ha introducido una modificación: los vectores *backward* y *forward* son multiplicados por factores de peso que tienen en cuenta la disminución del valor absoluto de la anomalía al alejarse de la fuente. Se recorre el perfil con una ventana móvil que, dada las virtudes del método de máxima entropía, puede ser bastante menor que para el método espectral con transformada de Fourier. Se calculan las autocorrelaciones hasta orden 4, obteniéndose 4 correspondientes valores de profundidad, que idealmente deberían ser iguales. Se especifica una tolerancia para el error. Fuera de esa tolerancia, se considera que el modelo no es adecuado y se rechaza el estimador.

3. EXPERIMENTACIÓN

3.1 Método espectral 1

3.1.1 Cálculos

3.1.1.1 Ajuste del espectro de potencias

Aún habiendo simplificado el problema físico tanto como se vio en el apartado 2.1, resolverlo numéricamente y aplicarlo a casos reales no es simple.

Uno de los problemas es encontrar un estimador adecuado del espectro de potencias para una porción del perfil que debe ser suficientemente corta como para poder suponer que la profundidad será aproximadamente constante en su extensión.

Por otra parte, hay que tener cuidado con la normalización de los espectros. En 2.1.8 se están mezclando funciones determinísticas con estocásticas, lo cual siempre resulta complicado. g es determinística, mientras que M y T son aleatorias en este tratamiento. Además, la 2.1.6 se aplica para funciones estocásticas pero continuas, y en el tratamiento numérico finalmente hay que discretizar. Entonces conviene pensar en M y en T como en series o sucesiones de valores. En este caso la sucesión autocorrelaciones está definida así para, por ejemplo, la magnetización:

$$\phi_{Mm} = \langle M_n M_{n+m}^* \rangle = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{2N+1} \sum_{n=-N}^N M_n M_{n+m}^*, \quad (3.1.1)$$

bajo la suposición de que el proceso estocástico es *ergódico* (Box & Jenkins, 1980).

Si la serie es no correlacionada, como estamos suponiendo para la magnetización, se tiene:

$$\phi_{Mm} = \sigma_M^2 \delta_m \quad (3.1.2)$$

Si el espectro de densidad de potencias se define como la transformada de Fourier discreta de la sucesión de autocovarianzas (al ser el valor medio nulo es lo mismo autocorrelación que autocovarianza), resulta:

$$S_{Mn} = \sigma_M^2 \quad (3.1.3)$$

que es constante. Ahora, ¿cómo se estima el espectro para T , que ahora está siendo considerada como una sucesión T_n ? La manera de estimarlo debe ser consistente con la que nos llevó a 3.1.3. Siguiendo a Oppenheim (1975) usamos el *períodograma*, dado por:

$$P_{Nm} = \sum_{n=-(N-1)}^{N-1} c_{TTn} e^{i \frac{2\pi}{N} mn} \quad (3.1.4)$$

donde c_{TTm} es el estimador insesgado de la autocorrelación.

Pero para una sucesión de longitud finita, con $0 \leq n \leq N-1$, la transformada de Fourier discreta es:

$$\hat{T}_m = \sum_{n=0}^{N-1} T_n e^{i 2\pi mn/N} \quad (3.1.5)$$

Se puede demostrar que, usando 3.1.5 en 3.1.4, resulta, idénticamente:

$$P_{nm} = \frac{1}{N} |\hat{T}_m|^2 \quad (3.1.6)$$

Si 3.1.4 se aplica a la magnetización y se reemplaza c_{MMm} por ϕ_{MM} expresión en 3.1.2, se obtiene 3.1.3, lo cual nos muestra que la definición 3.1.6 del espectro es consistente con lo que hemos usado para la magnetización (c_{MMm} es el estimador de ϕ_{MM}). Necesitábamos hacer esta aclaración dado que hay una gran variedad de maneras de definir el espectro de potencias (Press et al., 1987).

El periodograma como estimador del espectro (Oppenheim, 1975) tiene el problema de que su varianza aumenta con N . Pero este problema es independiente de la **normalización**, que es lo que nos ocupó en los últimos párrafos. Entonces $S(k)$ en la ecuación 2.1.10 se corresponderá con P_{nm} en la 3.1.6, pudiéndose agregar alguna variante para suavizar, pero manteniendo la normalización. Volveremos a esto más adelante.

La siguiente cuestión a considerar es qué porción del espectro usar para hacer el ajuste.

En los gráficos ese (1, 2, 4 y 5) parecen espectros correspondientes a perfiles sintéticos y reales. Como puede notarse, los espectros tienen un máximo y luego decaen, pero el decaimiento "se nivela" a valores del número de onda ($\hat{k} = 1/\lambda$; $k = 2\pi/\lambda$) de alrededor de 0.1 ciclos/km. Consideramos que a partir de allí el ruido está dominando sobre la señal.

Por otra parte, los números de onda bajos pueden estar "contaminados" por anomalías de longitud de onda intermedia (las que se consideraron en el capítulo 2) o aun larga, por defectos del campo de referencia (capítulo 1). Así que, después de mucho experimentar, decidimos proceder de la siguiente manera para el ajuste:

1. Hallar un nivel medio de ruido (S_{mr}) y la desviación standard del espectro alrededor de ese nivel (σ). El nivel medio se halla promediando los valores del espectro entre el número de onda 0.1 ciclos/km y el máximo posible, $1/\lambda_N$ ($\lambda_N = 2\Delta x$ es la longitud de onda de Nykvist).
2. Determinar el valor de k_r para el cual $\log(S) = S_{mr} + 2\sigma$, es decir, la intersección entre la curva del logaritmo del espectro y lo que llamamos *el nivel de ruido elevado*.
3. Ajustar una recta por cuadrados mínimos entre k_m y k_r , donde k_m es el valor de k donde está el máximo del espectro.
4. Calcular h usando la ecuación 2.1.13

Probamos este método con un perfil sintético. Resultó que subestimaba las profundidades en general, y daba valores sin sentido cuando las fuentes magnéticas eran poco profundas. El motivo principal de este resultado se debe a haber despreciado el factor $(1 - e^{-kd})$ que aparece en la 2.1.12. Este factor es importante para números de onda bajos, *doblando* la curva del espectro (ver gráfico *espe1*, por ejemplo). Si se trata de ajustar con una línea recta, resulta la subestimación mencionada. La contribución de este término es significativa para valores de espesor de corteza magnética (d) del mismo orden de magnitud que la profundidad. La ubicación del máximo del espectro de potencias está dada por:

$$\hat{k}_m = \frac{1}{2} h \log\left(\frac{d+h}{d}\right) \quad (3.1.7)$$

Y, por ejemplo, para $d = 1$ km y $h = 0.5$ km, resulta ser $\hat{k}_m = 0.13$ ciclos/km, y el valor de $\hat{k}_r$ es generalmente menor que esto. De manera que d , el espesor, debe ser considerado de alguna manera.

Ajustar el espesor es un gran problema, que está relacionado con la indefinición inherente a la inversión de los campos derivados de potenciales.

h no está bien definido. Muchos valores diferentes de h darán ajustes igualmente buenos con otros correspondientes valores de A (ecuación 2.1.13). A está relacionado con la intensidad de la magnetización, de manera que esto está solamente diciendo que fuentes intensas delgadas darán más o menos las mismas anomalías que fuentes débiles gruesas.

Decidimos entonces experimentar introduciendo valores para d . Resultó que el ajuste del espectro de potencias resultaba mucho mejor al hacerlo, con valores de d variando en un rango tan grande como de 2 a 30 km.

Las estimaciones de profundidad varían con d aunque no demasiado, permitiendo la posibilidad de que d sea un parámetro de entrada, impuesto sobre la base de alguna estimación como veremos más adelante.

Mostramos ahora la manera de tener en cuenta d una vez conocido o estimado. Para eso traemos dos ecuaciones del apartado 2.1:

$$S(k) = A e^{-2kh} (1 - e^{-kd})^2 \quad (2.1.10)$$

con:

$$A = \sigma_m^2 (2\pi \sin\alpha C_M C_I)^2 = M^2 (2\pi \sin\alpha C_M C_I)^2 \quad (2.1.11)$$

donde ahora hemos llamado M al valor cuadrático medio de la magnetización. Tomando logaritmos en 2.1.10 tenemos:

$$\ln S(k) = \ln A - 2kh + 2\ln(1 - e^{-kd}) \quad (3.1.8)$$

Si el valor de d es introducido como parámetro, se puede poner:

$$q(k) = \ln S(k) + 2 \ln(1 - e^{-kd}) = \ln A - 2kh \quad (3.1.9)$$

y ajustar $q(k)$ para hallar h .

En los cálculos, $S(k)$ se obtiene usando 3.1.5 y 3.1.6 con el algoritmo de la transformada rápida de Fourier. Los valores de k son discretos: $k_i = j 2\pi \Delta \hat{k}$, donde i es el número de orden en la serie de datos ($i = 0, \dots, N-1$), y $\Delta \hat{k} = \frac{1}{\Delta x(N-1)}$.

$$S(k = 2\pi \Delta \hat{k} j) = P_{Nj} = \frac{1}{N} \left| \sum_{n=0}^{N-1} T_n e^{i \frac{2\pi}{N} jn} \right|^2 \quad (3.1.10)$$

El ajuste por cuadrados mínimos se hace entre q e i , de manera que se obtiene:

$$q = a + bi \quad (3.1.11)$$

Comparando con 3.1.9 y teniendo en cuenta la relación entre k e i , se tiene:

$$b = -4\pi \Delta \hat{k} h \quad (3.1.12)$$

$$a = \ln A = 4\pi M \sin \alpha C_M C_I \quad (3.1.13)$$

3.1.1.2 Control de la magnetización

De 3.1.12 se obtiene h ; la ecuación 3.1.13 podría no usarse, pero sirve para controlar la magnetización requerida para el ajuste, y descartarla si no está en un rango de valores aceptables. Este control se hace también de manera aproximada, de acuerdo con las suposiciones hechas de partida: se supone que C_M y C_I son iguales, lo que se da estrictamente si la magnetización es inducida, aunque también se cumple aproximadamente si es remanente pero con el campo inductor original igual y de sentido opuesto al del campo presente, caso que, como habíamos visto en 2.1.1, lo contemplamos permitiendo cambios de signo a M . Otra aproximación es suponer que:

$$M = \chi F, \quad (3.1.14)$$

donde χ es la susceptibilidad magnética del material, y F es el campo inductor; esta suposición ignora efectos de borde y factores geométricos. Con estas suposiciones, 3.1.13 queda:

$$a = \ln A = 4\pi \chi |\sin \alpha| C_I^2 F \quad (3.1.15)$$

De aquí se puede estimar χ si se conocen F y C_I y $\sin \alpha$.

Una estimación buena de F es calcularlo con su desarrollo en esféricos armónicos usando un modelo de referencia (ver capítulo 1, apartado 3.1). De ese cálculo se obtienen las tres componentes del vector F , o bien magnitud, inclinación y declinación, que hacen falta para C_f . En la ecuación 2.3 y en el Apéndice M2 puede verse que también hace falta el ángulo $\hat{A}$ de azimut o rumbo del perfil.

$\hat{A}$ se calcula para cada porción del perfil al recorrerlo, de manera que en cada posición de la ventana móvil se lo conoce. También haría falta conocer α , el ángulo que forman los diques con la horizontal. En el caso de corteza oceánica es muy común que este ángulo sea igual a $\pi/2$ (diques derechos), y así lo consideramos. Se calcula entonces χ a partir de la 3.1.14; en el caso de ser los diques inclinados el valor de χ calculado estaría subestimado.

También experimentamos con otros estimadores del espectro de potencias: el *períodograma suavizado* con ventana de Bartlett y el método de máxima entropía. Encontramos que ambos, por el hecho de ser estimadores más suaves, no proveen la resolución adecuada para hallar profundidades con este método.

El *períodograma* resultó ser el mejor estimador del espectro para el ajuste. Su dispersión inherente introduce cierta aleatoriedad a los valores de k_f que resulta finalmente útil, porque nunca está bien definida la zona en la cual hacer el ajuste. Cabe notar además que, en general, es muy difícil distinguir entre ruido real y ruido numérico.

El valor de k_f es importante: si es grande las profundidades serán subestimadas; si es muy chico serán sobrestimadas, ya que para números de onda bajos las contribuciones al espectro provenientes de que la magnetización no es realmente aleatoria son más grandes.

Hicimos la prueba de estimar k_f pidiendo que fuera aquél que minimizara el error cuadrático del ajuste, pero no resultó útil porque este error no varía de manera suficientemente significativa como para elegir un valor óptimo.

Consecuentemente, nos quedamos con el método de hallar k_f usando el “nivel de ruido elevado” (ver dos páginas más atrás), S_{re} . A la hora de hacer los cálculos, este método tiene un problema, debido a que los espectros calculados no son en general suaves, sino que tienen máximos y mínimos (ver gráficos *espe*) debido a dos motivos principales:

- la dispersión del *períodograma* (que dijimos que de todos modos es conveniente).
- el hecho de que los datos no se ajustan suficientemente al modelo teórico propuesto.

Sucede entonces a veces que la intersección del espectro y el valor S_{re} ocurre para números de onda muy bajos y en este caso la profundidad resulta sobrestimada. Lo que hemos hecho para tratar de superar este problema en forma automática fue una rutina que controla el valor de k_f . Si resulta menor que 0.02 ciclos/km el programa busca la segunda intersección con el espectro decreciendo y así sigue hasta encontrar un $k_f > 0.04$ ciclos/km.

También puede ocurrir que sea $k_f > 0.1$ ciclos/km. Sucede cuando el espectro tiene pendiente baja. En ese caso lo fijamos en 0.1 ciclos/km para no extender el ajuste hacia la zona que consideramos de ruido.

3.1.1.3 Espesor de la corteza magnetizada

A menor valor de d , más profundas dan las fuentes para una configuración dada de anomalías como cabe esperar. En cierto rango de valores de d , el ajuste de la curva del espectro es igualmente bueno (otra vez, distinto sería si el espectro estuviera bien representado para valores bajos del número de onda).

Como nuestros perfiles abarcan zonas de corteza oceánica y también de corteza continental, hemos probado con valores típicos para ambas, y también con intermedios (2 - 5 km, 30 km, 10 km, respectivamente), pero luego decidimos usar valores más parecidos a lo que cabe esperar para los verdaderos teniendo en cuenta la topografía. Consideramos entonces el valor esperado para el espesor cortical con la suposición más simple: compensación isostática local.

Para un relieve positivo se tiene, para el espesor de la corteza:

$$d_c = T_{c0} + d_e \frac{\rho_m}{(\rho_m - \rho_c)} \quad (3.1.16)$$

Y para un relieve negativo (mar):

$$d_c = T_{c0} - d_w \frac{(\rho_m - \rho_w)}{(\rho_m - \rho_c)} \quad (3.1.17)$$

Donde: T_{c0} es el espesor normal o medio de la corteza, para el cual hemos usado 32 km, d_e es la altura topográfica, d_w es la profundidad del mar, y ρ_c , ρ_m y ρ_w son las densidades de corteza, manto y agua, respectivamente iguales a 2.8, 3.3, y 1.03 g/cm³.

En general el espesor de la corteza magnetizada suele ser menor que el que predice esta fórmula tan simple. Por un lado la compensación de masas puede no ser local, como se verá en el capítulo 4, pero más importante aún en este momento es que en general hay una capa sedimentaria, y también que el resto de la corteza puede no ser magnético. Lo que hacemos entonces para los cálculos es tomar varios valores de d_c comenzando por el predicho con 3.1.16 o 3.1.17, y luego menores, restando de a 5 km y no permitiendo que el espesor sea menor que 2 km. Para cada espesor de éstos, se calculan las susceptibilidades estimadas, que se usan como control. Si caen fuera del rango que se usa como aceptable, se rechazan los estimadores correspondientes de profundidad al basamento magnético. Luego se promedian los valores que fueron aceptados. Con este método hemos hecho los cálculos para los experimentos PP4 a PP8 como se explica en el apartado siguiente.

3.1.2 Resultados

Los gráficos *espe1*, *espe2*, muestran espectros para dos porciones de un perfil sintético de anomalías, calculado con un modelo de bloques verticales sucesivos con magnetización de igual valor absoluto pero invertida en sentido alternadamente, según una época conocida de la historia del campo geomagnético, de acuerdo a la escala de reversiones de Kent & Gradstein, 1986. El perfil se muestra en *espe3*. Notar que la profundidad al techo del basamento magnético es variable y no de manera suave, sino en escalones. Este perfil de anomalías no cumple estrictamente

con las suposiciones hechas en la teoría del método que estamos probando, ya que el espectro de la magnetización no es totalmente chato, o sea, la magnetización no es aleatoria con las características del ruido blanco. Una discusión sobre los espectros de la magnetización según la velocidad de expansión del fondo oceánico y el ritmo de las inversiones puede verse en Harrison & Carle, 1981. El centro de expansión se encuentra en el centro del perfil ($x=0$). El espesor de la corteza magnética es conocido en este caso, y vale 0.5 km.

En *espe1* puede verse el espectro de una porción del perfil de anomalías, correspondiente a la zona más profunda, 10 km, y la curva del ajuste. A partir de número de onda igual a 0.1 ciclos/km aparecen tres rectas horizontales, la inferior al nivel S_m (promedio de lo que consideramos como zona de ruido del espectro), y las otras a $S_m + \sigma$ y $S_m + 2\sigma$. La estimación de la profundidad resultó muy buena.

Espe2 muestra una porción en la zona de basamento poco profundo. Las anomalías son de gran amplitud, y el espectro tiene menor pendiente. Cabe notar que el espectro parece no estar influido por mucho ruido numérico a partir de 0.1 ciclos/km, pero de todos modos la estimación fue buena.

En *espe3* se muestra todo el perfil, con la correspondiente profundidad real usada para calcular las anomalías. Con pequeñas cruces aparecen los estimadores de la misma calculados con el método espectral. Se nota un acuerdo bastante bueno, aun cuando el basamento tiene escalones. El control de la magnetización se ha hecho entre las cotas 7 y 12 Amp/m. El valor que había sido usado para generar el perfil fue de 10 en las mismas unidades. La ventana móvil fue de 100 km en este caso.

En el gráfico *espe4* aparece el espectro de una porción de un perfil medido. Por la profundidad aproximada de las fuentes (12 km desde la altura del avión), este gráfico sería comparable a *espe1*. Se nota que para números de onda bajos el ajuste no es tan bueno como se desearía; pese a ser zona de corteza oceánica parece que siempre hay contribuciones de otro tipo de fuentes que modifican el espectro. De todos modos consideramos que el ajuste y la estimación son razonables.

En *espe5* la señal magnética es de baja amplitud. La zona es de corteza oceánica en el Mar de Weddell, de edad probablemente Jurásica, o sea muy antigua. Generalmente las anomalías de expansión son poco claras y difíciles de datar para estas épocas, aunque no es lo que estamos tratando de hacer ahora. Baste notar que la estimación de profundidad dio muy grande, 14 km desde la altura del avión que era de 300 m. Consideramos también que el ajuste y la estimación son bastante razonables. discutiremos más esto en el apartado de interpretación.

Nótese que en cada uno de los gráficos aparece el nombre del programa usado y del archivo con los parámetros que se necesitan para reproducirlo.

En los mapas A, B, C, D y E mostramos la ubicación geográfica de los perfiles (porciones de vuelos) que hemos usado para la experimentación. Sus nombres son:

pa872.01 (A), pa873.02 (B), pa872.02 (C), pa879.01 (D), pa879.02 (E)

La tabla 3.1 presenta un resumen sucinto de la experimentación. Los experimentos son 8 con el espectro calculado con periodograma, (prefijo PP en los nombres de los gráficos) y 2 con el método de máxima entropía (prefijo PMEN); no todos fueron practicados para los 5 perfiles.

En todos los experimentos que mostramos el intervalo de muestreo ha sido de 0.5 km, que es aproximadamente el valor medio del muestreo real.

En los primeros experimentos (PP1 - PP3) el espesor de la corteza magnética, d_c , fue introducido como parámetro (gráficos PP1A, PP1B, PP2A, PP2B, PP3A, PP3B), tomando los valores de 5, 10 y 2 km respectivamente. Cabe notar que a menor valor más profundas son las fuentes, como ya se discutió. Es inmediatamente notable, en estos gráficos y prácticamente en todos los "PP", la gran dispersión de los estimado-

Experimentación con el método espectral 1

PP: periodograma	A	B	C	D	E
PMEN: máxima entropía	pa872.01	pa873.02	pa872.02	pa879.01	pa879.02

experi- mento	Δx	vent. móvil	bordes vent.	espesor corteza	control suscept.	comentarios
PP1	0.5	250	0 %	5 km	no	aceptable
PP2	0.5	250	0%	10 km	no	fuentes poco profundas
PP3	0.5	250	0%	2 km	no	fuentes muy profundas
PP4 (V1)	0.5	250	0%	compens. isostática	0.002 - 0.009	aceptable
PP5 (V2)	0.5	250	10%	compens. isostática	0.002 - 0.009	fuentes muy profundas
PP6	0.5	125	0%	compens. isostática	0.002 - 0.009	fuentes poco profundas
PP7 (V3)	0.5	125	10%	compens. isostática	0.002 - 0.009	aceptable
PP8 (V4)	0.5	125	20%	compens. isostática	0.002 - 0.009	baja resolución - fuen- tes muy profundas
PMEN1	0.5	100	0%	2 km	no	baja resolución - fuen- tes muy profundas
PMEN2	0.5	50	0%	2 km	no	baja resolución - fuen- tes poco profundas
PMEN3	0.5	100	0%	5 km	no	baja resolución

TABLA 3.1

Síntesis de la experimentación con el método espectral 1. Para los experimentos con denominación "PP ..." el espectro fue calculado con transformada de Fourier; para aquellos con denominación "PMEN ..." se usó el método de máxima entropía.

res.

En la zona del Pasaje de Drake hay a veces estimadores por encima del fondo del mar, con lo cual son inmediatamente descartables. La explicación que tenemos para esto está relacionada con la continuación analítica de un campo geopotencial. En el capítulo 1 vimos la continuación hacia mayores alturas, que suele funcionar bien con el método de la transformada de Fourier (ver capítulo 1, apéndice R1). La continuación hacia menores alturas es más difícil porque el ruido numérico se amplifica, y hay que recurrir a técnicas especiales para practicarla (Parra & Yáñez,

1988; Yáñez, 1994). En la zona del Pasaje de Drake las alturas de los vuelos eran de alrededor de 7 km; lo que hemos hecho para calcular la profundidad es simplemente descontar el valor de la altura en el centro de la ventana móvil, lo que sería equivalente a hacer una continuación hacia abajo relativamente burda (no totalmente, ya que por lo menos la zona de ruido de los espectros ha sido aislada de la manera que se vio).

En general se observa que la profundidad del basamento magnético se hace muy grande en la plataforma del Mar de Weddell.

En los gráficos PP4 a PP8 hemos incorporado la estimación del espesor de corteza magnética con compensación isostática de la topografía y el control de la magnetización, "asimilándola" a susceptibilidad, que es el parámetro que manejamos. Las cotas que aparecen, 0.002 - 0.009 en unidades cgs (0.025 - 0.113 en SI) son las mejores que hemos encontrado, al tratar de compatibilizar los resultados que podíamos esperar con valores más o menos realistas. En estos gráficos puede ocurrir que paraciertas posiciones de la ventana no haya estimadores; la línea quebrada continua se interrumpe en este caso y se dibuja una pequeña raya horizontal.

Cabe notar que en las zonas de anomalías de gran amplitud, especialmente en la plataforma de las Islas Shetland del Sur, muchas veces no hay estimadores; fueron rechazados por requerir susceptibilidad muy grande. Lo que ocurre es que el modelo que estamos es particularmente malo en esta zona, en la que hay grandes masas magnéticas que son intrusiones creadas por la larga historia de subducción en el margen Pacífico.

En la "zona quieta" en la pataforma del Weddell, en la que el campo de anomalías es de muy baja amplitud, también hay a veces falta de estimadores.

En la estimación del espectro con el periodograma, hemos experimentado practicando un suavizado en los extremos del perfil previo al cálculo de la transformada de Fourier. El suavizado ha sido con ventana medio coseno, de diferentes anchos, expresados como fracción de la longitud de la ventana móvil o porción de perfil. Este "ventaneo" redundan en un suavizado del espectro, disminución de la dispersión pero también de la resolución, y una aumento de las profundidades estimadas.

La tabla 3.1 tiene una columna para comentarios; en ella aparecen como "aceptables" los experimentos PP4 y PP7 sobre la base de la inspección de estos perfiles; *hemos tenido que resignar subestimación de profundidad en el Pasaje de Drake para no tener profundidades demasiado exageradas en el Mar de Weddell.*

Con los parámetros del experimento PP2 hemos aplicado el método a 37 de los vuelos, y hemos grillado los resultados en la región geográfica -64°, -44°, -73°, -62°. Sustrayendo los valores de la batimetría GEBCO tomados de un archivo global (DBDB5), hallamos el espesor sedimentario. Los resultados aparecen en LaBrecque & Ghidella, 1990, 1997. En el apartado que sigue mostraremos los mapas resultantes de los nuevos experimentos.

Los gráficos PMEN contienen parte de la experimentación hecha con el método de máxima entropía para evaluar los espectros. Se observa también dispersión, pero "dentro de ella" baja resolución. PMEN1 es más o menos parecido a PP3B, ambos con espesor de corteza igual a 2 km, aunque en el caso de PMEN1 la ventana móvil es mucho menor, 100 km en lugar de 250 km. Probamos con una ventana de 50 km y el resultado se muestra en PMEN2: fuentes muy poco profundas.

Si comparamos PMEN3 con PP7B, con ventanas móviles similares, vemos que el último, en la zona del margen, presenta una especie de fosa en la profundidad (aunque con pocos estimadores) y que luego hacia el mar el basamento magnético

se eleva. En la zona "continental" (Península, islas, plataforma) hay más estimaciones poco profundas en PP7B que en PMEN3. Hay que tener en cuenta que este perfil, el pa873.02, pasa bastante al Sur de la cuenca del Bransfield; la anomalía ubicada a los 650 km, que es la que está alineada con la de las Islas Shetland, es de menor intensidad, con lo cual sus fuentes seguramente no son bloques tan grandes. Sin embargo, PMEN3 y PMEN2 dan un valle profundo en ese lugar.

3.1.3 Mapas

Con los parámetros correspondientes a los experimentos PP4, PP5, PP7 y PP8 de la tabla 3.1 aplicamos el método a 37 de los vuelos USAC en una región que abarca, además del mar de Weddell, parte del pasaje de Drake. En el mapa U se muestra la ubicación de los puntos dato. El avance de la ventana móvil fue de 10 km en todos los casos. En la zona de plataforma en el mar de Weddell, donde el campo de anomalías es chato, se nota una disminución en la densidad de estimadores debido a los rechazos resultantes de susceptibilidad fuera de las cotas que figuran en la tabla; en este caso las susceptibilidades fueron rechazadas por muy bajas, inferiores a la cota menor.

A los valores resultantes les aplicamos la proyección estereográfica polar y en ese dominio (rectangular) practicamos un grillado con un intervalo de grilla de 50 km; volvimos luego los puntos a coordenadas geográficas y grillamos de nuevo, con una celda de 10 minutos de ancho en longitud y 5 en latitud. De esta manera obtuvimos mapas de la profundidad al techo del basamento magnético estimada. Restando en cada punto la profundidad del mar obtenida de la compilación DBDB5 corregida, obtuvimos estimaciones del espesor sedimentario. Hicimos todo esto para los cuatro juegos de parámetros V1, V2, V3 y V4 (tabla 3.1). En los mapas V1 - V4 mostramos las estimaciones de espesor sedimentario.

Las versiones 2 y 4 dan espesores en general mayores; en particular la versión 4, que tiene la mayor suavización relativa del espectro (ventana móvil de 125 km, ventana de suavizado de 25 km) es la que da las profundidades más grandes. En todos los casos se nota un crecimiento muy importante del espesor sedimentario a partir de la costa de la PA, que alcanza su máxima expresión en el borde de plataforma continental. Siguiendo hacia el Este, el espesor disminuye.

En la zona del pasaje de Drake, hay amplias áreas con espesor menor que 500 m; sabemos que estos valores representan una subestimación, que ya habíamos notado de la observación de los perfiles individuales. Es porque en esa zona la altura de vuelo fue grande: 7000 m; ni este método ni ninguno de los otros son del todo buenos para apreciar la profundidad absoluta a las fuentes.

Tampoco son buenos los resultados en la cuenca del Bransfield y es por la falta de resolución de este método; la cuenca tiene un ancho de alrededor de 100 km, menor que el ancho de la ventana móvil.

Sin embargo, los resultados son razonables en el mar de Weddell, en el borde de la cuenca de Powell y el ridge de Scotia Norte.

De las cuatro versiones consideramos como elegible la número 3. La 2 y la 4 dan espesores demasiado grandes; en la 1 se nota exageración de los efectos de borde en las terminaciones de las anomalías magnéticas estructurales.

Más adelante, en el apartado 4, discutiremos los resultados obtenidos en relación con los aspectos geológicos y morfológicos en la zona del mar de Weddell.

3.2 Método de Werner

3.2.1 Cálculos

Para experimentar con este método se desarrolló un programa en FORTRAN, que fue evolucionando con el tiempo. La última versión es *wern96*.

El programa lee los datos de un perfil de anomalías: posición, que puede estar dada como latitud, longitud y altura, o distancia y altura; anomalía magnética y topografía. Se trabaja básicamente con posición y anomalía magnética. La topografía se usa solamente para graficar. El algoritmo para hallar la profundidad usa distancia y anomalía; al resultado obtenido se le resta la altura para obtener la profundidad desde la superficie de la tierra.

Los datos de distancia son interpolados para obtener valores equiespaciados a intervalos Δx ; Δx es un parámetro de entrada al programa. En la subrutina de interpolación se guarda el gradiente horizontal, que será usado para la derivada.

Después de la interpolación, se practica un ajuste por cuadrados mínimos para remover una recta a todo el perfil, y a continuación se calcula la transformada de Fourier usando el algoritmo de la transformada rápida. Como para este cálculo se necesita un número de datos que sea potencia entera de 2, se extiende el perfil rellenando con ceros los datos faltantes. Esta transformación se hace para poder filtrar las anomalías con un filtro pasabajos en el dominio de los números de onda. El filtro aplica una ventana medio coseno entre dos valores de longitud de onda que se ingresan como parámetros. En general no hace falta filtrar mucho la anomalía, de manera que este paso no sería muy necesario, pero el proceso está dentro de un ciclo al cual va luego la derivada y ésta sí requiere suavizado.

Cada perfil es recorrido por una *ventana móvil* cuyo ancho en km se ingresa como parámetro. El *avance* a lo largo del perfil con la ventana es también ingresado como parámetro, no pudiendo, por supuesto, ser menor que Δx .

La parte principal del cálculo de profundidad se encuentra en la subrutina *werner*, obtenida por gentileza de Gonzalo Yáñez, a la que llegan los datos de una ventana y que resuelve para ellos la ecuación 2.2.12 por regresión múltiple. El número de datos de la ventana móvil debe ser mayor que 7, para poder calcular los 7 α_i . El proceso de ajuste permite obtener los correspondientes errores de dispersión para las α_i .

Traemos aquí la ecuación (2.2.12):

$$\alpha_1 x^4 + \alpha_2 x^3 + \alpha_3 x^2 + \alpha_4 x + \alpha_5 + \alpha_6 xT + \alpha_7 T = Tx^2 \quad (2.2.12)$$

De la comparación de (2.2.12) con (2.2.11) surgen las siguientes ecuaciones para las incógnitas finales, de las cuales las principales son x_0 y h :

$$\begin{aligned}
\alpha_1 &= E \\
\alpha_2 &= D - 2x_0 E \\
\alpha_3 &= C - 2x_0 D + E(x_0^2 + h^2) \\
\alpha_4 &= B + D(x_0^2 + h^2) - 2x_0 C \quad (3.2.1) \\
\alpha_5 &= A - Bx_0 + C(x_0^2 + h^2) \\
\alpha_6 &= 2x_0 \\
\alpha_7 &= -(x_0^2 + h^2)
\end{aligned}$$

A continuación revisamos el método (regresión múltiple) para obtener las α_i a partir de los datos.

Los valores de x y los de T son variables a lo largo de la ventana móvil. Sea N el número de elementos de esta ventana. Entonces la ecuación 2.2.12 será válida para cada uno de los N puntos; sea j uno de ellos. Se tendrá:

$$\begin{aligned}
\alpha_1 x_j^4 + \alpha_2 x_j^3 + \alpha_3 x_j^2 + \alpha_4 x_j + \alpha_5 + \alpha_6 x_j T_j + \alpha_7 T_j + \varepsilon_j &= T_j x_j^2 \\
\alpha_1 M_{j1} + \alpha_2 M_{j1} + \alpha_3 M_{j1} + \alpha_4 M_{j1} + \alpha_5 M_{j1} + \alpha_6 M_{j1} + \alpha_7 M_{j1} + \varepsilon_j &= P_j
\end{aligned} \quad (3.2.2)$$

Se tiene entonces un sistema lineal cuyas incógnitas son las α_i . Hemos definido la matriz M_{jk} (de $N \times 7$ elementos) y el vector P_j , de N elementos. Los ε_j representan los errores resultantes de cada observación, que se suponen no correlacionados, de valor medio nulo y de varianza σ^2 .

La segunda de las 3.2.2 se puede escribir también así:

$$\mathbf{M}\alpha + \varepsilon = \mathbf{P} \quad (3.2.3)$$

La suma cuadrática de los errores está dada por:

$$S(\alpha) = \varepsilon^T \varepsilon = (\mathbf{P} - \mathbf{M}\alpha)^T (\mathbf{P} - \mathbf{M}\alpha), \quad (3.2.4)$$

donde el supraíndice T significa matriz transpuesta. Se trata de encontrar el estimador $\hat{\alpha}$ que minimice S .

Siguiendo a Box & Jenkins, 1980, escribimos la identidad:

$$\mathbf{P} - \mathbf{M}\alpha = \mathbf{P} - \mathbf{M}\hat{\alpha} - \mathbf{M}(\alpha - \hat{\alpha}) \quad (3.2.5)$$

Se puede demostrar que si se elige:

$$\hat{\alpha} = (\mathbf{M}^T \mathbf{M})^{-1} \mathbf{M}^T \mathbf{P} \quad (3.2.6)$$

se obtiene:

$$S(\alpha) = S(\hat{\alpha}) + (\alpha - \hat{\alpha})^T \mathbf{M}^T \mathbf{M} (\alpha - \hat{\alpha}) \quad (3.2.7)$$

Como el segundo término del segundo miembro es cuadrático positivo, S será mínima para $\alpha = \hat{\alpha}$.

La suma de los errores cuadráticos en el mínimo es:

$$S(\hat{\alpha}) = \mathbf{P}^T \mathbf{P} + \hat{\alpha}^T \mathbf{M}^T \mathbf{M} \hat{\alpha} \quad (3.2.8)$$

El estimador insesgado de σ^2 es (Box & Jenkins, 1980):

$$\sigma^2 = \frac{S(\hat{\alpha})}{N-7} \quad (3.2.9)$$

La matriz de covarianza de los estimadores es:

$$\mathbf{V}(\alpha) = \text{cov}[\hat{\alpha}^T, \hat{\alpha}] = (\mathbf{M}^T \mathbf{M})^{-1} \sigma^2 = \mathbf{H} \sigma^2 \quad (3.2.10)$$

con:

$$\mathbf{H} = (\mathbf{M}^T \mathbf{M})^{-1} \quad (3.2.11)$$

El error de cada estimador α_i es:

$$\sigma^2(\alpha_i) = H_{ii} \sigma^2 \quad (3.2.12)$$

3.2.2 Resultados

La subrutina *werner* calcula, para cada posición de la ventana móvil, la matriz $\mathbf{M}$, el vector $\mathbf{P}$ y la matriz $\mathbf{H}$. Usa la ecuación 3.2.6 para obtener las α_i , y la 3.2.12 para obtener los errores. Usando las últimas 2 ecuaciones de las 3.2.1 se obtienen x_0 (la posición horizontal del vértice) y h , su profundidad. Si el modelo propuesto es malo por diferentes motivos (estructuras no bidimensionales, vértices muy juntos, variaciones grandes de susceptibilidad, ruido, especialmente en las derivadas) hay inconsistencias matemáticas: puede ser que la matriz $\mathbf{H}$ no exista, o que el valor de α_i sea negativo. En esos casos no se obtienen estimadores.

El cálculo de errores permite un criterio de aceptación o rechazo, según un valor de *tolerancia* para el error que se especifica como parámetro de entrada al programa.

Otro control para la aceptación o rechazo que hemos implementado tiene que ver con una estimación de la magnetización o de la susceptibilidad de las rocas del basamento cuyo relieve estamos intentando modelar. Si comparamos la ecuación 2.2.11 con las ecuaciones 2.2.5, vemos las interpretaciones de A y de B en 2.2.11:

$$\begin{aligned} A &= 2MC_{\text{im}}C_i h \sin\theta \cos\phi \\ B &= 2MC_{\text{im}}C_i \sin\theta \sin\phi \end{aligned} \quad (3.2.13)$$

para derivada horizontal, y:

$$\begin{aligned} A &= -2MC_{\text{im}}C_i h \sin\theta \sin\phi \\ B &= 2MC_{\text{im}}C_i \sin\theta \cos\phi \end{aligned} \quad (3.2.14)$$

para derivada vertical. En ambos casos es:

$$Q = \sqrt{\left(\frac{A}{h}\right)^2 + B^2} = 2MC_{lm}C_l|\text{sen}\theta| \quad (3.2.15)$$

Si se supone que la magnetización es inducida, como en M3.28 - M3.30, se obtiene:

$$Q = 2\kappa FC^2|\text{sen}\theta| \quad (3.2.16)$$

con:

$$C^2 = 1 - \cos^2 I \text{ sen}^2(D - A) \quad (3.2.17)$$

donde κ es la susceptibilidad magnética, I y D son inclinación y declinación del campo regional, y A es el azimut o rumbo del perfil. I , D , A y F se conocen para el perfil; $\text{sen}\theta$ (el ángulo entre dos secciones rectas del relieve del tope del basamento, ver figura) no se conoce. Pero de todos modos se puede establecer una cota para κ . Será:

$$\kappa \geq \frac{Q}{2FC^2} = \kappa_c \quad (3.2.18)$$

κ_c se puede calcular, y si da muy grande rechazar el estimador de profundidad.

Los gráficos *wern1* a *wern10* muestran la experimentación realizada con el método de Werner. Mostramos sólo el perfil *pa873.02* porque es el más interesante para este método; los otros perfiles no aportan mucho más a las conclusiones que se pueden obtener.

Para todos los gráficos en la parte superior hay dos curvas que representan la anomalía: sin filtrar, y, corrida un poco más abajo, filtrada pasabajos aplicando una ventana medio coseno entre las longitudes de onda λ_{c+} y λ_{c-} . Para los valores usados el efecto de este filtrado es prácticamente indistinguible, por lo menos en esta escala del graficado.

El perfil del medio en cada gráfico es la derivada horizontal de la anomalía; también aquí hemos representado dos curvas. La superior es la derivada calculada usando diferencias entre puntos dato sucesivos y suavizada un poco (promedio móvil de ancho igual a un intervalo Δx), porque como se puede apreciar es muy ruidosa, aun con este suavizado. El gráfico sería engorroso si no se lo practicara. La curva corrida un poco más abajo es la anterior a la que se le ha aplicado un filtro pasabajos también con ventana medio coseno en la transformada de Fourier con longitudes de onda de corte λ_{c+} y λ_{c-} , sobre las que discutiremos al mostrar los ejemplos. Hemos experimentado mucho con diferentes valores, y aún con otros métodos de filtrado. El problema de la estimación de la derivada, que en principio parece simple, resultó ser el peor de los problemas de este método. Si la derivada se suaviza muy poco, los estimadores son muy superficiales y su dispersión produce una distribución aproximadamente uniforme en profundidad. El método alternativo de filtrado que hemos usado se aplica simultáneamente a la interpolación de la

anomalía y a la estimación de la derivada. Es un método muy simple, que hemos usado para filtrar datos GPS y estimar la velocidad del buque en gravimetría marina (Ghidella et al., 1995; Ghidella & Holik, 1995, Lawver et al., 1995), con buenos resultados. Consiste en recorrer el perfil de datos con una ventana móvil, con cuyo ancho se puede experimentar, y utilizando todos los puntos que caben dentro de la ventana practicar un ajuste lineal por cuadrados mínimos. Como resultado del ajuste se obtiene una recta, cuyo valor en el centro de la ventana es la anomalía interpolada y cuya pendiente es la derivada. Por supuesto, cuanto mayor es el ancho de la ventana mayor es el efecto suavizante.

El perfil inferior representa la topografía y los estimadores de profundidad con símbolos y líneas verticales que muestran los errores en el ajuste. Los cuadrados indican soluciones tipo dique y los otros símbolos vértices de cambio de pendiente en el relieve del basamento magnético como se vio en la sección 2.2.

En cada uno de los gráficos aparecen también los valores correspondientes de Δx , del ancho de la ventana, de la tolerancia de aceptación o rechazo según el error (tol, que es la inversa del error relativo), las cotas de susceptibilidad y el método de filtrado de la derivada.

El gráfico *wern1* muestra una dispersión bastante grande de estimadores; en la zona del Pasaje de Drake (entre 0 y 500 km para este perfil) hay estimadores por encima del fondo oceánico. Pasando la Península Antártica (distancia mayor que 850 km en este perfil) los estimadores se profundizan, salvo cerca de la posición 900 km que es donde se encuentra la isla Robertson y los Nunataks Foca, de rocas volcánicas. Cabe notar que para este caso se usaron cotas muy amplias de susceptibilidad: en unidades cgs, 0.001 es muy baja, y 0.015 muy alta. El gráfico *wern2* difiere del anterior solamente en las cotas de susceptibilidad. Cabe notar que hay muchos menos estimadores, y que no hay tantos por encima de la superficie en el Pasaje de Drake. Como vimos en la discusión que precedió a la ecuación 3.2.18, solamente la cota superior de la susceptibilidad está bien determinada; al poner una cota inferior estamos seguramente rechazando valores que podrían ser aceptables, dado que la 3.2.18 es válida sólo para $\sin\theta = 1$. O sea que según esa ecuación estamos exagerando en el rechazo de estimadores. Pero consideramos preferible rechazar de más que lo contrario; como se apreciará en otros gráficos de esta experimentación, los estimadores de susceptibilidad menor que 0.003 en general son poco aceptables.

Tanto en *wern1* como en *wern2* las longitudes de onda de corte fueron: $\lambda_{c+} = 5$ y $\lambda_{c-} = 2$ km para la anomalía, y $\lambda_{c+} = 100$ y $\lambda_{c-} = 10$ km para la derivada. Este corte en la derivada es muy grande.

En el gráfico *wern3* aparece la anomalía también filtrada en 100, 10, para apreciar la distorsión que produce. Por supuesto, se suavizan los picos más agudos, pero además se observa que hay más estimadores tipo dique, y bastante profundos. Estamos viendo entonces que a mayor suavizado (aunque no sea muy notorio en la escala del gráfico) más profundos son los estimadores.

Consideramos entonces que a la anomalía no hay que suavizarla, o bien suavizarla muy poco. En el gráfico *wern4* la anomalía está suavizada en 5, 2 y la derivada en 100, 2. No hay límite inferior para la susceptibilidad. Los estimadores tienen una dispersión mayor que la de su valor promedio. En la zona del Pasaje de Drake, Península Antártica e Isla Robertson el avión volaba a aproximadamente 6.5 km de altura, y se tienen estimadores por encima del nivel del mar. La curva de la derivada filtrada parece contener una importante componente de ruido.

En *wern5* se ha hecho lo mismo que en *wern4* excepto por la cota inferior de la susceptibilidad. Puede apreciarse que han desaparecido gran cantidad de estimadores, y especialmente los anómalos.

En *wern6* la anomalía magnética no está filtrada y la derivada está calculada con el método alternativo descrito más arriba (notar que en el gráfico dice *ider* = 1). El ancho de la ventana para el ajuste por cuadrados mínimos fue de 10 km. Es de notar que el perfil de profundidades obtenido en este caso se parece al de *wern4*, aún cuando la curva de la derivada filtrada es más suave. La diferencia principal es que casi no hay estimadores tipo dique (cuadraditos), y posiblemente sea porque la anomalía filtrada es menos suave en este caso.

El gráfico *wern7*, también con *ider* = 1, da resultados parecidos a los de *wern5*, o sea que al eliminar los estimadores de susceptibilidad baja quedan solamente los que provocan el pico agudo que aparece sobre la Península.

En *wern8* el filtrado es igual que en *wern7*, pero el ancho de la ventana móvil para la regresión múltiple se ha duplicado. El resultado es que aparecen más estimadores aceptados, y más o menos razonables. En *wern9*, que fue hecho con los mismos parámetros pero con una ventana un poco mayor, propicia para las profundidades más grandes, desaparecieron los puntos de la Península y aparecieron algunos en el mar de Weddell (entre los 1300 y 1500 km del perfil). En *wern10* la ventana es un poco más ancha y aparece un grupo de estimadores profundos en el mar de Weddell.

3.2.3 Conclusiones

- El método permite trabajar con ventanas más angostas que el método espectral 1, pero para captar las fuentes muy profundas (15 km) la ventana tiene que ser de por lo menos 30 km.
- La estimación de la derivada es, tanto para este método como para otros métodos geopotenciales, un problema importante y difícil de resolver debido al ruido. Es necesario suavizar los datos para eliminar el ruido, y los resultados dependen fuertemente del suavizado. Si se suaviza mucho se obtiene una distribución más uniforme a lo largo del perfil, y los estimadores son muy profundos. El suavizado debe ser el mínimo posible. Para cada caso hay que experimentar para decidir cuál es el mínimo.
- El control de la susceptibilidad permite eliminar valores espúreos, aunque la contrapartida es que se eliminan también valores buenos. De todos modos es necesario experimentar con las cotas que conviene usar.
- Después de ajustados los filtros y las cotas de susceptibilidad conviene aplicar el método con varios anchos de ventana y graficar juntos todos los estimadores resultantes, como en el gráfico *wern11*, que junta los resultados de ventanas de 10, 20, 30 y 40 km. Se observa entonces una dispersión vertical muy grande y una dispersión horizontal menor en valor relativo. Para decidir qué valores se consideran como representativos de la profundidad del basamento magnético tal vez la regla sería elegir las zonas de mayor densidad de estimadores. Hemos intentado hacerlo automáticamente con un programa que lee el conjunto de estimadores y calcula la densidad de los mismos. No logramos obtener un resultado práctico. sigue siendo mejor la inspección visual.

3.2.4 Desarrollo futuro

Respecto a la aceptación o rechazo de estimadores nos quedó una prueba sin hacer, que tiene que ver con la ecuación 2.2.11 y con las 3.2.1, y que consiste en analizar la influencia de los vértices vecinos, determinada por los coeficientes C, D y E. Una vez hallados todos los coeficientes, y aceptado un par de valores h , x_0 , se podrían calcular y comparar:

$$\frac{A}{h^2} \quad \text{con} \quad C + Dx_0 + Ex_0^2$$

Si el segundo miembro es mayor que el primero, cabría pensar que el estimador es dudoso. Pero esto requiere experimentación.

Un experimento más que podría hacerse es graficar los símbolos en colores relacionados con el valor de la susceptibilidad estimada y ver si eso contribuye a aumentar la definición.

Otra posibilidad es hacer mapas de distancia - profundidad con la densidad de estimadores como tercera variable, graficando isolíneas o imágenes en tonos de gris o colores. En este caso habría que experimentar con el intervalo de grilla y con la forma de determinar la densidad, que podría hacerse aplicando pesos inversamente proporcionales a los errores de los estimadores, y tal vez no rechazar valores de susceptibilidad pero tenerlos en cuenta con pesos que disminuyan la influencia de aquellos demasiado chicos o demasiado grandes.

Y como muy importante, experimentar con otros conjuntos de datos. Tenemos datos para hacerlo: los del programa ARGUS (Ghidella et al., 1994), datos aeromagnéticos en la plataforma argentina.

3.3 Función analítica

Hemos experimentado con esta función determinando los máximos de su valor absoluto y calculando la profundidad de las fuentes como el semiancho del máximo. El problema de la superposición de vértices es más molesto en este caso que en el método de Werner. Nabighian (1972) muestra resultados buenos pero para el caso de perfiles sintéticos o anomalías aisladas. El método no es práctico para ser usado en forma automática.

3.4 Método de O'Brien

3.4.1 Cálculos

El programa que escribimos para implementar este método se llama *douglas*. Trabaja sobre un trozo de perfil de alrededor de 400 km de largo. No hemos implementado el recorrido de un perfil con una ventana móvil. Hace falta calcular la derivada horizontal, ya que el método se basa en ella. Este cálculo se hace igual que en el método de Werner (apartado 3.2.1).

El programa calcula luego la función analítica $a(x)$. Lo hace por dos motivos: en primer lugar, porque necesita la transformada de Hilbert del perfil de derivadas, y ésta es la parte imaginaria de $a(x)$ (ecuaciones 2.2.9 y 2.3.1). En segundo lugar,

porque la ubicación de los máximos de $|a(x)|$ se usa para restringir la ambigüedad de la determinación de la posición de la fuente debida a la fase en 2.4.8.

El valor del corrimiento s se ingresa como parámetro. Dado un valor de s , y el valor del número de onda $\bar{k}_r$ en el cual el espectro está invadido por ruido, ya sea numérico o de medición, se puede determinar el número máximo de fuentes que se pueden resolver sin invadir la zona de ruido, como se vio en el apartado 2.4. Se deseará que sea $Ms < j_r$, donde $j_r = \bar{k}_r L = \bar{k}_r (N - 1) \Delta x$, siendo N el número de puntos del perfil. Entonces el valor máximo posible de fuentes a determinar será:

$$M_{\max} = \frac{j_r}{s} \quad (3.4.1)$$

El programa *douglas* determina este valor, y hace el intento de resolver las $M_{\max}$ fuentes. Para a ello, calcula las TFD *corridas* para corrimientos que van de 1 a $M_{\max}$. Usando regresión múltiple (como en el método de Werner) pero ahora aplicada a la ecuación 2.4.4 halla los coeficientes $A_1 \dots A_M$. En esta parte se analizan los errores de ajuste, poniendo cotas determinadas por la experimentación. Si los errores son superan las cotas, se reduce el valor de M hasta encontrar errores aceptables. Entonces se hallan las M raíces complejas (ecuación 2.4.6). Para cada una de las M raíces se determinan los valores r_m y n_m , usando la ecuación 2.4.8, que re-escribimos aquí:

$$z_m = e^{N s r_m} e^{-i \frac{2\pi}{N} s n_m} \quad (2.4.8)$$

La profundidad de la fuente m es $r_m \Delta x$, y la posición respecto al origen del perfil es $x_m = n_m \Delta x$. En la posición es donde hay ambigüedad: se puede agregar un término aditivo en el exponente imaginario de 2.4.8 que sea múltiplo entero de 2π satisfaciendo igualmente la ecuación. Esto se traduce en una indeterminación de la posición:

$$\Delta x_m = t \frac{N}{s} \Delta x \quad (3.4.2)$$

donde t es un número entero cualquiera. Por ejemplo, para $N = 1000$, $s = 5$ y $\Delta x = 0.5$ km, la indeterminación es de múltiplos de 100 km. Una indeterminación tal como esta, se puede salvar mediante la observación de los datos. Pero hemos intentado hacerlo de manera automática como comentamos en el apartado 2.4: *douglas* busca las posiciones de los máximos de la función analítica y las guarda. Determina la posición x_m con $t = 0$, y a partir de allí incrementa t recorriendo las posiciones de los máximos y eligiendo aquella con la que obtiene una diferencia menor.

3.4.1 Resultados

Mostramos tres resultados de la experimentación realizada. En el gráfico *dou1* tenemos un trozo del perfil pa872.01, que pasa donde están las anomalías más intensas. En la parte superior está graficada la derivada sin suavizar, y con un corrimiento de alrededor de 1 cm hacia abajo la derivada suavizada. En color gris aparece la anomalía magnética. Notamos que sólo 5 estimadores sobrevivieron. Tal vez

las cotas de error que usamos fueron demasiado restrictivas. En la figura aparece también la función analítica con los máximos señalados. También hemos puesto condiciones para la elección de los máximos, seleccionando sólo los más destacados. Estas condiciones podrían revisarse con más experimentación. En la parte inferior de la figura (donde dice "variable corrida") hemos graficado las antitransformadas del perfil de partida en los dos últimos pasos del corrimiento, para verificar el estado de la señal con la intención de controlar que todavía sea apreciable.

En el gráfico *dou2* presentamos un experimento sintético. El perfil usado fue generado por el cálculo directo de la derivada. Se trata de un perfil Este - Oeste generado por un cuerpo poligonal semi infinito con un vértice a 10 km de profundidad ubicado a los 200 km, y otro de 5 km ubicado a los 300 km. El campo inductor es de 38000 nT, y la susceptibilidad 0.008 cgs. Notamos que la estimación es muy buena en este caso. Es porque la derivada no tiene prácticamente ruido.

En *dou3* mostramos un experimento más exigente para el método. El perfil usado fue generado igual que en *dou2* pero con los dos vértices de profundidades de 5 y 10 km ubicados en la misma posición. Como se pudo apreciar, el método puede resolverlos.

3.4.1 Conclusiones

Este método es bastante prometedor y el de formulación más consistente de los que hemos visto. Requeriría continuación de la experimentación, sobre todo en lo que se refiere a probar los criterios para la elección del número de fuentes a resolver y la elección de la posición de las mismas. Aunque lleva mucho más cálculo que los otros métodos, con la gran velocidad de procesamiento que tienen las computadoras actualmente este no sería un problema. Queda como candidato para desarrollo futuro.

3.5 Método de Phillips

3.5.1 Cálculos

Traemos nuevamente aquí la fórmula de la anomalía creada por un dique, combinando 2.5.1 con 2.5.2:

$$T(x) = \frac{2Mt C_m C_l \text{sen} \alpha}{(x - x_0)^2 + h^2} [h \cos \phi + (x - x_0) \text{sen} \phi] \quad (2.5.2)$$

En el Apéndice M (ec. M6.11) tenemos las derivadas horizontal y vertical de la anomalía creada por un placa semi infinita, con un lado formando un ángulo β con la vertical, y α con la horizontal; las modificamos un poco, poniendo z_0 , x_0 en lugar de z_l , x_l para la ubicación del vértice superior:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial z} &= 2MC_{lm}C_l \text{sen} \alpha \frac{[\text{sen} \phi (z - z_0) + \cos \phi (x - x_0)]}{R^2} \\ \frac{\partial T}{\partial x} &= 2MC_{lm}C_l \text{sen} \alpha \frac{[\text{sen} \phi (x - x_0) - \cos \phi (z - z_0)]}{R^2} \end{aligned} \quad (M6.11)$$

Si además en M6.11 ponemos $z=0$ y $z_0=h$ y explicitamos R , obtenemos:

$$\begin{aligned} T_z &= \frac{\partial T}{\partial z} = 2MC_{im}C_l \operatorname{sen}\alpha \frac{[\cos\phi(x-x_0) - \operatorname{sen}\phi h]}{(x-x_0)^2 + h^2} \\ T_x &= \frac{\partial T}{\partial x} = 2MC_{im}C_l \operatorname{sen}\alpha \frac{[\operatorname{sen}\phi(x-x_0) + \cos\phi h]}{(x-x_0)^2 + h^2} \end{aligned} \quad (3.5.1)$$

Ahora bien, comparando 2.5.2 con T_x en 3.5.1 vemos que coinciden salvo el factor t , como cabría esperar: la anomalía creada por el dique es la derivada horizontal de la anomalía creada por la placa del mismo ángulo multiplicada por t .

Además, habíamos visto en el apartado 2.2 que:

$$T_z(x) = -H(T_x(x)) \quad (2.2.9)$$

O sea que T_z es la transformada de Hilbert de T_x .

Si se escribe $T_1 = tT_z$, y se define:

$$A(x) = T(x) - iT_1(x) \quad (3.5.2)$$

resulta:

$$A(x) = 2Mt C_m C_l \operatorname{sen}\alpha \frac{e^{i\phi}}{h + i(x-x_0)} \quad (3.5.3)$$

que es, salvo el factor t , la función analítica obtenida en el apartado 2.3.

A continuación escribimos las ecuaciones para T_1 y T , para tenerlas explícitas, aunque sean casi iguales a las 3.5.1:

$$\begin{aligned} T_1 &= 2tMC_{im}C_l \operatorname{sen}\alpha \frac{[\cos\phi(x-x_0) - \operatorname{sen}\phi h]}{(x-x_0)^2 + h^2} \\ T &= 2tMC_{im}C_l \operatorname{sen}\alpha \frac{[\operatorname{sen}\phi(x-x_0) + \cos\phi h]}{(x-x_0)^2 + h^2} \end{aligned} \quad (3.5.4)$$

Como habíamos visto en 2.3, los máximos del cuadrado complejo de $A(x)$ están centrados en los diques y no tienen el corrimiento provocado por los ángulos de declinación e inclinación de magnetización y campo principal.

En lugar de usar directamente el perfil de anomalías magnéticas T_i , Phillips calcula primero su transformada de Hilbert T_{1i} , y con 3.5.2 obtiene una serie de valores complejos A_i . Para aplicar las fórmulas de la teoría (apartado 2.5) se necesita la su-

cesión de autocorrelaciones de T_i , o sea ϕ_T . Ésta puede obtenerse teniendo en cuenta 3.5.2, con lo cual se llega a:

$$\phi_A(x) = \phi_T(x) + \phi_{T_i}(x) - i\phi_{TT_i}(x) - i\phi_{T_i}T(x) \quad (3.5.5)$$

Y como:

$$\phi_T(x) = \phi_{T_i}(x) \quad (3.5.6)$$

entonces:

$$\phi_A = 2\phi_T - i \text{ (términos de correlación cruzada)} \quad (3.5.7)$$

con lo cual de la parte real de la autocorrelación ϕ_A se obtiene ϕ_T que es lo que se necesita para la ecuación 2.5.9.

Creemos que es una complicación innecesaria usar la función analítica en este caso. La idea de Phillips es minimizar la influencia del corrimiento de los máximos y los mínimos de la anomalía respecto a la posición de cada dique; vimos en el apartado 2.3 que la función analítica tiene un máximo justo encima del dique y en cambio la anomalía tiene un máximo y un mínimo desplazados respecto a la posición del mismo dependiendo de su inclinación y del campo magnético ambiental. Pero 3.5.7 es una identidad, con lo cual no vemos la ventaja de pasar por ϕ_A para luego usar ϕ_T . Además, como se vio en 2.5.9 la dependencia angular queda de todos modos aislada en un factor multiplicativo tanto al usar el espectro de potencias como las autocorrelaciones.

3.5.1.1 Programa de cálculo original

El método original está explicado en Phillips (1978), que incluye el correspondiente programa en lenguaje FORTRAN. Inicialmente lo hemos usado tal como estaba, con mínimas adaptaciones para adecuar la entrada de datos y el método de graficación. El nombre del programa es *phila*.

En el programa se hace lo siguiente:

- Se lee el perfil de datos; se remueve un ajuste lineal, con lo cual el promedio queda nulo.
- Se interpola para obtener valores equiespaciados a un intervalo de muestreo Δx convenientemente elegido; resulta un número de muestras N .
- Se halla el primer número mayor que N (N_2), que es potencia entera de 2 para poder usar el algoritmo de la transformada rápida de Fourier (DFFT).
- Se aplica el método de Burg para ajustar un modelo AR (filtro de predicción) a la serie equiespaciada y se lo usa para completar los valores faltantes de orden $N+1$ a N_2 .
- Se calcula la DFFT de la serie. De 2.2.8 y de 3.5.2 puede deducirse que:

$$\hat{A}(k) = \begin{cases} 2\hat{T}(k) & \text{para } k > 0 \\ \hat{T}(k) & \text{para } k = 0 \\ 0 & \text{para } k < 0 \end{cases} \quad (3.5.8)$$

donde $\hat{A}(k)$ es la transformada de Fourier de $A(x)$.

- Se aplica esta fórmula y se obtiene la transformada de $A(x)$; se antitransforma y se obtiene la serie de valores complejos de $A(x)$.
- Sigue luego un ciclo de $m/2$ pasos para calcular los coeficientes del modelo AR y las autocorrelaciones hasta orden m (siempre hemos usado $m=4$) para obtener los correspondientes valores de profundidad aplicando la ecuación 2.5.11 cada vez. En cada paso de este ciclo se calculan dos autocorrelaciones, una impar y otra par (i.e: 1 y 2; 3 y 4) para cada ubicación de la ventana móvil. O sea que el ciclo está dividido en dos partes, en cada una de las cuales se hace:
 - Una primera recorrida del perfil donde se calculan los vectores *backward* y *forward* (E2.22) usando *toda* la serie de datos.
 - Una segunda recorrida del perfil con una ventana móvil para estimar la profundidad; aquí se calcula cada coeficiente de reflexión usando sólo los elementos de los vectores b y f que abarcan la ventana.

Por qué este desdoblamiento del proceso de cálculo? Nos costó entenderlo, porque a nuestro juicio no tiene sentido. Para autocorrelaciones de orden impar, está usando una ventana con un número par de elementos, y para orden par, número impar. Además para cada orden de correlación se mueve en una unidad el punto al cual se asigna el estimador. Las fórmulas de los vectores f y b están mal: en cada paso resta *el orden de la autocorrelación* en lugar de restar 1 como en la fórmula E3.20. Otra cosa que consideramos errónea es que a medida que se avanza en un orden se “recorta” la serie de datos en media ventana móvil en los extremos, cuando en realidad se tiene que recortar en una unidad. Aparentemente es una confusión entre corrimientos diferentes: el de la ventana móvil y el del orden de la autocorrelación.

Se introduce una innovación que consideramos válida e interesante. Consiste en aplicar pesos a los coeficientes de reflexión centrados en el punto en el que va a determinar la profundidad para centralizar la influencia de los b y f en ese lugar. Resulta la siguiente fórmula, donde n es el índice relacionado con la ubicación del estimador en el perfil:

$$c_n = 2 \frac{\sum_{j=-M/2}^{M/2} w_j f_{n,j}^{(p)} \bar{b}_{n,j}^{(p)}}{\sum_{j=-M/2}^{M/2} w_j \left(|f_{n,j}^{(p)}|^2 + |b_{n,j}^{(p)}|^2 \right)} \quad (3.5.9)$$

donde $M + 1$ es el ancho de la ventana; los w_j son los pesos, dados por:

$$w_j = \frac{1}{(j\Delta x)^2 + h_n^2} \quad (3.5.10)$$

Estos pesos (notar que $j = 0$ en el centro de la ventana) tienen un decaimiento hacia los bordes de la misma similar al de $T(x)$ en 3.5.4, hacia ambos lados de la fuente (dique) ubicada en $x = x_0$. Para cada paso de los 4 mencionados se usa el valor de h_n estimado en el paso anterior; en el primer paso se usa un valor de 2 km.

La fórmula 3.5.9 está escrita según nuestro replanteo del método, que veremos en párrafos más adelante.

En su trabajo (1978) Phillips indica que conviene analizar la convergencia de los valores estimados, en general 4. Como el modelo supone que el basamento es bidimensional con magnetización no correlacionada, cuando los datos se corresponden con esta suposición las 4 estimaciones deben ser casi iguales. Si la estructura del basamento no es bidimensional Phillips dice que habrá exceso de alta frecuencia en el perfil y las autocorrelaciones serán picos muy agudos. Como resultado, se tendrá que el primer estimador dará profundidad menor que la real y los sucesivos menor aún. Si, en cambio, el basamento es bidimensional pero la magnetización es correlacionada, la autocorrelación será mayor que la predicha. La profundidad estimada de la primera autocorrelación será mayor que la real, y las sucesivas mayores aún. Entonces aconseja analizar los resultados sucesivos y poner cotas para las diferencias obtenidas, como para decidir si se pueden aceptar. En caso de cumplirse las condiciones, recomienda usar el resultado correspondiente a la primera autocorrelación.

En el mapa PH mostramos la ubicación de tres perfiles que hemos usado para parte de la experimentación. Son secciones de dos cruceros en la plataforma continental argentina y Océano Atlántico, el c1505 y el i1578 (GEODAS Cdrom). Por razones relacionadas con otros trabajos, que no cabe detallar ahora, están divididos en secciones, de la cuales usamos las *c1505.r12*, *i1578.r12* e *i1578.r23*.

Los gráficos PH1, PH2 y PH3 muestran los resultados del programa *phila* junto con los correspondientes perfiles de anomalías magnéticas, batimetría extraída de la compilación DBDB5, y profundidad del basamento acústico obtenida de un archivo resultante de la digitalización del mapa de Ludwig et al., 1978.

En los tres casos se observan valles muy profundos intercalados entre picos. En el fondo de los valles las diferencias entre estimadores suele ser muy grande. En PH1 hay valles anchos en los bordes de la cuenca que se observa en el gráfico, que es la del Colorado, y en el centro de la cuenca algunos picos o altos del basamento magnético. Estimadores sucesivos en general han dado de profundidad creciente en este perfil, lo cual según Phillips (1978) significaría magnetización con alta autocorrelación. En PH2 puede observarse que en la zona oceánica hay poca diferencia entre estimadores sucesivos, pero que ésta aumenta al entrar en la zona sur de la cuenca del Colorado. En PH3 aparece un valle profundísimo en el borde de la cuenca del Colorado. La cuenca ubicada más hacia la derecha en el perfil es la del Salado. En esta zona hay gran divergencia de estimadores sucesivos, haciéndose cada vez más profundos.

Phillips (1978) obtuvo buenos resultados aplicando este método. En su trabajo presenta una muestra de datos y de resultados para probar el programa y verificar posibles errores en la adaptación. Hicimos este examen con resultados satisfacto-

rios, obtuvimos valores idénticos. Kovacs & Vogt (1982) aplicaron el mismo método en el Océano Ártico. De ambos trabajos se desprende que es muy importante analizar la convergencia de los estimadores sucesivos, y experimentar para elegir criterios de aceptación o rechazo. En general se observa que la mejor convergencia está en los picos y no en los valles y sus flancos. En ambos trabajos se comparan los gráfico de los estimadores con las imágenes de los reflectores sísmicos. Siguiendo estas ideas, creamos el programa *derphil*, que lee una salida de *philaa* y la analiza para seleccionar resultados. Además de tener en cuenta el comportamiento de estimadores sucesivos, *derphil* considera la derivada o gradiente del primer estimador, que según Phillips siempre es el más confiable. El gráfico PH4 muestra el resultado de aplicar *derphil* a la salida correspondiente a PH3. Hemos experimentado con los criterios. La idea era rechazar gradientes absurdos y errores grandes. Observando simultáneamente PH3 y PH4, y teniendo particularmente en cuenta la curva del basamento acústico, parecería que el criterio, aunque bastante restrictivo, es bueno.

Pero probando con más perfiles magnéticos de cruceros en el Mar Argentino y Océano Atlántico, zona en la cual se tiene como control el mapa de Ludwig et al., 1978, llegamos a la conclusión de que los resultados no eran satisfactorios. No entendíamos la formación de esos valles tan profundos. Entonces decidimos probar reprogramando el método.

3.5.1.2 Programa nuevo

La idea fue calcular vectores *backward* y *forward* en cada paso de posición de la ventana. Lo que se hace en el programa original de Phillips es calcular estos vectores para todo el perfil y luego tomar porciones para cada ventana. Se evita de esa manera la repetición de multiplicaciones, pero ... aquí está el error! El método se basa en el ajuste de un modelo autorregresivo a una serie de datos con el método de Burg, que usa fórmulas de recurrencia con las cuales se van obteniendo las autocorrelaciones. Pero las fórmulas fueron hechas suponiendo *valores medios nulos*. En el programa original de Phillips se resta el valor medio a toda la serie de datos y no a la subserie que abarca la ventana móvil y que es la que hay que modelar repetidamente recorriendo el perfil total. Creamos entonces el programa *menmar*, que trabaja con cada posición de la ventana sustrayendo el promedio. No hicimos diferencias entre autocorrelaciones pares e impares. Para experimentar con la diferencias entre *menmar* y *philaa*, dejamos abierta la opción de que el promedio a sustraer en cada posición de la ventana fuera el que abarca el ancho de la misma o abarcando secciones más grandes del perfil. Al optar por esto último se debía recuperar el resultado original salvo diferencias menores. Los gráficos PH5 - PH8 presentan estas pruebas.

PH5 es lo que resulta al aplicar *menmar* al perfil en PH3. La profundidad resulta subestimada, si se compara con la proveniente de datos sísmicos. Sin embargo, se ha mejorado en el sentido de que no aparecen los profundísimos valles, la salida es menos "ruidosa" y sólo se pierde media ventana de estimaciones a los extremos del perfil.

PH6 fue hecho para ilustrar los errores del método de Phillips original: al utilizar las fórmulas de máxima entropía para calcular las autocorrelaciones, artificialmente se ha sustraído el promedio total del perfil en lugar del promedio en la ventana para cada estimación. Los valles vuelven a aparecer. Las diferencias con el gráfico PH3

se deben a las demás correcciones (elección de los extremos de las ventanas, cálculo de los vectores backward y forward, etc.).

En el gráfico PH7, al igual que en PH6, se ha sustraído un valor promedio arbitrario en cada posición de la ventana, en este caso el promedio hecho en una ventana de 120 km, que no corresponde a la del cálculo. Notar que los resultados son bastante diferentes. En PH8 se ha sustraído un promedio hecho en una ventana de 60 km, que tampoco corresponde a la del cálculo. Los resultados son otra vez diferentes, tendiendo a parecerse a los de PH5.

En PH9 presentamos otra vez el método corregido; este resultado puede compararse con el de PH5. La diferencia es el ancho de la ventana móvil. Una ventana más ancha produce resultados más profundos, lo cual es conveniente en este caso, si consideramos que los valores de profundidad provenientes de datos sísmicos son los que debiéramos obtener.

3.5.1.3 Experimentación con los vuelos USAC

En los gráficos que siguen (PH10 - PH16) mostramos la experimentación hecha con algunos de los perfiles de los vuelos USAC. En PH10 notamos que la estimación del valor absoluto de la profundidad es mala. En la zona del pasaje de Drake los estimadores dan por encima de la superficie del mar. Allí y al cruzar las islas Shetland y la Península la altura de vuelo sobre la superficie era de aproximadamente 7 km. Si bien es posible que el relieve esté bien en las zonas marinas (al cruzar tierra es dudoso) los valores absolutos no son aceptables. Duplicando la ventana (PH11) se obtienen "valles" más profundos, pero los picos permanecen donde estaban, generalmente coincidiendo con picos angostos y aislados en las anomalías. En esos casos, en que la autocorrelación también máximos agudos, el estimador es pequeño (ecuación 2.5.11) e insensible a la profundidad absoluta.

En PH12 y PH13 se repiten los casos PH10 y PH11, respectivamente, pero para otro vuelo, y las observaciones son las mismas.

Teniendo en cuenta la experimentación con el método espectral 1 (apartado 3.1), consideramos que era importante introducir un espesor para la corteza magnetizada aunque fuera como parámetro, dado que la distancia de los puntos de medición a las fuentes es casi siempre grande (en el Drake, donde las fuentes no son tan profundas, la altura de vuelo es grande; en el Weddell las fuentes son más profundas y la altura de vuelo es mucho menor). Lo hicimos de manera similar al método espectral 1. Usamos un espesor de corteza de 10 km. Los resultados se pueden ver en PH14 y PH15 para dos perfiles USAC. Notamos una profundización de los valles pero los picos siguen estando. Los resultados mejoran pero no de la manera deseada.

Como los valles profundos hacen recordar los resultados que daba el programa original (apartado anterior), hicimos el gráfico PH16, aplicando el programa original al perfil pa872.01 (mismos datos que PH14 pero con los cálculos que produjeron PH6). Los valles en PH16 se deben a un cálculo mal hecho. El aspecto general parecido no tiene ningún significado particular.

3.5.2 Conclusiones

Pensamos que el problema principal de este método está en que usa sólo cuatro autocorrelaciones, que no son suficientes para determinar la profundidad. Lo que se está obteniendo es prácticamente una imagen de la autocorrelación. Tal vez se le

podría encontrar utilidad a este método generando mapas con los resultados y comparándolos con los de las anomalías. Posiblemente de esa manera resulte como un filtro que refuerce la definición de las anomalías bien definidas y diluya las que son más anchas y menos definidas, resultando en una imagen con aumento de contraste. También se podrían mapear los gradientes de las autocorrelaciones, y observar las imágenes resultantes.

4. APLICACIÓN E INTERPRETACIÓN

La larga historia de subducción de corteza oceánica del margen Pacífico de Gondwana creó el arco magmático Mesozoico - Cenozoico que constituye actualmente la espina dorsal de Península Antártica (PA). Este proceso se mantuvo activo durante la separación de la Península del margen Sudoeste de lo que ahora es Sudamérica y en casi toda su deriva hasta llegar a la posición que en que ahora se encuentra.

En el margen oriental de la PA se fue desarrollando una cuenca de retroarco que es hoy la cuenca de Larsen, en la que se reconocen formaciones sedimentarias con edades que comienzan en el Jurásico superior. Parte de la cuenca se encuentra actualmente cubierta por hielos flotantes de la barrera del mismo nombre, y se extiende costa afuera en el mar de Weddell.

El margen occidental de la PA presenta una historia que comenzó en el Eoceno medio en la cual se produjeron colisiones sucesivas de segmentos de dorsales de expansión oceánica con la fosa de subducción. Estas colisiones ocasionaron, una a una, el cese de la subducción correspondiente a cada segmento y la incorporación del mismo a la placa antártica. El fenómeno se propagó de Sur a Norte, pero no siguió hasta donde se encuentra el estrecho de Bransfield. Allí la expansión oceánica del último segmento de la antigua placa Phoenix se detuvo hace 4 millones de años, provocando (o acelerando) la creación de la cuenca marginal de Bransfield, ubicada entre las islas Shetland del Sur y la Península Antártica.

La cuenca de Larsen se extiende mar adentro a partir de la costa Este de la Península. Gran parte de lo que se conoce de ella se basa en estudios geológicos (Rinaldi, 1982; Farquharson, 1982, 1983; Olivero y otros, 1986) realizados sobre la parte continental e islas adyacentes. Estos estudios proponen que la Península Antártica es el resultado de la migración hacia el Oeste durante el Mesozoico del antiguo arco magmático. Los sedimentos en el extremo NE de la Península corresponden entonces a acumulaciones ocurridas en el interior del arco y dentro de la cuenca de pos-arco (del Valle y Fourcade, 1986). Macdonald et al. (1988) han estudiado esta cuenca en cuanto a su capacidad potencial de petróleo, y presentan una cuidadosa revisión de los resultados de las investigaciones realizadas.

En la figura 4.1 presentamos una imagen en colores de las anomalías magnéticas en el Oeste del mar de Weddell, que incluye parte de la Península Antártica (PA) y su margen. Es un sector del mapa compuesto del que hablaremos más en el capítulo 5. Además de los datos USAC, contiene datos digitalizados de mapas publicados británicos y rusos, por eso es que en la región considerada la cobertura es casi completa. El campo de anomalías es "chato" en casi todo el margen. Sobre la PA, el estrecho de Bransfield y en las islas Shetland del Sur están las anomalías intensas de longitud de onda intermedia sobre las que hablamos en el capítulo 2, y sobre las que volveremos a hablar en el 5. Al Sur se encuentra la anomalía Orión, y hacia el Este las lineaciones correspondientes a la secuencia de expansión oceánica que dio lugar a la apertura del mar de Weddell. A este tema también volveremos en el capítulo 5.

Es ilustrativo mostrar la interpretación tectónica hecha por LaBrecque et al. (1989), basada en los datos USAC en combinación con resultados de trabajos previos (LaBrecque & Barker, 1981; LaBrecque et al., 1986), que aparece en la figura 4.2. La líneas que tienen dirección SO - NE corresponden a anomalías que fueron

interpretadas como huellas de zonas de fractura, mientras que las aquellas con dirección NW - SE como anomalías de expansión de fondo oceánico. La secuencia desaparece en una zona de subducción fósil, la *zona de colisión de Endurance*, que fue donde probablemente desapareció el centro de expansión faltante.

La corteza es probablemente de edad jurásica en los márgenes, y se hace progresivamente más joven de Oeste a Este y de Sur a Norte, alcanzando edad Oligocena en la zona de colisión Endurance. Esto es indicativo de que durante su evolución la cuenca del mar de Weddell cambió de dirección de expansión con respecto a la PA en cerca de 90°, resultando en una gran discontinuidad en edad en la zona alrededor de los 65° S, 47° W, marcada como una zona de "shear" o cizalla (falla transcurrente) en el mapa tectónico. Esto también se observa en los mapas gravimétricos (capítulos 4 y 5).

En la figura 4.3 mostramos el mapa de profundidad al techo del basamento magnético calculado con el método espectral 1 (apartado 3.1.3) para la misma región que en la figura 4.1. La profundidad aumenta en dirección SE desde la costa, pero luego disminuye a medida que el mar es más profundo y la corteza más joven. La península de Jason marca un alto estructural en el margen, así como también, aunque con menor intensidad relativa, una alineación que pasa por el medio entre el grupo insular James Ross y la alineación de los nunataks Larsen y la isla Robertson.

Cuenca de Larsen

El espesor sedimentario está representado con la misma escala de colores en la figura 4.4. Para discriminar entre espesor sedimentario medido por prospección sísmica o por perforaciones (métodos más confiables aunque más costosos y difíciles) a nuestras estimaciones les damos el nombre de espesor de la *capa no magnética* (CNM).

El espesor de la CNM aumenta desde aproximadamente 3 ó 4 km en la costa Este de la PA hasta 4-6 km en el borde de plataforma continental, y desde allí hacia el mar aumenta dramáticamente hasta profundidades de alrededor de 12 km (que en algunos lugares superan los 14 km). LaBrecque y otros (1989) consideran que este fue el lugar de comienzo de la apertura del mar de Weddell durante el Jurásico medio, como un margen pasivo no volcánico.

El aumento hacia el Este del espesor sedimentario fue asimismo observado por los resultados del trabajo de sísmica de reflexión (únicos en el lado Este de la Península) de Keller et al. (1989), que muestran una inclinación de 4° en los sedimentos mesozoicos y más jóvenes y un espesor del orden de 4-5 km. Independientemente, experimentos magnetotelúricos (del Valle y otros, 1988) indican una capa sedimentaria de 6.7 km en la isla Marambio. En el trabajo citado se muestran también resultados en la región de la isla Robertson y los nunataks Foca (cerca de 65°S, 59.5°W), donde se encuentra una elevación en el basamento flanqueada por sedimentos de hasta 4 km de espesor. Esta elevación no se observa en nuestro mapa debido a la suavización que resulta del grillado de los datos, pero sí en algunos de los perfiles individuales que vimos en la experimentación. Hay otros perfiles en los que las fuentes superficiales que constituyen los nunataks, de pura roca volcánica, no fueron detectadas porque el método espectral no es de resolución suficiente, ya que tratamos de adecuarlo a que represente una región muy grande y que es más que nada oceánica. En un trabajo recientemente publicado (Johnson,

1996) se muestran los resultados e interpretación de un relevamiento aeromagnético de muy buena resolución llevado a cabo por el British Antarctic Survey. Los nunataks Foca aparecen claramente delineados en el mapa de anomalías magnéticas.

Los otros relevamientos aeromagnéticos británicos sobre la Península (Renner et al., 1985; Maslanyj et al., 1991) muestran también que las anomalías se suavizan a partir de la costa, y aunque los perfiles no se internan mucho en el mar la tendencia de profundización del basamento hacia el Este es claramente discernible.

Los primeros resultados de sismica marina obtenidos por la Expedición Antártica Soviética en 1990 para el Norte de la cuenca de Larsen concuerdan con los resultados del presente trabajo al reportar una capa de 9 km de sedimentos a partir del borde de plataforma. "La cobertura sedimentaria gruesa continúa por lo menos entre 200 y 250 km hacia el Este, y a los 4000 m de profundidad hay aún 5 km de sedimentos" (Grikurov et al., 1990). Ningún otro barco que conozcamos se aventuró tan al Oeste en el Mar de Weddell con equipo de sismica profunda como el de esta expedición.

En el verano de 1993, el *RVIB Nathaniel B. Palmer* llevó a cabo un relevamiento geofísico en el cual participamos, el crucero NBP93-01. En esta ocasión se pudo entrar en el mar de Weddell, aunque no en la parte profunda, sino en la plataforma continental, entre la barrera de hielos Larsen y el hielo marino. La trayectoria recorrida, que totalizó alrededor de 1200 km en la zona, puede verse en la figura 4.5. Se adquirieron datos sísmicos de reflexión con un equipo monocanal. La baja profundidad del agua en la zona de plataforma y las características del equipo no permitieron penetración profunda (sólo hasta aproximadamente 2 km), pero se pudieron reconocer hasta 5 unidades sísmicas correspondientes a respectivas secuencias de sedimentación (Strelin, 1995). A una profundidad de aproximadamente 1km (0.9 TWT) las fronteras de las primeras secuencias a partir de la barrera de hielos son paralelas a la costa y progradantes en dirección perpendicular a la misma, indicando un avance del talud hacia el lado del mar. La inclinación de la primera unidad sedimentaria es muy grande, 5°. Con los datos gravimétricos que mostraremos en el capítulo 4 hemos simulado las secuencias sedimentarias progradantes mediante modelación numérica, obteniendo un buen acuerdo con la ubicación e inclinación de las unidades sísmicas, logrando reproducir la anomalía gravimétrica negativa central y las del borde de plataforma (Ghidella et al., 1995). El modelo propuesto predice un espesor sedimentario mayor de 10 km en la zona de más pronunciado aumento de la pendiente del talud continental, en razonable acuerdo con nuestras estimaciones basadas en datos magnéticos.

Secuencia cretácico - cenozoica

Más hacia el Este (50° W) el basamento se eleva y el espesor sedimentario disminuye, al atravesar la falla que representa el cambio de edad en la corteza. Este rasgo también coincide con un fuerte gradiente de gravedad detectado por el satélite Geosat (Haxby, 1988). Consideramos plausible la existencia de una cuenca al Oeste de esta falla. El brusco contraste en edad y el resultante relieve batimétrico pudo generar una barrera al transporte de sedimentos hacia el Este y permitir su acumulación hacia el Oeste.

Ridge de Scotia Sur

El espesor de la CNM es relativamente bajo siguiendo el arco de la Península a lo largo del ridge de Scotia Sur, alcanzando un mínimo en el borde Oeste de la cuenca de Powell. Este mínimo coincide con un máximo en el mapa de anomalías magnéticas que se considera debido al efecto de borde de uno de los bloques de alta susceptibilidad de la Serie Intrusiva Andina. Se trata de uno de los dos grandes bloques del mismo origen que flanquean al Estrecho de Bransfield y que se extienden hacia el SO paralelamente al arco de la Península (ver capítulo 1).

Margen Sur

Hacia el Sur, y a ambos lados de la anomalía Orión la CNM es otra vez profunda. La anomalía Orión fue interpretada originariamente (LaBrecque et al., 1987, 1989), y en consistencia con el mapa tectónico (figura 4.2) como ocasionada por la apertura del margen con grandes efusiones volcánicas. Si bien trabajos posteriores (LaBrecque et al., 1994; capítulo 5 de esta tesis) contemplan interpretaciones alternativas para esta anomalía, basadas especialmente en consideraciones tectónicas sobre los movimientos de la PA en el Jurásico, la interpretación original no puede descartarse. La acumulación de sedimentos a ambos lados de la posible cuña volcánica es factible.

Hacia el Sur de la anomalía Orión la capa no magnética profunda empalma con la cuenca detectada por Kadmina y otros (1983). La profundidad de esta cuenca también fue determinada por inversión de datos magnéticos. Se extiende hacia el Norte desde algo al Sur de los 80°S por debajo de la barrera de hielos Ronne, y a la latitud 74 tiene una profundidad media de 10 km.

A la latitud 68° S, y entre los meridianos 58° W y 60° W, se observa una profundización de la cuenca que por el momento no puede ser apoyada o refutada por otros datos.

Entre los mismos meridianos, pero entre los paralelos 70° S y 63° S, la densidad de datos USAC es escasa, por lo cual los valores mapeados son dudosos.

Los resultados concuerdan satisfactoriamente con aquellos obtenidos por otros métodos en los pocos lugares de la zona en que se han realizado exploraciones geofísicas. Proporcionan una buena cantidad de información sobre una región muy difícil de explorar, sirviendo de base para la focalización de estudios de mayor resolución y por lo tanto más costosos.

APÉNDICE M: FÓRMULAS BÁSICAS DE INTERPRETACION MAGNÉTICA

M1. Anomalía producida por un dique vertical.

Un *dique* es una lámina delgada que se extiende indefinidamente en una dirección, en general paralela a la superficie de la Tierra considerada plana; su sección transversal es un segmento de recta; a veces puede considerarse que se extiende infinitamente en profundidad, unas veces será vertical y otras inclinado. Los parámetros que lo caracterizan geométricamente serán entonces: la profundidad de su extremo superior (tope), la de su extremo inferior, y su inclinación, además de la orientación geográfica de su mayor extensión, que aquí consideramos indefinida. A los efectos del cálculo de la anomalía magnética, el parámetro físico más importante será el vector magnetización, aquí supuesto uniforme.

Consideremos primero el potencial magnético producido por un dipolo puntual en el origen de coordenadas:

$$\Phi(x, y, z) = \frac{\vec{m} \cdot \vec{r}}{r^3} \quad (\text{M1.1})$$

A partir de esta expresión calcularemos el potencial creado por una línea de dipolos que se extiende indefinidamente a lo largo del eje y. Definimos:

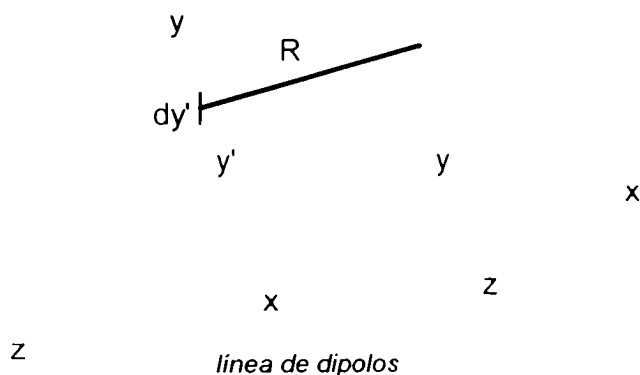
$$d\vec{m} = \tilde{M} dy'$$

donde $\tilde{M}$ es el momento dipolar por unidad de longitud; y' recorre la línea de dipolos.

La contribución al potencial debida a un elemento dy' de la línea será:

$$d\Phi = \frac{\tilde{M} \cdot \vec{R}}{R^3} dy' \quad (\text{M1.2})$$

donde $\vec{R} = (x, y - y', z)$ es el vector que va desde el elemento dy' , ubicado en un punto de coordenadas $(0, y', 0)$ al punto donde se calcula el campo, (x, y, z) .



La contribución de toda la línea será:

$$\Phi(x, y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\tilde{M}_x x + \tilde{M}_y (y - y') + \tilde{M}_z z}{\left[x^2 + (y - y')^2 + z^2 \right]^{\frac{3}{2}}} dy' \quad (M1.3)$$

Calculamos las integrales:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{x dy'}{\left[x^2 + (y - y')^2 + z^2 \right]^{\frac{3}{2}}} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{du}{\left(a^2 + u^2 \right)^{\frac{3}{2}}} = \left. -\frac{x u}{a^2 \sqrt{a^2 + u^2}} \right|_{-\infty}^{\infty}$$

$$\frac{x}{a^2} \lim_{u \rightarrow \infty} \left[\frac{2u}{\sqrt{a^2 + u^2}} \right] = \frac{2x}{a^2} = \frac{2x}{x^2 + z^2} \quad (M1.4)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{z dy'}{R^3} = \frac{2z}{x^2 + z^2} \quad \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(y - y') dy'}{R^3} = 0 \quad (M1.5)$$

Entonces:

$$\Phi(x, z) = 2 \frac{\tilde{M}_x x + \tilde{M}_z z}{x^2 + z^2} = 2 \frac{\tilde{M} \cdot \vec{R}}{R^2} \quad \text{con: } R = x^2 + z^2 \quad (M1.6)$$

Notar que $\tilde{M}_y$ no contribuye.

Calcularemos ahora la anomalía producida por un dique vertical como una superposición de líneas dipolares puntuales. El dique se extiende indefinidamente en la dirección y , y su sección es vertical coincidiendo con el eje z ; su tope se encuentra en $z=h$ y en profundidad llega hasta $z = \infty$.

Sea e (infinitesimal) el ancho del dique.

La magnetización por unidad de longitud estará distribuida en la sección del dique y se podrá relacionar así con la magnetización por unidad de volumen:

$$d\vec{M} = \tilde{M} dx' dz' - \tilde{M} e dz' \quad (M1.7)$$

Será entonces:

$$\Phi(x, z) = 2e \int_h^{\infty} \frac{\tilde{M}_x x + \tilde{M}_z (z - z')}{x^2 + (z - z')^2} dz' = 2e \int_h^{\infty} f(x, z, z') dz' \quad (M1.8)$$

donde z' recorre el dique.

Queremos hallar B_x y B_z , las componentes de campo creado por el dique:

$$B_x = -\frac{\partial \Phi}{\partial x} \quad B_z = -\frac{\partial \Phi}{\partial z} \quad (\text{M1.9})$$

Será:

$$B_z = -\frac{\partial \Phi}{\partial z} = e \int_h^{\infty} \frac{\partial f}{\partial z'} dz' \quad \left[\frac{\partial f}{\partial z} = -\frac{\partial f}{\partial z'} \right] \quad (\text{M1.10})$$

$$B_z = -2e \frac{M_x x + M_z (z - h)}{x^2 + (z - h)^2} \quad (\text{M1.11})$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} = 2e \int_h^{\infty} \left(\frac{M_x}{x^2 + (z - z')^2} - \frac{2x^2 M_x}{[x^2 + (z - z')^2]^2} - \frac{2x M_z (z - z')}{[x^2 + (z - z')^2]^2} \right) dz' \quad (\text{M1.12})$$

Para resolver las integrales hacemos: $u = z - z'$, y usamos las siguientes soluciones de integrales indefinidas:

$$\int \frac{du}{x^2 + u^2} = \frac{1}{x} \text{tg}^{-1}\left(\frac{u}{x}\right) \quad (\text{M1.13})$$

$$\int \frac{u du}{(x^2 + u^2)^2} = \frac{u}{2x^2(x^2 + u^2)} + \frac{1}{2x^3} \text{tg}^{-1}\left(\frac{u}{x}\right) \quad (\text{M1.14})$$

$$\int \frac{u du}{(x^2 + u^2)} = -\frac{1}{2(x^2 + u^2)} \quad (\text{M1.15})$$

Después de algunas simplificaciones queda:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} = 2e \left\{ M_x \left[\frac{(z - z')}{(z - z')^2 + x^2} \right]_h^{\infty} - x M_z \left[\frac{1}{(z - z')^2 + x^2} \right]_h^{\infty} \right\} \quad (\text{M1.16})$$

con lo cual:

$$B_x = -\frac{\partial \Phi}{\partial x} = 2e \frac{M_x (z - h) - x M_z}{x^2 + (z - h)^2} \quad (\text{M1.17})$$

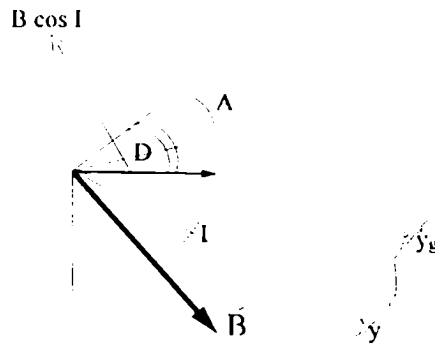
Sean u_x y u_z los versores en la dirección del campo principal. La anomalía magnética será:

$$T(x,z) = \vec{u} \cdot \vec{B} = u_x B_x + u_z B_z \quad (\text{M1.18})$$

O sea:

$$T(x,z) = 2e \frac{-(M_x u_z + M_z u_x)x + (-M_z u_z + M_x u_x)(z-h)}{x^2 + (z-h)^2} \quad (\text{M1.19})$$

M2. Notación más frecuente y definición de anomalía magnética escalar



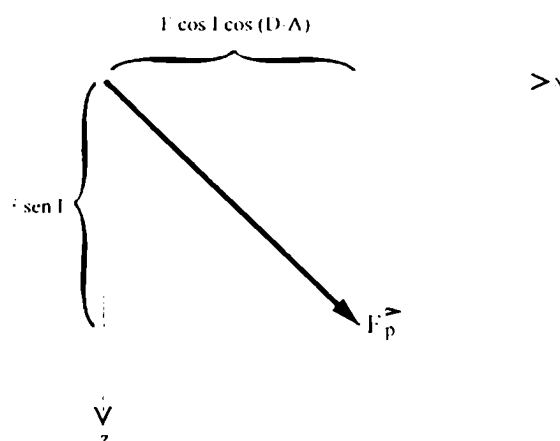
Para compatibilizar nuestras fórmulas con aquellas más comúnmente encontradas en la literatura, hace falta establecer algunas relaciones angulares, dado que son de uso más corriente (por motivos tradicionales) los ángulos de inclinación y declinación del campo principal y de la magnetización de los correspondientes versores.

Sea I la inclinación, D la declinación, F el valor absoluto del campo magnético. Sea x_g la coordenada que apunta al Norte geográfico, y_g la que apunta al Este. Sea x a lo largo del perfil. Se tiene entonces:

$$\begin{aligned} F_{xg} &= F \cos I \cos D \\ F_{yg} &= F \cos I \sin D \\ F_z &= F \sin I \end{aligned} \quad (\text{M2.1})$$

$$\begin{aligned} F_x &= F \cos I \cos (D - A) \\ F_y &= F \cos I \sin (D - A) \end{aligned} \quad (\text{M2.2})$$

El valor absoluto de la proyección del campo en el plano xz será:



$$F_p = F \sqrt{\cos^2 I + \cos^2 I \cos^2 (D - A)} = F C_i \quad (M2.3)$$

El ángulo entre el campo proyectado en el plano xz y el eje x (I_p) puede considerarse como una "inclinación equivalente". Su relación con I , D y A es la siguiente:

$$\cos I_p = \frac{\cos I \cos (D - A)}{\sqrt{\cos^2 I + \cos^2 I \cos^2 (D - A)}} \quad (M2.4)$$

$$\operatorname{tg} I_p = \frac{\operatorname{sen} I}{\cos I \cos (D - A)} = \frac{\operatorname{tg} I}{\cos (D - A)} \quad (M2.5)$$

Para el vector magnetización se definen cantidades análogas:

$$M, I_m, D_m \quad \text{para el sistema } x_g, y_g, z$$

y además:

$$M_p, I_{mp} \text{ y } C_{Im} \quad \text{para el plano xz}$$

La anomalía magnética escalar o residuo ya fue definida en el capítulo 1:

$$\Delta F = F_i - F_{calc} \quad (M2.6)$$

F_i es el módulo del campo creado en el interior de la Tierra, que, a los efectos prácticos, es el campo medido corregido por la contribución de las fuentes externas como se vio en ese capítulo. F_{calc} es la modelación del campo principal de la Tierra con un desarrollo en esféricos armónicos como se vio. Ya comentamos que se usa casi siempre el módulo del campo en lugar de las componentes porque es lo que los magnetómetros más comúnmente usados en los relevamientos miden.

Lo que queremos ver ahora es cómo se define la anomalía magnética cuando se modelan las fuentes que la producen en la corteza, que podría llamarse "anomalía teórica" o "anomalía modelada". En este caso ocurre que, a partir de un modelo propuesto, se pueden obtener (o al menos plantear) las 3 componentes del campo

creado por el cuerpo magnetizado, a las que llamamos B_x , B_y y B_z . El campo magnético total será, cerca del cuerpo modelado:

$$\vec{F}_t = (F_x + B_x)\hat{i} + (F_y + B_y)\hat{j} + (F_z + B_z)\hat{k} \quad (M2.7)$$

donde F sería el campo creado por el interior de la tierra en ausencia del cuerpo "anómalo" que crea B . La anomalía magnética es entonces:

$$|\vec{F}_t - \vec{B}| = \sqrt{(F_x + B_x)^2 + (F_y + B_y)^2 + (F_z + B_z)^2} - F \quad (M2.8)$$

Como en general ocurre que B es mucho menor que F (del orden de la centésima), se suele usar la ecuación M2.8 calculada a primer orden, que da:

$$T = |\vec{F}_t - \vec{B}| \approx \frac{\vec{F}_t \cdot \vec{B}}{F} = \hat{u} \cdot \vec{B} \quad (M2.9)$$

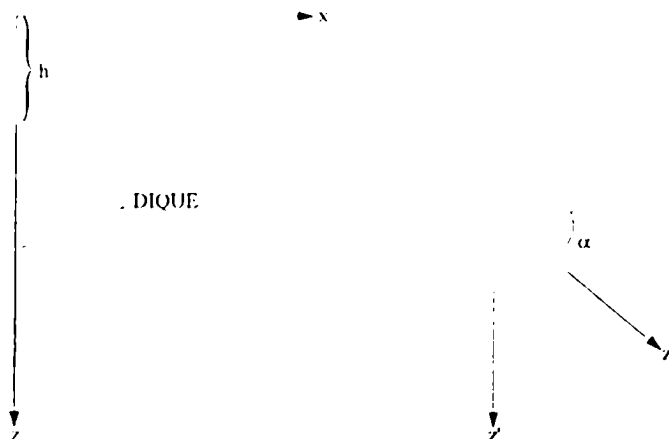
Donde hemos llamado T a la anomalía. $\hat{u}$ es un versor en la dirección de $\vec{F}$. Según M2.3 y el dibujo precedente, será:

$$\begin{aligned} u_z &= C_I \sin I_p \\ u_x &= C_I \cos I_p \\ u_y &= \cos I \sin(D - A) \end{aligned} \quad (M2.10)$$

Cabe aclarar que, como hemos visto, en estos problemas bidimensionales donde los cuerpos se extienden indefinidamente a lo largo del eje y la componente y del campo principal y de la magnetización no contribuyen.

M3. Anomalía producida por un dique semi infinito inclinado

La calculamos haciendo una rotación de coordenadas. En el nuevo sistema (x' , y') el dique formará un ángulo α con el eje x' . Este sistema se obtiene entonces a través de una rotación en sentido horario del sistema xy con un ángulo igual al complemento de α , $(\pi / 2 - \alpha)$.



En el sistema xy las componentes del campo anómalo son (ecs. M1.11 y M1.17):

$$B_z = -2e \frac{M_x x + M_z (z - h)}{x^2 + (z - h)^2} \quad (\text{M3.1})$$

$$B_x = 2e \frac{M_x (z - h) - x M_z}{x^2 + (z - h)^2} \quad (\text{M3.2})$$

La relación entre ambos sistemas de coordenadas es:

$$z' = z \cos \alpha - x \sin \alpha \quad x' = z \sin \alpha + x \cos \alpha \quad (\text{M3.3})$$

Entonces para los vectores se tendrá:

$$\begin{aligned} B_{z'} &= B_z \cos \alpha - B_x \sin \alpha \\ B_{x'} &= B_z \sin \alpha + B_x \cos \alpha \end{aligned} \quad (\text{M3.4})$$

a) Cálculo de $B_{z'}$

Introduciendo M3.1 y M3.2 en las ecuaciones M3.4 se obtiene:

$$B_{z'} = -2e \cos \alpha \left(\frac{M_x x + M_z (z - h)}{R^2} \right) - 2e \sin \alpha \left(\frac{M_x (z - h) - M_z x}{R^2} \right) \quad (\text{M3.5})$$

$$B_{z'} = -\frac{2e}{R^2} \{ M_x [x \cos \alpha + (z - h) \sin \alpha] + M_z [(z - h) \cos \alpha - x \sin \alpha] \} \quad (\text{M3.6})$$

De las ecuaciones M3.3 se tiene que:

$$\begin{aligned} x \cos \alpha + (z - h) \sin \alpha &= x' - h \sin \alpha = x' - x_0' \\ (z - h) \cos \alpha - x \sin \alpha &= z' - h \cos \alpha = z' - z_0' \end{aligned}$$

donde x'_0 y z'_0 son las coordenadas del tope del dique en el nuevo sistema.

Entonces:

$$B_{z'} = -\frac{2e}{R^2} [M_x (x' - x'_0) + M_z (z' - z'_0)] \quad (\text{M3.7})$$

Utilizando la rotación inversa se pueden expresar M_x , M_z en función de $M_{x'}$, $M_{z'}$:

$$\begin{aligned} M_x &= -M_{x'} \sin \alpha - M_{z'} \cos \alpha \\ M_z &= -M_{x'} \cos \alpha - M_{z'} \sin \alpha \end{aligned} \quad (\text{M3.8})$$

Pero:

$$M_{x'} = M_p \cos I_{mp'} = M_p \cos I_{mp'} \quad (\text{M3.9})$$

$$M_{z'} = M_p \sin I_{mp'} = M_p \sin I_{mp'}$$

$\nwarrow M_p$

Introduciendo las M3.9 en las M3.8 da:

$$\begin{aligned} M_x &= M_p \sin (\alpha - I_{mp'}) \\ M_z &= M_p \cos (\alpha - I_{mp'}) \end{aligned} \quad (\text{M3.10})$$

Introduciendo las (10) en la (7):

$$B_{z'} = -\frac{2e}{R^2} M_p [(x' - x'_0) \sin (\alpha - I_{mp'}) + (z' - z'_0) \cos (\alpha - I_{mp'})] \quad (\text{M3.11})$$

b) Cálculo de $B_{x'}$

Introduciendo M3.1 y M3.2 en M3.4:

$$B_{x'} = -\frac{2e}{R^2} [M_x x + M_z (z - h)] \cos \alpha + \frac{2e}{R^2} [M_x (z - h) - M_z x] \sin \alpha \quad (\text{M3.12})$$

$$B_x = \frac{2e}{R^2} \{ M_x [x \cos \alpha - (z - h) \sin \alpha] + M_z [(z - h) \cos \alpha + x \sin \alpha] \} \quad (M3.13)$$

$$B_x = \frac{2e}{R^2} [-M_x (z' - z'_0) + M_z (x' - x'_0)] \quad (M3.14)$$

Usando M3.10 para M_x y M_z

$$B_x = -\frac{2eM_p}{R^2} [-(z' - z'_0) \sin(\alpha - I_{mp'}) + (x' - x'_0) \cos(\alpha - I_{mp'})] \quad (M3.15)$$

La anomalía magnética está dada por:

$$T = u_{x'} B_x + u_{z'} B_z \quad (M3.16)$$

donde $u_{x'}$ y $u_{z'}$ son los versores del campo magnético principal sobre los ejes x' e y' , y que por lo tanto valen:

$$u_{x'} = \cos I_{p'} \sqrt{\sin^2 I + \cos^2 I \cos^2(D - A')} \quad (M3.17)$$

$$u_{z'} = \sin I_{p'} \sqrt{\sin^2 I + \cos^2 I \cos^2(D - A')} \quad (M3.18)$$

Definiendo: $C_I = \sqrt{\sin^2 I + \cos^2 I \cos^2(D - A')}$, e introduciendo M3.11 y M3.15 en M3.16 se obtiene:

$$T = -\frac{2eM_p C_I}{R^2} [-\cos I_{p'} \sin(\alpha - I_{mp'}) (z' - z'_0) + \cos I_{p'} \cos(\alpha - I_{mp'}) (x' - x'_0) + \sin I_{p'} \sin(\alpha - I_{mp'}) (x' - x'_0) + \sin I_{p'} \cos(\alpha - I_{mp'}) (z' - z'_0)] \quad (M3.19)$$

$$T = -\frac{2eM_p C_I}{R^2} [(z' - z'_0) \sin(\alpha - I_{mp'} - I_{p'}) + (x' - x'_0) \cos(\alpha - I_{mp'} - I_{p'})] \quad (M3.20)$$

donde e es la sección transversal del dique; t es la sección horizontal que está dada por:

$$t = \frac{e}{\sin \alpha}$$

En función de t la anomalía queda:

$$T = \frac{2t M_p C_I \sin \alpha}{R^2} [(z' - z'_0) \sin(\alpha - I_{mp'} - I_{p'}) - (x' - x'_0) \cos(\alpha - I_{mp'} - I_{p'})] \quad (M3.21)$$

Usando una ecuación análoga a la M2.3 para el vector magnetización se tiene:

$$M_p = M \sqrt{\sin^2 I_m + \cos^2 I_m \cos^2(D_m - A')} \quad (M3.22)$$

Definiendo ahora un coeficiente C_m de manera que $M_p = M C_m$, con lo cual será:

$$C_m = \sqrt{\sin^2 I_m + \cos^2 I_m \cos^2(D_m - A')} \quad (M3.23)$$

Reemplazamos M_p en M3.21, y queda:

$$T(x) = \frac{2 t M C_m C_i \sin \alpha}{R^2} \left[(z - z_0) \sin(\alpha - I_{mp} - I_p) - (x - x_0) \cos(\alpha - I_{mp} - I_p) \right] \quad (M3.24)$$

En esta ecuación hemos suprimido las primas, que distinguían al sistema de coordenadas respecto al cual el dique estaba inclinado respecto a aquél en el que estaba en posición vertical. Recordemos que x_0, z_0 son las coordenadas del tope del dique, y que t es su sección en la dirección x , lo cual es importante para cuando la expresión se necesite para ser el núcleo de un integrando.

Esta fórmula, tan simple como finalmente es, constituye el punto de partida para cantidad de métodos de interpretación, sobre todo los que analizan perfiles, que todavía se usan y se usarán por bastante tiempo. Considero importante que esté expresada claramente.

Definiendo:

$$\varphi = I_{mp} + I_p - \alpha - \frac{\pi}{2} \quad (M3.25)$$

la fórmula M3.24 cambia así:

$$T(x) = \frac{2 t M C_m C_i \sin \alpha}{R^2} \left[-(z - z_0) \cos \varphi + (x - x_0) \sin \varphi \right] \quad (M3.26)$$

Si la magnetización es inducida, $C_m = C_i$:

$$C_m = C_i = \sqrt{\sin^2 I + \cos^2 I \cos^2(D - A)} = \sqrt{1 - \cos^2 I \sin^2(D - A)} \quad (M3.27)$$

Además para magnetización inducida se puede poner:

$$M = \kappa F \quad (M3.28)$$

donde F es el campo magnético principal, y κ es la susceptibilidad. Utilizando M3.25, M3.26, M3.27, M3.28, obtenemos una fórmula similar a la de Nabighian (1972):

$$T(x) = \frac{2 t \kappa F C^2 \sin \alpha}{R^2} \left[(z - z_0) \cos \varphi + (x - x_0) \sin \varphi \right] \quad (M3.29)$$

donde:

$$C^2 = 1 - \cos^2 I \sin^2(D - A) \quad (M3.30)$$

Puede observarse que las inclinaciones proyectadas (I_p , I_{mp} , que en este caso son iguales), no aparecen explícitamente sino que están en la definición de φ .

M4. Campo magnético creado por un prisma infinito de sección poligonal.

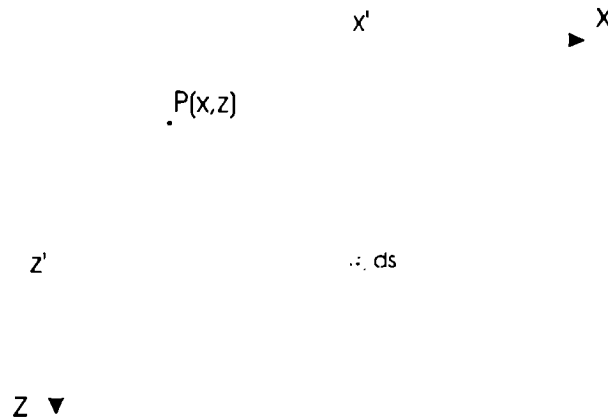


Figura M4.1

El potencial magnético producido por una línea que se extiende indefinidamente en la dirección y y está dado por la ecuación M1.6, donde $\tilde{M}$ es el momento magnético por unidad de longitud. Introduciendo el vector magnetización $\vec{M}$ (momento magnético por unidad de volumen), se tendrá, considerando una sección dS para la línea magnetizada:

$$\tilde{M} = \vec{M} dS \quad (M4.1)$$

Y el potencial creado por toda la línea será:

$$d\phi(z, x) = 2 \frac{\vec{M} \cdot \vec{R}}{R^2} dS \quad (M4.2)$$

El potencial creado por todo el prisma se obtendrá integrando estos elementos:

$$\phi(z, x) = 2 \int_S \frac{\vec{M} \cdot \vec{R}}{R^2} dS = 2 \int_S \vec{M} \cdot \vec{\tilde{V}}(\ln R) dS \quad (M4.3)$$

donde:

$$\vec{R} = (x - x')\hat{i} + (z - z')\hat{j} \quad (M4.4)$$

Si $\vec{M}$ es uniforme:

$$\phi(z, x) = 2 \int_S \vec{\nabla} \cdot (\vec{M} \ln R) dS \quad (M4.5)$$

Aplicando el teorema de la divergencia en dos dimensiones obtenemos:

$$\phi(z, x) = 2 \oint \vec{M} \cdot \vec{n} \ln R dl \quad (M4.6)$$

Donde $\vec{n}$ es un versor normal y que apunta *hacia afuera* del polígono cerrado. El sentido de recorrido al hacer la integral es de acuerdo a la regla de la mano derecha; la terna de ejes es derecha; la coordenada y apunta hacia arriba del papel.

Para el campo magnético se tendrá:

$$B_x = -\frac{\partial \phi}{\partial x} = -2 \oint \vec{M} \cdot \vec{n} \frac{\partial \ln R}{\partial x} dl \quad (M4.7)$$

$$B_z = -\frac{\partial \phi}{\partial z} = -2 \oint \vec{M} \cdot \vec{n} \frac{\partial \ln R}{\partial z} dl \quad (M4.8)$$

Plantearemos la integración sobre un lado del polígono, cuyos extremos tendrán coordenadas z_1, x_1 y z_2, x_2 .

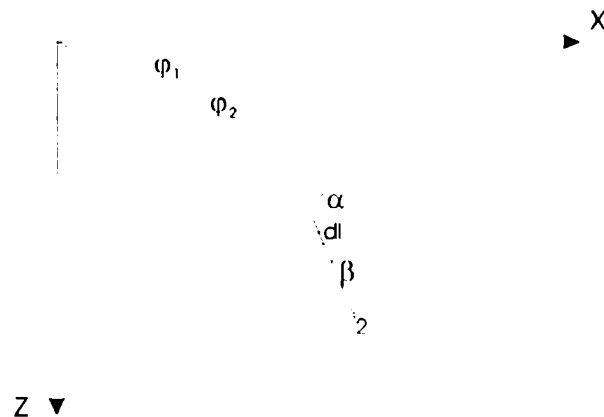


Figura M4.2

$$\begin{aligned} dl \cos \beta &= dz' & dl \sin \beta &= dx' \\ n_x &= \cos \beta & n_z &= \sin \beta \end{aligned} \quad (M4.9)$$

$$\tan \beta = \frac{x_2 - x_1}{z_2 - z_1}$$

$$B_x = -2 \int_1^2 \bar{M} \cdot \tilde{n} \frac{(x - x')}{R^2} dl$$

$$B_z = -2 \int_1^2 \bar{M} \cdot \tilde{n} \frac{(z - z')}{R^2} dl$$
(M4.10)

Calculamos para $z=0$, $x=0$, y cambiamos de notación, $z' \rightarrow z$ y $x' \rightarrow x$:

$$B_x = 2 \int_1^2 \bar{M} \cdot \tilde{n} \frac{x}{R^2} dl$$

$$B_z = 2 \int_1^2 \bar{M} \cdot \tilde{n} \frac{z}{R^2} dl$$
(M4.11)

x , z recorren el segmento que va del punto 1 al punto 2. Entonces:

$$\frac{x - x_1}{z - z_1} = \tan \beta = t = \frac{x_2 - x_1}{z_2 - z_1} = \frac{\Delta x}{\Delta z} \quad (M4.12)$$

Tomamos a z como variable independiente. Entonces:

$$dl = \frac{dz}{\cos \beta}$$

$$R^2 = [x_1 + t(z - z_1)]^2 = (x_1 - z_1)^2 + 2t(x_1 - z_1)z + (1 + t^2)z^2$$
(M4.13)

Calcularemos las integrales:

$$I_1 = \int_{z_1}^{z_2} \frac{z dz}{R^2} \quad I_2 = \int_{z_1}^{z_2} \frac{x dz}{R^2}$$

Con lo cual:

$$B_x = 2\bar{M} \cdot \tilde{n} I_2 / \cos \beta$$

$$B_z = 2\bar{M} \cdot \tilde{n} I_1 / \cos \beta$$
(M4.14)

La primitiva para I_1 es:

$$I_{1p} = \frac{\cos^2 \beta}{2} \ln R^2 - \cos \beta \sin \beta \frac{(x_1 - tz_1)}{|x_1 - tz_1|} \arctg \left[\frac{2z}{\cos \beta} + 2t(x_1 - tz_1) \right] \quad (M4.15)$$

Reemplazando los límites de integración, y teniendo en cuenta que:

$$x_1 - tz_1 = x_2 - tz_2 \quad (\text{M4.16})$$

se obtiene:

$$I_1 = \cos^2 \beta \ln \frac{R_2}{R_1} - 2 \cos \beta \sin \beta \frac{(x_1 - tz_1)}{|x_1 - tz_1|} \left\{ \arctg 2 \frac{(z_2 + tx_2)}{|(x_1 - tz_1)|} - \arctg 2 \frac{(z_1 + tx_1)}{|(x_1 - tz_1)|} \right\} \quad (\text{M4.17})$$

Pero:

$$\cos \varphi_1 = \frac{x_1}{R_1} \quad \sin \varphi_1 = \frac{z_1}{R_1} \quad (\text{M4.18})$$

y análogamente para x_2 , z_2 , R_2 y φ_2 . Entonces:

$$\frac{z_1 + tx_1}{x_1 - tz_1} = \frac{\sin \varphi_1 \cos \beta + \cos \varphi_1 \sin \beta}{\cos \varphi_1 \cos \beta - \sin \varphi_1 \sin \beta} = \text{tg}(\varphi_1 + \beta) \quad (\text{M4.19})$$

Además:

$$\frac{z_2 + tx_2}{x_1 - tz_1} = \frac{z_2 + tx_2}{x_2 - tz_2} = \text{tg}(\varphi_2 + \beta) \quad (\text{M4.20})$$

Además en (17) se pueden suprimir las barras de valor absoluto porque la tangente es función impar. Entonces:

$$I_1 = \cos \beta \left[\cos \beta \ln \frac{R_2}{R_1} - \sin \beta (\varphi_2 - \varphi_1) \right] \quad (\text{M4.21})$$

Para I_2 se tiene:

$$\begin{aligned} I_2 &= \int_{z_1}^{z_2} \frac{x dz}{R^2} = \int_{z_1}^{z_2} \frac{(x_1 - tz_1) dz}{R^2} - t I_1 \\ I_2 &= (\varphi_2 - \varphi_1) + t I_1 \\ I_2 &= \cos \beta \left[\cos \beta (\varphi_2 - \varphi_1) + \sin \beta \ln \frac{R_2}{R_1} \right] \end{aligned} \quad (\text{M4.21})$$

Entonces, usando (14):

$$\begin{aligned} B_z &= \tilde{M} \cdot \tilde{n} \left[\cos \beta \ln \frac{R_2}{R_1} - \sin \beta (\varphi_2 - \varphi_1) \right] \\ B_x &= \tilde{M} \cdot \tilde{n} \left[\sin \beta \ln \frac{R_2}{R_1} + \cos \beta (\varphi_2 - \varphi_1) \right] \end{aligned} \quad (\text{M4.22})$$

Las componentes del versor $\vec{n}$, normal al lado del polígono, son:
 $n_z = \cos\beta$; $n_x = -\sin\beta$

El campo creado por el polígono completo se obtendrá sumando las contribuciones de cada uno de los lados, adaptando para cada uno las ecuaciones 4.22.

Haremos algunas aclaraciones sobre los ángulos α y β (Fig. M4.2). Estos ángulos son complementarios, y su definición está ligada al sentido de integración (Fig. M4.1), lo cual se desprende de las ecuaciones 4.9. Sin embargo, visualizarlos no es siempre inmediato. Es por eso que mostramos la figura que sigue. En ella se ven las cuatro configuraciones posibles para los ángulos. El segmento representa uno de los lados del polígono, y la flecha apunta en el sentido de integración. Los ejes de coordenadas se han dibujado en líneas de puntos, trasladados para ubicarlos en el comienzo del segmento orientado. Notemos que para determinar α hay que trazar un arco que va del lado positivo del eje x al segmento en el sentido de las agujas del reloj, y que para determinar β el arco se traza desde el lado positivo del eje z hacia el segmento en el sentido contrario a las agujas del reloj.

Supongamos que sea $\alpha = 30^\circ$ para la figura M4.3 (a).

Entonces es $\beta = 30^\circ$.

En (b) es $\alpha = 120^\circ$ y $\beta = 330^\circ$ ó $\beta = -30^\circ$,

$$\text{o sea } \alpha + \beta = 450^\circ = 360^\circ + 90^\circ \text{ ó } \alpha + \beta = 90^\circ$$

En (c) es $\alpha = 210^\circ$ y $\beta = 240^\circ$ ó $\beta = -120^\circ$,

$$\text{o sea } \alpha + \beta = 450^\circ = 360^\circ + 90^\circ \text{ ó } \alpha + \beta = 90^\circ$$

En (d) es $\alpha = 330^\circ$ ó $\alpha = -30^\circ$ y $\beta = 120^\circ$,

$$\text{o sea } \alpha + \beta = 450^\circ = 360^\circ + 90^\circ \text{ ó } \alpha + \beta = 90^\circ$$

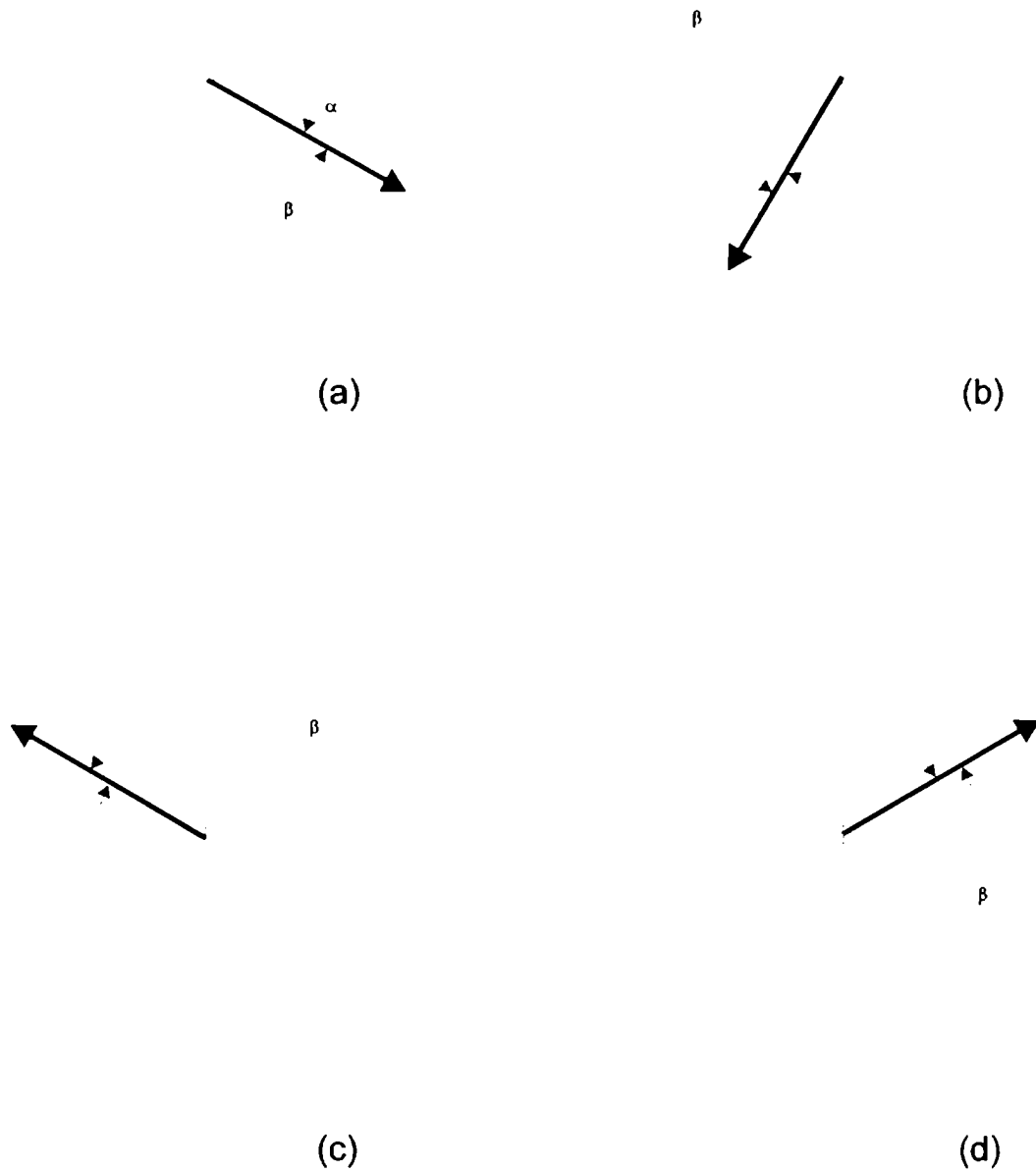


Figura M4.3

M5. Campo magnético creado por una placa semi infinita

Consideremos un cuerpo de sección transversal como la de la figura:

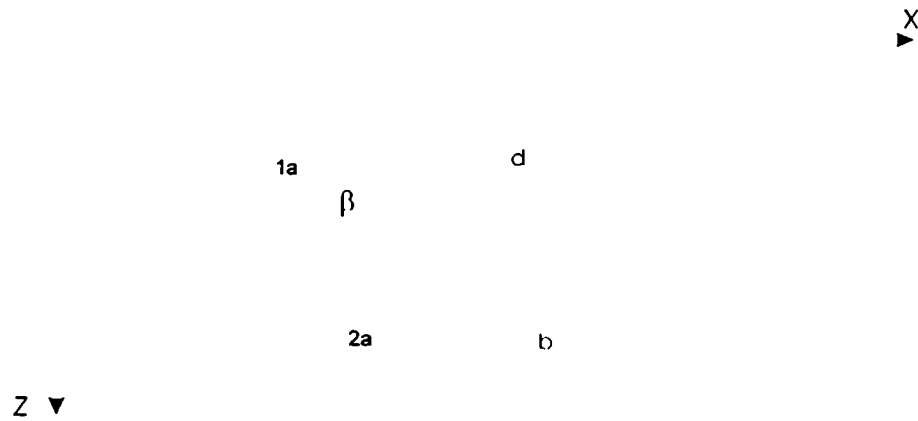


Figura M5.1

El cuerpo se extiende indefinidamente en la dirección del eje x. El extremo derecho de la figura indica cómo imaginar la finalización del cuerpo a una distancia muy grande comparada con el espesor del mismo. a , b , c y d son los lados. Las flechas indican el sentido de la integración.

Las fórmulas M4.22 expresan la contribución de uno de los lados a los campos B_z , B_x . Tal como están, se aplican directamente al lado a para dar B_{za} y B_{xa} .

Las aplicaremos a los otros lados:

Lado b :

Para este lado, $z_1=z_2$, $x_2=\infty$, $\beta=\pi/2$. Cuando hay dudas sobre el signo de β hay que recordar la fórmula M4.9 y la figura M4.1.

$R_1=R_{2a}$, o sea que lo que es el vértice 1 para el lado b es el vértice 2 para el lado a .
 $R_2=\infty$; $\varphi_1=\varphi_{2a}$; $\varphi_2=0$; $n_x=0$; $n_z=1$

Reemplazando estos valores en M4.22 obtenemos:

$$\begin{array}{l} B_{zb} = 2M_z \varphi_2 \\ B_{xb} = 2M_z \frac{\infty}{R_2} \end{array} \quad (M5.1)$$

Lado c :

$x_2=x_1$, $z_2=z_{1a}$, $z_1=z_{2a}$, $\beta=\pi$.
 $\varphi_1=\varphi_2=0$, $R_1=R_2=\infty$, $n_z=0$, $n_x=1$

Resulta:

$$\begin{array}{l} B_{zc} = 0 \\ B_{xc} = 0 \end{array} \quad (M5.2)$$

Lado d:

$$x_2=x_{1a}, x_1=\infty, z_2=z_{1a}=z_1, \beta=3\pi/2$$

$$R_2=R_{1a}, R_1=\infty, n_z=-1, n_x=0, \varphi_2=\varphi_{1a}, \varphi_1=0.$$

Resulta:

$$\boxed{\begin{aligned} B_{zd} &= -2M_z \varphi_1 \\ B_{xd} &= 2M_z \ln \frac{R_1}{\infty} \end{aligned}} \quad (M5.3)$$

Sumando las contribuciones de los lados b, c y d:

$$B_z^{bcd} = 2M_z(\varphi_2 - \varphi_1)$$

$$B_x^{bcd} = 2M_z \left(\ln \frac{\infty}{R_2} + \ln \frac{R_1}{\infty} \right) = -2M_z \ln \frac{R_2}{R_1} \quad (M5.4)$$

Teniendo en cuenta que la contribución del lado a está dada directamente por las ecuaciones M4.22, la agregamos, recordando además que:

$$\tilde{M} \cdot \tilde{n} = (-M_x \cos \beta + M_z \sin \beta)$$

Entonces:

$$B_z = 2(-M_x \cos \beta + M_z \sin \beta) \left[\cos \beta \ln \frac{R_2}{R_1} - \sin \beta (\varphi_2 - \varphi_1) \right] + 2M_z(\varphi_2 - \varphi_1)$$

$$\boxed{B_z = 2 \cos \beta \left[(-M_x \cos \beta + M_z \sin \beta) \ln \frac{R_2}{R_1} + (M_x \sin \beta + M_z \cos \beta)(\varphi_2 - \varphi_1) \right]} \quad (M5.5)$$

$$B_x = 2(-M_x \cos \beta + M_z \sin \beta) \left[\sin \beta \ln \frac{R_2}{R_1} + \cos \beta (\varphi_2 - \varphi_1) \right] - 2M_z \ln \frac{R_2}{R_1}$$

$$\boxed{B_x = 2 \cos \beta \left[-(M_x \sin \beta + M_z \cos \beta) \ln \frac{R_2}{R_1} + (-M_x \cos \beta + M_z \sin \beta)(\varphi_2 - \varphi_1) \right]} \quad (M5.6)$$

Muchas veces se utilizan estas fórmulas (M5.5 y M5.6) para sumar sobre todos los lados de un polígono y obtener el campo total en lugar de las M4.22. El resultado es el mismo, ya que al "cerrar" el polígono, las extensiones hacia $+\infty$ a lo largo del eje x se cancelan. Resulta entonces conveniente calcular la anomalía magnética creada por la placa semi infinita, ya que, al igual que la del dique,

constituye un elemento en que se basan muchos métodos de interpretación magnética.

M6. Anomalía magnética creada por una placa semi infinita

En **M5** hallamos las expresiones de las componentes x y z del campo creado por la placa magnetizada. Calcularemos ahora la anomalía magnética, que estará dada por (M2.9):

$$T = \hat{u} \cdot \vec{B} = u_z B_z + u_x B_x \quad (\text{M6.1})$$

Donde u es un versor en la dirección del campo principal F ; consideramos también un versor para la magnetización, u_m :

$$\begin{aligned} u_z &= C_I \sin I_p & u_x &= C_I \cos I_p \\ u_{mz} &= C_{Im} \sin I_{mp} & u_{mx} &= C_{Im} \cos I_{mp} \end{aligned} \quad (\text{M6.2})$$

Podemos insertar estas fórmulas en M5.5 y M5.6, pero antes simplificaremos la notación. Como puede observarse, ambas ecuaciones se componen de dos términos, uno correspondiente a la influencia del vértice 1 y otro a la del vértice 2 (que son los vértices que definen la placa, llamados 1a y 1b en la figura M5.1):

$$\begin{aligned} B_z &= B_z(R_2, \varphi_2) - B_z(R_1, \varphi_1) \\ B_x &= B_x(R_2, \varphi_2) - B_x(R_1, \varphi_1) \end{aligned} \quad (\text{M6.3})$$

Con lo cual será:

$$T = T(R_2, \varphi_2) - T(R_1, \varphi_1) \quad (\text{M6.4})$$

Calcularemos $T(R, \varphi)$.

Introducimos primero los versores u_m :

$$\begin{aligned} B_z(R, \varphi) &= 2MC_{Im} \cos \beta \left[\begin{aligned} &(-\cos I_{pm} \cos \beta + \sin I_{pm} \sin \beta) \ln R + \\ &+ (\cos I_{pm} \sin \beta + \sin I_{pm} \cos \beta) \varphi \end{aligned} \right] \\ &= 2MC_{Im} \cos \beta \left[-\cos(I_{pm} + \beta) \ln R + \sin(I_{pm} + \beta) \varphi \right] \end{aligned} \quad (\text{M6.5})$$

$$\begin{aligned} B_x(R, \varphi) &= 2MC_{Im} \cos \beta \left[\begin{aligned} &-(\cos I_{pm} \sin \beta + \sin I_{pm} \cos \beta) \ln R + \\ &-(\cos I_{pm} \cos \beta - \sin I_{pm} \sin \beta) \varphi \end{aligned} \right] \\ &= 2MC_{Im} \cos \beta \left[-\sin(I_{pm} + \beta) \ln R - \cos(I_{pm} + \beta) \varphi \right] \end{aligned} \quad (\text{M6.6})$$

Aplicando (M6.1) y (M6.2) a (M6.5) y (M6.6) obtenemos:

$$T(R, \varphi) = 2MC_{lm}C_l \cos \beta \left[\sin(I_p + I_{pm} + \beta) \ln R + \cos(I_p + I_{pm} + \beta) \varphi \right] \quad (M6.7)$$

En M3.25 tenemos una combinación de ángulos parecida a la que aparece dentro de los corchetes en esta fórmula. Si revisamos el apartado M3, vemos que existe la relación: $\beta = \pi/2 - \alpha$. Vamos a introducir el ángulo ϕ definido en M3.25. Se puede ver que:

$$I_p + I_{mp} + \beta = \phi + \pi \quad (M6.8)$$

Introduciendo esto en M6.7 tenemos:

$$T(R, \varphi) = 2MFC_{lm}C_l \cos \beta \left[\sin \phi \ln R + \cos \phi \varphi \right] \quad (M6.9)$$

Calcularemos las derivadas de esta expresión. Para fijar ideas, consideraremos que se trata de la contribución del punto 1.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} \ln R &= \frac{z - z_1}{R^2} & \frac{\partial}{\partial x} \ln R &= \frac{x - x_1}{R^2} \\ \frac{\partial \varphi}{\partial z} &= \frac{x - x_1}{R^2} & \frac{\partial \varphi}{\partial x} &= -\frac{z - z_1}{R^2} \end{aligned} \quad (M6.10)$$

Con lo cual:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial z} &= 2MC_{lm}C_l \cos \beta \frac{\left[\sin \phi (z - z_1) + \cos \phi (x - x_1) \right]}{R^2} \\ \frac{\partial T}{\partial x} &= 2MC_{lm}C_l \cos \beta \frac{\left[\sin \phi (x - x_1) - \cos \phi (z - z_1) \right]}{R^2} \end{aligned} \quad (M6.11)$$

M7. Unidades

En M1 usamos la siguiente fórmula para el potencial creado por un dipolo magnético, donde x , y y z son las coordenadas del punto donde se calcula el potencial; el dipolo está en el origen de coordenadas.

$$\Phi(x, y, z) = \frac{\vec{m} \cdot \vec{r}}{r^3} \quad (M1.1, M7.1)$$

Esta ecuación está en el sistema de unidades cgs; en el sistema SI sería:

$$\Phi(x, y, z) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\vec{m} \cdot \vec{r}}{r^3} \quad (\text{M7.2})$$

donde: $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Weber}}{\text{Am}} = \frac{\text{V seg}}{\text{Am}} = \frac{\text{Kg m}}{\text{A}^2 \text{seg}^2}$ es la permeabilidad magnética del vacío.

Sabemos que $1 \text{ nT} = 10^{-9} \text{ Tesla} = 10^{-9} \frac{\text{Weber}}{\text{m}^2}$. Nuestras ecuaciones, pese a haber prácticamente todas partido de la M1.1, en *cgs*, dan valores en *nT*, del *SI*. Trataremos de aclarar eso a continuación.

Consideremos que se tiene un cuerpo magnetizado; suponemos que la magnetización es constante dentro del cuerpo. El potencial magnético será, en *SI*:

$$\Phi(x, y, z) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{\vec{M} \cdot \vec{r}}{r^3} dV' = \frac{\mu_0 M}{4\pi} \int_V \frac{\vec{u} \cdot \vec{r}}{r^3} dV', \quad (\text{M7.3})$$

donde dV' es un elemento de volumen que recorre el cuerpo, M es la magnetización (momento magnético por unidad de volumen) y u es un versor en la dirección de M .

Para el campo magnético se tendrá:

$$\vec{B} = -\vec{\nabla}\Phi = \frac{\mu_0 M}{4\pi} \left[-\vec{\nabla} \int_V \frac{\vec{u} \cdot \vec{r}}{r^3} dV' \right] = \frac{\mu_0 M}{4\pi} \vec{G}, \quad (\text{M7.4})$$

donde G es un vector adimensional. Esta ecuación, que está en sistema *SI*, nos sirve para analizar las unidades. En el sistema *cgs* (*Gaussiano*) es:

$$\vec{B} = M\vec{G} \quad (\text{M7.5})$$

Las relaciones entre B , H y M son diferentes en los dos sistemas de unidades:

$$\begin{aligned} \text{SI:} \quad \vec{B} &= \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) \\ \text{cgs:} \quad \vec{B} &= \mu_0 \vec{H} + \vec{M} = \vec{H} + \vec{M} \quad (\mu_0 = 1) \end{aligned} \quad (\text{M7.6})$$

M será no nula en un medio material. Supongamos además que el medio para el que se calcula B en M7.4 o en M7.5 tiene susceptibilidad magnética definida. Si ésta se define para los dos sistemas de unidades de la misma manera, o sea tal que:

$$\vec{M} = \chi \vec{H}, \quad (\text{M7.7})$$

se tendrá:

$$\begin{aligned} \text{SI:} \quad \vec{B} &= \mu_0 (1 + \chi) \vec{H} \\ \text{cgs:} \quad \vec{B} &= (1 + \chi) \vec{H} \end{aligned} \quad (\text{M7.8})$$

Si queremos aplicar la M7.7 a M7.4 o M7.5 tenemos que tener en cuenta que el H que hay que poner es el H dentro del cuerpo material sobre el que se está integrando. Lo que se hace en general para no tener que resolver el problema completo (que implica calcular el campo dentro y fuera del cuerpo con condiciones de contorno) es suponer que los factores geométricos se pueden despreciar, y que es:

$$M = \chi H_0, \quad (\text{M7.9})$$

donde H_0 es el campo inductor, supuesto uniforme lejos del cuerpo, y que por lo tanto para él vale:

$$\begin{aligned} SI: \quad H_0 &= \frac{B_0}{\mu_0} \\ cgs: \quad H_0 &= B_0 \end{aligned} \quad (\text{M7.10})$$

Entonces se tiene, para M7.4 (SI) y para M7.5 (cgs):

$$\begin{aligned} SI: \quad \vec{B} &= \frac{\mu_0}{4\pi} M \vec{G} = \frac{\chi}{4\pi} B_0 \vec{G} \\ cgs: \quad \vec{B} &= M \vec{G} = \chi B_0 \vec{G} \end{aligned} \quad (\text{M7.11})$$

Recordando que G es adimensional, y viendo que estas dos ecuaciones son homogéneas en el sentido de las unidades, parecería haber algún factor mal. Esta diferencia en factor surge de las definiciones M7.6 y M7.7. Para soslayar esta diferencia, lo que se hace es, aun cuando χ no tiene unidades, establecer esta conversión:

$$\chi_{SI} = 4\pi \chi_{cgs} \quad (\text{M7.12})$$

En Merrill & McElhinny, 1983, página 353, hay una explicación y tabla de factores de conversión entre unidades de uno y otro sistema.

APÉNDICE E: ALGUNAS FÓRMULAS DE ANÁLISIS ESPECTRAL CON MODELOS AR Y DE MÁXIMA ENTROPÍA

E1. Fórmula del espectro de potencias para un modelo autorregresivo.

Sea x_n un elemento de la serie temporal que se puede modelar con un modelo AR de M términos. Entonces:

$$x_n = a_1 x_{n-1} + a_2 x_{n-2} + \dots + a_M x_{n-M} + \omega_n \quad (\text{E1.1})$$

ω_n es un elemento de una serie temporal de *ruido blanco*, con lo cual:

$$\langle \omega_n, \omega_{n-m}^* \rangle = \sigma_\omega^2 \delta_m \quad (\text{E1.2})$$

donde los corchetes significan el valor esperado de la correlación de los elementos separados por comas o autocorrelación; para ω_n la autocorrelación con desfase temporal es nula.

Calculamos γ_m , el elemento m de la sucesión de autocorrelaciones de x_n , y usamos la fórmula (E1.1):

$$\begin{aligned} \langle x_n, x_{n-m}^* \rangle &= a_1 \langle x_{n-1}, x_{n-m}^* \rangle + a_2 \langle x_{n-2}, x_{n-m}^* \rangle + \dots + a_M \langle x_{n-M}, x_{n-m}^* \rangle + \langle \omega_n, x_{n-m}^* \rangle \\ \gamma_m &= a_1 \gamma_{m-1} + a_2 \gamma_{m-2} + \dots + a_M \gamma_{m-M} + \gamma'_m \end{aligned} \quad (\text{E1.3})$$

Calculando la transformada Z para la segunda de las ecuaciones (E1.3), y pasando los términos que contienen a_i a la izquierda obtenemos:

$$(1 - a_1 z^{-1} - a_2 z^{-2} - \dots - a_M z^{-M}) \Gamma(z) = \Gamma'(z) \quad (\text{E1.4})$$

Ahora usamos la conjugada de la (E1.1) y calculamos las correlaciones cruzadas entre x_n y ω_n :

$$x_n^* = a_1^* x_{n-1}^* + a_2^* x_{n-2}^* + \dots + a_M^* x_{n-M}^* + \omega_n^* \quad (\text{E1.5})$$

$$\begin{aligned} \langle \omega_{n-m}, x_n^* \rangle &= a_1^* \langle \omega_{n-m}, x_{n-1}^* \rangle + a_2^* \langle \omega_{n-m}, x_{n-2}^* \rangle + \dots + a_M^* \langle \omega_{n-m}, x_{n-M}^* \rangle + \langle \omega_{n-m}, \omega_n^* \rangle \\ \gamma'_m &= a_1^* \gamma'_{m-1} + a_2^* \gamma'_{m-2} + \dots + a_M^* \gamma'_{m-M} + \delta_m \sigma_\omega^2 \end{aligned} \quad (\text{E1.6})$$

$$\Gamma'(z) (1 - a_1^* z - a_2^* z^2 - \dots - a_M^* z^M) = \sigma_\omega^2 \quad (\text{E1.7})$$

Despejando $\Gamma'(z)$ de (E.1.7) e introduciéndola en (E.1.4) queda:

$$\Gamma(z) = \frac{\sigma_\omega^2}{(1 - a_1 z^{-1} - a_2 z^{-2} - \dots - a_M z^{-M})(1 - a_1^* z - a_2^* z^2 - \dots - a_M^* z^M)} \quad (E1.7)$$

Con lo cual se obtiene, para el espectro de potencias:

$$P(\omega) = \Gamma(e^{j\omega}) = \frac{\sigma_\omega^2}{|1 - a_1 e^{-j\omega} - a_2 e^{-2j\omega} - \dots - a_M e^{-Mj\omega}|^2} \quad (E1.8)$$

E2. Cálculo de coeficientes para el método de Máxima Entropía.

Dado un modelo autorregresivo de orden p expresado como sigue:

$$x_n = -a_1^{(p)} x_{n-1} - a_2^{(p)} x_{n-2} - \dots - a_p^{(p)} x_{n-p} + \omega_n^{(p)} \quad (E2.1)$$

con:

$$\langle \omega_n^{(p)}, \omega_n^{(p)} \rangle = P_p \quad (E2.2)$$

las fórmulas de recurrencia para obtener los coeficientes de orden $(p+1)$ son:

$$\begin{pmatrix} a_1^{(p+1)} \\ a_2^{(p+1)} \\ \vdots \\ a_p^{(p+1)} \end{pmatrix} = a_{p+1}^{(p+1)} \begin{pmatrix} \bar{a}_p^{(p)} \\ \bar{a}_{p-1}^{(p)} \\ \vdots \\ \bar{a}_1^{(p)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_1^{(p)} \\ a_2^{(p)} \\ \vdots \\ a_p^{(p)} \end{pmatrix} \quad (E2.3)$$

$$\begin{pmatrix} P_{p+1} \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_p \\ 0 \\ \vdots \\ \Delta_{p+1} \end{pmatrix} + a_{p+1}^{(p+1)} \begin{pmatrix} \bar{\Delta}_{p+1} \\ 0 \\ \vdots \\ P_p \end{pmatrix} \quad (E2.4)$$

donde:

$$\Delta_{p+1} = R_{p+1} + R_p a_1^{(p)} + R_{p-1} a_2^{(p)} + \dots + R_1 a_p^{(p)} \quad (E2.5)$$

Las R_i son las autocorrelaciones de la serie x_n :

$$R_i = \langle x_n, x_{n-i} \rangle$$

De (E2.4):

$$\begin{aligned} P_{p+1} &= P_p + a_{p+1}^{(p+1)} \bar{\Delta}_{p+1} \\ 0 &= \Delta_{p+1} + a_{p+1}^{(p+1)} P_p \end{aligned} \quad (E2.6)$$

Usando (E.2.5) y (E.2.6) se obtiene:

$$P_{p,1} = P_p \left(1 - |a_{p,1}^{(p)}|^2 \right) \quad (E2.7)$$

$$R_{p,1} = -R_p a_1^{(p)} - R_{p-1} a_2^{(p)} - \dots - R_1 a_p^{(p)} - P_p a_{p,1}^{(p)} \quad (E2.8)$$

con:

$$R_0 = \langle \omega_n^{(0)}, \omega_n^{(0)} \rangle = \langle x_n, x_n \rangle = P_0 \quad (E2.9)$$

En el método de Burg de máxima entropía, se diseña un filtro de predicción de error lineal y autorregresivo de fase mínima a partir de los datos de la serie temporal, que resulta ser de la manera que se desarrolla a continuación.

Sean los datos $x_1, x_2, x_3, \dots, x_N$. Consideremos el filtro de orden 1. Será:

$$\hat{x}_n = -a x_{n-1} \quad (E2.10)$$

donde $\hat{x}_n$ es la predicción de x_n a partir de x_{n-1} . Además debe ser:

$$\hat{\bar{x}}_{n-1} = -a \bar{x}_n \quad (E2.11)$$

O sea que el coeficiente a del filtro sirve para la predicción hacia adelante (*forward*) y hacia atrás (*backward*).

Los errores de predicción serán, hacia adelante y hacia atrás:

$$ef = x_n + a x_{n-1} \quad eb = \bar{x}_{n-1} + a \bar{x}_n \quad (E2.12)$$

La suma de los errores cuadráticos hacia atrás y hacia adelante es:

$$E(a) = \sum_{n=1}^N \left(|x_n + a x_{n-1}|^2 + |\bar{x}_{n-1} + a \bar{x}_n|^2 \right) \quad (E2.13)$$

El valor de a que hace mínima esta suma resulta ser:

$$a = -2 \frac{\sum_{n=1}^N x_n \bar{x}_{n-1}}{\sum_{n=1}^N \left(|x_n|^2 + |\bar{x}_{n-1}|^2 \right)} \quad (E2.14)$$

El coeficiente a en esta fórmula es el $a_1^{(1)}$ según la nomenclatura de la fórmula E.2.1, correspondiendo a un modelo de orden $M = 1$.

Para obtener el filtro de orden 2 se usan las fórmulas de recurrencia E.2.4:

$$a_1^{(2)} = a_2^{(2)} \bar{a}_1^{(1)} + a_1^{(1)} = a_2^{(2)} \bar{a} + a \quad (\text{E2.15})$$

Se usa la notación, para el coeficiente de subíndice más alto (ahora 2) del orden nuevo (también 2):

$$a_2^{(2)} = -c \quad (\text{E2.16})$$

Con lo cual, y usando E.2.15, para el error cuadrático queda:

$$E(c) = \sum_{n=2}^N \left[\left| x_n + ax_{n-1} - c(\bar{a}x_{n-1} + x_{n-2}) \right|^2 + \left| \bar{x}_{n-2} + a\bar{x}_{n-1} - c(\bar{a}\bar{x}_{n-1} + \bar{x}_n) \right|^2 \right] \quad (\text{E2.17})$$

Definimos los vectores f_n y b_n , *forward* y *backward*, para este paso:

$$\begin{aligned} f_n^{(2)} &= x_n + ax_{n-1} \\ b_n^{(2)} &= x_{n-2} + \bar{a}x_{n-1} \end{aligned} \quad (\text{E2.18})$$

Minimizando $E(c)$ se obtiene:

$$c = 2 \frac{\sum_{n=2}^N f_n \bar{b}_n}{\sum_{n=2}^N (|f_n|^2 + |b_n|^2)} \quad (\text{E2.19})$$

Usando E.2.15 y E.2.16 se completa el filtro de orden 2.

El paso siguiente es evaluar el filtro de orden 3, con lo cual termina de quedar claro cómo sigue la recurrencia.

Se tiene:

$$\begin{aligned} c &= -a_3^{(3)} \\ f_n^{(3)} &= f_n^{(2)} - cb_n^{(2)} \\ b_n^{(3)} &= b_n^{(2)} - \bar{c}f_n^{(2)} \end{aligned} \quad (\text{E2.20})$$

$$c = 2 \frac{\sum_{n=3}^N f_n^{(3)} \bar{b}_n^{(3)}}{\sum_{n=3}^N (|f_n^{(3)}|^2 + |b_n^{(3)}|^2)} \quad (\text{E2.21})$$

En general, para orden p :

$$\begin{aligned} f_n^{(p)} &= f_n^{(p-1)} - cb_n^{(p-1)} \\ b_n^{(p)} &= b_{n-1}^{(p-1)} - \bar{c}f_{n-1}^{(p-1)} \end{aligned} \quad (\text{E2.22})$$

$$c = 2 \frac{\sum_{n=p}^N f_n^{(p)} \bar{b}_n^{(p)}}{\sum_{n=M}^N \left(|f_n^{(p)}|^2 + |b_n^{(p)}|^2 \right)} \quad (\text{E2.21})$$

con:

$$a_p^{(p)} = -c \quad (\text{E2.22})$$

Para obtener los demás coeficientes de orden p se usa la ecuación E2.3; con E2.7 se obtienen las potencias, y con E2.8 las autocorrelaciones.

La fórmula para la densidad espectral es similar a la E1.8; no es idéntica porque la serie temporal no es infinita y el muestreo es discreto, con un intervalo Δt :

$$S_x(\omega) = \Delta t \frac{P_M}{\left| 1 - \sum_{m=1}^M a_m e^{jm\omega\Delta t} \right|^2} \quad (\text{E2.23})$$

M es el orden máximo alcanzado; P_M es la mejor estimación de la potencia.

En la práctica, la potencia de orden cero (ecuación E2.9) se calcula así:

$$P_0 = \langle x_n, x_n \rangle = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N x_n \bar{x}_n \quad (\text{E2.24})$$

EPÍGRAFES DE LAS FIGURAS

MAPAS A, B, C, D, E

Ubicación de los perfiles de anomalías magnéticas (sectores de los vuelos USAC) usados para la experimentación:

mapa	perfil	vuelo
A	pa872.01	pa872
B	pa873.02	pa873
C	pa872.02	pa872
D	pa879.01	pa879
E	pa879.02	pa879

Como fondo se han trazado contornos batimétricos a intervalos de 1 km y las anomalías magnéticas de expansión de fondo oceánico (rojo) y las zonas de fractura (azul) de la compilación de Cande et al. (1989).

Gráfico espe1

Abajo: Porción de un perfil sintético de anomalías de expansión de fondo oceánico. La orientación del perfil es E-O; el espesor de la corteza magnética es 0.5 km; la magnetización es de 10 Am^{-1} ; el techo del basamento magnético se encuentra a 10 km de profundidad.

Arriba: Espectro de potencias correspondiente a la porción del perfil de abajo. La línea delgada para valores de k bajos es el ajuste por cuadrados mínimos del espectro entre los valores k_i y k_r . Las tres líneas horizontales son, de abajo hacia arriba: el nivel medio de ruido, S_m , calculado a partir de $k = 0.1 \text{ km}^{-1}$; los niveles $S_m + \sigma$ y $S_m + 2\sigma$, donde σ es la dispersión alrededor del nivel medio. k_r se calcula como la abscisa correspondiente a la intersección del espectro y el *nivel de ruido elevado* ($S_m + 2\sigma$). k_i es la abscisa correspondiente al valor máximo del espectro.

La profundidad estimada de este modo resultó ser de 9.7 km.

Gráfico espe2

Abajo: Otra porción del perfil sintético de anomalías de expansión de fondo oceánico. Orientación, magnetización y espesor de corteza magnética son iguales a los del gráfico *espe1*. La profundidad para esta porción es de 1 km. Notar que la intensidad de las anomalías es mucho mayor.

Arriba: Espectro de potencias correspondiente a la porción del perfil de abajo. También están graficadas las líneas de ajustes descritas en *espe1*. Notar que este espectro tiene un decaimiento muy bajo. El valor de k_r , que es de aproximadamente 0.07 km^{-1} , no es la primera intersección con el espectro a partir de $k = 0$. Es porque si la primera intersección da menor que 0.04 se busca otra, y debe ser con el espectro *descendiendo*, para descartar la subida que generalmente sigue a la bajada cuando hay valles. Notar que el valor de k de comienzo de zona de ruido, que fue definido como 0.1 km^{-1} , no parece tal en este caso. Pero lo es en la mayoría, y el estimador de profundidad es bueno: 1.2 km.

Gráfico espe3

Abajo: Topografía del fondo oceánico sintético usado para calcular las anomalías y probar el estimador espectral de profundidad al techo del basamento magnético. Las cruces son las estimaciones resultantes. Los estimadores que arrojaban en valores de magnetización fuera del intervalo $7 - 12 \text{ Am}^{-1}$ fueron rechazados. Observar que los resultados son bastante buenos, pese a que el basamento tiene variaciones bruscas de profundidad.

Arriba: Perfil de anomalías magnéticas generadas por el basamento graficado abajo; este perfil fue usado como entrada al programa *profmen*. El centro de expansión se encuentra en el centro del perfil, $\text{abcisa} = 0$. El escalón produce allí un efecto de borde. En la zona de poca profundidad las anomalías son muy intensas.

Gráfico espe4

Abajo: Porción de un perfil real, el pa872.01. Como puede verse en el correspondiente mapa de ubicación, este segmento se encuentra en el pasaje de Drake, sobre corteza oceánica. Las anomalías son de intensidad comparable a las del gráfico espe1; la profundidad del basamento es de aproximadamente 12 km desde la altura en que fueron hechas las mediciones, que en este caso era de 7 km.

Arriba: Espectro con el ajuste correspondiente y con las líneas de la zona de ruido tal como se describió en el gráfico espe1. Comparando con este último, se observa que, pese a que las pendientes no son demasiado diferentes, el nivel de ruido es bastante más alto en espe1, y además más “artificial”. Es que era un caso sintético, y el intervalo de muestreo (artificial) de 1 km, mientras que en este caso es de 0.5 km.

Gráfico espe5

Abajo: Otra porción de un perfil real, el pa872.02. Como puede verse en el mapa de ubicación, esta porción se encuentra en el talud continental de la Península Antártica. Las anomalías son de muy baja amplitud.

Arriba: Espectro correspondiente, con la curva de ajuste y líneas de ruido. El nivel de ruido es más elevado, y el máximo del espectro menor que en espe4. La profundidad del basamento magnético es grande, 14 km.

Cabe notar que en los perfiles reales el ajuste de la curva en el máximo es peor que en el caso de los perfiles sintéticos. Es porque por supuesto las suposiciones hechas no se cumplen totalmente. Hay “contaminación” de la señal en los números de onda relativamente bajos o longitudes de onda intermedias como las que hemos tratado en el capítulo 2.

Experimentación con el método espectral 1:

En estos gráficos se muestra la anomalía magnética en la parte superior y en la parte inferior la topografía con línea gruesa y las estimaciones de la profundidad del techo del basamento magnético en línea delgada.

Gráficos PP1A y PP1B

Para los perfiles A y B. Con periodograma. Parámetros: $\Delta x = 0.5 \text{ km}$; ventana móvil = 250 km; ventana en los bordes = 0 %; espesor corteza magnética = 5 km. No se controla la susceptibilidad.

Gráficos PP2A y PP2B

Para los perfiles A y B. Con periodograma. Parámetros: $\Delta x = 0.5$ km; ventana móvil = 250 km; ventana en bordes = 0 %; espesor corteza magnética = 10 km. No se controla la susceptibilidad.

Gráficos PP3A y PP3B

Para los perfiles A y B. Con periodograma. Parámetros: $\Delta x = 0.5$ km; ventana móvil = 250 km; ventana en bordes = 0 %; espesor corteza magnética = 2 km. No se controla la susceptibilidad.

Gráficos PP4A, PP4B, PP4C, PP4D, PP4E

Para los perfiles A, B, C, D y E. Con periodograma. Parámetros: $\Delta x = 0.5$ km; ventana móvil = 250 km; ventana en bordes = 0 %; espesor de corteza calculado por compensación isostática; espesor de corteza magnética determinado por control de susceptibilidad con cotas 0.002, 0.009 en unidades cgs.

Gráficos PP5A, PP5B, PP5C

Para los perfiles A, B, C. Con periodograma. Parámetros: $\Delta x = 0.5$ km; ventana móvil = 250 km; ventana en bordes = 10 %; espesor de corteza calculado por compensación isostática; espesor de corteza magnética determinado por control de susceptibilidad con cotas 0.002, 0.009 en unidades cgs.

Gráficos PP6A y PP6B

Para los perfiles A y B. Con periodograma. Parámetros: $\Delta x = 0.5$ km; ventana móvil = 125 km; ventana en bordes = 0 %; espesor de corteza calculado por compensación isostática; espesor de corteza magnética determinado por control de susceptibilidad con cotas 0.002, 0.009 en unidades cgs.

Gráficos PP7A y PP7B

Para los perfiles A y B. Con periodograma. Parámetros: $\Delta x = 0.5$ km; ventana móvil = 125 km; ventana en bordes = 10 %; espesor de corteza calculado por compensación isostática; espesor de corteza magnética determinado por control de susceptibilidad con cotas 0.002, 0.009 en unidades cgs.

Gráfico PP8A

Para el perfil A. Con periodograma. Parámetros: $\Delta x = 0.5$ km; ventana móvil = 125 km; ventana en bordes = 20 %; espesor de corteza calculado por compensación isostática; espesor de corteza magnética determinado por control de susceptibilidad con cotas 0.002, 0.009 en unidades cgs.

Gráfico PMEN1

Para el perfil B. Con *máxima entropía*. Parámetros: $\Delta x = 0.5$ km; ventana móvil = 100 km; ventana en bordes = 0 %; espesor de corteza magnética: 2 km. No se controla la susceptibilidad.

Gráfico PMEN2

Para el perfil **B**. Con *máxima entropía*. Parámetros: $\Delta x = 0.5$ km; ventana móvil = 50 km; ventana en bordes = 0 %; espesor de corteza magnética: 2 km. No se controla la susceptibilidad.

Gráfico PMEN3

Para el perfil **B**. Con *máxima entropía*. Parámetros: $\Delta x = 0.5$ km; ventana móvil = 100 km; ventana en bordes = 0 %; espesor de corteza magnética: 5 km. No se controla la susceptibilidad.

MAPA U

Ubicación de los puntos resultantes de procesar los datos de 37 vuelos USAC para obtener estimadores de profundidad al basamento con el método espectral. El avance de la ventana móvil fue de 10 km.

MAPAS V1, V2, V3, V4

Mapas resultantes de grillar los estimadores obtenidos para los 37 vuelos con el método espectral, y con 4 juegos de parámetros, según la siguiente tabla:

mapa y experimento	ventana móvil (km)	ventana en bordes (%)
V1 (PP4)	250	0
V2 (PP5)	250	10
V3 (PP7)	125	10
V4 (PP8)	125	20

La columna 1 hace referencia al correspondiente experimento mostrado en gráfico de perfil. Para el espectro se usó el periodograma en todos los casos. El espesor de corteza fue calculado por compensación isostática, y el espesor de corteza magnética determinado por control de susceptibilidad con cotas 0.002, 0.009 en unidades cgs. El espesor sedimentario se obtuvo sustrayendo a cada punto de grilla el valor de la topografía de la compilación global DBDB5. El mapa seleccionado como mejor fue el **V3**, experimento PP7.

Experimentación con el método de Werner:

Gráficos wern1 a wern10

Fueron todos hechos con el perfil *pa873.02*.

Para todos los gráficos en la parte superior hay dos curvas que representan la anomalía: sin filtrar, y, corrida un poco más abajo, filtrada pasabajos aplicando una ventana medio coseno entre las longitudes de onda λ_{c+} y λ_{c-} .

El perfil del medio en cada gráfico es la derivada horizontal de la anomalía; también aquí hay dos curvas. La superior es la derivada calculada usando diferencias entre puntos dato sucesivos. La curva corrida un poco más abajo es la anterior filtrada pasabajos con longitudes de onda de corte λ_{c+} y λ_{c-} .

En algunos experimentos se ha usado un método alternativo de filtrado (ver texto) al que denominamos aquí *cm*.

El perfil inferior representa la topografía y los estimadores de profundidad con símbolos y líneas verticales que muestran los errores en el ajuste. Los cuadrados indican soluciones tipo dique y los otros símbolos vértices de cambio de pendiente en el relieve del basamento magnético.

En cada uno de los gráficos aparecen también los valores correspondientes de Δx , del ancho de la ventana, de la tolerancia de aceptación o rechazo según el error (tol, que es la inversa del error relativo), las cotas de susceptibilidad y el método de filtrado de la derivada.

Gráfico wern11

Superposición de los resultados obtenidos con los parámetros del experimento wern10 con diferentes ventanas, de anchos 10, 20, 30 y 40 km.

Experimentación con el método de O'Brien:

Gráfico dou1

Sección del perfil pa872.01, que pasa donde están las anomalías más intensas. En la parte superior está graficada la derivada sin suavizar, y con un corrimiento de alrededor de 1 cm hacia abajo la derivada suavizada. En color gris aparece la anomalía magnética. Más abajo están graficados los estimadores de profundidad. A continuación hacia abajo está la función analítica con los máximos elegidos señalados. En la parte inferior de la figura (donde dice "variable corrida") se han graficado las antitransformadas del perfil de partida en los dos últimos pasos del corrimiento, para verificar el estado de la señal con la intención de controlar que todavía sea apreciable.

Gráfico dou2

Experimento sintético. El perfil usado fue generado por el cálculo directo de la derivada, por eso no aparece la anomalía en la parte superior. Se trata de un perfil Este - Oeste generado por un cuerpo poligonal semi infinito con un vértice a 10 km de profundidad ubicado a los 200 km, y otro de 5 km ubicado a los 300 km. El campo inductor es de 38000 nT, y la susceptibilidad 0.008 cgs.

Gráfico dou3

El perfil usado fue generado igual que en *dou2* pero con los dos vértices de profundidades de 5 y 10 km ubicados en la misma posición (225 km). El método resuelve los dos vértices.

Experimentación con el método de Phillips:

MAPA PH

Ubicación de 3 perfiles de barco usados en la experimentación. Son secciones de dos cruceros en la plataforma continental argentina y Océano Atlántico, el c1505 y el i1578 (GEODAS Cdrom).

Gráfico PH1

Con el programa *phila*:

La parte superior de la figura muestra el perfil de anomalías magnéticas para la sección r12 del crucero c1505. Se ha graficado también el perfil resultante después de sustraer el promedio.

DX es el intervalo de muestreo (interpolado) en km; IW es el número de puntos de la ventana móvil y VENT es su ancho en km.

En la parte inferior se han graficado los 4 estimadores del método primario de Phillips original. El i -ésimo estimador aparece a una distancia $iv/2$ de cada borde del perfil, donde v es el ancho de la ventana móvil. Sólo el primero de los corrimientos es necesario. Se ha graficado también la batimetría (prácticamente no se nota porque las aguas son poco profundas) y la profundidad del basamento cristalino obtenida de una compilación de datos sísmicos existente en un banco de datos. Resulta curioso que en los bordes de cuenca las estimaciones sean tan profundas.

Gráfico PH2

Otro ejemplo de aplicación del método de Phillips original, como en el gráfico PH1, ahora para otro crucero.

En este caso se nota el perfil batimétrico. Notar cómo los 4 estimadores coinciden en la primera mitad del perfil. Notar además, los profundos valles y elevados gradientes.

Gráfico PH3

Otro ejemplo del método de Phillips original como en los gráficos PH1 y PH2. Es de notar el valle de más de 20 km de profundidad que el método predice a los 75 - 80 km, con grandes gradientes. Entre los 250 y 350 km, las diferencias entre estimadores sucesivos es grande.

Gráfico PH4

La parte superior del gráfico muestra la derivada horizontal del primer estimador de profundidad de Phillips. Los gradientes son elevadísimos alrededor de los 79 km del perfil.

La parte inferior muestra el primer estimador graficado con línea continua, y cruces superpuestas para los estimadores aceptados.

El criterio de selección es relativamente restrictivo en este caso: se rechazan los valores en zonas en que el valor absoluto del gradiente es mayor que 0.2 (km/km), y también los casos en los cuales la diferencia entre el primer y el cuarto estimador es mayor que 0.5 km

Gráfico PH5

Contiene lo mismo que el gráfico PH3 pero calculando la profundidad con el método de Phillips corregido según se indica en el texto. La profundidad resulta subestimada, si se compara con la proveniente de datos sísmicos. Sin embargo, se ha mejorado en el sentido de que no aparecen los profundísimos valles, la salida es menos "ruidosa" y sólo se pierde media ventana de estimaciones a los extremos del perfil.

Gráfico PH6

Este gráfico se muestra para ilustrar los errores del método de Phillips original: al utilizar las fórmulas de máxima entropía para calcular las autocorrelaciones, arti-

ficialmente se ha sustraído el promedio total del perfil en lugar del promedio en la ventana para cada estimación. Los valles vuelven a aparecer. Las diferencias con el gráfico PH3 se deben a las demás correcciones (elección de los extremos de las ventanas, cálculo de los vectores backward y forward, como se explica en el texto).

Gráfico PH7

Al igual que en PH6, en este gráfico se ha sustraído un valor promedio arbitrario en cada posición de la ventana, en este caso el promedio hecho en una ventana de 120 km, que no corresponde a la del cálculo. Notar que los resultados son bastante diferentes.

Gráfico PH8

Como en PH6 y PH7, en este gráfico se ha sustraído un valor promedio arbitrario en cada posición de la ventana, en este caso el promedio hecho en una ventana de 60 km, que no corresponde a la del cálculo. Los resultados son otra vez diferentes, tendiendo a parecerse a los de PH5.

Gráfico PH9

Otra vez tenemos el método corregido; este resultado puede compararse con el de PH5. La diferencia es el ancho de la ventana móvil. Una ventana más ancha produce resultados más profundos, lo cual es conveniente en este caso, si consideramos que los valores de profundidad provenientes de datos sísmicos son los que debiéramos obtener.

Gráfico PH10

Método de Phillips corregido aplicado a uno de los vuelos aeromagnéticos. El resultado es malo. La profundidad del basamento magnético está muy subestimada.

Gráfico PH11

Método de Phillips corregido aplicado al mismo vuelo que en PH10, pero duplicando el ancho de la ventana móvil. Las profundidades dan mayores pero el resultado sigue siendo malo, especialmente en el Oeste (izquierda).

Gráfico PH12

Método de Phillips corregido aplicado a otro de los vuelos aeromagnéticos, con los mismos parámetros que PH10. El resultado es igualmente malo. La profundidad del basamento magnético está muy subestimada.

Gráfico PH13

Método de Phillips corregido aplicado al mismo vuelo que en PH12, pero duplicando el ancho de la ventana móvil, como en PH11. Igualmente, las profundidades dan mayores pero el resultado sigue siendo malo, especialmente en el Oeste (izquierda).

Gráfico PH14

Método de Phillips agregando una nueva corrección, aplicado al mismo vuelo que PH10 y PH11. Se ha considerado un espesor de corteza magnética de 10 km. Las profundidades estimadas han aumentado pero no lo suficiente en el Oeste, y demasiado al atravesar las islas y la Península Antártica. El resultado no es satisfactorio.

Gráfico PH15

Método de Phillips agregando una nueva corrección, aplicado al mismo vuelo que PH12 y PH13. Se ha considerado un espesor de corteza magnética de 10 km. Las profundidades estimadas han aumentado pero no lo suficiente en el Oeste, y demasiado al atravesar la zona insular al Oeste de la Península Antártica. El resultado no es satisfactorio.

Gráfico PH16

Método de Phillips sin la corrección principal, o sea como en PH6. Mostramos este experimento para comparar con los anteriores. Los parámetros son los mismos que en PH10.

Análisis e interpretación:

Figura 4.1

Imagen en colores de las anomalías magnéticas en el Oeste del mar de Weddell, parte de la Península Antártica y margen.

Figura 4.2

Interpretación tectónica hecha por LaBrecque et al. (1989), basada en los datos USAC en combinación con resultados de trabajos previos (LaBrecque & Barker, 1981; LaBrecque et al., 1986).

Figura 4.3

Mapa de profundidad al techo del basamento magnético calculado con el método espectral 1.

Figura 4.4

Espesor sedimentario (capa no magnética) obtenido restando la batimetría en cada punto grilla del mapa 4.3.

Figura 4.5

En azul aparece la trayectoria del crucero NBP93-01 del *RVIB* Nathaniel B. Palmer, que obtuvo datos de gravedad, magnetismo y sísmica monocal. En líneas púrpura aparecen también los sectores de líneas USAC con datos aerogravimétricos.

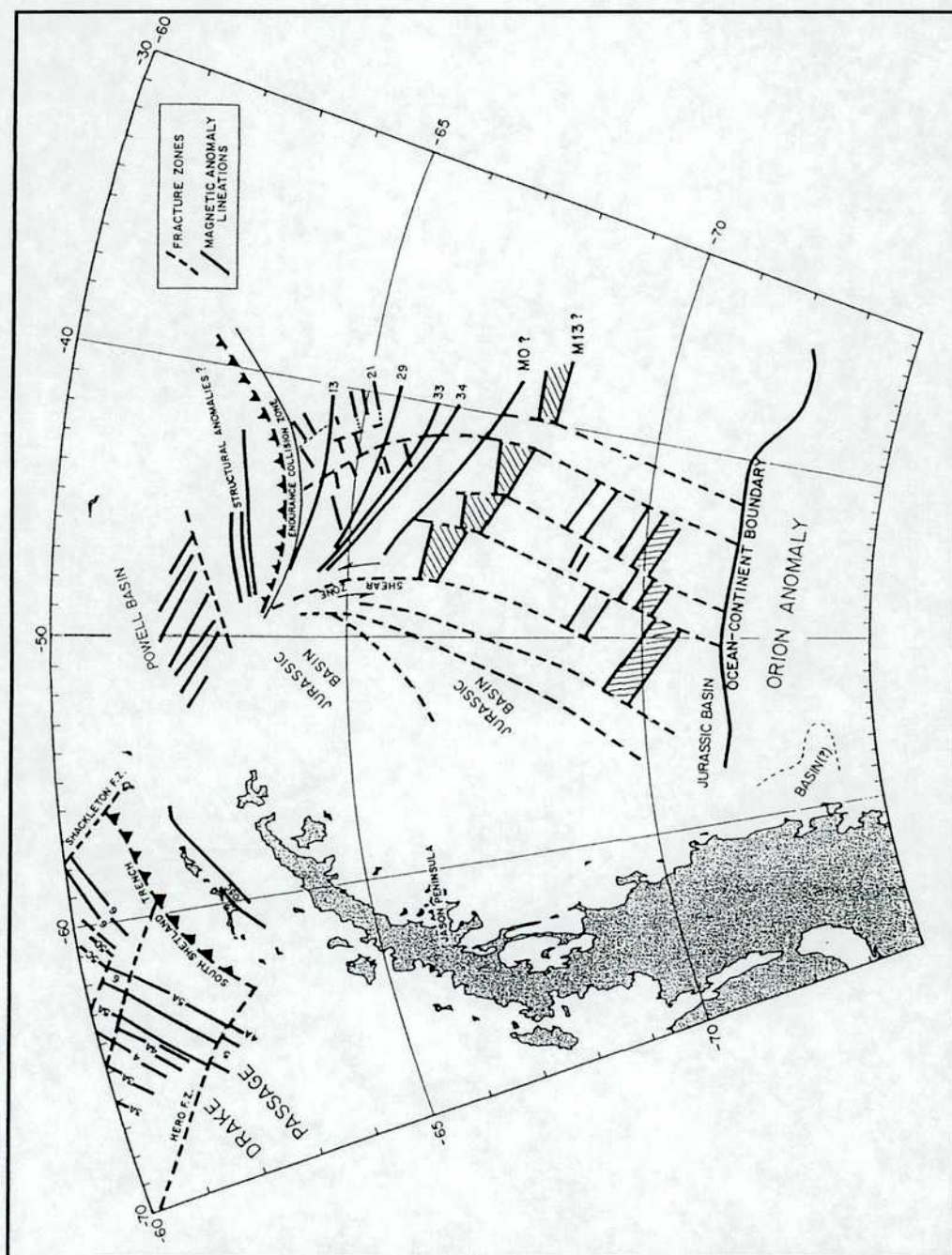


FIGURA 4.2

Mapa tectónico del mar de Weddell con las principales isocronas, lineaciones magnéticas y zonas de fractura, según LaBreque et al. (1987).

Profundidad Basamento V3

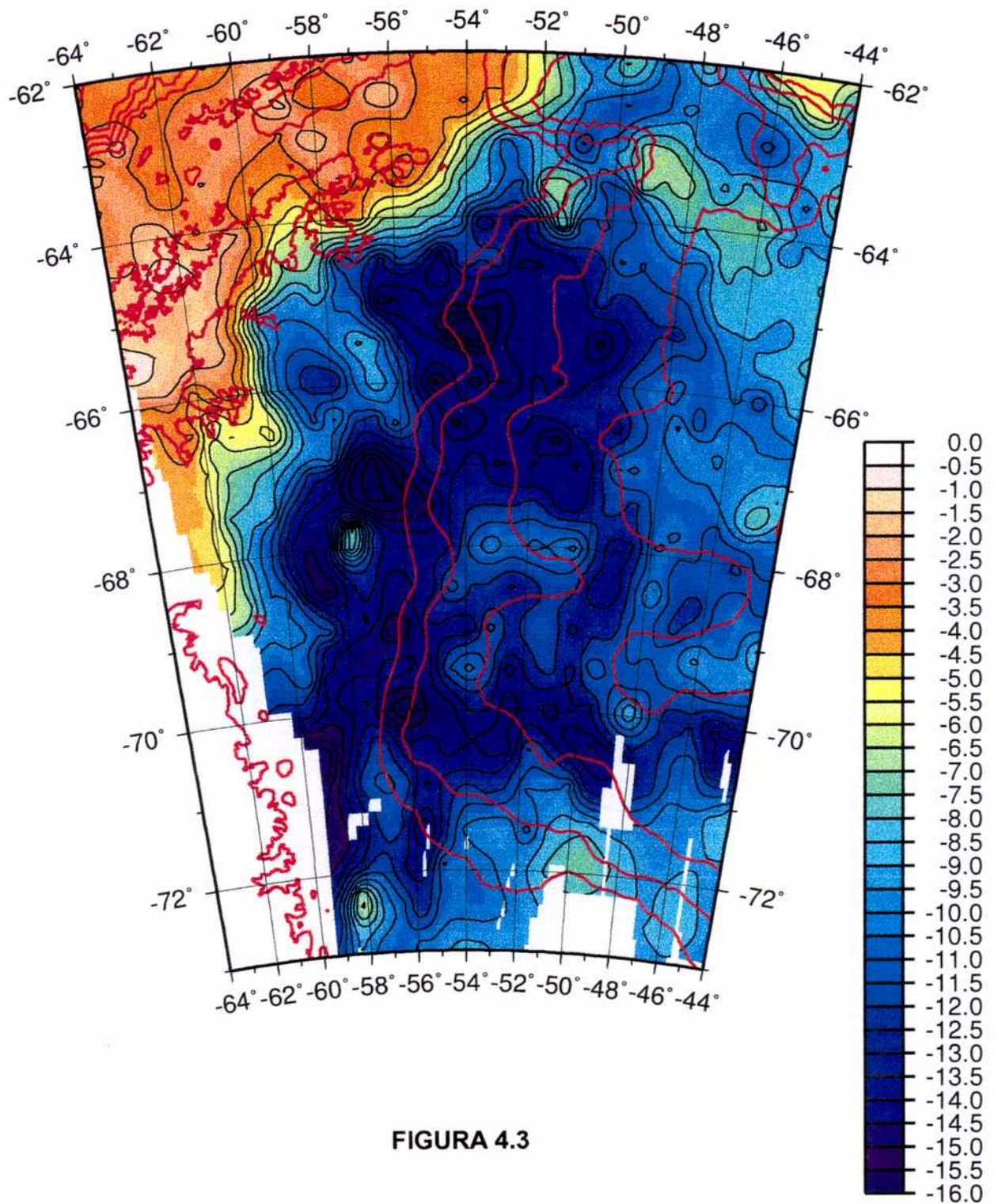
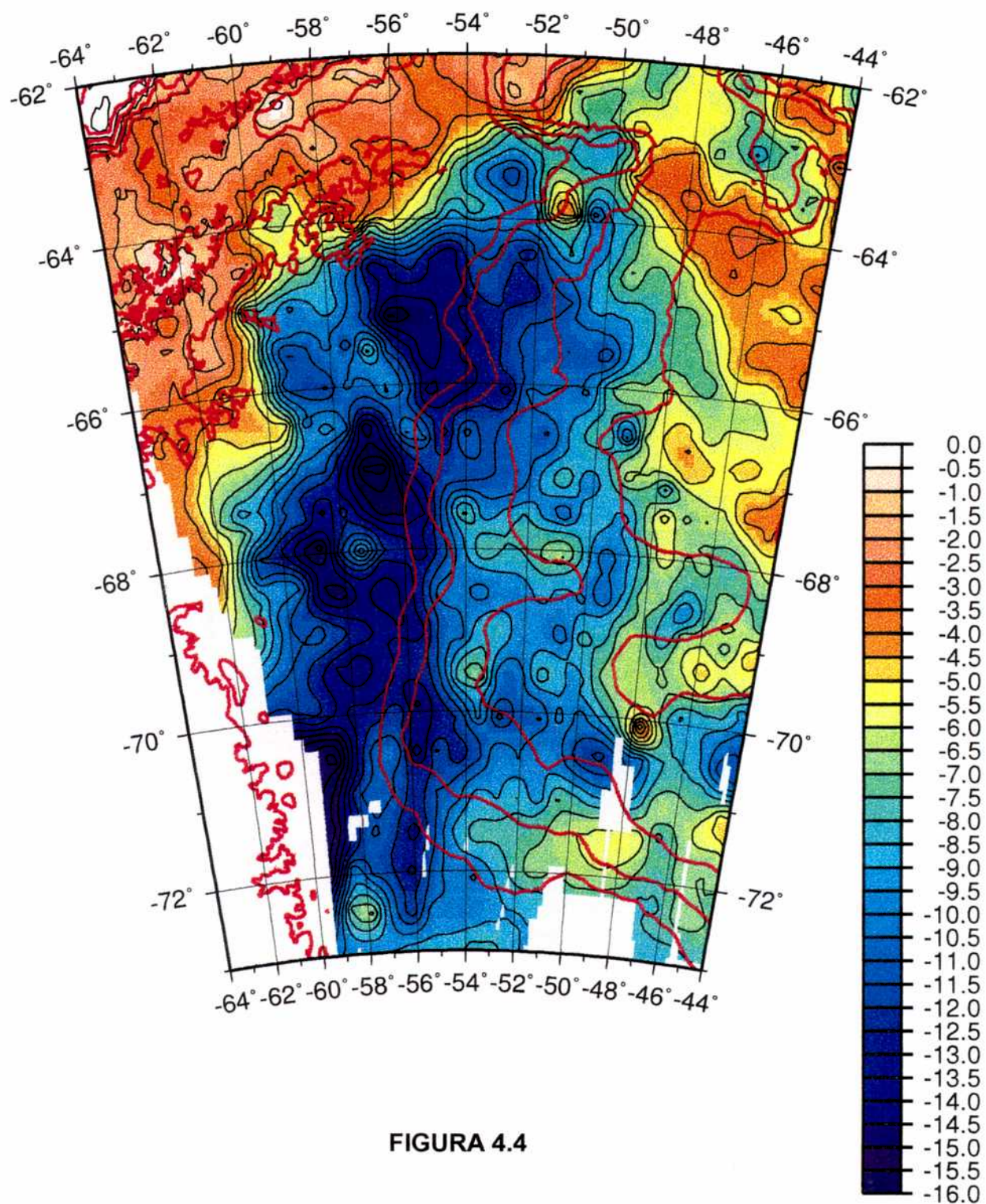


FIGURA 4.3

Espesor sedimentario V3



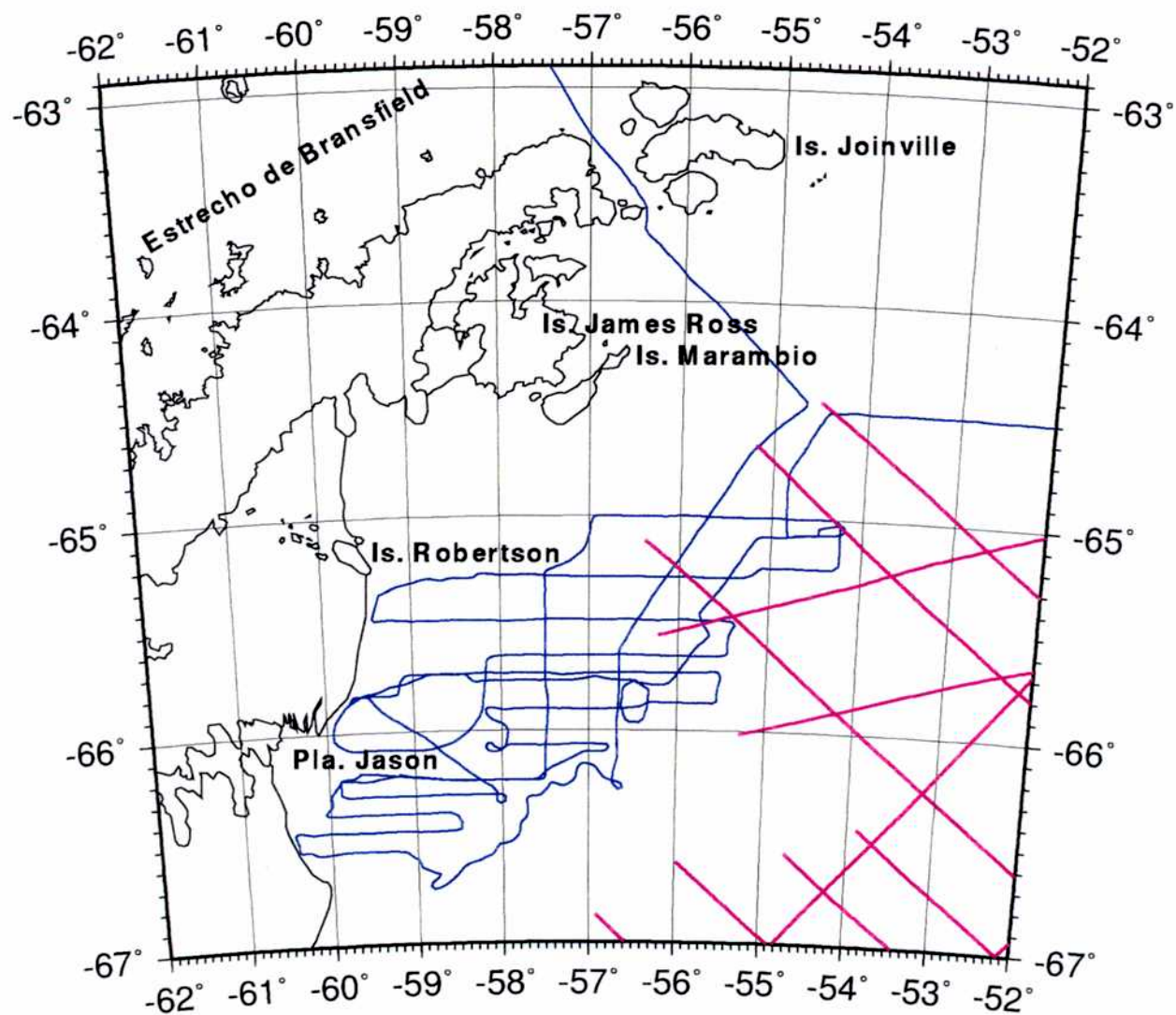


FIGURA 4.5

Trayectoria del crucero NBP93-01 (azul) y líneas con datos aerogravimétricos (rojo)

CORRECCIÓN A LA TOPOGRAFÍA DEL MARGEN ESTE DE LA PENÍNSULA ANTÁRTICA USANDO DATOS GRAVIMÉTRICOS

1. INTRODUCCIÓN

Las mediciones de la gravedad de la Tierra se pueden usar para estudiar la estructura de la litósfera y los mecanismos de proceso geológicos de escala amplia, y constituyen otro de los métodos geofísicos, el método gravimétrico.

Los relevamientos gravimétricos terrestres son lentos y por lo tanto costosos. Los relevamientos marinos son más rápidos pero aun así están limitados por la velocidad de los cruceros geofísicos que es normalmente de 10 nudos como máximo. Para áreas marinas cubiertas de hielo, como los mares antárticos, las dificultades son mayores, porque los buques no pueden entrar.

Estas zonas son ideales para ser relevadas en avión, como se hizo con el programa USAC, con cuyos datos magnetométricos hemos trabajado en los capítulos 2 y 3. Pero la gravimetría aérea es más difícil que la magnetometría, debido a la dificultad de determinar el posicionamiento del avión de manera tal que sea posible diferenciar entre las aceleraciones propias y la aceleración de la gravedad. Los primeros relevamientos gravimétricos no dieron resultados satisfactorios.

Para la época del programa USAC, ya se contaba con el posicionamiento satelitario global (GPS) lo cual constituyó un cambio tecnológico muy significativo, permitiendo la obtención de datos gravimétricos aéreos de buena calidad. El equipamiento y el sistema de adquisición fueron desarrollados por John Brozena (Brozena, 1984) del NRL (Naval Research Laboratory, USA).

En 17 de los 61 vuelos USAC se obtuvieron aproximadamente 20000 km de datos gravimétricos a relativamente baja altitud (300 m) sobre el mar de Weddell.

El post procesamiento de la gravimetría aérea es elaborado y trabajoso. Nosotros no hemos trabajado en eso, aunque sí hemos usado los datos de anomalías gravimétricas de aire libre, que fueron el resultado del trabajo de Robin E. Bell (LDEO), John Brozena y Mary Peters (NRL) (Brozena, 1984; Brozena & Peters, 1988; Bell, 1989; Bell et al., 1990).

En Bell (1989) se desarrolla la teoría que respalda el procesamiento de los datos. El problema principal que hay que tratar es la separación de la aceleración terrestre de una señal en la que aparece mezclada con las aceleraciones de la plataforma móvil. En un barco también existe este problema, aunque está más acotado. En Bell (1989) se consideran y comparan las influencias de las diferentes plataformas de medición de la gravedad (terrestre, marina, aérea) y se analizan los alcances y las limitaciones del instrumental, además de desarrollarse la teoría de la reducción de los datos.

En la figura 1 mostramos la cobertura de los datos aerogravimétricos USAC.

Existen otros datos de gravedad en los mares: son anomalías gravimétricas derivadas de altimetría satelitaria, de los satélites Seasat, Geosat y ERS-1 (Haxby,

1988; Haxby & Hayes, 1991; Marks & McAdoo, 1992, Sandwell, 1992; Marks et al., 1994).

Geosat fue un satélite altimétrico de la marina norteamericana que midió la topografía de la superficie del mar. A partir de estos datos se puede derivar la configuración del geoide y las anomalías gravimétricas en las zonas marinas. Geosat fue lanzado en marzo de 1985, con una duración prevista de más de 3 años, con un período de repetición de la órbita de 17 días, lo cual resulta en una separación de trayectorias de 164 km en el ecuador. Su predecesor, Seasat, tuvo una duración de 3 meses, con un período de repetición de órbita de 3 días pero entonces con una separación de trayectorias de 951 km en el ecuador. Geosat proporciona mucho mayor resolución que Seasat. Durante los primeros 18 meses de operación, Geosat llevó cabo la *Misión geodésica clasificada (GM)*, para mapear con alta densidad el geoide marino global. *GM* fue diseñada para producir un espaciamiento entre trazas de entre 2 y 3 km a 60°S. A esta misión le siguió otra denominada *ERM* (exact repeat mission), cuyo espaciamiento entre trazas a 60°S fue de 75 km. Los datos de la misión *ERM* fueron entregados inmediatamente a la comunidad científica. Respecto a los datos *GM*, recién 1990 se liberó la información al Sur de los 60°S.

Los primeros mapas de anomalías gravimétricas, derivados de Seasat por Bill Haxby (LDEO), resultaron asombrosos por la cantidad de rasgos tectónicos que muestran en las zonas oceánicas y por el detalle con que lo hacen. Posteriormente se mejoraron las técnicas y aumentaron los datos, y las compilaciones que fueron apareciendo siguieron sorprendiendo por lo increíble de la autenticidad de la representación del fondo oceánico que se puede obtener desde un satélite.

La compilación global de David T. Sandwell (Sandwell, 1994) contiene los datos "declasificados", o sea los liberados en 1990. Posee mayor resolución. Sigue siendo asombroso cómo se aprecian (y desde un satélite) zonas de fractura, fosas, márgenes continentales, cuencas, fallas.

Las técnicas de obtención de anomalías de gravedad a partir de altimetría mejoran día a día, y hay numerosos investigadores trabajando en ese tema. Si embargo, todavía persisten los problemas en las zonas con cobertura de hielo.

Especialmente difícil a este respecto es la zona del Mar de Weddell Oeste, nuestra zona de estudio.

2. EL MAPA DE ANOMALÍAS GRAVIMÉTRICAS Y LA BATIMETRÍA GEBCO

En la figura 2 presentamos el mapa de anomalías gravimétricas de aire libre hecho con los datos USAC (Brozena et al., 1987; Bell, 1989; Bell et al., 1990). En el mismo mapa hemos graficado la batimetría GEBCO (Johnson y otros, 1983) en iso-líneas con 1000 m de espaciamiento.

En la figura 3 mostramos un mapa para la misma zona hecho con los datos de la compilación satelital de Sandwell (1994). Las zonas sin datos aparecen en gris.

Respecto al mapa satelital, cabe notar que los huecos de falta de datos disminuyen hacia el Norte y hacia el Este. Los huecos en general se deben al deterioro de la señal altimétrica por la presencia de hielo, muy abundante en el margen y zona centro del mapa. Al Sur de los 72° la ausencia de datos se debe a la inclinación de las órbitas.

Comparando el mapa satelital con el mapa USAC vemos que hay similitudes pero también diferencias, que son mayores en la zona de hielos.

En la figura 4 tenemos otro mapa de anomalías de aire libre, con una cobertura mucho menor. Este mapa fue hecho con datos marinos (Ghidella & Holik, 1993, Ghidella et al., 1995) colectados por un crucero del RVIB Nathaniel B. Palmer en el año 1993. Este crucero, el NBP93-01, se dedicó en parte a la exploración sísmica (Sloan et al., 1994; Strelin, 1995) de la región mostrada. Es hasta ahora el único crucero que ha logrado llevar cabo tal trayectoria. Se dieron condiciones de tiempo excepcionales que permitieron recorrer la plataforma entre la barrera de hielos Larsen y el hielo marino realizando varias transectas en dirección O-E. Se recorrieron en total alrededor de 1200 km, en los que se obtuvieron también datos de gravedad, magnetismo y batimetría.

Puede verse que la gravimetría NBP93-01 coincide con la gravimetría USAC en la zona (pequeña) en que se superponen, y no coincide muy bien con la gravimetría satelital. El motivo es otra vez el hielo. Al NBP93-01 le tocaron condiciones excepcionales. Consideramos que es más confiable la gravimetría marina.

Esta "vinculación" nos hace pensar que también la gravimetría USAC es más confiable que la satelital en las partes central y Oeste de la región de estudio. Más al Norte, y en el Oeste, tenemos motivos para confiar más en la gravimetría satelital: en la región del estrecho de Bransfield también hemos procesado datos marinos de otro crucero de N. B. Palmer, el NBP97-05 (Ghidella & Holik, 1995) y el acuerdo con la gravimetría satelital ha sido muy bueno. Aunque esta última tiene menor resolución, todos los rasgos del mapa marino están presentes en el mapa satelitario.

Hemos combinado los tres conjuntos de datos (USAC - NBP93-01 - satélite). Teniendo en cuenta las observaciones de los párrafos precedentes, hemos realizado un promedio pesado en las partes en que los datos se superponen, asignando pesos mayores en un factor 10 a los datos marinos y aéreos. El resultado es el mapa de la figura 5, que es el que tomaremos como referencia.

El mapa muestra un máximo relativo de gran amplitud (entre 40 y 70 mgal) que mantiene una alineación aproximadamente N-S entre los paralelos 64 y 70. Al correlacionar la posición de este máximo con la batimetría GEBCO, graficada en isolíneas en el mismo mapa, se encuentra que entre los 64 y 66° el máximo coincide con el borde de la plataforma continental, pero que hacia el Sur se produce un corrimiento entre ambos rasgos que llega a tener una amplitud de 100 km.

En Bell (1989) y en Bell et al. (1990), se reconoce este corrimiento como un indicativo de que la batimetría pueda estar errónea.

En nuestro primer mapa de espesor sedimentario (LaBrecque & Ghidella, 1989) se observa una banda N-S de sedimentos profundos (hasta 15 km) aproximadamente alineada con el meridiano 54°W. Teniendo en cuenta las líneas de la batimetría GEBCO, esta cuña sedimentaria resulta ubicada casi totalmente sobre la plataforma continental al Sur de los 68°.

Estudios previos (Karner y Watts, 1982; Watts, 1988; Bell, 1989) indican que para márgenes pasivos de esta naturaleza ("tipo Atlántico") es típico que el máximo se ubique en el borde de plataforma, y que haya un fuerte gradiente negativo hacia el lado del mar siguiendo el talud, hasta llegar a un mínimo aproximadamente en la base del mismo, y que esto ocurre independientemente del modo de compensación isostática.

Ambas observaciones (espesor sedimentario, gravedad) coinciden en que la batimetría puede estar incorrecta en esta zona. Si el borde de plataforma coincidiera con el máximo de gravedad la cuña sedimentaria quedaría aproximadamente cen-

trada en el talud como se observa en la mayoría de los márgenes continentales de tipo Atlántico.

Analizando los datos originales que llevaron a la compilación de la batimetría, se encuentra que para la zona de buena correlación con la gravimetría existe una mayor densidad de los mismos que hacia el Sur, donde el acceso es muy difícil debido al hielo y pocas veces los barcos pueden navegar. Es posible entonces adjudicar la mala correlación de esta última zona a errores en los mapas batimétricos, que pueden admitirse considerando que han sido resultado de amplias extrapolaciones (LaBrecque & Ghidella, 1992; Bell, 1989).

Mediante técnicas espectrales, y bajo ciertas condiciones, como se verá en los apartados que siguen, los datos gravimétricos pueden ser empleados para corregir la topografía.

3. FUNDAMENTO TEÓRICO

3.1 Condiciones de equilibrio de masas continentales y oceánicas

La tectónica de placas es una consecuencia de la acción de fuerzas gravitacionales actuando sobre la corteza y la parte sólida del manto terrestre. Las fuerzas gravitacionales resultan en un aumento de la presión con la profundidad: las rocas deben soportar el peso de la carga que tienen encima. No es posible, sin embargo, que se tenga un equilibrio estático con la presión variando sólo en profundidad: hay variaciones laterales en la fuerza gravitatoria debidas a correspondientes variaciones en densidad asociadas con diferencias en temperatura. Los contrastes térmicos horizontales son una consecuencia de la liberación de calor por la radiactividad de las rocas en el manto y la corteza. Las variaciones horizontales del campo gravitatorio dentro de la tierra generan las tensiones que gobiernan los movimientos relativos asociados a la tectónica de placas.

Es muchas veces conveniente pensar en los continentes como en bloques de "madera" flotando en un "mar" de roca de manto, y considerar un balance hidrostático para esta configuración. Si se tiene en cuenta que la densidad media de las rocas de la corteza es de 2.75 g/cm^3 (ρ_c), y que la del manto (ρ_m) es 3.3 en las mismas unidades, la condición de equilibrio dará que, si el espesor de la corteza es d , el bloque continental sobresaldrá del "mar" circundante, y la parte hundida, b , tendrá un espesor dado por:

$$b = \frac{\rho_c}{\rho_m} d \quad (3.1.1)$$

Con los valores de densidades que pusimos, el 83% de la corteza estará hundido, el 17% sobresaliendo. Para $d = 32 \text{ km}$, la altura sobre el "nivel del mar" será de 5.44 km.

Los continentes están en realidad rodeados de océanos. El espesor de corteza oceánica es menor que el de corteza continental. Si se aplica el balance hidrostático a un continente de espesor d_{cc} en equilibrio con un océano circundante de espesor d_{oc} se obtiene, para la profundidad del agua en el océano:

$$d_w = \frac{(\rho_m - \rho_{cc})}{(\rho_m - \rho_w)} d_{cc} - \frac{(\rho_m - \rho_{oc})}{(\rho_m - \rho_w)} d_{co} \quad (3.1.2)$$

donde ρ_w es la densidad del agua, ρ_{cc} la de la corteza continental, y ρ_{oc} la de la corteza oceánica.

La aplicación del equilibrio hidrostático a la corteza terrestre se denomina *isostasia*.

El esquema del equilibrio océano - continente al que responde la ecuación (3.1.2) es extremadamente simple. Aun así, cabe notar que hay discontinuidad lateral en la transición entre ambos, y que entonces las tensiones horizontales no son iguales a las verticales.

Para muchos materiales sólidos se pueden relacionar las tensiones con las deformaciones a través de las leyes de la elasticidad. Casi todos los materiales sólidos en la tierra, incluyendo todas las rocas a temperaturas y presiones relativamente bajas, se comportan elásticamente cuando las fuerzas aplicadas no son muy grandes, y además la deformación elástica es directamente proporcional a la tensión, con lo cual es aplicable la teoría lineal de la elasticidad.

Dado que diferentes rocas se comportan de maneras diferentes como respuesta a fuerzas aplicadas, dependiendo de las condiciones de temperatura y presión, es importante determinar qué fracción de las rocas de la corteza y el manto superior se comportan elásticamente en escalas de tiempo geológicas. Uno de los postulados fundamentales de la tectónica de placas es que las placas superficiales que constituyen la *litósfera* no se deforman significativamente en escalas de tiempo geológicas, es decir, que se pueden considerar rígidas y que se comportan elásticamente.

Las placas litosféricas son, entonces, placas elásticas delgadas que flotan en el manto relativamente fluido que se encuentra debajo.

Las placas están sujetas a una variedad de *cargas* (montañas, volcanes, etc.) que hacen que la litósfera se *combe* bajo su peso. Relacionando observaciones de combamiento o flexión de la litósfera ante cargas conocidas, se pueden deducir propiedades elásticas y espesor de las placas.

3.1.1 Flexión de una placa delgada bidimensional

Consideremos una placa horizontal que se extiende indefinidamente en una dirección y que tiene longitud L en la otra, que consideraremos como x . Sea h su espesor. Consideremos que está fija en sus extremos y que se flexiona por el efecto de una distribución de fuerzas verticales $q(x)$. Sea $\eta(x)$ la deflexión vertical, simétrica con respecto al centro. Suponemos que la placa es delgada, y que la deflexión es pequeña, de modo que $h \ll L$ y $\eta \ll L$.

Analizando el equilibrio entre las tensiones (normales y de corte) y la fuerza aplicada, se llega a la siguiente ecuación (Turcotte & Schubert, 1982, pág. 113):

$$\frac{d^2 M}{dx^2} = q(x) + P \frac{d^2 \eta}{dx^2} \quad (3.1.3)$$

donde M es la cupla por unidad de longitud ejercido por los esfuerzos de corte o cizalla, y P es la tensión horizontal (perpendicular a un corte de la placa).

M se puede calcular en función de la deflexión y de los parámetros elásticos de la placa (Turcotte & Schubert, 1982, pág. 115):

$$M = -\frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} \frac{d^2\eta}{dx^2} = \frac{D}{R} \quad (3.1.4)$$

E y ν son el *módulo* y la *razón de Poisson*, respectivamente, del material de la placa. D es la denominada *rigidez flexural* de la placa:

$$D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} \quad (3.1.5)$$

y R es el radio de curvatura de la deflexión:

$$R = -\frac{d^2\eta}{dx^2} \quad (3.1.6)$$

Introduciendo las tres últimas ecuaciones en (3.1.3) obtenemos:

$$D \frac{d^4\eta}{dx^4} = q(x) - P \frac{d^2\eta}{dx^2} \quad (3.1.7)$$

3.2 Compensación isostática del relieve submarino

3.2.1 Compensación de Airy

Volvemos a considerar ahora un equilibrio hidrostático para la litósfera. Entonces no tendrá rigidez, y ante las cargas aplicadas se deformará. Plantearemos el caso de una placa oceánica sin sedimentos, que se carga con una acumulación de espesor d_s . Veremos cómo se hunde la litósfera ante la carga, o sea que hallaremos la deflexión η para un caso en que la rigidez es nula.

Consideramos que antes de la carga la profundidad del agua es d_w y que el espesor *cortical* es t_c .

Sean ρ_w , ρ_c y ρ_m las densidades del agua de mar, de la corteza oceánica y del manto, respectivamente.

Suponemos que desde la base de la corteza (discontinuidad de Mohorovicic) hacia abajo la densidad de la litósfera es la misma, ρ_m . El nivel de compensación se encontrará en la base de la corteza una vez “empujada hacia abajo” por los sedimentos una distancia η .

La ecuación de balance hidrostático es:

$$\rho_w d_w + \rho_c d_c + \rho_m \eta = \rho_w d'_w + \rho_s d_s + \rho_c d_c \quad (3.2.1)$$

con lo cual se obtiene:

$$\eta = \frac{(\rho_s - \rho_w)}{(\rho_m - \rho_w)} d_s \quad (3.2.2)$$

y:

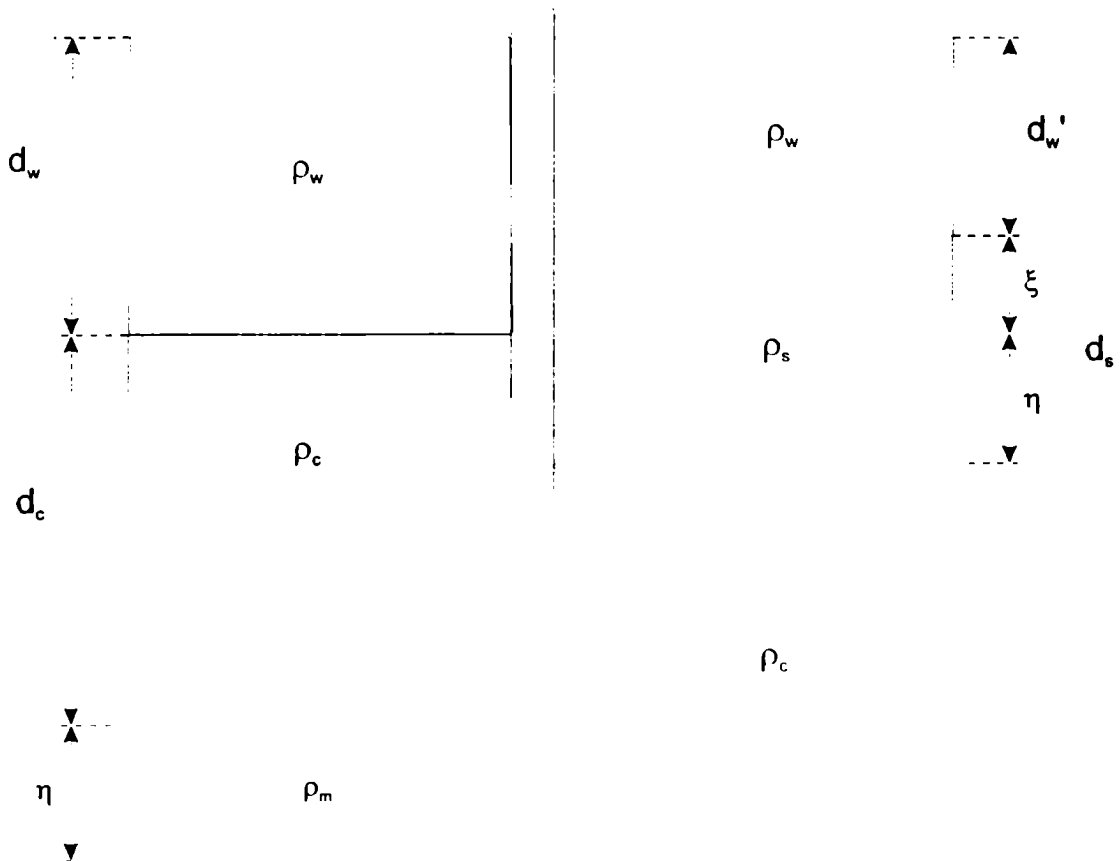
$$d'_w = d_w - \frac{(\rho_m - \rho_s)}{(\rho_m - \rho_w)} d_s \quad (3.2.3)$$

Este proceso de sedimentación tiene un límite, impuesto por la profundidad del océano: debe ser $d'_w \geq 0$, con lo cual el espesor sedimentario máximo será de:

$$d_{smx} = \frac{(\rho_m - \rho_w)}{(\rho_m - \rho_s)} d_w \quad (3.2.4)$$

y el hundimiento litosférico máximo posible será:

$$\eta_{mx} = \frac{(\rho_s - \rho_w)}{(\rho_m - \rho_s)} d_w \quad (3.2.5)$$



En el modelo de compensación isostática de Airy se considera que la ecuación (3.2.2) vale puntualmente, o sea que si d_s es un espesor sedimentario variable la deflexión es la misma. También se puede considerar que el material agregado constituye un relieve submarino, que tiene un espesor d_s y que la parte aflorando sobre el fondo es ξ . La deflexión en función de ξ ($d_s = \xi + \eta$) es:

$$\eta = \frac{(\rho_b - \rho_w)}{(\rho_m - \rho_b)} \xi(x) \quad (3.2.6)$$

donde hemos usado el subíndice b en lugar de s para la densidad para generalizar y poder pensar en la densidad de un relieve batimétrico.

Esta ecuación es equivalente a la que sigue:

$$(\rho_m - \rho_b)\eta g = (\rho_b - \rho_w)\xi(x)g \quad (3.2.7)$$

g es la aceleración de la gravedad, supuesta constante en una columna vertical que atraviesa la litósfera. El miembro de la izquierda es el *empuje hacia arriba* generado por la deflexión: en la interfaz corteza - manto un espesor η de material de corteza reemplaza al manto, y en la interfaz corteza - agua un espesor η de corteza es reemplazado por material de densidad ρ_b . Eso es *balanceado* por el peso de ese mismo material reemplazando agua.

3.2.2 Compensación elástica

Consideremos la ecuación (3.1.7). Si suponemos que no hay esfuerzos laterales tenemos que $P=0$. Entonces:

$$D \frac{d^4 \eta}{dx^4} = q(x) \quad (3.2.8)$$

Para determinar $q(x)$ dada una carga $\xi(x)$ tenemos que tener en cuenta las componentes hidrostáticas que ahora no se balancean porque la litósfera tiene rigidez. Entonces $q(x)$ será justamente la diferencia entre los dos términos que en (3.2.7) son iguales:

$$q(x) = (\rho_b - \rho_w)\xi(x)g - (\rho_m - \rho_s)\eta g \quad (3.2.9)$$

Reemplazando en (3.2.8) obtenemos:

$$D \frac{d^4 \eta}{dx^4} + (\rho_m - \rho_s)\eta g = (\rho_b - \rho_w)\xi(x)g \quad (3.2.10)$$

Si se aplica transformada de Fourier en ambos miembros queda:

$$Dk^4 \tilde{\eta}(k) + (\rho_m - \rho_s)\tilde{\eta}(k)g = (\rho_b - \rho_w)\tilde{\xi}(k)g$$

$$\tilde{\eta}(k) = \frac{(\rho_b - \rho_w)}{(\rho_m - \rho_b) \left(1 + \frac{k^4 D}{g(\rho_m - \rho_b)} \right)} \tilde{\xi}(k) \quad (3.2.11)$$

En esta ecuación puede apreciarse que cuanto mayor sea D , la rigidez de la litósfera, menor será la deflexión. Para $D = 0$ se obtiene la deflexión dada por la compensación de Airy.

Cabe analizar también la dependencia con los números de onda: para valores de k pequeños (longitudes de onda largas), la deflexión es mayor para una misma rigidez; para valores grandes (longitudes de onda corta, relieve variable), la deflexión es menor.

3.3 Anomalías gravimétricas

La fuerza ejercida sobre un elemento de masa en la superficie de la Tierra tiene dos componentes principales. Una se debe a la atracción gravitatoria que la tierra ejerce sobre la masa, y la otra a la fuerza centrífuga (no inercial). El término *gravedad*, tal como se usa en Geofísica, se refiere a los efectos combinados de ambas. Si la tierra tuviera simetría esférica y no rotara, la aceleración de la gravedad en su superficie sería constante. Sin embargo, debido a la rotación, topografía, y las variaciones laterales de densidad, la aceleración de la gravedad, g , varía con la ubicación en la superficie. La fuerza centrífuga produce una variación de g con la latitud. Como la Tierra no es del todo rígida, la rotación distorsiona la superficie, produciendo un achatamiento polar y un ensanchamiento ecuatorial. El resultado es que la gravedad es un 5% menor en el ecuador que en los polos. La Tierra tiene la forma de un esferoide oblongo, cuyo campo gravitatorio es el campo de referencia. La topografía y las inhomogeneidades de densidad de la Tierra conducen a variaciones locales de la gravedad en la superficie. A estas variaciones se las denomina *anomalías de gravedad* o *gravimétricas*.

3.3.1 Determinación de la gravedad de referencia. Anomalía primaria.

En los relevamientos gravimétricos en general se obtienen valores relativos del valor de la gravedad en cada punto, pero normalmente se *vinculan* a alguna localidad donde ya se ha determinado previamente un valor absoluto que se encuentra monumentado, y se obtienen entonces valores absolutos, que se podrían llamar de segundo orden ya que la gravedad absoluta no fue medida directamente.

Una vez determinada la gravedad absoluta en cada punto, interesa *descontar* de ese valor la contribución global de toda la tierra para obtener el efecto gravimétrico de la morfología local. Este valor que se descuenta suele ser denominado *gravedad teórica*, o *gravedad de referencia*. Resulta del cálculo de la gravedad producida por el elipsoide que mejor se adapta a la tierra y que gira como ella. Este cálculo se realiza según standards nacionales o internacionales para los parámetros del elipsoide. Para el elipsoide WGS84 es:

$$g_t = g_0 \frac{(1 + a \sin^2 \lambda)}{\sqrt{1 - b \sin^2 \lambda}} \quad (3.3.1)$$

λ es la **latitud** geográfica, y los valores de las constantes son los siguientes:

$$\begin{aligned} g_0 &= 978032.67714 \\ a &= 0.00193185138639 \\ b &= 0.00669437999013 \end{aligned}$$

Si llamamos g_a a la gravedad absoluta,

$$\Delta g = g_a - g_t \quad (3.3.2)$$

es la *anomalía gravimétrica primaria*.

3.3.2 Anomalía de aire libre

Pero la gravedad varía con la altura por encima o por debajo de la superficie del elipsoide y las mediciones en general no se realizan al nivel de referencia debido al relieve topográfico. Δg posee entonces una componente debida a la diferencia de nivel.

Si se remueve esa componente se obtiene lo que se denomina *anomalía de aire libre* que es la anomalía que se hubiera obtenido al medir en el nivel de referencia en caso de no haber roca de por medio.

El efecto a descontar por la variación con la altura está desarrollado en libros de texto, por ejemplo en Turcotte & Schubert, 1982, capítulo 5, apartado 8. Esta corrección depende de la altitud y de los parámetros que definen el elipsoide de referencia. Para el elipsoide WGS84 es:

$$C_a = (0.30855 + 2.19 \cdot 10^{-5} \cos^2 \theta) h \frac{\text{mgal}}{\text{m}} + 7.2 \cdot 10^{-8} \frac{\text{mgal}}{\text{m}^2} h^2 \quad (3.3.3)$$

donde h es la altura y θ es la latitud. **mgal** (*miligal*) es la unidad de aceleración que se usa corrientemente en gravimetría:

$$1 \text{ mgal} = 10^{-5} \text{ m/seg}^2$$

La *anomalía de aire libre*, a veces también llamada *anomalía de Faye*, es entonces:

$$\Delta g_{fa} = \Delta g + C_a = g_a - g_t + C_a \quad (3.3.4)$$

Notar que si $h > 0$, $C_a > 0$ (la gravedad disminuye con la altura; al llevarla a nivel cero ("bajarla"), se tiene un aumento).

3.3.3 Anomalía de Bouguer

Hay que tener en cuenta que en la gravedad medida está también influyendo la atracción gravitatoria de la masa de roca que hay debajo del punto de medición (cuando h es positiva). Cuando se calcula y se remueve este efecto se obtiene lo que se llama *anomalía de Bouguer*.

La aproximación más simple para el cálculo de este efecto se basa en suponer que la roca debajo del nivel de medición se extiende indefinidamente con densidad constante y sin relieve, o sea con la misma altura.

En tal caso la corrección es:

$$C_b = -0.0419 \frac{\text{mgal cm}^3}{\text{m g}} \rho_s h \quad (3.3.5)$$

donde ρ es la densidad (generalmente en g/cm^3) y h la altura (generalmente en metros).

Para una altura de 1000 m y una densidad de 2.67 g/cm^3 , la corrección resulta ser de -111.9 mgal.

Entonces:

$$\Delta g_b = \Delta g_{ra} + C_b = \Delta g + C_a + C_b = g_a - g_t + C_a + C_b \quad (3.3.6)$$

3.3.4 Corrección topográfica

Las correcciones de aire libre y Bouguer tienden a la obtención de una anomalía que represente las inhomogeneidades del subsuelo. Por eso los valores se "reducen" al nivel de referencia. Pero como se vio en el apartado anterior, la corrección de Bouguer es una primera aproximación. No tiene en cuenta el relieve aledaño al punto de medición. Si hay colinas o valles hay excesos o defectos de masa con respecto a la suposición de altura constante. Se desea corregir este efecto, para obtener una anomalía que sea el producto solamente del terreno subyacente.

La corrección es difícil. Significa calcular el campo gravitatorio de cuerpos de forma irregular. Además deben conocerse esos cuerpos, o sea, se deben tener datos de la topografía circundante.

La gravedad disminuye con la distancia pero aumenta con la altura, de manera que una montaña lejana puede producir, en un punto dado, el mismo efecto que un montículo cercano. De todos modos, la contribución de la topografía lejana va a variar suavemente o ser casi constante.

Otro aspecto de la corrección topográfica a tener en cuenta es que es siempre positiva (por supuesto, después de haber aplicado la corrección de Bouguer). Si se trata de una elevación respecto al punto de medición su influencia es disminuir la gravedad. Para removerlo hay que sumar una cantidad positiva. Si se trata de un valle, su efecto es una disminución en la atracción que significó la corrección de Bouguer. Para removerlo *también* hay que sumar una cantidad positiva. Notar que al practicar la corrección *después* de la de Bouguer lo que influye es la diferencia de altura con el entorno.

3.3.5 Anomalías gravimétricas en los mares.

En los océanos se mide directamente sobre la superficie del mar (en los relevamientos hechos por barcos), y en general no se hacen correcciones por altura de ninguna clase (cabría pensar en corregir al nivel medio del mar, o a la altura del geoide, que es una superficie equipotencial). Esta corrección sería seguramente de longitud de onda muy larga (relacionada con el recorrido del barco y la amplitud de las mareas) y en general no se la practica. Tampoco se adquieren datos de altura sobre el elipsoide. De manera que no se hace corrección por altura.

El hecho de que el barco sea una plataforma móvil en la superficie de la tierra hace que la aceleración de Coriolis sea importante. Esta corrección sí debe aplicarse. Se la denomina corrección Eötvös. Veamos cómo se deduce y cómo se aplica.

Consideremos la ecuación de movimiento de una partícula en un sistema de referencia que gira con velocidad angular constante $\vec{\Omega}$ (Landau & Lifshitz, 1960):

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -\vec{\nabla}U + 2m\vec{v} \times \vec{\Omega} + m\vec{\Omega} \times (\vec{r} \times \vec{\Omega}) \quad (3.3.8)$$

m es la masa de la partícula, U es el potencial inercial, $\vec{v}$ es la velocidad y $\vec{r}$ el vector posición. El origen de coordenadas debe estar en el eje de giro, o sea que no debe tener traslación; si no es así hay que agregar otro término. Los dos términos del segundo miembro que contienen la velocidad angular son, respectivamente, la fuerza de Coriolis y la fuerza centrífuga, ambas fuerzas no inerciales.

En nuestro caso, U es el potencial gravitatorio. Vamos a considerar la componente radial de esta ecuación en un sistema de coordenadas esféricas r, θ, ϕ . Referida a la Tierra, θ es la colatitud. Se tendrá, para la aceleración:

$$a_r = \frac{dv_r}{dt} = \ddot{r} - r\dot{\theta}^2 - r\dot{\phi}^2 \sin^2 \theta \quad (3.3.9)$$

Y para la fuerza inercial:

$$-\frac{\partial U}{\partial r} = mg_r = -m|g_r| \quad (3.3.10)$$

donde g_r es la componente radial del campo gravitatorio, que es negativa en coordenadas esféricas normales.

Para la fuerza centrífuga se tiene:

$$m\vec{\Omega} \times (\vec{r} \times \vec{\Omega}) = m\Omega^2 r \sin \theta = ma_{cent} \quad (3.3.11)$$

Y para la fuerza de Coriolis:

$$2m\vec{v} \times \vec{\Omega} = 2m\Omega r \dot{\phi} \sin^2 \theta = ma_{cor} \quad (3.3.12)$$

Usamos las ecuaciones 3.3.9 - 3.3.12 para la componente radial de 3.3.8 y despejamos $\ddot{r}$, obteniendo:

$$\begin{aligned}\ddot{r} &= -|g_r| + \Omega^2 r \sin^2 \theta + 2\Omega r \dot{\phi} \sin^2 \theta + \dot{r}\dot{\theta}^2 + r\dot{\phi}^2 \sin^2 \theta = A_r \\ A_r &= -|g_r| + a_{cent} + a_{cor} + a'_{cent}\end{aligned}\quad (3.3.13)$$

donde:

$$a'_{cent} = r\dot{\theta}^2 + r\dot{\phi}^2 \sin^2 \theta \quad (3.3.14)$$

es la aceleración centrípeta debida al movimiento relativo al sistema móvil.

Para una partícula pueda estar en equilibrio en un sistema que se mueve sobre la esfera habrá que sostenerla con una fuerza F_r tal que resulte $\ddot{r} = 0$. O sea que debe ser:

$$m\ddot{r} = 0 = mA_r + F_r \quad (3.3.15)$$

Entonces esa fuerza es proporcional a la gravedad medida:

$$F_r = mg_{med} \quad (3.3.16)$$

con lo cual resulta:

$$g_{med} = -A_r = |g_r| - a_{cent} - a_{cor} - a'_{cent} = |g_r| - a_{cent} - a_{eot} \quad (3.3.17)$$

con:

$$a_{eot} = a_{cor} + a'_{cent} = 2\Omega r \dot{\phi} \sin^2 \theta + \dot{r}\dot{\theta}^2 + r\dot{\phi}^2 \sin^2 \theta \quad (3.3.18)$$

De manera que para la gravedad del lugar se tendrá, cuando se mide en una plataforma que se mueve sobre la tierra considerada como esférica:

$$\boxed{|g_r| = g_{med} + a_{cent} + a_{eot}} \quad (3.3.19)$$

En la ecuación 3.3.1 tenemos expresada la que llamamos gravedad de referencia (g_t); esa gravedad es la del campo creado por el elipsoide de referencia con la contribución de la fuerza centrífuga incluida. O sea que es:

$$g_t = |g_{r0}| - a_{cent} \quad (3.3.20)$$

Si se plantea la anomalía primaria de manera análoga a como se lo hizo en 3.3.1 se tiene:

$$\Delta g = g_{med} - g_t = |g_r| - |g_{r0}| - a_{eot} \quad (3.3.21)$$

Planteadas así, no está representando una variación debida a la distribución de masas, ya que depende de la velocidad de la plataforma. De manera que en este caso hay que plantearla así:

$$\Delta g' = g_{med} - g_t + a_{eot} = |g_r| - |g_{r0}| \quad (3.3.22)$$

De acuerdo con lo expresado al principio de este apartado, como no se hacen correcciones por altura, esta es directamente la anomalía de aire libre para un relevamiento marino.

La anomalía de Bouguer se usa a veces también. La corrección en este caso consiste en considerar que se reemplaza el espesor de agua debajo de la superficie por un espesor de roca con densidad igual a la densidad media de la corteza. Las anomalías de Bouguer son entonces mayores que las anomalías de aire libre en el mar. Si el fondo del mar tiene relieve variable, se hace necesario en este caso practicar la corrección topográfica.

3.4 Modelación bidimensional de anomalías

3.4.1 Método de la integral de línea

En el apéndice G desarrollamos la fórmula de la atracción gravitatoria en el origen de coordenadas de una placa bidimensional semi infinita con un lado oblicuo:

$$g_z = 2G\rho \left\{ (\varphi_2 z_2 - \varphi_1 z_1) - \frac{(z_2 x_1 - x_2 z_1)}{h^2} \left[\Delta x (\varphi_2 - \varphi_1) + \Delta z \ln \frac{r_1}{r_2} \right] \right\} \quad (G1.14)$$

El dibujo de la placa está en el diagrama G1.1. Como se ve en G1.5, g_z depende sólo de la posición de los vértice 1 y 2 de la placa. ρ es el contraste de densidad entre la placa y el medio circundante.

Es inmediato que si se quiere calcular el efecto gravimétrico de un polígono cerrado hay que sumar contribuciones análogas de todos los lados que componen el polígono:

$$g_z = 2G\rho \sum_{n=1}^N \left\{ - \frac{(z_{n+1} x_n - x_{n+1} z_n)}{h_{n,n+1}^2} \left[\Delta x_{n,n+1} (\varphi_{n+1} - \varphi_n) + \Delta z_{n,n+1} \ln \frac{r_n}{r_{n+1}} \right] \right\} \quad (3.4.1)$$

El índice n recorre los N vértices del polígono. El último índice, $N+1$, corresponde al cierre del polígono con el primer vértice, de manera que $N+1$ es equivalente a 1. El primer término entre llaves en (G1.14) se cancela al cerrar el polígono. El signo del resultado depende del sentido de recorrido del polígono; tal como está la fórmula 3.4.1, el sentido debe ser contrario a las agujas del reloj.

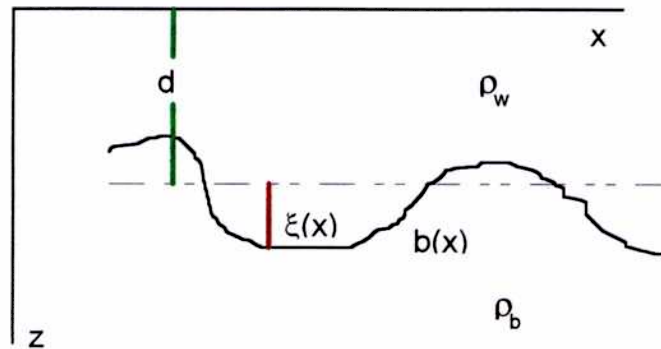
Con un polígono se puede aproximar un cuerpo real casi tanto como se quiera. Si se trata de un perfil batimétrico, como los que estamos considerando en este capítulo, puede tal vez ser mejor usar la fórmula G1.4 sin "cerrar" el polígono, pero hay que tener cuidado de cómo se hace. Hemos escrito un programa llamado *nuex2* al cual se ingresan uno o varios perfiles topográficos (interfaces) y las respectivas densidades, y con esto calcula el efecto gravimétrico del relieve de cada interfaz. En

el apartado siguiente veremos la aproximación lineal del efecto gravimétrico de estos relieves.

En Talwani (1973) se desarrollan ampliamente ecuaciones y métodos para calcular la atracción gravitatoria de cuerpos en 2 y 3 dimensiones.

3.4.2 Anomalía gravimétrica producida por un relieve topográfico de baja amplitud

Consideremos la superficie de separación entre dos medios de densidades ρ_w (arriba) y ρ_b (abajo).



La superficie tiene un relieve variable en una sola dirección que tomaremos como x . Calcularemos la anomalía en el plano $z = 0$ que está encima de la superficie, como en el dibujo, y respecto al cual ésta tiene profundidad media d . La anomalía *producida por el relieve* (en general habrá algún tipo de compensación, ver más adelante), quedará determinada por sus desviaciones respecto al valor medio. Consideremos estas desviaciones positivas hacia abajo y llamemos $\xi(x)$ a la función que las describe, de manera tal que será:

$$\xi(x) = b(x) - d \quad (3.4.2)$$

$b(x)$ es la distancia (variable) de la superficie de referencia a la de separación, que podría ser el fondo del mar. En ese caso $b(x)$ sería la batimetría. Cabe notar que ahora estamos usando una convención de signo diferente que en el apartado 3.2: ahora son *positivas las depresiones y negativas las elevaciones*.

Recordando que z es positivo hacia el centro de la tierra, tenemos que la anomalía gravimétrica está dada por:

$$\Delta g(x) = 2G\Delta\rho \int_{-\infty}^{\infty} dx' \int_d^{d+\xi(x')} \frac{z' dz'}{R^2} \quad (3.4.3)$$

donde G es la constante de gravitación universal y $\Delta\rho$ es la diferencia de densidades entre el medio de arriba y el de abajo, $\Delta\rho = \rho_w - \rho_b$ (recordemos otra vez que, según (3.4.2), ξ es positiva si el medio de arriba es *más profundo* que el promedio). x' y z' , las variables de integración, van recorriendo la "zona anómala", donde el

material de densidad ρ_w ha reemplazado al material de densidad ρ_b

$$R = \sqrt{(x - x')^2 + z'^2}$$

Si se supone que $\xi \ll d$ se puede hacer la integral en z' a primer orden en ξ . Se tiene entonces:

$$\Delta g(x) = 2G\Delta\rho \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\xi(x') dx'}{(x - x')^2 + d^2} \quad (3.4.4)$$

Esta expresión es útil porque de ella surgen relaciones interesantes en el dominio de los números de onda. Como puede observarse, Δg resulta proporcional a la convolución entre $\xi(x)$ y $\rho(x)$, donde:

$$\rho(x) = \frac{1}{x^2 + d^2}$$

Entonces la transformada de Fourier de Δg ($\tilde{g}(k)$), siendo k el número de ondas), será proporcional al producto de las transformadas de ξ y ρ , que son $\tilde{\xi}(k)$ y $\tilde{\rho}(k)$, respectivamente:

$$\tilde{g}(k) = 2G\Delta\rho d \tilde{\xi}(k) \tilde{\rho}(k) \quad (3.4.5)$$

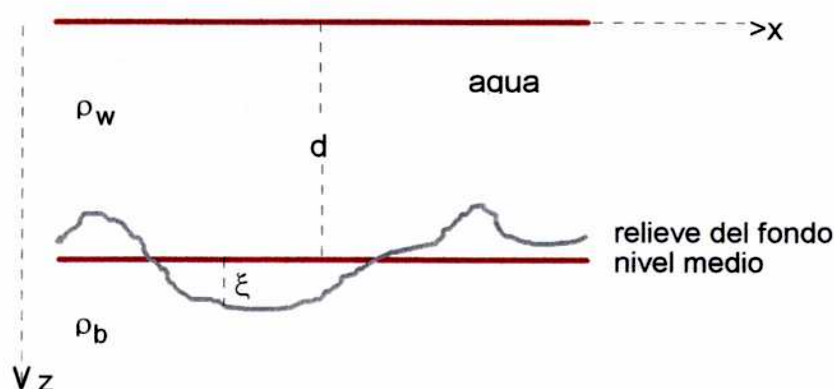
$\tilde{\rho}(k)$ es fácil de hallar: $\tilde{\rho}(k) = -\frac{\pi}{d} e^{-kd}$

Entonces:

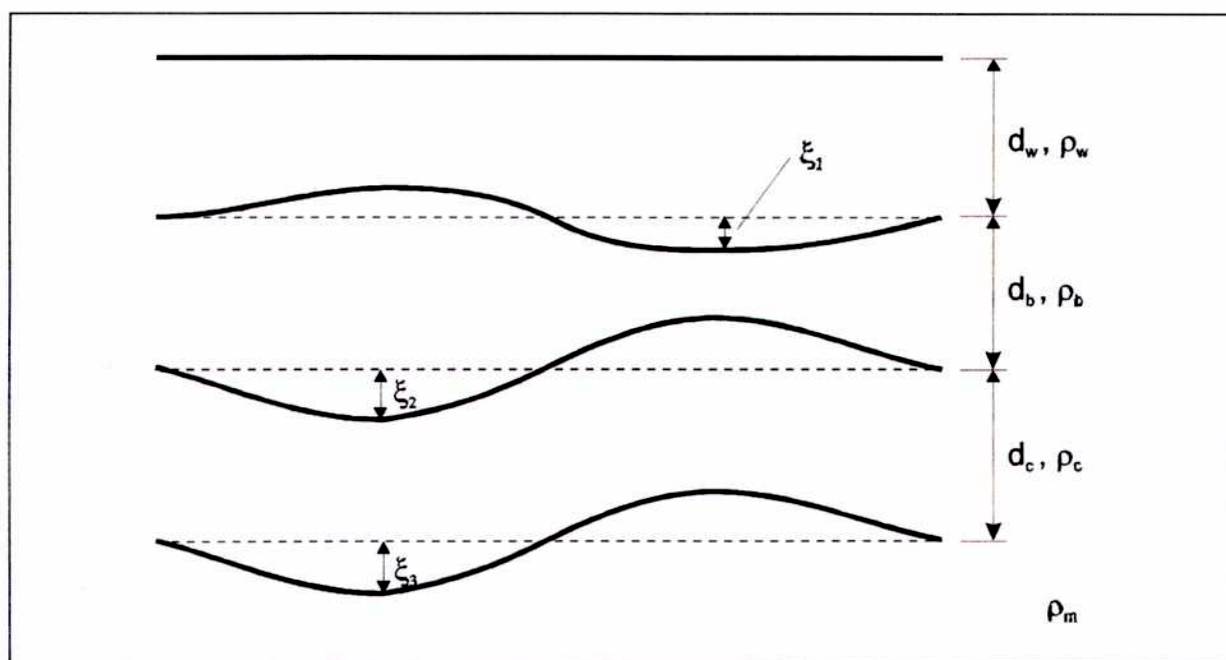
$$\tilde{g}(k) = -2\pi G\Delta\rho \tilde{\xi}(k) e^{-kd}$$

Introduciendo ρ_e , la densidad media de la tierra, a , el radio medio de la tierra, y g , la aceleración de la gravedad en la superficie terrestre, se puede prescindir de G :

$$\tilde{g}(k) = -\frac{3g}{2\rho_e a} (\rho_b - \rho_w) \tilde{\xi}(k) e^{-kd} \quad (3.4.6)$$



Hasta aquí hemos considerado la anomalía creada por el relieve de la superficie de separación entre dos medios de densidades diferentes. Pueden haber otras discontinuidades de densidades, por ejemplo más abajo. Si en cada una de ellas se



cumple que la amplitud del relieve es pequeña respecto al valor medio de la profundidad de la discontinuidad, cada una de ellas tendrá una contribución similar a la expresada en (3.4.6). Por ejemplo, si hay dos discontinuidades se tendrá:

$$\tilde{g}(k) = \frac{3g}{2\rho_e a} \left(\Delta\rho_1 \tilde{\xi}_1(k) e^{-kd} + \Delta\rho_2 \tilde{\xi}_2(k) e^{-k(d+t)} \right) \quad (3.4.7)$$

donde las ξ_i son las desviaciones en cada interfaz y las $\Delta\rho_i$ las correspondientes diferencias en densidades; t es el espesor medio de la segunda capa.

3.4.3 Relieve de baja amplitud con compensación isostática

Aplicaremos la fórmula (3.4.7) a un relieve submarino como el del diagrama, con tres interfaces.

d_w es la profundidad media del mar; $\xi_1(x)$ es el relieve, de valor medio nulo, y positivo cuando hay una depresión, en consistencia con el sentido del eje z , que apunta hacia abajo. d_b es el espesor medio de la capa entre la primera y la segunda interfaz, la densidad de cuyo material es ρ_b . $\xi_2(x)$ es el relieve, también de valor medio nulo; d_c es el espesor cortical, ρ_c la densidad de la corteza oceánica. $\xi_3(x)$ es el relieve de la interfaz corteza - manto y ρ_m la densidad de las rocas del manto. La profundidad media de la segunda interfaz es $t_2 = d_w + d_b$ y la profundidad de la tercera es $t_3 = d_w + d_b + d_c$.

Entonces se tendrá, para la transformada de Fourier de la anomalía gravimétrica en la superficie del mar:

$$\tilde{g}(k) = \frac{3g}{2\rho_e a} \left(\Delta\rho_1 \tilde{\xi}_1(k) e^{-k d_w} + \Delta\rho_2 \tilde{\xi}_2(k) e^{-k t_2} + \Delta\rho_3 \tilde{\xi}_3(k) e^{-k t_3} \right) \quad (3.4.8)$$

En esta ecuación es:

$$\begin{aligned} \Delta\rho_1 &= \rho_w - \rho_b = -\Delta\rho_{bw} \\ \Delta\rho_2 &= \rho_b - \rho_c = -\Delta\rho_{cb} \\ \Delta\rho_3 &= \rho_c - \rho_m = -\Delta\rho_{mc} \end{aligned} \quad (3.4.9)$$

donde hemos usado diferencias de densidades definidas positivas en los terceros miembros de las (3.4.9).

Pero los relieves de las interfaces pueden estar relacionados. Una posibilidad es que exista equilibrio hidrostático (compensación de Airy), en cuyo caso será (ver apartado 3.2.1, ecuación 3.2.7):

$$\tilde{\xi}_3(k) = \tilde{\xi}_2(k) = -\frac{(\rho_b - \rho_w)}{(\rho_m - \rho_b)} \tilde{\xi}_1(k) \quad (3.4.10)$$

Para la compensación elástica (modelo flexural, ver apartado 3.2.2, ecuación 3.2.11) se obtiene:

$$\tilde{\xi}_3(k) = \tilde{\xi}_2(k) = \frac{(\rho_b - \rho_w)}{(\rho_m - \rho_b) \left(1 + \frac{k^4 D}{g(\rho_m - \rho_b)} \right)} \tilde{\xi}_1(k) \quad (3.4.11)$$

Esta última ecuación se convierte en la anterior para $D = 0$. Entonces introducimos esta última en (3.4.8) para obtener la transformada de Fourier de la anomalía gravimétrica:

$$\tilde{g}(k) = -\frac{3g}{2\rho_e a} \Delta\rho_{bw} e^{-k d_w} \left[1 - e^{-k d_b} \frac{(\Delta\rho_{cb} + \Delta\rho_{mc} e^{-k d_c})}{\Delta\rho_{mb} (1 + c_k)} \right] \tilde{\xi}_1(k) \quad (3.4.12)$$

donde:

$$c_k = \frac{k^4 D}{g(\rho_m - \rho_b)} \quad (3.4.13)$$

y:

$$\Delta\rho_{mb} = \rho_m - \rho_b \quad (3.4.14)$$

3.5 La función de admitancia

En la ecuación (3.4.3.4) podemos apreciar que en el dominio de los números de onda la anomalía gravimétrica depende *linealmente* de la batimetría del fondo oceánico para el modelo considerado: relieve bidimensional de baja amplitud con compensación flexural. O sea que el cociente:

$$Z(k) = \frac{\tilde{g}(k)}{\tilde{\xi}(k)} \quad (3.5.1)$$

es independiente de $\tilde{\xi}(k)$, dependiendo sí de varias propiedades de la litósfera: morfología, densidades, propiedades elásticas:

$$Z(k) = \frac{\tilde{g}(k)}{\tilde{\xi}_1(k)} = -\frac{3g}{2\rho_e a} \Delta\rho_{bw} e^{k\alpha_w} \left[1 - e^{k\alpha_b} \frac{(\Delta\rho_{cb} + \Delta\rho_{mc} e^{k\alpha_c})}{\Delta\rho_{mb}(1 + c_k)} \right] \quad (3.5.2)$$

Esta relación, $Z(k)$, se denomina *función de admitancia* (Dorman y Lewis, 1970; Mc Kenzie y Bowin, 1976). Puede observarse en (3.4.2) que además es una función real, aun cuando en el dominio de los números de onda las funciones son en general complejas.

$Z(k)$ (la función de admitancia, FA) ha sido utilizada para el estudio de los mecanismos de compensación isostática y de las propiedades elásticas de la litósfera. En estos casos se calcula su versión experimental *partir de las mediciones* de gravedad y batimetría, y usando la ecuación 3.5.2 se ajustan los valores de los parámetros elásticos.

Para el cálculo de la FA experimental se usan normalmente varios perfiles y se realiza un promedio espectral sobre los mismos para minimizar el ruido y la contribución de efectos tridimensionales:

$$Z_e(k) = \frac{\sum_{i=1}^{N_p} G_i(k) B_i^*(k)}{\sum_{i=1}^{N_p} B_i(k) B_i^*(k)} \quad (3.5.3)$$

El subíndice i recorre los perfiles, teniéndose un número N_p de ellos; el asterisco denota complejo conjugado. $G_i(k)$ y $B_i(k)$ gravimetría y batimetría como series de valores de transformadas de Fourier discretas para cada perfil.

4. EXPERIMENTACIÓN

4.1 Planteo de la corrección

La función de admitancia puede variar considerablemente de un lugar a otro y puede por lo tanto ser difícil de estimar adecuadamente. Las variaciones se deben a diferencias en la estructura e historia geológica entre una región y otra. Por ejemplo, un margen continental pasivo que es *morfológicamente* uniforme en toda su extensión puede tener una variación de la FA a lo largo de su extensión si la respuesta isostática a la carga sedimentaria varía en esa dirección. La diferencia en respuesta isostática a lo largo del margen puede desarrollarse si un gran influjo de sedimentación ocurre en una región cuando la litósfera es relativamente *delgada y débil*, mientras que en otro lugar del margen el mayor episodio de sedimentación ocurre varios millones de años después sobre litósfera más *fuerte y gruesa*, ya que el espesor de la litósfera crece con el tiempo desde que fue creada (Leeds et al., 1974; Turcotte & Schubert, 1982), así como también su *rigidez* (Karner & Watts, 1982; Watts et al., 1980).

El margen Oeste del mar de Weddell se puede considerar en *primera aproximación* como una estructura *bidimensional* de dirección Norte-Sur por lo menos entre los paralelos 64 y 70 (figura 5). LaBrecque et al. (1986) y Grunow et al. (1987) han sugerido que este margen evolucionó de manera uniforme de Norte a Sur.

Teniendo en cuenta estas consideraciones, se puede en principio *utilizar la gravedad junto con la topografía confiable de la zona Norte para calcular $Z_e(k)$* , tomándola como referencia, y luego usarla en la zona Sur *junto con los datos de gravedad para calcular la topografía*, que en esta zona es dudosa, invirtiendo la fórmula (3.5.1). Con este planteo no haría falta hacer suposiciones sobre las propiedades de la litósfera, sino sólo considerar que son las mismas a lo largo del margen.

Para calcular la FA de referencia tomamos 6 perfiles de dirección Oeste-Este muestreados del archivo correspondiente al mapa combinado (figura 5) *desde el meridiano 60 hasta el 44*. En los mismos puntos de los valores de gravedad muestreamos datos de batimetría de un archivo con una compilación global basada en la batimetría GEBCO (Johnson et al., 1983). Luego usamos la fórmula 3.5.3.

Los perfiles usados encuentran ubicados entre las latitudes 65 y 66 S. Hacia el Norte de esta banda la batimetría es buena, pero disminuye la densidad de datos de gravedad y además la estructura del margen deja de ser bidimensional. Hacia el Sur es donde la topografía se vuelve dudosa.

En la figura 6a se muestran gráficos del valor absoluto de la FA resultante junto con varios modelos teóricos (ecuación 3.5.2) de la misma función para caso de validez de la aproximación lineal.

Los modelos difieren en algunos de los parámetros empleados para calcularlos.

En la rigidez flexural (ecuación 3.1.5):

$$D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} = \frac{ET_e^3}{12(1-\nu^2)} \quad (4.1.1)$$

hemos usado siempre los mismos valores para ν y E : $\nu = 0.25$ y $E = 100 \text{ MPa}$ (*mega Pascal*; $1 \text{ Pa} = 1 \text{ Newton/m}^2$). Hemos variado h , generalmente simbolizado con T_e y denominado *espesor elástico efectivo de la litósfera* (Walcott, 1970).

También hemos mantenido fijos los valores de las densidades del manto y agua: $\rho_m = 3.30 \text{ g/cm}^3$ y $\rho_w = 1.03 \text{ g/cm}^3$.

Respecto a la batimetría, consideramos terreno sedimentario experimentando con densidades alrededor de 2.6 g/cm^3 , y para la corteza oceánica experimentamos con valores alrededor de 2.8 en las mismas unidades.

Los parámetros que más influyen en la forma de la curva y la manera en que lo hacen son:

T_e que controla la pendiente positiva para valores bajos de k .

ρ_b la densidad de los sedimentos, que controla la altura del máximo.

d_w la profundidad media del mar, que controla el decaimiento exponencial asintótico.

Como puede observarse en esta figura, los modelos teóricos no ajustan. El peor desacuerdo aparece en el comportamiento de las curvas a partir del máximo: las curvas teóricas decrecen regularmente; la curva experimental decrece muy rápido y además oscila.

La figura 6b muestra otra vez el valor absoluto de la FA experimental pero con escala vertical semilogarítmica y además su *fase*. Como se ve, la fase *oscila alrededor de cero* para valores de k bajos pero luego comienza a variar entre $-\pi$ y $+\pi$. O sea que es *compleja*, a diferencia de la aproximación lineal teórica, que es real.

Estos resultados plantean entonces varios interrogantes:

Es correcto el esquema numérico?

Es válido el modelo bidimensional?

Es válida la *aproximación lineal*?

Por otra parte, para un caso como éste, en que se intenta corregir la batimetría, hay otro problema que es independiente del anterior: *el comportamiento de $Z(k)$ para números de onda bajos*: tiende a cero con k , con lo cual se dificulta la inversión

$$\tilde{\xi}(k) = \frac{\tilde{g}(k)}{Z(k)}.$$

4.2 Efectos no lineales

La función de admitancia de la ecuación (3.5.2) fue derivada suponiendo un relieve de amplitud baja en comparación con la profundidad media del mismo.

La topografía del margen es a grandes rasgos una función escalón, de aproximadamente 4 km de amplitud para el Weddell Oeste. Es entonces dudoso que se pueda cumplir la condición de linealidad entre $\tilde{g}(k)$ y $\tilde{\xi}(k)$.

Sin embargo, Karner y Watts (1982) han tratado ya este problema para márgenes continentales de tipo Atlántico. Si bien reconocieron los efectos no lineales introducidos por este tipo de topografía, *llegaron a la conclusión de que estos efectos se*

cancelan si los promedios expresados en (3.5.3) se realizan sobre *varios perfiles con diferentes anchos de talud*.

Lo primero que cabe pensar es que los efectos no lineales *no se han cancelado promediando*. Este comportamiento puede tal vez atribuirse al escaso número de perfiles disponibles para realizar el promedio según lo sugerido por G. Karner (comunicación personal).

4.3 Función de admitancia sintética

4.3.1 Función de admitancia teórica en un margen simple

Para tratar de esclarecer los resultados y a la vez probar si los efectos de borde resultantes de calcular la transformada de Fourier discreta no los estaban afectando de manera indeseada se probó un método independiente: calcular analíticamente las transformadas de Fourier del efecto gravimétrico y de la topografía para un margen sintético simple sin sedimentos con compensación isostática local.

El desarrollo del cálculo se encuentra en el apéndice G3. Traemos aquí la ecuación (G3.9):

$$Z_t(k) = -\frac{3gT}{2\rho_e a w \operatorname{sen}(kT)} \left\{ \Delta\rho_{cw} \cos\alpha e^{i\alpha} \left[e^{ikT} - e^{ikT} e^{-kw} \right] + \right. \\ \left. + \Delta\rho_{mc} \cos\beta e^{i\beta} \left[e^{ikT} e^{kw'} - e^{ikT} \right] e^{k(w+t)} \right\} \quad (4.3.1)$$

Como puede verse en los diagramas G3.1 y G3.2, T es el semiancho del talud, w es la profundidad del mar, constante desde el pie del talud, y w' es el espesor de acenso del manto en la zona oceánica.

La aproximación lineal (resulta de considerar la 3.5.2 con sólo dos interfaces, es decir, haciendo $b \equiv c$, y además $c_k=0$) da, para este caso:

$$Z(k) = -\frac{3g}{2\rho_e a} \Delta\rho_{cw} e^{kd_w} (1 - e^{kd_c}) \quad (4.3.2)$$

Para $k=0$ ambas (4.3.1 y 4.3.2) se anulan, pero sus comportamientos a primer orden difieren. En G.3.15 tenemos que:

$$Z_t(k) \rightarrow -\frac{3g}{2\rho_e a} \Delta\rho_{cw} k(w+t) \quad \text{para } k \rightarrow 0 \quad (4.3.3)$$

Y de 4.3.2 deducimos:

$$Z(k) \rightarrow -\frac{3g}{2\rho_e a} \Delta\rho_{cw} kd_c \quad \text{para } k \rightarrow 0 \quad (4.3.4)$$

Para valores grandes de k , Z_t está gobernada por el factor:

$$f_{as} = \frac{\exp i[(-\alpha + kT)]}{\text{sen}(kT)} \quad (4.3.5)$$

El numerador de f_{as} tiene una fase que crece linealmente con k . Pero el denominador tiene ceros para valores de k tales que $kT = m\pi$, lo cual resulta en que el valor absoluto de la fase del cociente nunca supera $\pi/2$. Este denominador, debido a las características de la topografía, genera singularidades tanto en la parte real como la imaginaria de Z_t .

En la figura 7a hemos graficado amplitud, fase y componentes real e imaginaria para un caso en que $T = 100$ km y $w = 4$ km. Estos son valores típicos de márgenes pasivos; cabe notar que entonces en general tanto α como β serán cercanos a $\pi/2$ (ver apéndice G3, ecuación G3.12). Podemos ver que la amplitud tiene picos (singularidades) para los valores de k que cumplen $k = m\pi/T$, con m entero, excepto para $m = 0$. También podemos ver que la amplitud *no decae*, sino que llega a un valor constante sobre el cual los picos están superpuestos. El comportamiento asintótico de la componente imaginaria es cercano a $-\cot(kT)$; sería igual si α fuera $\pi/2$; para el caso que graficamos es $\alpha = 0.97\pi/2$.

4.4 Pseudofase

En el gráfico de la fase en la figura 7a observamos discontinuidades de amplitudes cercanas a $-\pi$: en los puntos singulares pasa de $\pi/2$ a $-\pi/2$ (no exactamente).

Esto nos dio la idea de graficar lo que hemos llamado **pseudofase** o **fase estirada**, que es la fase a la que se le han *removido* las discontinuidades de valor $-\pi$. La pseudofase aparece en el rincón izquierdo superior de la figura 7a. Nótese que hemos dividido el rango de k en dos, estando la línea divisoria en $k_c = 0.05 \text{ km}^{-1}$. Hemos practicado ajustes lineales a la pseudofase a ambos lados de k_c . El ajuste para $k > k_c$ dio una pendiente de 101 km, valor muy cercano a T . Hemos repetido este experimento con valores de T diferentes y hemos obtenido aproximaciones similares, lo cual nos llevó a la siguiente regla, que resultó de utilidad: el comportamiento asintótico de la pseudofase es kT , y podemos considerarlo válido a partir de $k = k_c = 0.05 \text{ km}^{-1}$.

En la figura 7b mostramos los perfiles de gravedad y batimetría correspondientes al margen sintético para el cual calculamos antes Z_t (función de admitancia analítica) para la figura 7a. El perfil batimétrico muestra sólo el relieve de la superficie y no el de la interfaz corteza - manto que también se usó para calcular la anomalía gravimétrica.

También mostramos los espectros de potencia de gravedad y batimetría calculadas a partir de los correspondientes perfiles de manera numérica, usando la transformada de Fourier digital. Veamos qué definición usamos para los espectros.

Sea f_n una muestra de gravedad o batimetría, en un perfil con N valores espaciados una distancia Δx . Un elemento del perfil de estimadores de la transformada de Fourier es:

$$\hat{f}_m = \Delta x S_m = \Delta x \sum_{n=0}^{N-1} f_n e^{i \frac{2\pi}{N} mn} \quad (4.4.1)$$

El espectro de densidad de potencia puede definirse así (ver discusión en capítulo 3, apartado 3.1.1.1):

$$R_{Nm} = \frac{1}{L} |\hat{f}_m|^2 = \frac{1}{N\Delta x} |\hat{f}_m|^2 = \frac{\Delta x}{N} |S_m|^2 \quad (4.4.2)$$

O sea que lo que hemos graficado y llamado “potencia” graficando su espectro son los valores de R_{Nm} , proporcionales a los elementos de la transformada de Fourier discreta al cuadrado.

Puede verse que gravedad y batimetría tienen picos y valles que coinciden en posición, de manera que al hacer el cociente que implica la FA se suavizan casi totalmente. Pero en los valles de la batimetría que son ceros quedan picos agudos en la amplitud de Z_t (figura 7a).

La figura 7c muestra la misma FA que la figura 7a (o sea para el margen simple) pero calculada usando los perfiles de gravedad y topografía graficados en 7b, en lugar de usar la fórmula (4.3.1). Lo hicimos para probar nuestro método numérico. 7c debería ser idéntica a 7a. No lo es, pero es muy parecida. Las diferencias están en las singularidades, que son muy difíciles de resolver. Tanto gravedad como topografía no tienen un comportamiento bueno para aplicar transformada de Fourier. El algoritmo de la TFD discreta transforma la función en periódica, y tanto en gravedad como en topografía ello implica un salto que genera mucho ruido numérico. La figura 7d ilustra lo que ocurre si no se suaviza este salto: oscilaciones de período $2\Delta k$. El método que usamos suaviza la extensión de las funciones fuera del intervalo en que hay datos con ventana medio coseno. La ventana llega hasta donde hay que extender la función para llegar a una potencia entera de 2 para el número de elementos, y así usar la transformada rápida de Fourier. Si la extensión es corta, que se puede dar si el número de muestras es poco menor que una potencia entera de 2, se la alarga usando la siguiente potencia.

Otro método sugerido (Karner & Watts, 1982; Macario y Dauphin, 1989) es *reflejar* los datos al extenderlos. Esto implica forzar a los perfiles a ser simétricos con respecto a su origen. Y hace que la TFD sea necesariamente real, por las propiedades de la T. de Fourier y también de la TFD. El resultado es malo. Además de haber anulado la parte imaginaria artificialmente, aparecen unas oscilaciones que en un principio no se entienden, pero que se puede demostrar analíticamente que resultan de un factor *senka* que la reflexión introduce, donde a es el ancho del perfil extendido.

4.5 Función de admitancia de un margen pasivo

La figura 8a muestra la FA calculada para uno de los perfiles que se usaron de referencia, que corresponde a los 65° de latitud. Se observa que, al igual que la FA sintética, la amplitud no tiene un decaimiento neto. Además de picos, presenta valles. Los picos se deben a mínimos en el espectro de la topografía, y los valles a mínimos en el espectro de la gravedad. En el caso sintético, ambos efectos se superponen y predomina el topográfico. En el caso real, no hay en general tal superposición, lo cual puede atribuirse a falta de compensación local de la topografía. Cabe notar que la componente real toma valores negativos.

Se observa también que la fase no es despreciable, siendo este un elemento importante de diferencia con la aproximación lineal. Cabe notar además que la fase tiene discontinuidades de valores -2π y $+2\pi$. El caso -2π significa que el ángulo creció hasta dar una vuelta completa y que siguió creciendo en el mismo sentido. El caso $+2\pi$ significa que la fase decreció, volvió para atrás. Hemos calculado también la pseudofase, removiendo las discontinuidades $-\pi$, $+\pi$, -2π y $+2\pi$. No es fácil hacerlo, ya que generalmente no están muy bien definidas. Pero los resultados son buenos para $k > k_c$: el ajuste lineal da un valor razonable si se lo compara con el semiancho del talud.

En la figura 8b hemos representado gravedad, topografía y espectros para el mismo perfil. Es importante notar que en los espectros los picos y los valles de gravedad y topografía *no coinciden* en general, como ocurre en el caso de topografía perfectamente compensada. Este hecho: espectros con picos y valles que no coinciden explica el comportamiento complicado de la fase y los valores negativos grandes de la FA.

El intervalo de muestreo en gravedad y topografía es relativamente grande en nuestra experimentación (~ 4 km), dado que usamos perfiles muestreados de grillas con celdas de $5^\circ \times 5^\circ$ (latitud y longitud). Quisimos averiguar hasta qué punto esto podría afectar nuestros resultados. Lo que hicimos para esto fue modelar los perfiles de gravedad. Tuvimos en cuenta el espesor sedimentario calculado usando los perfiles magnéticos (ver capítulo 3) y además nos guiamos por la modelación hecha por Robin Bell (Bell, 1989). Para poder reproducir los perfiles aunque sea de manera aproximada, hace falta tener en cuenta los sedimentos. La figura 9b presenta un perfil de topografía del margen simplificado aunque un poco menos que en nuestro caso de la FA teórica, y el correspondiente perfil de gravedad. No hemos dibujado las interfaces sedimentos - corteza ni corteza - manto para mantener las mismas escalas. Los cálculos se hicieron a intervalos iguales de 0.5 km, o sea simulando un intervalo de muestreo mucho menor que el que usamos para los perfiles reales. Puede apreciarse que los espectros de gravedad y topografía tienen máximos y mínimos; los máximos en general son suaves, pero los mínimos son agudos, cosa que se observa también en los perfiles experimentales (figura 8b). Además, máximos y mínimos de gravedad y topografía tampoco coinciden, con lo cual el comportamiento de la función de admitancia (figura 9a) presenta oscilaciones para componente real e imaginaria. Otra vez, la amplitud de la FA no tiene un decaimiento neto notorio. Estos resultados nos permiten descartar la posibilidad de que sea el intervalo de muestreo ancho la causa del comportamiento particular de la FA observada; como el modelo usado es bidimensional, la prueba hecha también sirve para descartar la posibilidad de que el comportamiento observado se deba a "ruido" tridimensional.

Otro tema que tuvimos que estudiar fue el resultado que cabe esperar si se promedian funciones de admitancia de márgenes con diferentes anchos de talud. Para no mezclar efectos (vimos que la falta de compensación isostática de la topografía genera un comportamiento "salvaje" para la fase), probamos promediar varios perfiles simples como el que usamos para calcular la FA teórica (figura 7), que están exactamente compensados. El resultado fue que efectivamente la componente imaginaria se achica, aparecen menos picos en la amplitud de la FA, pero su amplitud no decae.

Hasta acá llegamos entonces a las siguientes conclusiones respecto a la FA en el margen:

- Es compleja; no puede despreciarse la parte imaginaria.
- Puede tener singularidades, sobre todo valles pronunciados.
- No se anula para el número de onda tendiendo a infinito.
- La aproximación lineal (ecuación 3.5.2) es mala.

Tenemos ahora que analizar qué cabe esperar respecto a los promedios. En principio diríamos que se suavizan las singularidades pero que no decae. Pero nuestra FA resultante de promediar 6 perfiles (figuras 7a y 7b) observamos un decaimiento mayor aún que el que predice la aproximación lineal.

Observando los gráficos de las FA's individuales que contribuyeron al promedio, así como también los espectros de gravedad y batimetría, notamos que los corrimientos entre máximos y mínimos debidos a la falta de compensación se desplazan de manera incoherente de un perfil a otro. El resultado de practicar el promedio es una interferencia destructiva. El por qué de esta falta de coherencia es a nuestro juicio un efecto tridimensional. Al pasar de un perfil a otro, los efectos de falta de compensación no están alineados. La interferencia destructiva genera un decaimiento en el promedio que no tiene nada que ver con la profundidad media del mar. Pensamos que los márgenes analizados en Karner & Watts, 1982, tenían mejor comportamiento bidimensional, con lo cual los decaimientos obtenidos no fueron tan grandes. Pero de todos modos consideramos que aún así no tiene sentido aplicar la aproximación lineal.

El decaimiento, resultante del promedio, entonces, no tiene vinculación alguna con el decaimiento exponencial que arrojan los modelos lineales.

4.5 Uso de la fase

La comprobación de que los efectos no lineales no pueden eliminarse complica el uso de la función de admitancia para analizar el mecanismo de compensación isostática del margen. En cuanto al uso de la FA para practicar la corrección a la topografía, la dificultad se encuentra en la conducta singular que tiene (picos y valles agudos), porque no hace falta usar la aproximación lineal. A eso tenemos que agregar el comportamiento para números de onda bajos: $Z(k)$ siempre tiende a cero con k , lo que genera inestabilidades en el proceso de inversión.

Las figuras 10 y 11 presentan las FA individuales para dos perfiles del margen del Weddell: uno a la latitud $65^{\circ} 50'$ y otro a la latitud $68^{\circ} 40'$. El primero se encuentra en la zona de batimetría confiable, el segundo en la zona de batimetría dudosa. Es notable la diferencia en fase entre ambos perfiles. El segundo (figura 11) presenta muchas más discontinuidades en la fase, y la pendiente de la pseudofase es alrededor del doble para valores de k grandes y 118 km mayor para valores de k chicos.

En la figura 12 mostramos una prueba hecha con la FA teórica del margen simple, o sea la que podemos calcular analíticamente. La prueba consistió en multiplicar la ecuación 4.3.1 por un factor e^{iks} . Este factor significa un corrimiento del perfil de gravedad una distancia S a la izquierda, o, equivalentemente, un corrimiento igual del perfil batimétrico pero hacia la derecha. La amplitud resultante es por supuesto la misma, pero cambian las componentes real e imaginaria, y, por supuesto, la fase. La fase tiene ahora discontinuidades que valen -2π , $-\pi$ y $+\pi$. La pseudofase, que es la que proponemos que tiene una pendiente igual al semiancho del talud como comportamiento asintótico, resulta ser igual a 201 para $T=100$ y $S=100$.

Estas observaciones sugieren que la diferencia principal entre los perfiles es un corrimiento en la fase. Decidimos entonces usar sólo la fase para practicar la inversión y obtener la topografía corregida, considerando que de esta manera se lograría una corrección aceptable en escala regional y se evitaría el problema de la inestabilidad para números de onda bajos.

Presentamos entonces a continuación el planteo que finalmente usamos para corregir la topografía.

Sea Z_c la FA de referencia, y A_c , φ_c su amplitud y su fase, respectivamente; sean Z , A y φ las correspondientes magnitudes para el perfil a corregir.

Entonces:

$$Z_r = A_r \exp(i\varphi_r) \quad (4.5.1)$$

$$Z = A \exp(i\varphi) = \frac{G}{B} \quad (4.5.2)$$

donde B es la TF de la batimetría a corregir y G la del correspondiente perfil gravimétrico.

La corrección se plantea de la siguiente manera:

$$Z_c = A \exp(i\varphi_r) = \frac{G}{B_c} \quad (4.5.3)$$

donde B_c es la transformada de Fourier de la *nueva batimetría*. Usando las ecuaciones (4.5.1), (4.5.2) y (4.5.3), se obtiene:

$$B_c = \exp[i(\varphi - \varphi_r)] \quad (4.5.4)$$

La gravedad no aparece explícitamente en esta ecuación, pero su información está en φ y φ_r . **Antitransformando B_c se obtiene la batimetría corregida.**

La corrección resultó satisfactoria. Los perfiles corregidos, al igual que aquellos tomados como referencia, resultaron tener *el máximo de gravedad ubicado aproximadamente sobre la zona de 500 metros de profundidad.*

4.6 Nuevo mapa batimétrico

Este método de corrección pudo aplicarse solamente en la zona en que el margen se mantiene alineado aproximadamente en una dirección (N-S), dado que es bidimensional. Al sur de los 70° S, el margen se curva y además hay una zona poco cubierta por los datos de gravedad. Igualmente se pudo apreciar que el desfase persiste en parte de la zona curvada, *pero que desaparece al pasar el punto 72°S, 55°W, donde coincidentemente se ingresa a una zona más explorada y por consiguiente con datos de batimetría más confiables* (cerca del banco General Belgrano).

Entonces hicimos un empalme entre la topografía corregida y la topografía más confiable vecina al ese banco. Re-grillamos la batimetría de toda la zona compren-

dida entre los meridianos 60°W y 44°W y los paralelos 73°S y 68°S, usando los siguientes puntos de control:

- 1) los datos corregidos entre los 68° y los 69.5° de latitud.
- 2) la batimetría existente en la zona vecina al banco General Belgrano.
- 3) la batimetría existente en el extremo inferior izquierdo de la grilla, que aunque sea todavía susceptible de correcciones se carece de elementos para practicarla.
- 4) 10 puntos siguiendo el máximo de la anomalía gravimétrica a los que se les asignó 500 m de profundidad.

Obtuvimos así un nuevo mapa batimétrico para la zona. En las figuras 13 y 14 mostramos los dos mapas, el original y el corregido, y en la figura 15 el mapa gravimétrico compuesto con las isolíneas de la nueva batimetría. Se observa que la línea de 1000 metros ha tenido un corrimiento hacia el Oeste de alrededor de 100 km, y que “acompaña” el máximo de gravedad. En el centro de plataforma se distinguen bajas o mínimos batimétricos. Son típicos de los márgenes que han sufrido fuerte erosión glaciaria.

Los círculos pequeños graficados en los mapas señalan los puntos donde la batimetría fue medida desde una estación ruso - norteamericana montada en un bloque de hielo flotante. Esto fue hecho con posterioridad a nuestra corrección, y en esa expedición llevaron nuestro mapa como referencia (Gordon et al., 1993). En la figura 15 comparamos los valores medidos desde la estación flotante con los de la batimetría GEBCO y con los nuestros. Podemos apreciar que las diferencias entre los valores medidos desde la estación flotante y los que obtuvimos con nuestros cálculos son mucho menores que las correspondientes diferencias con la batimetría anterior.

5. CONCLUSIONES

5.1 Sobre la función de admitancia

Mediante el presente trabajo es el esclarecimiento de varios aspectos relacionados con la aplicabilidad de la función de admitancia en márgenes continentales:

- 1) La amplitud no decae exponencialmente como ocurre en las regiones medio-oceánicas sino que tiende a un valor constante sobre el que se superponen picos y valles.
- 2) Los efectos no lineales *no se cancelan promediando* varios perfiles y en cambio se amplifica el efecto de los apartamientos del comportamiento bidimensional, generándose una interferencia destructiva que resulta en un decaimiento que puede interpretarse equivocadamente como debido al nivel medio del mar.
- 3) El método de cálculo de la función de admitancia experimental reflejando los perfiles (Karner y Watts, 1982) no es conveniente porque anula la fase artificialmente e introduce picos espúreos que pueden alterar la interpretación si los perfiles no son suficientemente extensos.

Macario y Dauphin (1989) encontraron también notables desajustes entre la FA analítica (lineal) y sus estimaciones con datos del margen ecuatorial del Brasil. Se puede ahora afirmar que el motivo principal de esos desajustes está en los efectos no lineales, que no son descartables en la zona de transición entre continente y océano. En los continentes, el relieve de orden cero está a una altura cero, y en los océanos está a la profundidad media del mismo. En la transición, ¿qué cabe plan-

tear como orden cero para luego considerar el verdadero relieve como efecto de primer orden? Ni el caso continental ni el oceánico. Tal vez lo más lógico sería usar el margen simple (figura 7b) como orden cero, y ver cómo es la función de admitancia para el relieve a *partir* de este margen. Pero no resulta práctico.

5.2 Sobre la nueva batimetría

La nueva batimetría se correlaciona mejor con las anomalías gravimétricas de aire libre si se toman como referencia los rasgos observados en otros márgenes del mismo tipo.

La amplitud y el ancho de estas anomalías, y el hecho de que se acompañen o no de una anomalía negativa hacia el lado del mar, (Walcott, 1972; Bell, 1989; Karner y Watts, 1982; Klitgord y Behrendt, 1979) dependen de la edad del margen, de la forma en que fue iniciada la apertura del mar, y de cómo evolucionó la deposición de sedimentos. En la corrección practicada, sin embargo, no se ha hecho ninguna hipótesis sobre estos elementos. Solamente se ha supuesto que son los mismos a lo largo del margen.

APÉNDICE G: FÓRMULAS BÁSICAS DE INTERPRETACIÓN GRAVIMÉTRICA

G1. Anomalía gravitatoria producida por una placa bidimensional semi infinita con un lado oblicuo.

Esta fórmula puede ser usada como la contribución de un lado de un polígono cualquiera como en el modelo bidimensional de Talwani (1973).

Consideremos el potencial gravitatorio creado por un cuerpo filiforme rectilíneo indefinido:

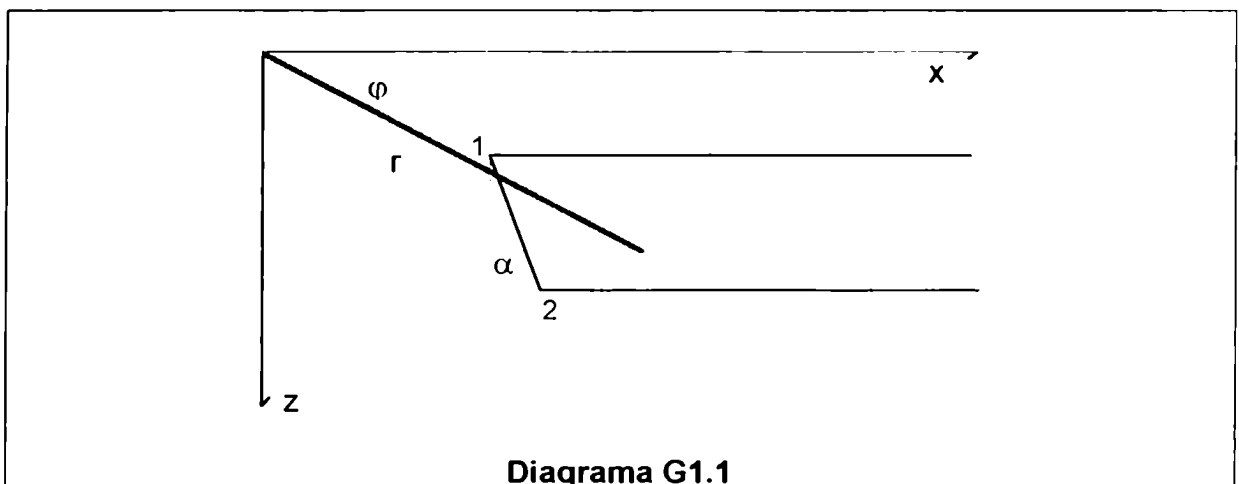
$$\phi = -2GA\rho \log r$$

G es la constante de gravitación; A es la sección del cuerpo (pequeña); ρ es la densidad volumétrica de masa; r es la distancia al cuerpo. Si suponemos que el cuerpo se extiende a lo largo del eje y, las componentes del campo gravitatorio serán:

$$g_z = -\frac{\partial\phi}{\partial z} = 2G\rho A \frac{z}{r^2} \quad (G1.1)$$

$$g_x = -\frac{\partial\phi}{\partial x} = 2G\rho A \frac{x}{r^2} \quad (G1.2)$$

Consideremos un polígono ubicado como en la figura:



Calcularemos g_z en el origen de coordenadas. La contribución de un elemento del polígono de coordenadas x, z será:

$$\delta g_z = 2 G \rho \frac{z dz dx}{r^2}$$

La contribución total será:

$$g_z = 2 G \rho \int_{z_1}^{z_2} z dz \int_{x(z)}^{\infty} \frac{dx}{r^2} \quad (G1.3)$$

donde: $x(z) = x_1 + t (z - z_1)$, con: $t = \frac{x_2 - x_1}{z_2 - z_1} = \tan \alpha$; $r^2 = x^2 + z^2$ (G1.4)

Pero: $\int \frac{dx}{r^2} = \frac{1}{z} \arctan \frac{x}{z}$

Entonces:

$$g_z = 2 G \rho \int_{z_1}^{z_2} \left\{ \arctan(\infty) - \arctan \left[\frac{x_1 + t (z - z_1)}{z} \right] \right\} dz$$

Pero: $\frac{x_1 + t (z - z_1)}{z} = \frac{x}{z} = \tan \left(\frac{\pi}{2} - \varphi \right) \quad \left(\tan \varphi = \frac{z}{x} \right)$; entonces:

$$g_z = 2 G \rho \int_{z_1}^{z_2} \varphi dz \quad (G1.5)$$

Conviene hacer la integración usando el ángulo φ . La integral es sobre el segmento de recta que une los puntos 1 y 2. Se cumplen entonces las siguientes relaciones:

$$r (\cos \varphi - t \sen \varphi) = x_1 - t z_1 = x - t z$$

$$dz = \frac{r d\varphi}{\cos \varphi - t \sen \varphi} = \frac{x_1 - t z_1}{(\cos \varphi - t \sen \varphi)^2} d\varphi \quad (G1.6)$$

$$dz = \frac{\cos^2 \alpha (x_1 - t z_1)}{(\cos \varphi \cos \alpha - \operatorname{sen} \varphi \operatorname{sen} \alpha)^2} d\varphi = \frac{\cos^2 \alpha (x_1 - t z_1)}{\cos^2 (\varphi + \alpha)} d\varphi \quad (\text{G1.7})$$

$$g_z = 2 G \rho (x_1 - t z_1) \cos^2 \alpha \int_{P_1}^{P_2} \frac{\varphi}{\cos^2 (\varphi + \alpha)} d\varphi \quad (\text{G1.8})$$

Hacemos la sustitución: $\psi = \varphi + \alpha$

$$g_z = 2 G \rho (x_1 - t z_1) \cos^2 \alpha \int_{P_1}^{P_2} \frac{(\psi - \alpha)}{\cos^2 \psi} d\psi \quad (\text{G1.9})$$

$$I = \int \frac{\psi - \alpha}{\cos^2 \psi} d\psi = \psi \tan \psi + \ln \cos \psi - \alpha \tan \psi$$

Pero:

$$\cos \psi = \cos \varphi \cos \alpha - \operatorname{sen} \varphi \operatorname{sen} \alpha = \frac{x}{r} \cos \alpha - \frac{z}{r} \operatorname{sen} \alpha = \frac{\cos \alpha}{r} (x - t z)$$

Entonces:

$$\ln \cos \psi \Big|_{P_1}^{P_2} = \ln \frac{\frac{\cos \alpha}{r_2} (x_2 - t z_2)}{\frac{\cos \alpha}{r_1} (x_1 - t z_1)} = \ln \frac{r_1}{r_2}$$

También:

$$\tan \psi = \frac{\operatorname{sen} \varphi + t \cos \varphi}{\cos \varphi - t \operatorname{sen} \varphi} = \frac{z + t x}{x - t z}$$

Entonces:

$$I \Big|_{P_1}^{P_2} = \frac{\varphi_2 (z_2 + t x_2) - \varphi_1 (z_1 + t x_1)}{(x_1 - t z_1)} + \ln \frac{r_1}{r_2} \quad (\text{G1.10})$$

Sustituyendo (G1.10) en (G1.9):

$$g_z = 2 G \rho \left\{ \cos^2 \alpha [\varphi_2 (z_2 + t x_2) - \varphi_1 (z_1 + t x_1)] + \cos^2 \alpha (x_1 - t z_1) \ln \frac{r_1}{r_2} \right\} \quad (\text{G1.11})$$

Modificaremos esta ecuación para darle forma parecida a la de Grauch y Cordell (1987). Para esto trabajaremos con el primer término dentro de las llaves:

$$U = \cos^2 \alpha \left[\varphi_2(z_2 + t x_2) - \varphi_1(z_1 + t x_1) \right]$$

$$U = \cos^2 \alpha (\varphi_2 z_2 - \varphi_1 z_1) + \cos^2 \alpha t (\varphi_2 x_2 - \varphi_1 x_1)$$

$$U = \cos^2 \alpha (\varphi_2 z_2 - \varphi_1 z_1) + \cos \alpha \operatorname{sen} \alpha (\varphi_2 x_2 - \varphi_1 x_1)$$

$$U = \cos^2 \alpha (\varphi_2 z_2 - \varphi_1 z_1) + \cos \alpha \operatorname{sen} \alpha \left[\varphi_2 (x_1 - t z_1 + t z_2) - \varphi_1 x_1 \right]$$

$$U = (\varphi_2 z_2 - \varphi_1 z_1) - \operatorname{sen}^2 \alpha (\varphi_2 z_2 - \varphi_1 z_1) + \cos \alpha \operatorname{sen} \alpha t \varphi_2 (z_2 - z_1) + \cos \alpha \operatorname{sen} \alpha x_1 (\varphi_2 - \varphi_1)$$

$$U = \varphi_2 z_2 - \varphi_1 z_1 + (\varphi_2 - \varphi_1) \cos \alpha \operatorname{sen} \alpha (x_1 - t z_1)$$

Introducimos en (G1.11) el término modificado:

$$g_z = 2G\rho \left[\varphi_2 z_2 - \varphi_1 z_1 + (\varphi_2 - \varphi_1) \cos \alpha \operatorname{sen} \alpha (x_1 - t z_1) + \cos^2 \alpha (x_1 - t z_1) \ln \frac{r_1}{r_2} \right] \quad (\text{G1.12})$$

Y tenemos una ecuación equivalente a la de Grauch y Cordell, 1987.

Trabajando con (G1.11) se puede obtener una expresión equivalente, también bastante usada:

$$g_z = 2G\rho \frac{\Delta z}{\Delta x^2 + \Delta y^2} \left[\Delta z (\varphi_2 z_2 - \varphi_1 z_1) + \Delta x (\varphi_2 x_2 - \varphi_1 x_1) + (z_2 x_1 - x_2 z_1) \ln \frac{r_1}{r_2} \right] \quad (\text{G1.13})$$

donde: $\Delta z = z_2 - z_1$ y $\Delta x = x_2 - x_1$

Sea $h^2 = \Delta x^2 + \Delta y^2$, y en la expresión anterior sumemos y restemos el término:

$$\frac{\Delta x^2}{h^2} (z_2 x_1 - x_2 z_1)$$

Operando algebraicamente, llegamos a otra fórmula muy usada:

$$g_z = 2 G \rho \left\{ (\varphi_2 z_2 - \varphi_1 z_1) - \frac{(z_2 x_1 - x_2 z_1)}{h^2} \left[\Delta x (\varphi_2 - \varphi_1) + \Delta z \ln \frac{r_1}{r_2} \right] \right\} \quad (G1.14)$$

Las expresiones (12) y (13) dan el valor de la gravedad en el origen de coordenadas de observación, $x = 0$, $z = 0$. Para generalizarlas a un punto cualquiera x , z basta con la sustitución:

$$\begin{aligned} x_1 &\rightarrow x_1 - x \\ z_1 &\rightarrow z_1 - z \end{aligned} \quad (G1.14)$$

Hemos intentado reproducir la fórmula de Won y Bevis (1987) y no lo hemos conseguido.

G2. Transformada de Fourier Anomalía gravitatoria producida por una placa semi infinita.

Para calcularla usaremos la expresión G1.12, que descompondremos de la siguiente manera:

$$g_z = 2 G \rho (g_1 - g_2) \quad (G2.1)$$

con:

$$g_1 = -\varphi_1 z_1 - \varphi_1 \cos \alpha \operatorname{sen} \alpha (x_1 - t z_1) + \cos^2 \alpha (x_1 - t z_1) \ln r_1 \quad (G2.2)$$

y una expresión análoga para g_2 (recordemos que $x_1 - t z_1 = x_2 - t z_2$).

Derivaremos la ecuación (G2.1) dos veces con respecto a x porque así obtendremos una expresión mucho más simple para la transformada de Fourier. Luego usaremos la relación entre transformadas y derivadas.

Teniendo en cuenta (G1.14):

$$x_1 - t z_1 = (x_1 - x) - t (z_1 - z) = P \quad (G2.3)$$

$$\frac{\partial P}{\partial x} = 1 \quad (G2.4)$$

$$\tan \varphi_1 = \frac{z_1 - z}{x_1 - x} \qquad \frac{1}{\cos^2 \varphi_1} \frac{\partial \varphi_1}{\partial x} = \frac{(z_1 - z)}{(x_1 - x)^2}$$

$$\frac{\partial \varphi_1}{\partial x} = \cos^2 \varphi_1 \frac{\tan \varphi_1}{(x_1 - x)} = \frac{\text{sen} \varphi_1}{r_1} \quad (\text{G2.5})$$

$$\frac{\partial \ln r_1}{\partial x} = -\frac{(x_1 - x)}{r_1^2} = \frac{\cos \varphi_1}{r_1} \quad (\text{G2.6})$$

Ahora derivamos g_1 (G2.2) utilizando G2.3, 4, 5 y 6:

$$\begin{aligned} \frac{\partial g_1}{\partial x} = & -\frac{\text{sen} \varphi_1}{r_1} (z - z_1) - \frac{\text{sen} \varphi_1}{r_1} \cos \alpha \text{sen} \alpha P + \varphi_1 \cos \alpha \text{sen} \alpha - \\ & -P \cos^2 \alpha \frac{\cos \varphi_1}{r_1} - \cos^2 \alpha \ln r_1 \quad (\text{G2.7}) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial g_1}{\partial x} = -\text{sen}^2 \varphi_1 (1 - \text{sen}^2 \alpha) - \text{sen}^2 \varphi_1 \cos^2 \alpha + \varphi_1 \cos \alpha \text{sen} \alpha - \cos^2 \alpha \ln r_1 \quad (\text{G2.8})$$

$$\frac{\partial g_1}{\partial x} = -\cos^2 \alpha + \varphi_1 \cos \alpha \text{sen} \alpha - \cos^2 \alpha \ln r_1 \quad (\text{G2.9})$$

Usando (G2.5) y (G2.6) calculamos la derivada segunda:

$$\frac{\partial^2 g_1}{\partial x^2} = \frac{\text{sen} \varphi_1}{r_1} \cos \alpha \text{sen} \alpha + \cos^2 \alpha \frac{\text{sen} \varphi_1}{r_1} \quad (\text{G2.10})$$

Pero:

$$\text{sen} \varphi_1 = \frac{z_1 - z}{r_1} \quad \cos \varphi_1 = \frac{x_1 - x}{r_1} \quad r_1^2 = (x - x_1)^2 + (z - z_1)^2 \quad (\text{G2.11})$$

Usando (G2.11) y considerando $z = 0$:

$$g_1'' = \frac{\partial^2 g_1}{\partial x^2} = \cos \alpha \frac{z_1 \text{sen} \alpha - (x - x_1) \cos \alpha}{(x - x_1)^2 + (z - z_1)^2} \quad (\text{G2.12})$$

La transformada de Fourier será:

$$\tilde{g}_1'' = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{g}''(x) e^{ikx} dx \quad (\text{G2.13})$$

En el cálculo aparecen dos integrales:

$$I_1 = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{ikx} dx}{(x - x_1)^2 + z_1^2} = -\pi \frac{e^{ikx_1}}{z_1} e^{ikx_1} e^{-kz_1} \quad (G2.14)$$

$$I_2 = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(x - x_1) e^{ikx} dx}{(x - x_1)^2 + z_1^2} = \pi i e^{ikx_1} e^{-kz_1} \quad (G2.15)$$

Introduciendo (G2.14) y (G2.15) en (G2.13) se obtiene:

$$\tilde{g}_1'' = -\pi i \cos \alpha e^{-i\alpha} e^{ikx_1} e^{-kz_1} \quad (G2.16)$$

Recordando las expresiones (G2.1) y (G2.2) y observando que g_2 se obtiene de g_1 solamente cambiando los subíndices, obtenemos:

$$\tilde{g}_2''(k) = \tilde{g}_1'(k) - \tilde{g}_2''(k) = 2G\rho\pi i \cos \alpha e^{-i\alpha} (e^{-ikx_2} e^{-kz_2} - e^{ikx_1} e^{-kz_1}) \quad (G2.17)$$

La transformada de Fourier de la derivada primera será:

$$\tilde{g}_2'(k) = \frac{1}{ik} \tilde{g}_2''(k) = \frac{2\pi}{k} G\rho \cos \alpha e^{-i\alpha} (e^{ikx_2} e^{-kz_2} - e^{ikx_1} e^{-kz_1}) \quad (G2.18)$$

y la de la anomalía será:

$$\tilde{g}_z(k) = -\frac{1}{k^2} \tilde{g}_2''(k) = -\frac{2\pi i}{k^2} G\rho \cos \alpha e^{-i\alpha} (e^{ikx_2} e^{-kz_2} - e^{ikx_1} e^{-kz_1}) \quad (G2.19)$$

G3. La función de admitancia en un margen pasivo simple.

Consideraremos un margen continental idealizado como el del diagram G3.1 y la contribución de tal relieve a la anomalía gravitatoria. Para este caso la anomalía estará dada directamente por 1.11, siendo $\Delta\rho_{cw} = -\Delta\rho = \rho_w - \rho_c$, donde ρ_w es la densidad del agua y ρ_c es la densidad de la corteza. En este esquema no pensamos en sedimentos. El ancho del talud es $2T$. Tal como están ubicadas las coordenadas, tendremos que en 1.11 será $x_1 = -T$ y $x_2 = T$. La transformada de Fourier de tal anomalía es, según 2.19:

$$\tilde{g}(k) = -\frac{2\pi i G \Delta\rho_{cw}}{k^2} \cos \alpha e^{-i\alpha} [e^{ikT} - e^{ikT} e^{-kw}] \quad (G3.1)$$

w es la profundidad del océano

d es la coordenada z de la topografía media del perfil

Para la topografía vamos a considerar como nivel de referencia $z = d$, con lo cual resulta una función antisimétrica que llamamos $\xi(x)$. Su transformada de Fourier puede calcularse teniendo en cuenta que:

$$\xi(x) = \frac{d \operatorname{sgn}(x) * \operatorname{vent}(x)}{2T} \quad (\text{G3.2})$$

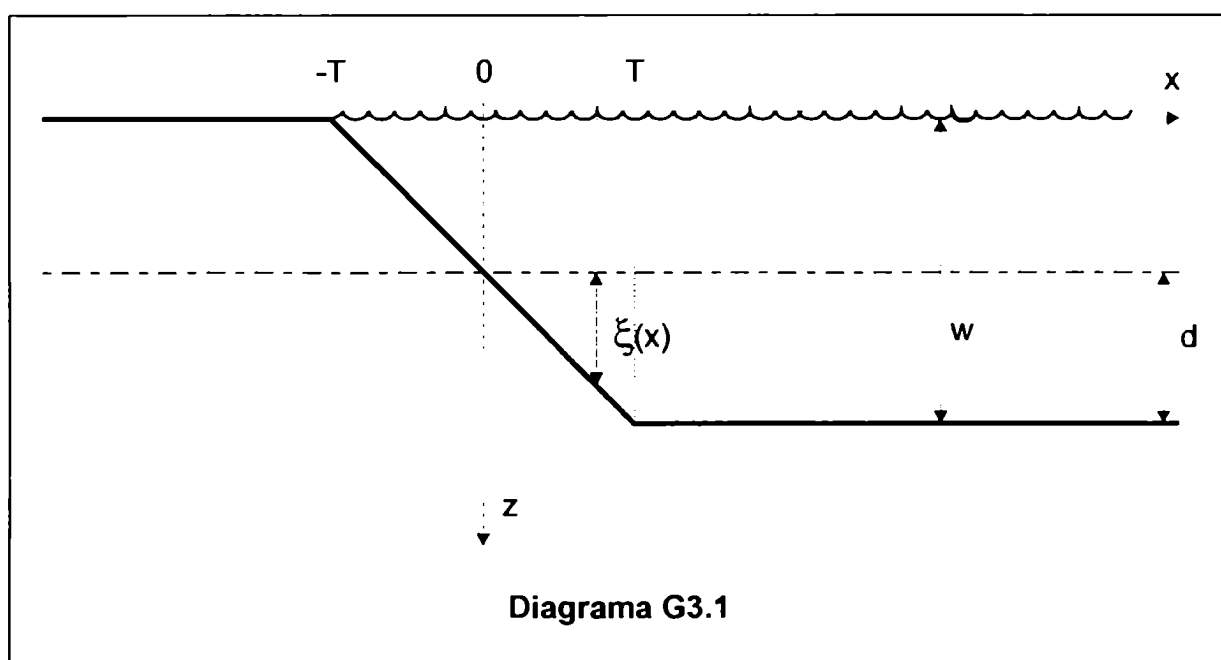
$\operatorname{vent}(x)$ es una ventana rectangular de ancho T y altura unidad; * significa convolución en este caso. Estamos considerando que la deflexión $\xi(x)$ es positiva hacia abajo.

Usando (G3.2) se encuentra que:

$$\tilde{\xi}(k) = \frac{2di}{Tk^2} \operatorname{sen}(kT) \quad (\text{G3.3})$$

El cociente entre (G3.1) y (G3.3) nos dará la *Función de admitancia superficial*:

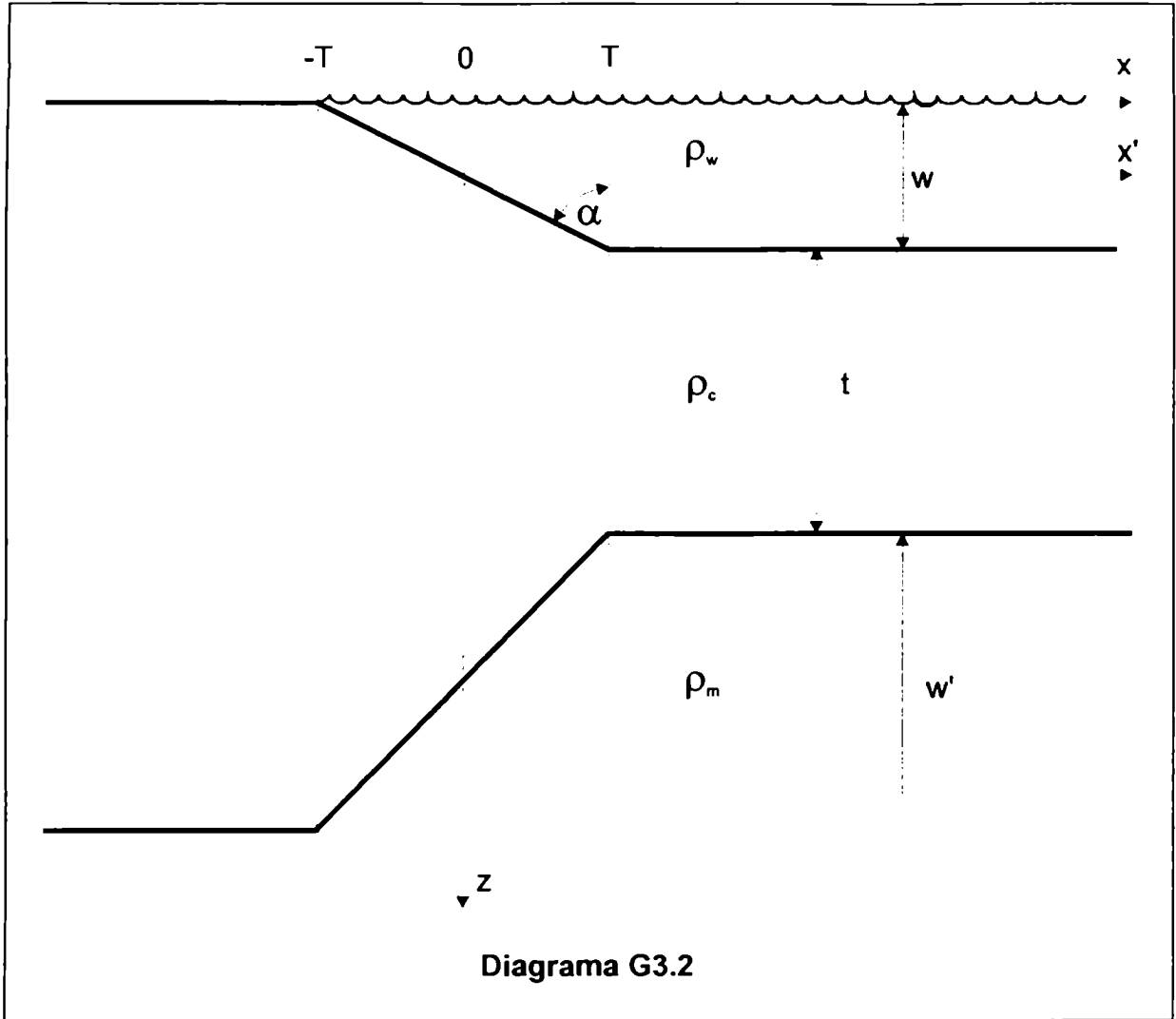
$$Z_s(k) = -\frac{\pi G \Delta \rho_{cw} T}{d} \cos \alpha e^{i\alpha} \frac{[e^{ikT} - e^{ikT} e^{kw}]}{\operatorname{sen}(kT)} \quad (\text{G3.4})$$



Puede observarse que:

- 1.- No es real; la fase es diferente de 0.
- 2.- Tiene polos en los valores de k tales que $kT = m\pi$, siendo m entero.

La expresión (G3.1) contiene la contribución a la anomalía de solamente el relieve y el agua. La anomalía total contendrá también la contribución interna, que dependerá del tipo de compensación, aún cuando se considere que no hay sedimentos y que la densidad es uniforme. Para considerar el caso más simple, y que sea un poco más realista que el del relieve no compensado, supondremos compensación isostática de Airy. La estructura de la corteza será entonces:



La compensación de Airy da la relación:

$$T_c \rho_c = w \rho_w + t \rho_c + w' \rho_m \quad (\text{G3.5})$$

Contribuirá a la anomalía gravimétrica la porción de espesor w' y densidad ρ_m . Utilizamos G2.19 nuevamente. Para este caso será:

$$x_1 = T \quad x_2 = -T \quad z_1 = w + t \quad z_2 = w + t + w' \quad (\text{G3.6})$$

Y la transformada de Fourier de la anomalía será:

$$\tilde{g}_p(k) = -\frac{2\pi i G \Delta\rho_{mc}}{k^2} \cos\beta e^{i\beta} e^{k(w \cdot t)} \left[e^{ikT} e^{kw'} - e^{-ikT} \right] \quad (G3.7)$$

En esta ecuación es: $\Delta\rho_{mc} = \rho_m - \rho_c$ $\beta = \arctg\left(\frac{2T}{w'}\right)$

El cociente entre (G3.7) y (G3.3) nos da la *Función de admitancia en profundidad*, $Z_p(k)$:

$$Z_p(k) = -\frac{\pi G \Delta\rho_{mc} T}{d} \cos\beta e^{i\beta} e^{k(w \cdot t)} \frac{\left[e^{ikT} e^{-kw'} - e^{-ikT} \right]}{\text{sen}(kT)} \quad (G3.8)$$

Sumando (G3.4) y (G3.8) obtenemos la Función de admitancia total para compensación de Airy en ausencia de sedimentos:

$$Z(k) = -\frac{\pi G T}{d \text{sen}(kT)} \left\{ \Delta\rho_{cw} \cos\alpha e^{i\alpha} \left[e^{ikT} - e^{-ikT} e^{kw} \right] + \right. \\ \left. + \Delta\rho_{mc} \cos\beta e^{i\beta} \left[e^{ikT} e^{-kw'} - e^{-ikT} \right] e^{k(w \cdot t)} \right\} \quad (G3.9)$$

Podemos ver cómo se comporta esta función a primer orden en k . Si tenemos en cuenta que:

$$T_c = w + t + w' \quad (G3.10)$$

y usamos esta ecuación junto con G3.5 obtenemos:

$$w' = \frac{\Delta\rho_{cw}}{\Delta\rho_{mc}} w \quad (G3.11)$$

Además es:

$$\cos\alpha = \frac{w}{\sqrt{w^2 + 4T^2}} = \frac{w}{h}; \quad \text{sen}\alpha = \frac{2T}{h} \\ \cos\beta = \frac{w'}{\sqrt{w'^2 + 4T^2}} = \frac{w}{h'}; \quad \text{sen}\beta = \frac{2T}{h'} \quad (G3.12)$$

Usando G3.12 tenemos, para los desarrollos a primer orden:

$$\frac{\left[e^{ikT} - e^{-ikT} e^{kw} \right]}{\text{sen } kT} \rightarrow \frac{w + 2iT}{T} = \frac{h}{T} e^{i\alpha} \quad (G3.13)$$

$$\frac{\left[e^{ikT} e^{-kw'} - e^{-ikT} \right]}{\text{sen } kT} \rightarrow \frac{-w' + 2iT}{T} = -\frac{h'}{T} e^{i\beta} \quad (G3.14)$$

Introduciendo G3.13 y G3.14 en G3.9 queda:

$$Z(k) = -\frac{\pi G T}{d} \left\{ \Delta \rho_{cw} \cos \alpha \frac{h}{T} - \Delta \rho_{mc} \cos \beta \frac{h'}{T} [1 - k(w + t)] \right\}$$

Usamo otra vez G3.12 y tenemos:

$$Z(k) = -\frac{\pi G}{d} \left\{ \Delta \rho_{cw} w - \Delta \rho_{mc} w' [1 - k(w + t)] \right\}$$

Finalmente, después de usar G3.11 llegamos a:

$$Z(k) = -2\pi G \Delta \rho_{cw} k(w + t) \quad (G3.15)$$

EPÍGRAFES DE LAS FIGURAS

Figura 1

Ubicación de las líneas de vuelos USAC con datos gravimétricos en el mar de Weddell.

Figura 2

Gravimetría USAC y batimetría GEBCO.

Anomalías gravimétricas de aire libre (Brozena et al., 1987; Bell, 1989) y líneas de batimetría GEBCO en intervalos de 1000 m. Notar que el máximo gravimétrico que sigue aproximadamente el meridiano 56 se separa cada vez más de la línea de 1000 m de profundidad a partir del paralelo 66 hacia el Sur.

Figura 3

Gravimetría NBP93-01 y batimetría GEBCO

Anomalías gravimétricas de aire libre (Ghidella & Holik, 1993, Ghidella et al., 1995) y líneas de batimetría GEBCO en intervalos de 1000 m.

Figura 4

Gravimetría derivada de altimetría y batimetría GEBCO.

Anomalías gravimétricas de aire libre (Sandwell & Smith, 1995) y líneas de batimetría GEBCO en intervalos de 1000 m.

Figura 5

Mapa gravimétrico compuesto y batimetría GEBCO

Anomalías gravimétricas de aire libre resultantes de combinar los mapas de las figuras 2, 3 y 4 como se explica en el texto y líneas de batimetría GEBCO en intervalos de 1000 m.

Figura 6

Función de admitancia experimental.

a) Amplitud de la función de admitancia experimental (línea negra) y 4 modelos teóricos lineales (líneas grises). Los números 1, 2 y 3 anotados sobre las curvas se corresponden con los valores del espesor litosférico elástico equivalente (T_e) usados para calcularlas: 0, 10 y 40 km, respectivamente. d es el factor exponencial de decaimiento, equivalente a la profundidad media del mar en la aproximación lineal para corteza oceánica. Notar que los modelos lineales no ajustan, aun con $d = 10$ km.

b) Amplitud, fase y componentes real e imaginaria de la función de admitancia experimental. También se ha representado la *pseudofase*, que es el resultado de remover discontinuidades de valores $-\pi$, $+\pi$, -2π y $+2\pi$ a la fase. El gráfico de la pseudofase se ha dividido en dos partes, en las que se usan escalas diferentes. En cada parte se ha practicado un ajuste lineal, que aparece graficado en gris. Los valores de las pendientes de los ajustes aparecen anotados.

Figura 7

Función de admitancia analítica para un margen simple

- a) Amplitud, fase, etc. (ídem figura 6b) de la función de admitancia calculada analíticamente para un margen sintético simple con compensación isostática local. Notar que la amplitud no tiene un decaimiento neto con k .
- b) Perfiles de gravedad y topografía y sus espectros para el mismo margen. Notar que los picos y valles de gravedad y topografía coinciden en ubicación.
- c) Amplitud, fase, etc. (ídem figura 6b) de la función de admitancia calculada a partir de los datos de gravedad y topografía (fig. 7b) usando nuestro esquema numérico de extensión con empalme suave al calcular las TFD. Se aprecia un notable parecido con el cálculo analítico, excepto en las singularidades más marcadas.
- d) Ídem figura 7c pero con el cálculo hecho sin suavizar el empalme. Se observa un ruido numérico de longitud de onda larga que deteriora totalmente la FA.

Figura 8

Función de admitancia numérica para un perfil del mar de Weddell.

- a) Amplitud, fase, etc. (ídem figura 6b) de la función de admitancia calculada a partir de los datos de gravedad y topografía para un perfil en la zona de batimetría confiable, a los 65° de latitud. Se observa que la amplitud no tiene un decaimiento neto con k , que las componentes real e imaginaria son comparables, y que la fase tiene discontinuidades de valores cercanos a π y a 2π en valor absoluto.
- b) Perfiles de gravedad y topografía a partir de los cuales se calculó la FA en a) y los correspondientes espectros. Se observa que los máximos y mínimos de gravedad y batimetría en general no coinciden en ubicación.

Figura 9

Función de admitancia numérica para un perfil sintético con carga sedimentaria.

- a) Amplitud, fase, etc. (ídem figura 6b) de la FA calculada a partir de datos de gravedad y topografía correspondientes a un modelo numérico del margen en el que se incorporó una carga sedimentaria con compensación flexural. Se observa que la FA tiene un comportamiento similar al de la figura 8, aun cuando el intervalo de muestreo fue mucho menor en este caso, porque los datos son resultado de un cálculo.
- b) Perfiles que se usaron para 8a y sus espectros. Notar que, al igual que en el caso del perfil real, los máximos y mínimos en los espectros de gravedad y topografía no coinciden en ubicación.

Figura 10

Función de admitancia numérica para un perfil en la zona de batimetría confiable.

Amplitud, fase, etc. (ídem figura 6b) de la FA calculada para un perfil E-O a la latitud $65^\circ 50'$.

Figura 11

Función de admitancia numérica para un perfil en la zona de batimetría dudosa.

Amplitud, fase, etc. (ídem figura 6b) de la FA calculada para un perfil E-O a la latitud $68^\circ 40'$. De la comparación de esta figura con la anterior (10) resulta notoria la diferencia en pseudofase, que es prácticamente el doble en este caso, correspondiente a la zona de batimetría dudosa.

Figura 12

Función de admitancia analítica con un corrimiento de fase.

A la FA de la figura 7a se la ha multiplicado por un factor e^{iks} , con $S=100$ km. Este factor es equivalente a un corrimiento del perfil de gravedad una distancia S a la izquierda, o a un corrimiento igual del perfil batimétrico pero hacia la derecha. En el gráfico de la fase aparecen discontinuidades de valor 2π , y la pendiente de la pseudofase aumentó en 100 km.

Figura 13

Mapa batimétrico GEBCO.

Las unidades de la escala de colores son km. Los círculos grises son los puntos de medición de la estación sobre hielo flotante ruso - norteamericana.

Figura 14

Mapa batimétrico corregido.

Las unidades de la escala de colores son km. Los círculos grises son los puntos de medición de la estación sobre hielo flotante ruso - norteamericana.

Figura 15

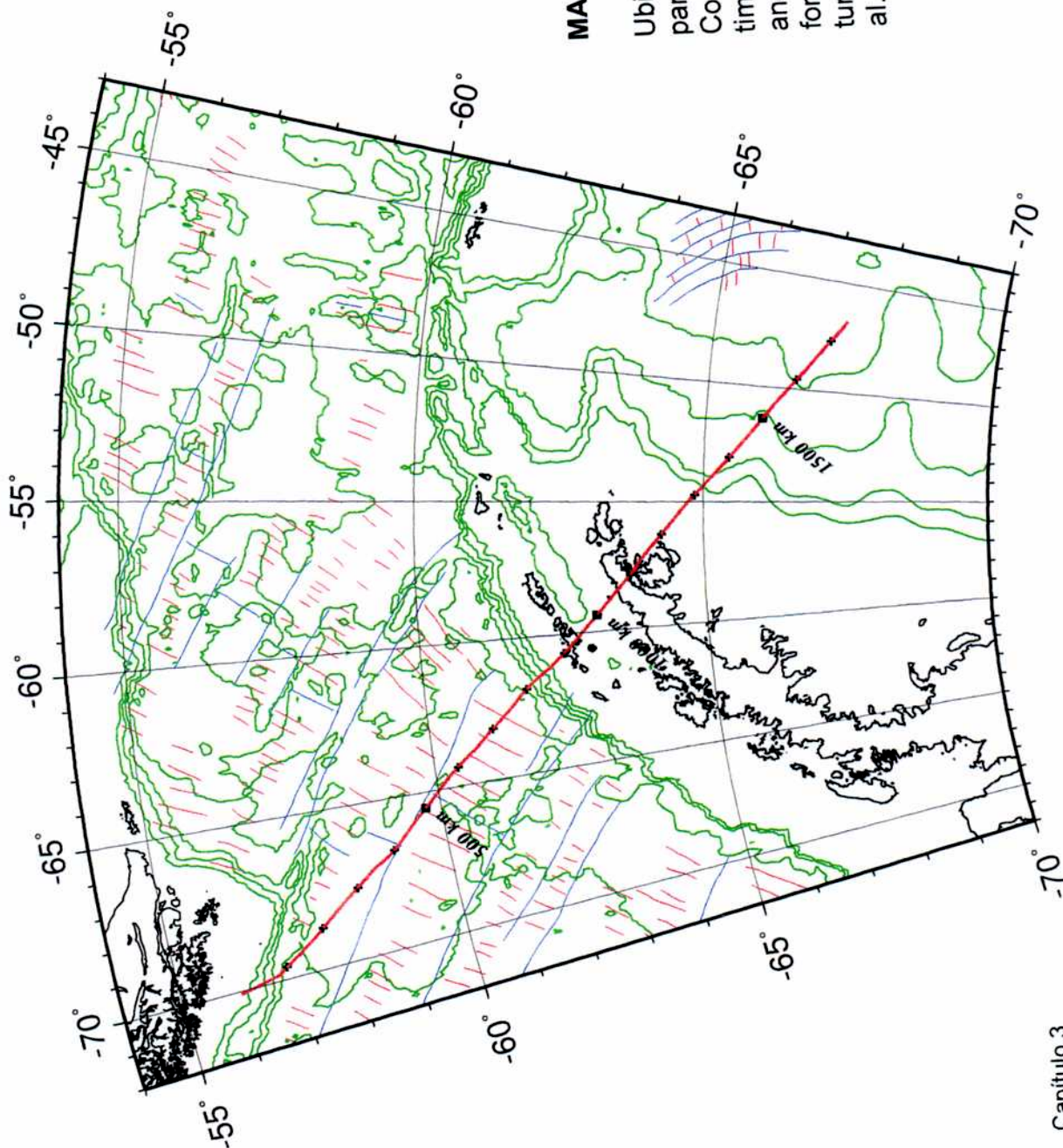
Comparación con los datos batimétricos de una estación flotante.

Las diferencias entre los valores medidos desde la estación flotante y los que obtuvimos con nuestros cálculos son notablemente menores que las correspondientes diferencias con la batimetría anterior, excepto en los puntos del extremo izquierdo del gráfico que corresponden a las latitudes más altas.

Figura 16

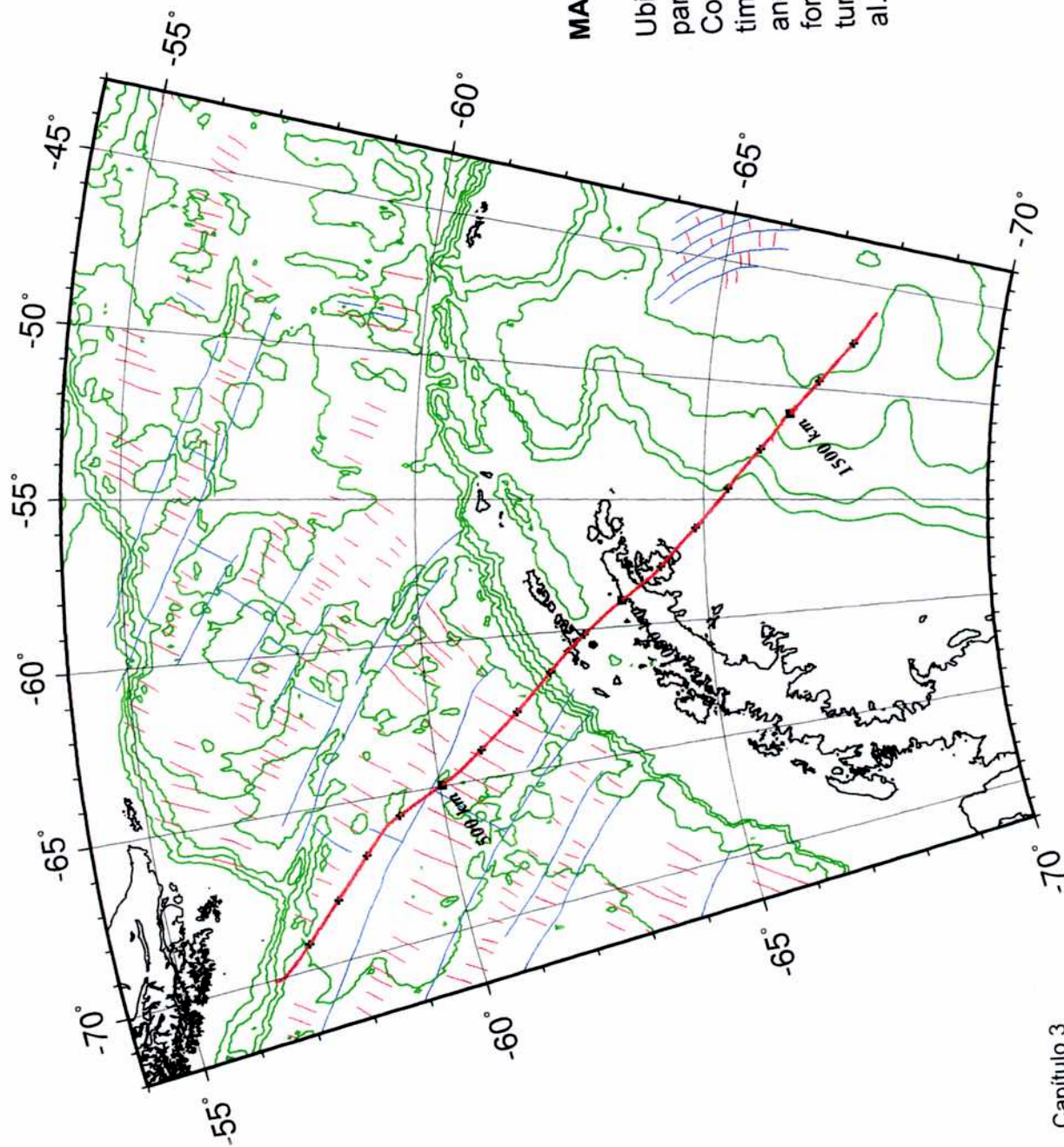
Gravimetría e isolíneas de la batimetría corregida.

En trazo negro se graficaron isolíneas de la batimetría corregida con un intervalo de 1000 m. Notar que el eje de la anomalía gravimétrica positiva es aproximadamente paralelo a la línea de -1000 m.



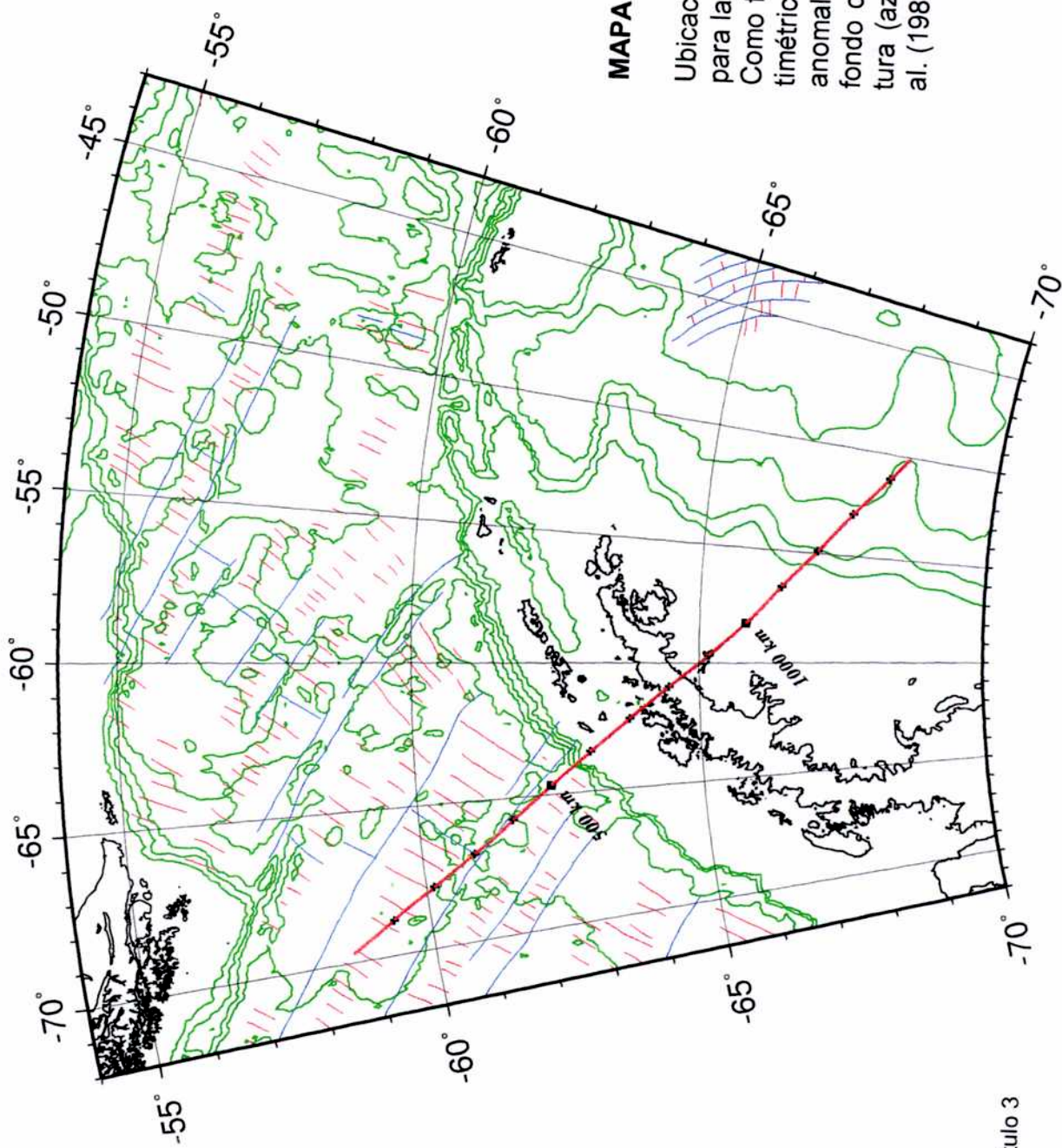
MAPA A

Ubicación de uno de los perfiles usados para la experimentación. Como fondo se han trazado contornos batimétricos a intervalos de 1 km y las anomalías magnéticas de expansión de fondo oceánico (rojo) y las zonas de fractura (azul) de la compilación de Cande et al. (1989).



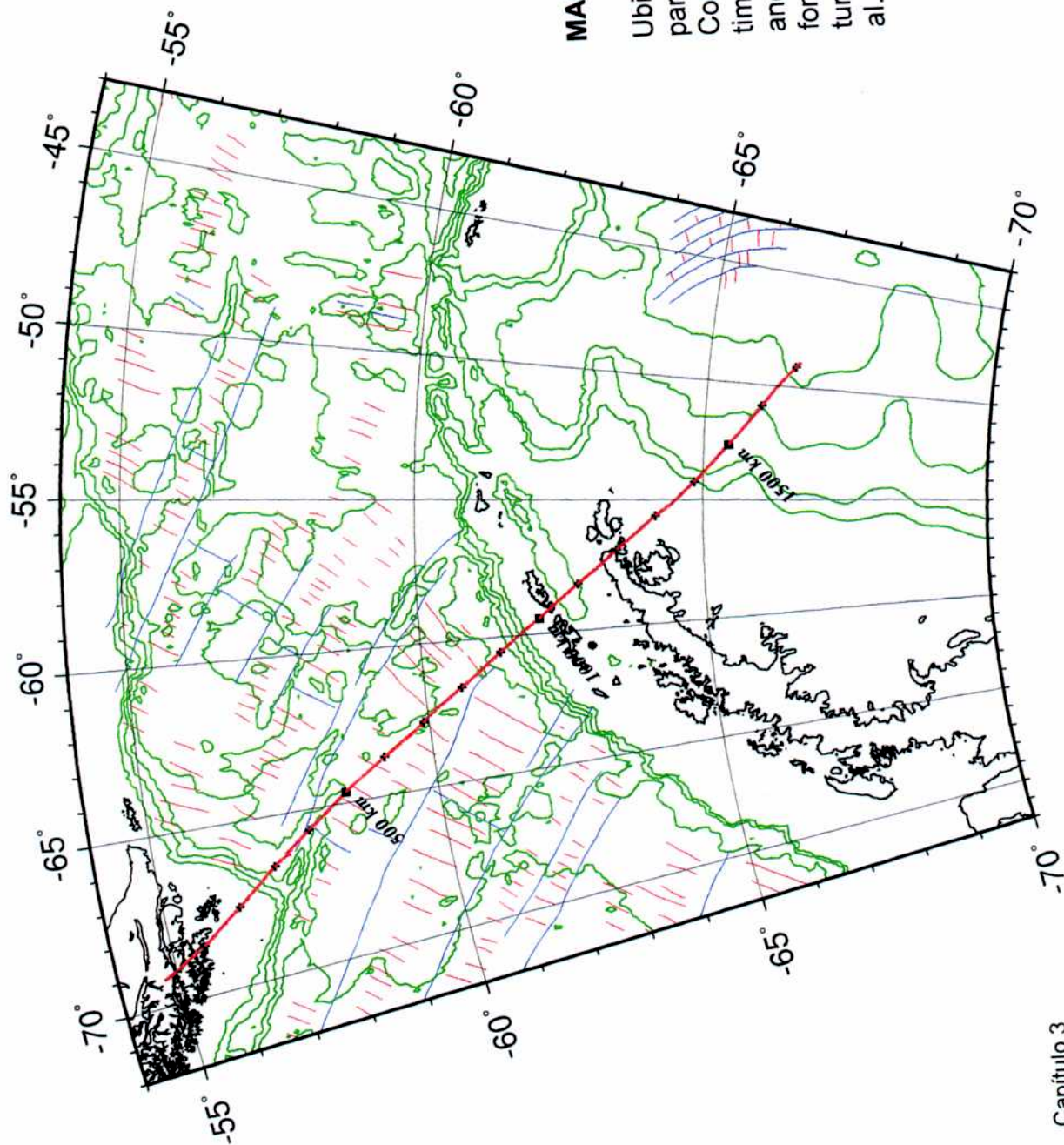
MAPA C

Ubicación de uno de los perfiles usados para la experimentación. Como fondo se han trazado contornos batimétricos a intervalos de 1 km y las anomalías magnéticas de expansión de fondo oceánico (rojo) y las zonas de fractura (azul) de la compilación de Cande et al. (1989).



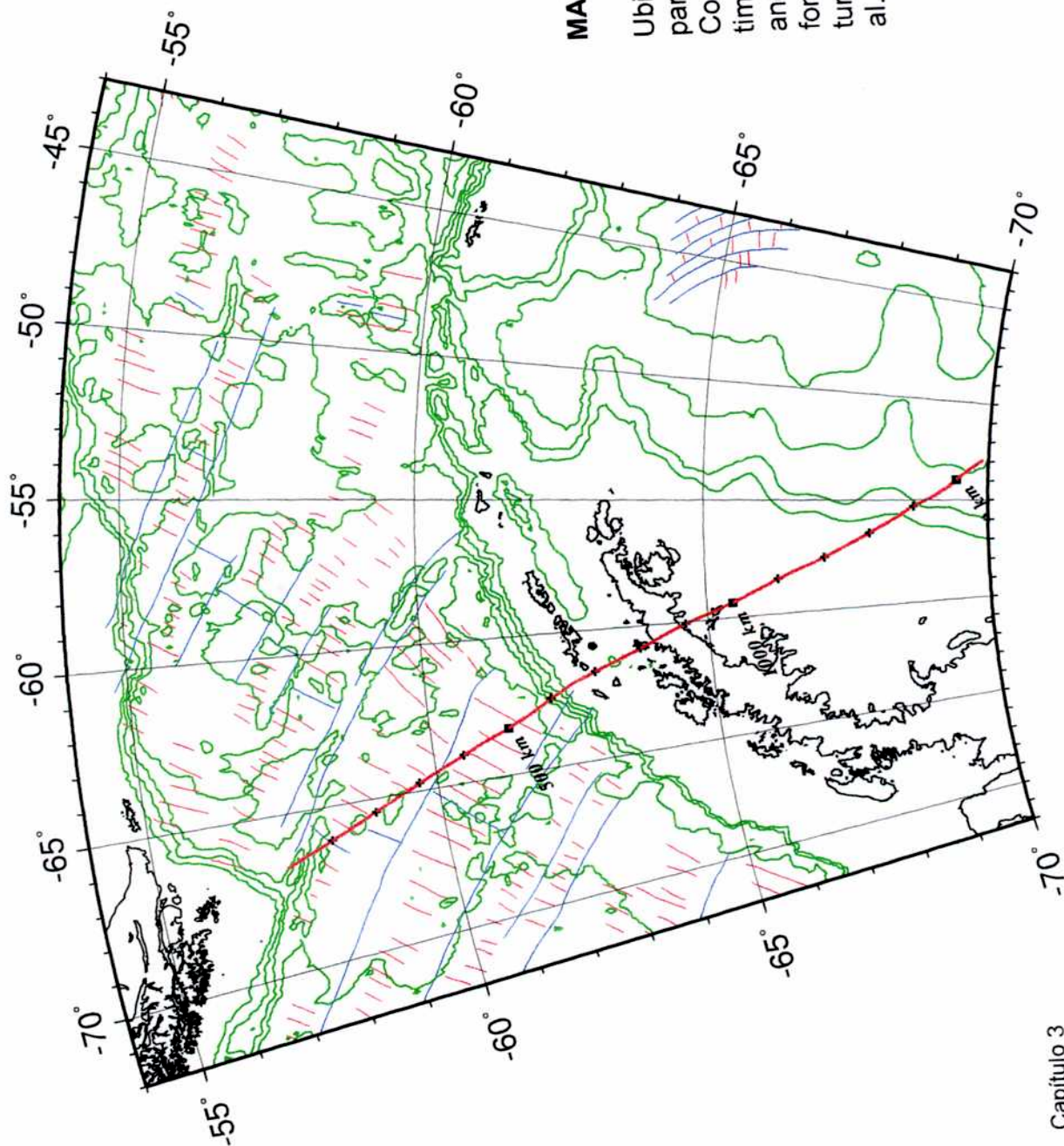
MAPA B

Ubicación de uno de los perfiles usados para la experimentación. Como fondo se han trazado contornos batimétricos a intervalos de 1 km y las anomalías magnéticas de expansión de fondo oceánico (rojo) y las zonas de fractura (azul) de la compilación de Cande et al. (1989).



MAPA D

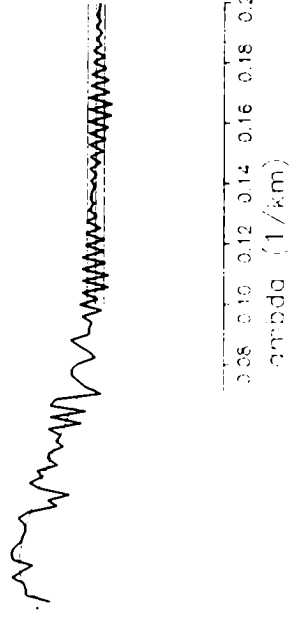
Ubicación de uno de los perfiles usados para la experimentación. Como fondo se han trazado contornos batimétricos a intervalos de 1 km y las anomalías magnéticas de expansión de fondo oceánico (rojo) y las zonas de fractura (azul) de la compilación de Cande et al. (1989).



MAPA E

Ubicación de uno de los perfiles usados para la experimentación. Como fondo se han trazado contornos batimétricos a intervalos de 1 km y las anomalías magnéticas de expansión de fondo oceánico (rojo) y las zonas de fractura (azul) de la compilación de Cande et al. (1989).

Gráfico espe1



Abajo: Porción de un perfil sintético de anomalías de expansión de fondo oceánico. La orientación del perfil es E-O; el espesor de la corteza magnética es 0.5 km; la magnetización es de 10 Am^{-1} ; el techo del basamento magnético se encuentra a 10 km de profundidad.

Arriba: Espectro de potencias correspondiente a la porción del perfil de abajo. La línea delgada para valores de k bajos es el ajuste por cuadrados mínimos del espectro entre los valores k_i y k_r . Las tres líneas horizontales son, de abajo hacia arriba: el nivel medio de ruido, S_m , calculado a partir de $k = 0.1 \text{ km}$; los niveles $S_m + \sigma$ y $S_m + 2\sigma$, donde σ es la dispersión alrededor del nivel medio. k_r se calcula como la abscisa correspondiente a la intersección del espectro y el *nivel de ruido elevado* ($S_m + 2\sigma$). k_i es la abscisa correspondiente al valor máximo del espectro.

La profundidad estimada de este modo resultó ser de 9.7 km.

Gráfico espe2



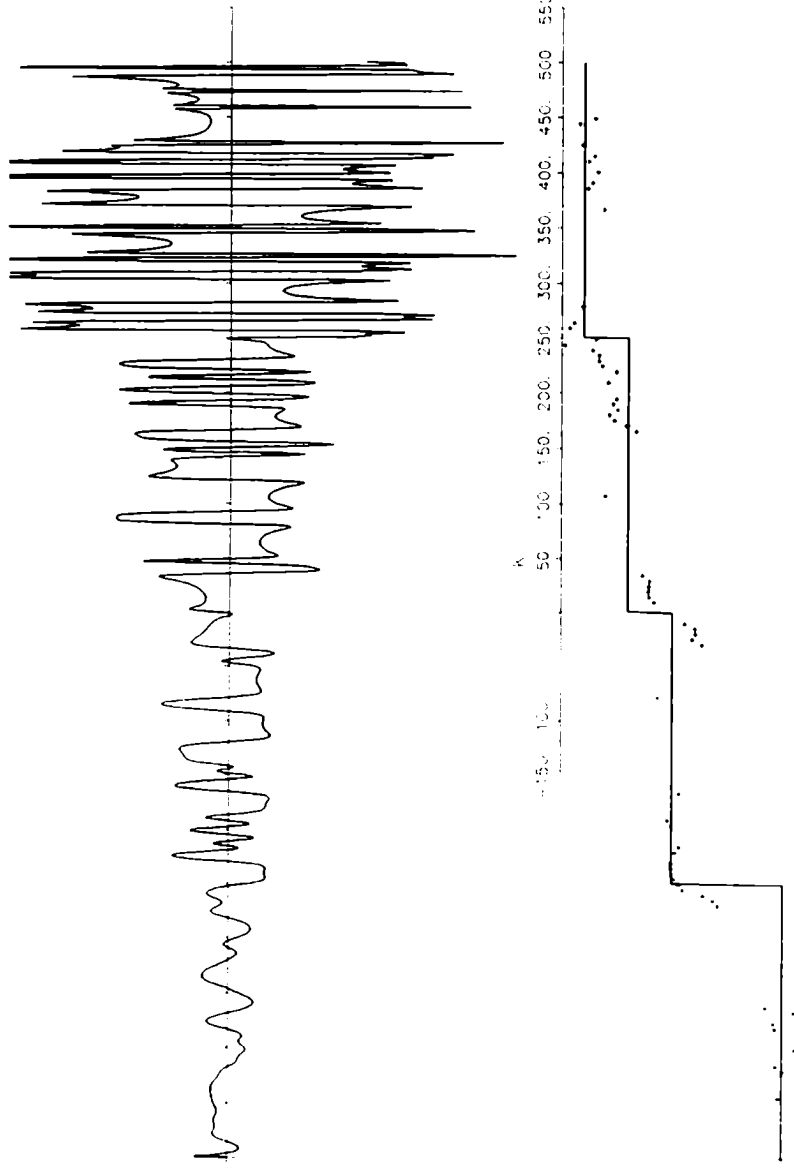
Abajo: Otra porción del perfil sintético de anomalías de expansión de fondo oceánico. Orientación, magnetización y espesor de corteza magnética son iguales a los del gráfico *espe1*. La profundidad para esta porción es de 1 km. Notar que la intensidad de las anomalías es mucho mayor.

Arriba: Espectro de potencias correspondiente a la porción del perfil de abajo. También están graficadas las líneas de ajustes descriptas en *espe1*. Notar que este espectro tiene un decaimiento muy bajo. El valor de k , que es de aproximadamente 0.07 km^{-1} , no es la primera intersección con el espectro a partir de $k = 0$. Es por lo que si la primera intersección da menor que 0.04 se busca otra, y debe ser con el espectro *descendiendo*, para descartar la subida que generalmente sigue a la bajada cuando hay valles. Notar que el valor de k de comienzo de zona de ruido, que fue definido como 0.1 km^{-1} , no parece tal en este caso. Pero lo es en la mayoría, y el estimador de profundidad es bueno: 1.2 km.



profmen<espe2.inp

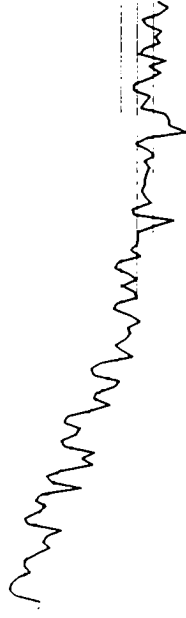
Gráfico espe3



Abajo: Topografía del fondo oceánico sintético usado para calcular las anomalías y probar el estimador espectral de profundidad al techo del basamento magnético. Las cruces son las estimaciones resultantes. Los estimadores que arrojan en valores de magnetización fuera del intervalo $7 - 12 \text{ Am}^{-1}$ fueron rechazados. Observar que los resultados son bastante buenos, pese a que el basamento tiene variaciones bruscas de profundidad.

Arriba: Perfil de anomalías magnéticas generadas por el basamento graficado abajo; este perfil fue usado como entrada al programa *profmen*. El centro de expansión se encuentra en el centro del perfil, $\text{abcisa} = 0$. El escalón produce allí un efecto de borde. En la zona de poca profundidad las anomalías son muy intensas.

Gráfico espe4



Abajo: Porción de un perfil real, el pa872.01. Como puede verse en el correspondiente mapa de ubicación, este segmento se encuentra en el pasaje de Drake, sobre corteza oceánica. Las anomalías son de intensidad comparable a las del gráfico espe1; la profundidad del basamento es de aproximadamente 12 km desde la altura en que fueron hechas las mediciones, que en este caso era de 7 km.

Arriba: Espectro con el ajuste correspondiente y con las líneas de la zona de ruido tal como se describió en el gráfico espe1. Comparando con este último, se observa que, pese a que las pendientes no son demasiado diferentes, el nivel de ruido es bastante más alto en espe1, y además más "artificial". Es que era un caso sintético, y el intervalo de muestreo (artificial) de 1km, mientras que en este caso es de 0.5 km.

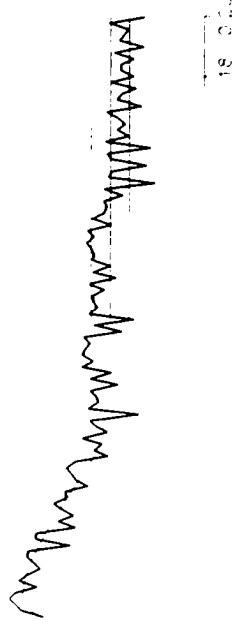
profmen<espe4.inp

Gráfico espe5

Abajo: Otra porción de un perfil real, el pa872.02. Como puede verse en el mapa de ubicación, esta porción se encuentra en el talud continental de la Península Antártica. Las anomalías son de muy baja amplitud.

Arriba: Espectro correspondiente, con la curva de ajuste y líneas de ruido. El nivel de ruido es más elevado, y el máximo del espectro menor que en espe4. La profundidad del basamento magnético es grande, 14 km.

Cabe notar que en los perfiles reales el ajuste de la curva en el máximo es peor que en el caso de los perfiles sintéticos. Es por lo que por supuesto las suposiciones hechas no se cumplen totalmente. Hay "contaminación" de la señal en los números de onda relativamente bajos o longitudes de onda intermedias como las que hemos tratado en el capítulo 2.



perfil: pm873.02

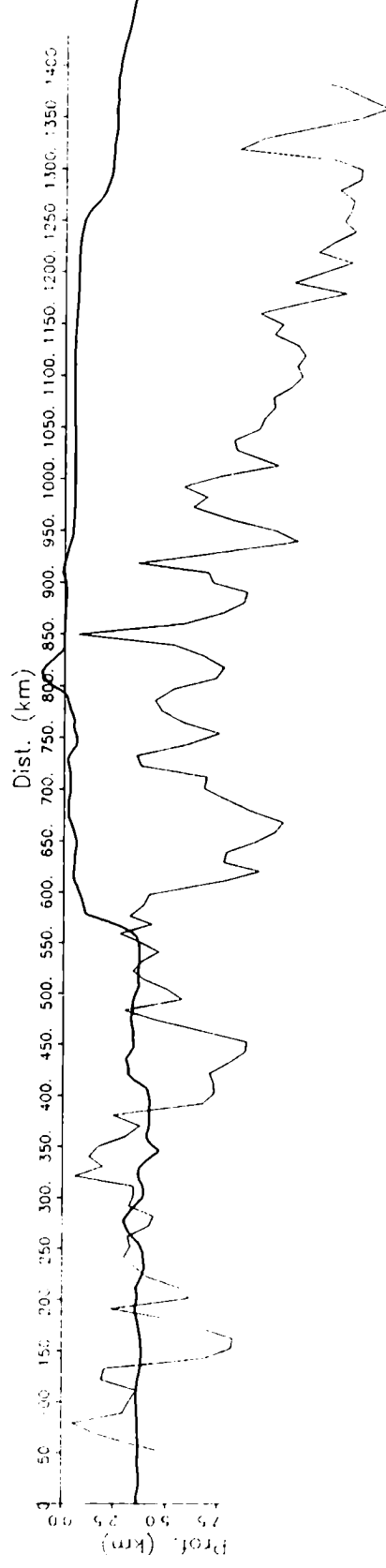
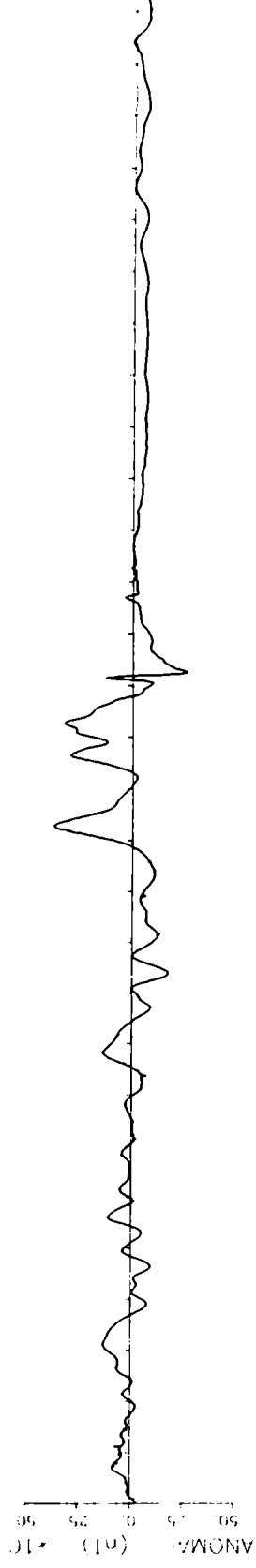


Gráfico PMEN3

Método espectral con máxima entropía.

Parte superior: anomalía magnética. Parte inferior: línea gruesa, topografía; línea delgada: estimadores de profundidad del techo del basamento magnético. Este perfil cruza la isla Robertson entre a los 900 km.

$\Delta x = 0.5$ km; ventana móvil = 100 km; ventana en los bordes = 0 %; espesor corteza magnética = 5 km. No se controla la susceptibilidad.

profmen < pmen3.inp

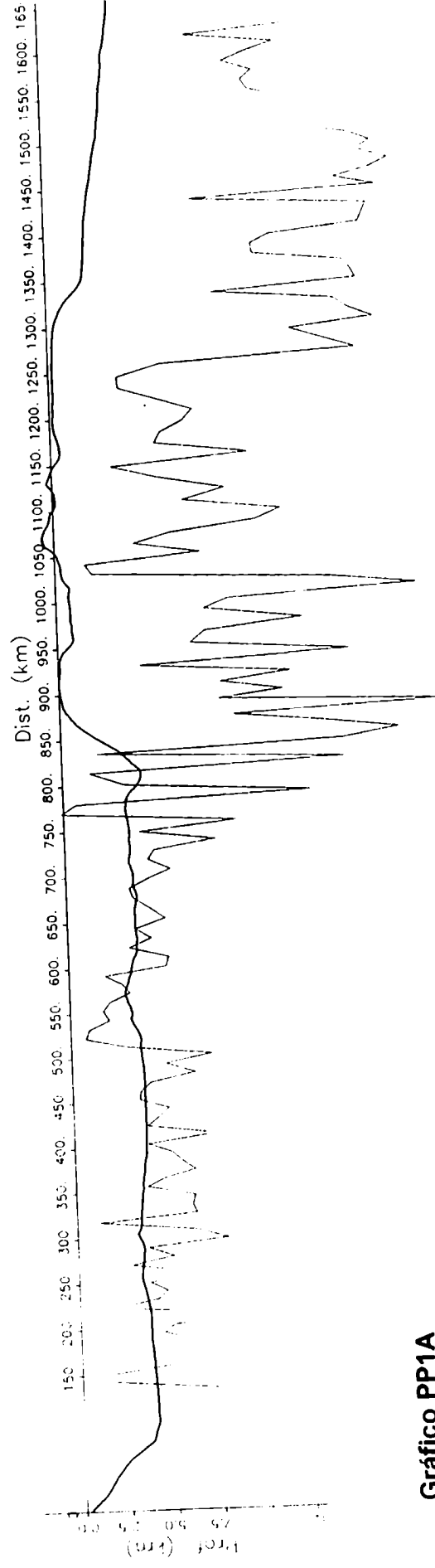


Gráfico PP1A

Método espectral con período de 100 segundos.

Parte superior: anomalía magnética. Parte inferior: línea gruesa, topografía; línea delgada: estimadores de profundidad del techo del

basamento magnético. Este perfil cruza la isla Vega entre los 1125 y 1150 km.

$\Delta x = 0.5$ km; ventana móvil = 250 km; ventana en los bordes = 0 %; espesor corteza magnética = 5 km. No se controla la susceptibili-

dad.

profmen < pp1a.inp

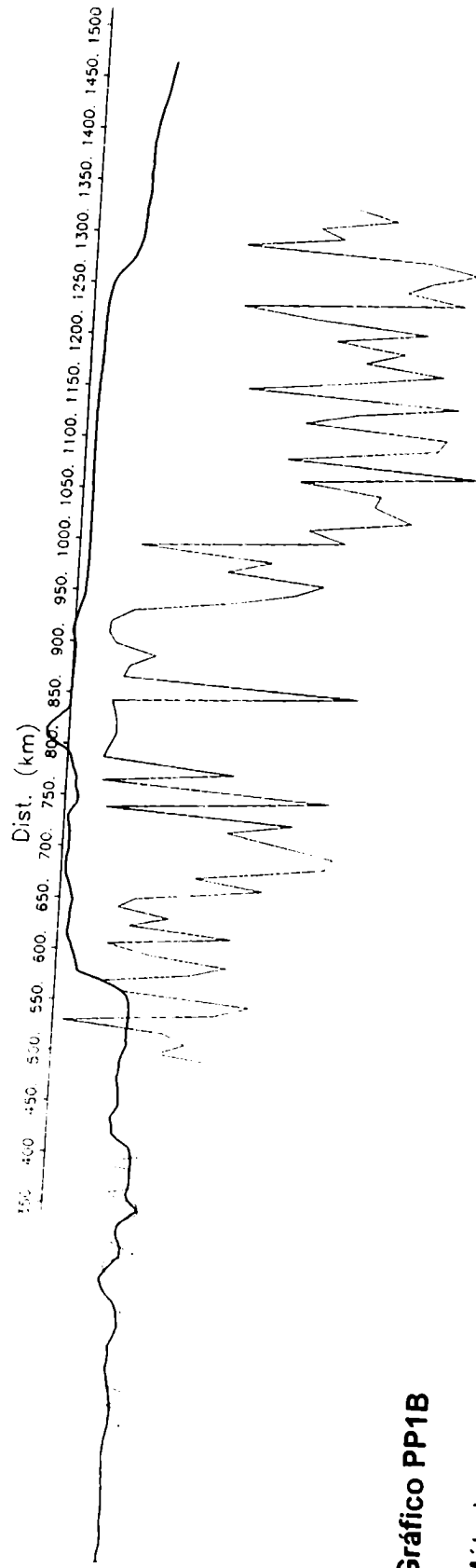


Gráfico PP1B

Método espectral con periodograma.
Parte superior: anomalía magnética. Parte inferior: línea gruesa, topografía; línea delgada: estimadores de profundidad del techo del

basamento magnético. Este perfil cruza la isla Robertson entre a los 900 km.
 $\Delta x = 0.5$ km; ventana móvil = 250 km; ventana en los bordes = 0 %; espesor corteza magnética = 5 km. No se controla la susceptibili-
 dad.

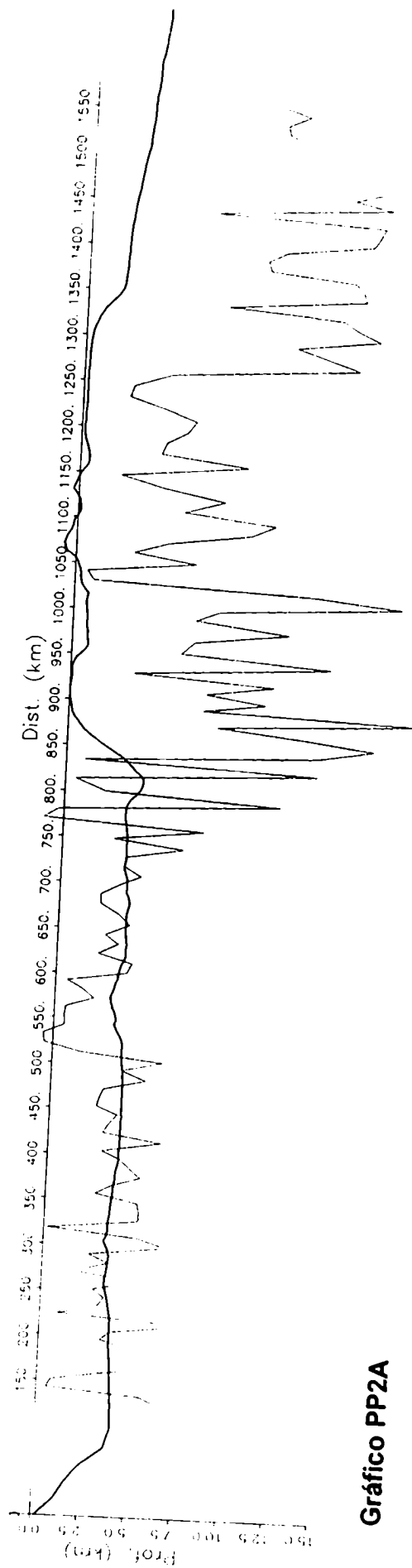
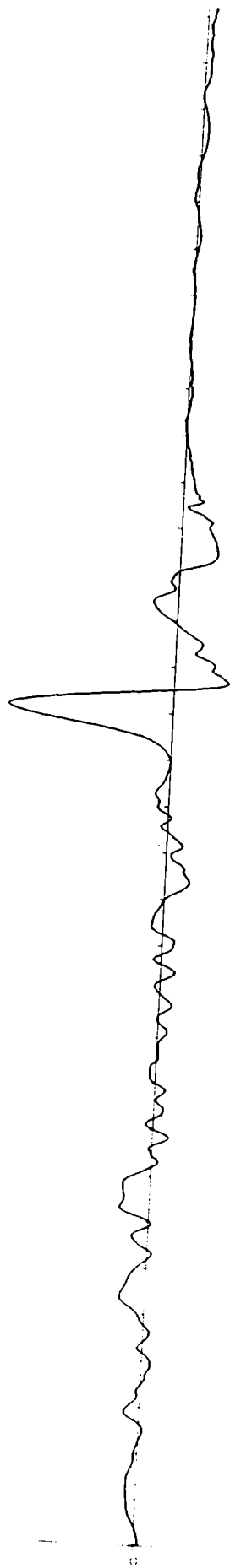


Gráfico PP2A

Método espectral con períodograma.

Parte superior: anomalía magnética. Parte inferior: línea gruesa, topografía; línea delgada: estimadores de profundidad del techo del

basamento magnético. Este perfil cruza la isla Vega entre los 1125 y 1150 km. $\Delta x = 0.5$ km; ventana móvil = 250 km; ventana en los bordes = 0 %; espesor corteza magnética = 10 km. No se controla la susceptibilidad.

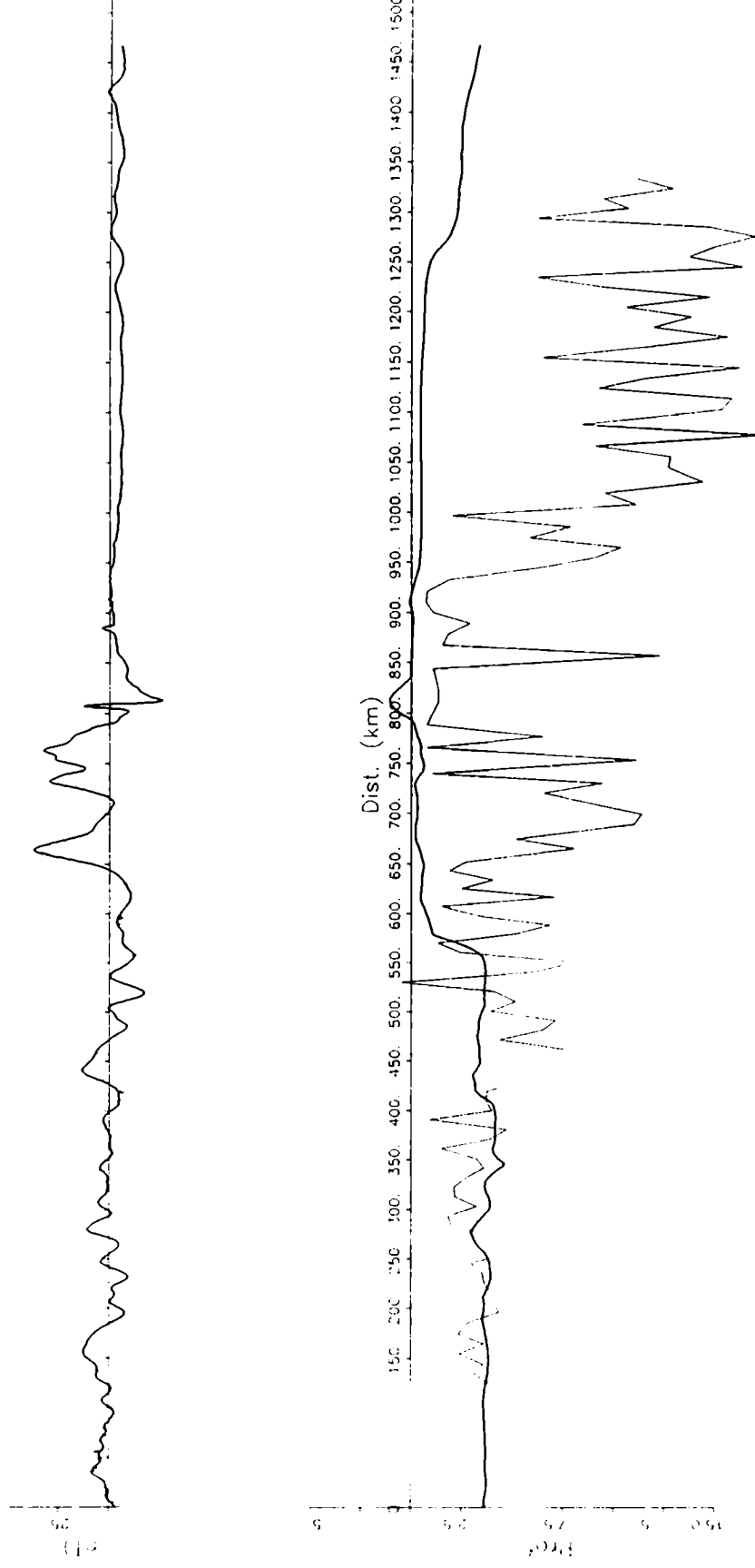


Gráfico PP2B

Método espectral con periodograma.

Parte superior: anomalía magnética. Parte inferior: línea gruesa, topografía; línea delgada: estimadores de profundidad del techo del basamento magnético. Este perfil cruza la isla Robertson entre a los 900 km.

$\Delta x = 0.5$ km; ventana móvil = 250 km; ventana en los bordes = 0 %; espesor corteza magnética = 10 km. No se controla la susceptibilidad.

profmen < pp2b.inp

Perfil: po872.01

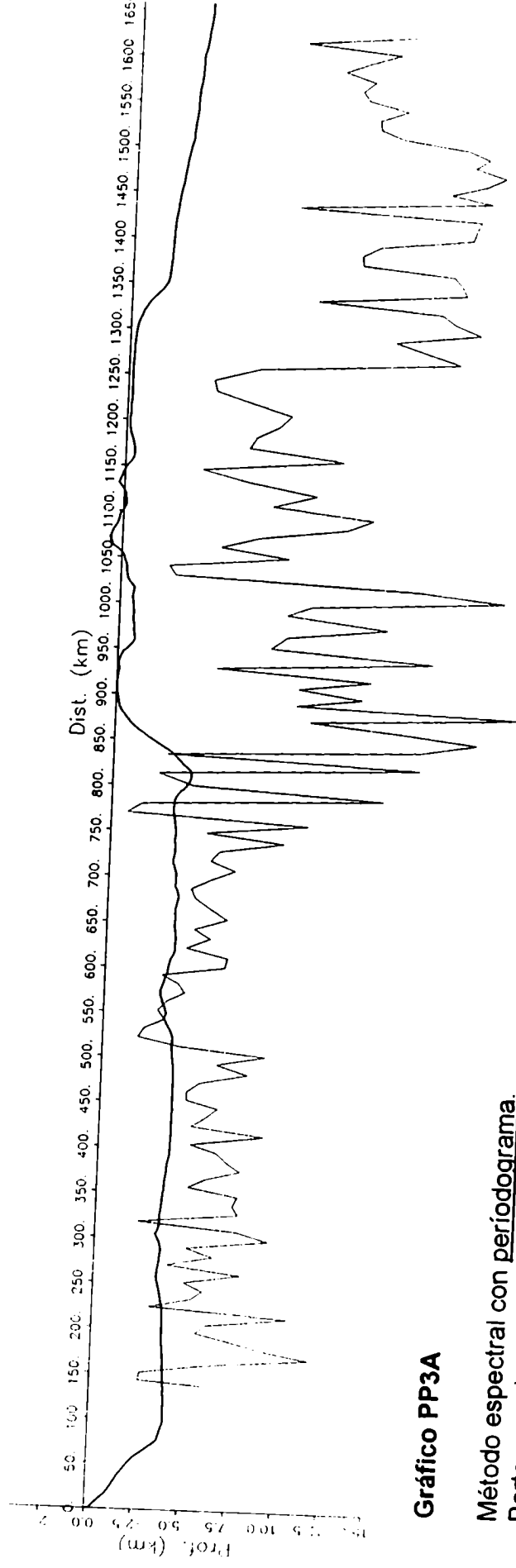
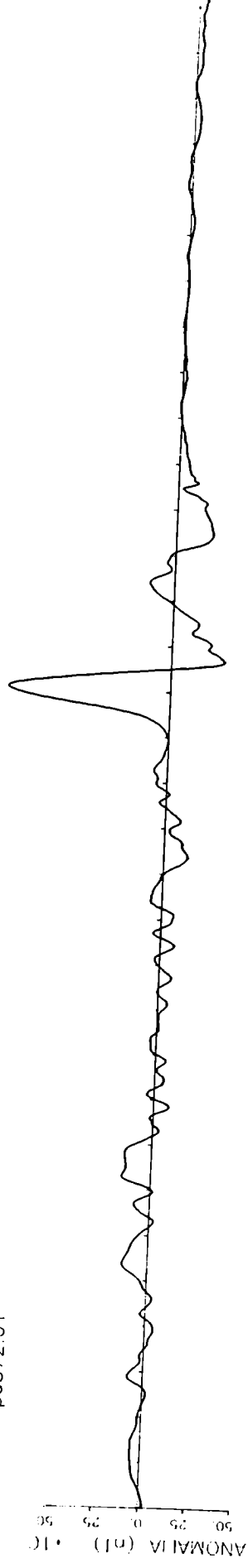


Gráfico PP3A

Método espectral con periodograma.

Parte superior: anomalía magnética. Parte inferior: línea gruesa, topografía; línea delgada: estimadores de profundidad del techo del basamento magnético. Este perfil cruza la isla Vega entre los 1125 y 1150 km. $\Delta x = 0.5$ km; ventana móvil = 250 km; ventana en los bordes = 0 %; espesor corteza magnética = 2 km. No se controla la susceptibilidad.

Perfil: pp873.02

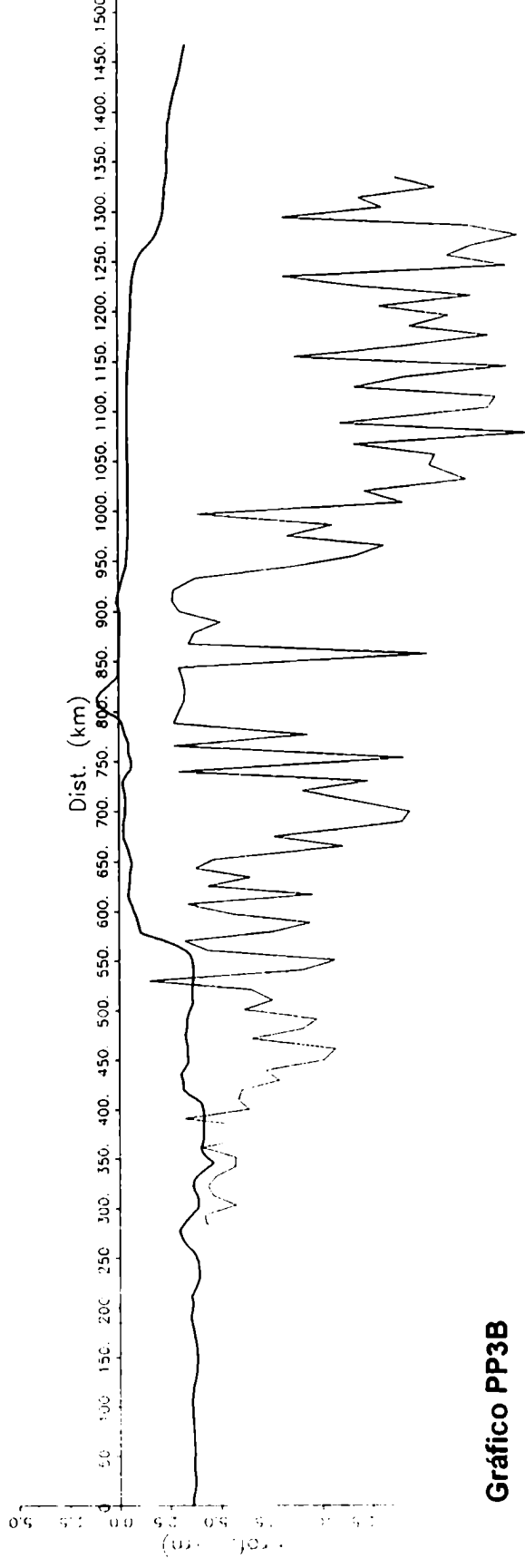
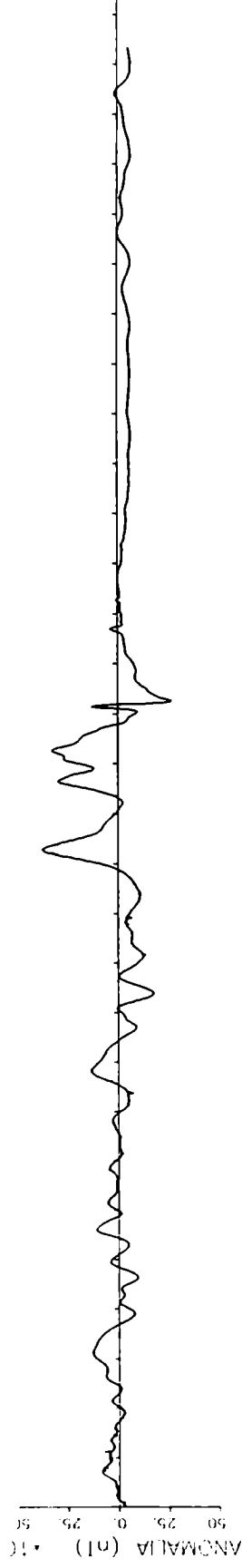


Gráfico PP3B

Método espectral con periodograma.

Parte superior: anomalía magnética. Parte inferior: línea gruesa, topografía; línea delgada: estimadores de profundidad del techo del basamento magnético. Este perfil cruza la isla Robertson entre a los 900 km.

$\Delta x = 0.5$ km; ventana móvil = 250 km; ventana en los bordes = 0 %; espesor corteza magnética = 2 km. No se controla la susceptibilidad.

profmen < pp3b.inp

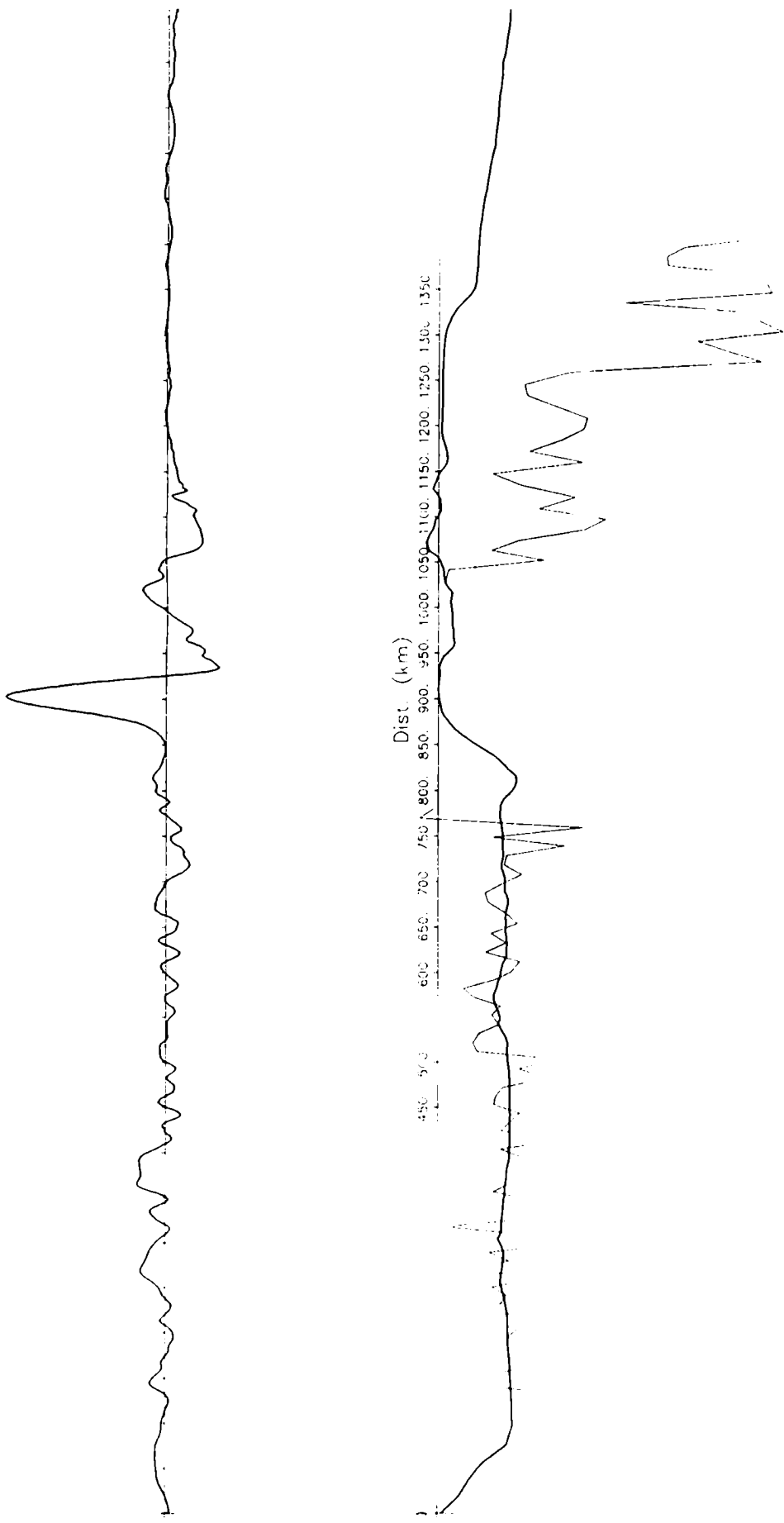


Gráfico PP4A

Método espectral con periodograma.

Parte superior: anomalía magnética. Parte inferior: línea gruesa, topografía; línea delgada: estimadores de profundidad del techo del basamento magnético. Este perfil cruza la isla Vega entre los 1125 y 1150 km.

$\Delta x = 0.5$ km; ventana móvil = 250 km; ventana en los bordes = 0 %; espesor corteza calculado por compensación isostática; espesor corteza magnética determinado por control de susceptibilidad con cotas 0.002, 0.009 en unidades cgs.

profmen < pp4a.inp

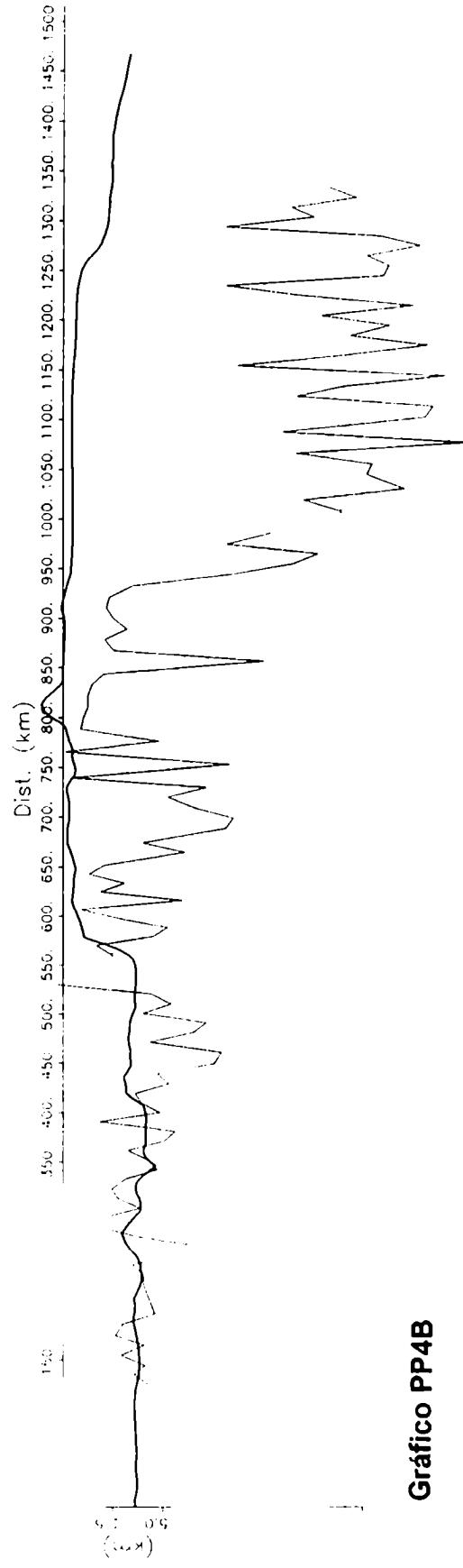


Gráfico PP4B

Método espectral con periodograma.

Parte superior: anomalía magnética. Parte inferior: línea gruesa, topografía; línea delgada: estimadores de profundidad del techo del basamento magnético. Este perfil cruza la isla Robertson a los 900 km.

$\Delta x = 0.5$ km; ventana móvil = 250 km; ventana en los bordes = 0 %; espesor corteza calculado por compensación isostática; espesor corteza magnética determinado por control de susceptibilidad con cotas 0.002, 0.009 en unidades cgs.

profmen < pp4b.inp

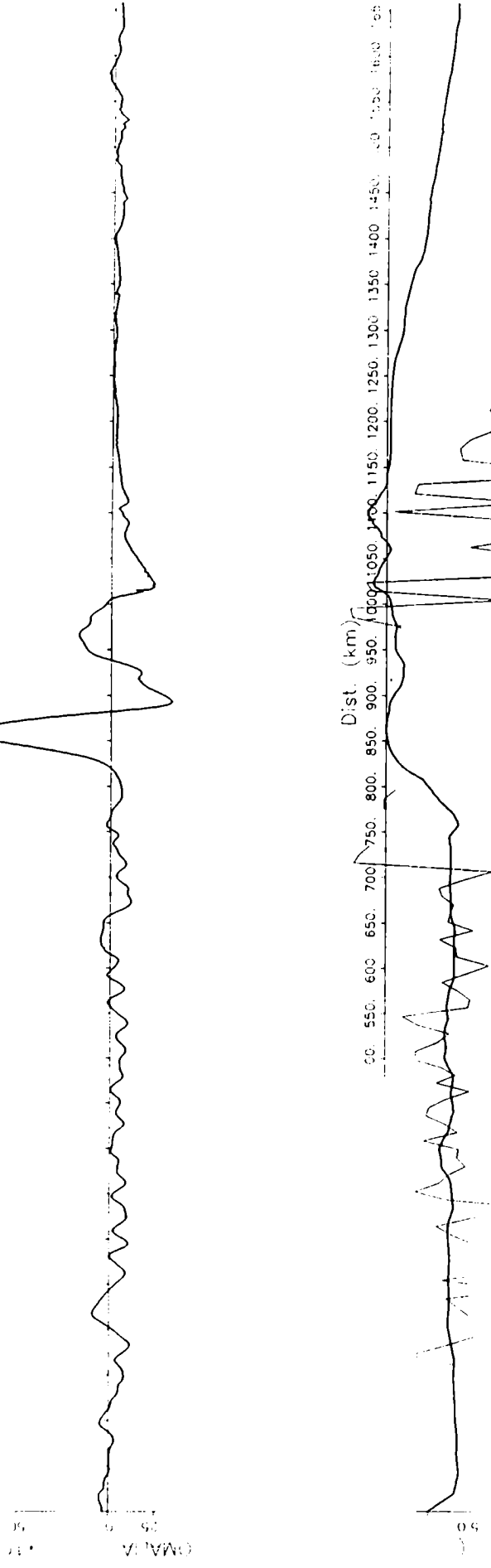


Gráfico PP4C

Método espectral con periodograma.

Parte superior: anomalía magnética. Parte inferior: línea gruesa, topografía; línea delgada: estimadores de profundidad del techo del basamento magnético. Este perfil cruza la isla James Ross a los 1100 km.

$\Delta x = 0.5$ km; ventana móvil = 250 km; ventana en los bordes = 0 %; espesor corteza calculado por compensación isostática; espesor corteza magnética determinado por control de susceptibilidad con cotas 0.002, 0.009 en unidades cgs.

profmen < pp4c.inp

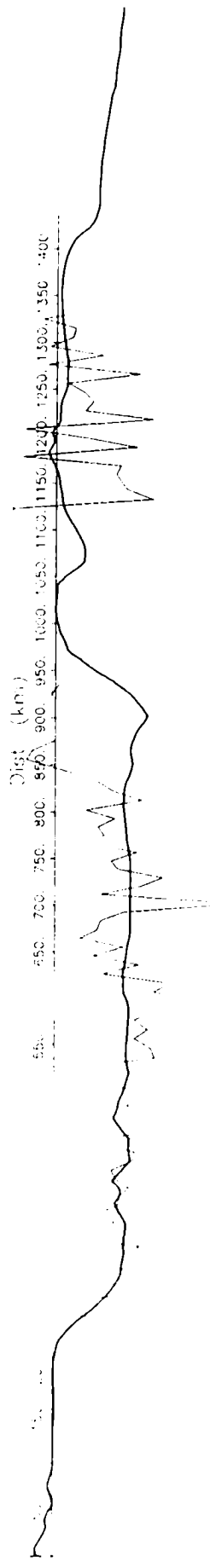


Gráfico PP4D

Método espectral con períodograma.

Parte superior: anomalía magnética. Parte inferior: *línea gruesa*, topografía; *línea delgada*: estimadores de profundidad del techo del basamento magnético. Este perfil pasa por el extremo Norte de la Península Antártica.

$\Delta x = 0.5$ km; ventana móvil = 250 km; ventana en los bordes = 0 %; espesor corteza calculado por compensación isostática; espesor corteza magnética determinado por control de susceptibilidad con cotas 0.002, 0.009 en unidades cgs.

profmen < pp4d.inp

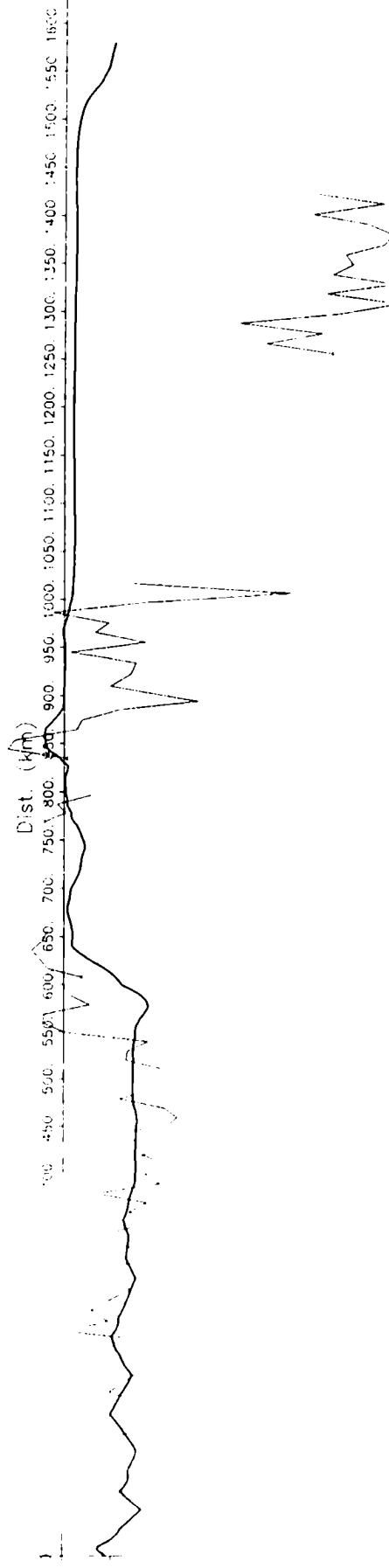
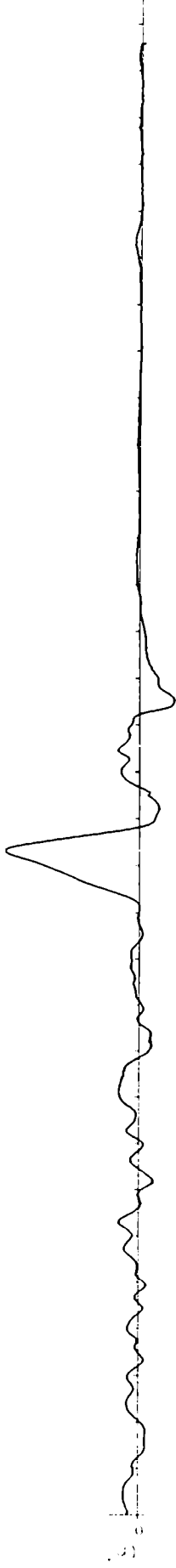


Gráfico PP4E

Método espectral con periodograma.

Parte superior: anomalía magnética. Parte inferior: línea gruesa, topografía; línea delgada: estimadores de profundidad del techo del basamento magnético. Este perfil cruza la isla Robertson a los 970 km.

$\Delta x = 0.5$ km; ventana móvil = 250 km; ventana en los bordes = 0 %; espesor corteza calculado por compensación isostática; espesor corteza magnética determinado por control de susceptibilidad con cotas 0.002, 0.009 en unidades cgs.

profmen < pp4e.inp

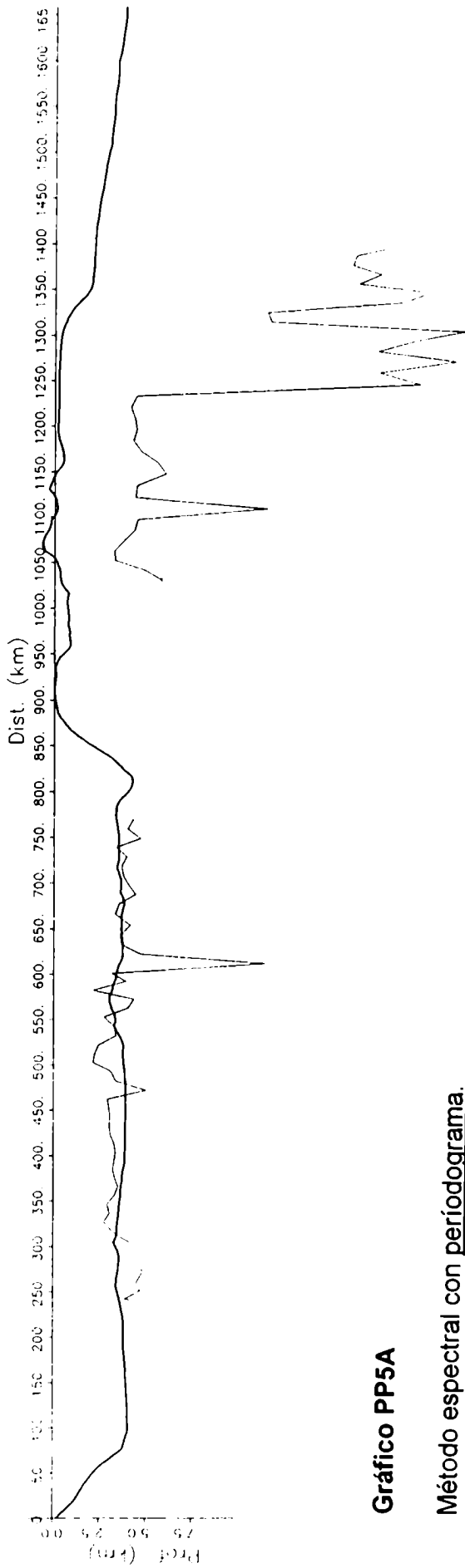
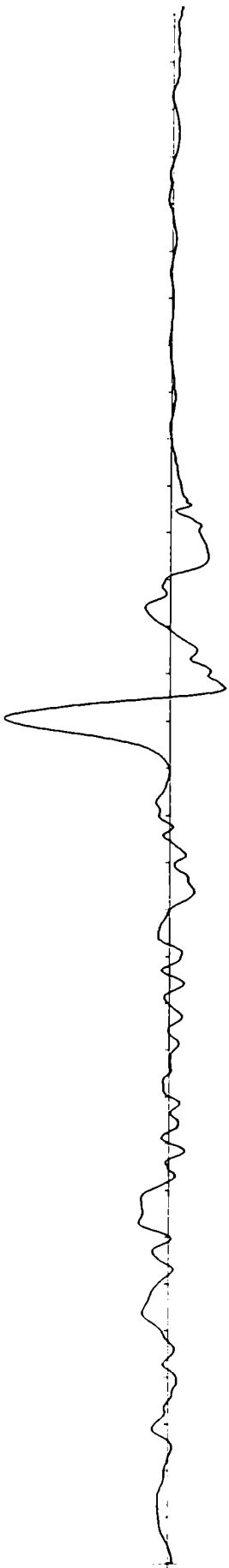


Gráfico PP5A

Método espectral con periodograma.

Parte superior: anomalía magnética. Parte inferior: línea gruesa, topografía; línea delgada: estimadores de profundidad del techo del basamento magnético. Este perfil cruza la isla Vega entre los 1125 y 1150 km.

$\Delta x = 0.5$ km; ventana móvil = 250 km; ventana en los bordes = 10 %; espesor corteza calculado por compensación isostática; espesor corteza magnética determinado por control de susceptibilidad con cotas 0.002, 0.009 en unidades cgs.

profmen < pp5a.inp

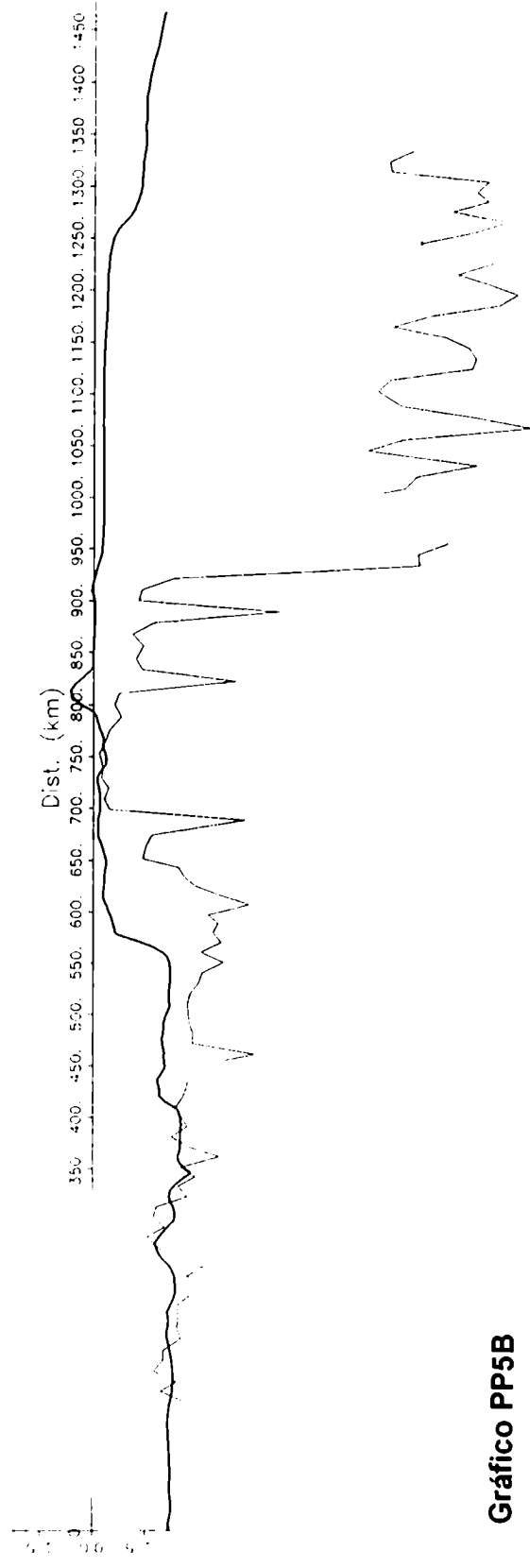


Gráfico PP5B

Método espectral con períodograma.

Parte superior: anomalía magnética. Parte inferior: *línea gruesa*, topografía; *línea delgada*: estimadores de profundidad del techo del basamento magnético. Este perfil cruza la isla Robertson a los 900 km.

$\Delta x = 0.5$ km; ventana móvil = 250 km; ventana en los bordes = 10 %; espesor corteza calculado por compensación isostática; espesor corteza magnética determinado por control de susceptibilidad con cotas 0.002, 0.009 en unidades cgs.

profmen < pp5b.inp

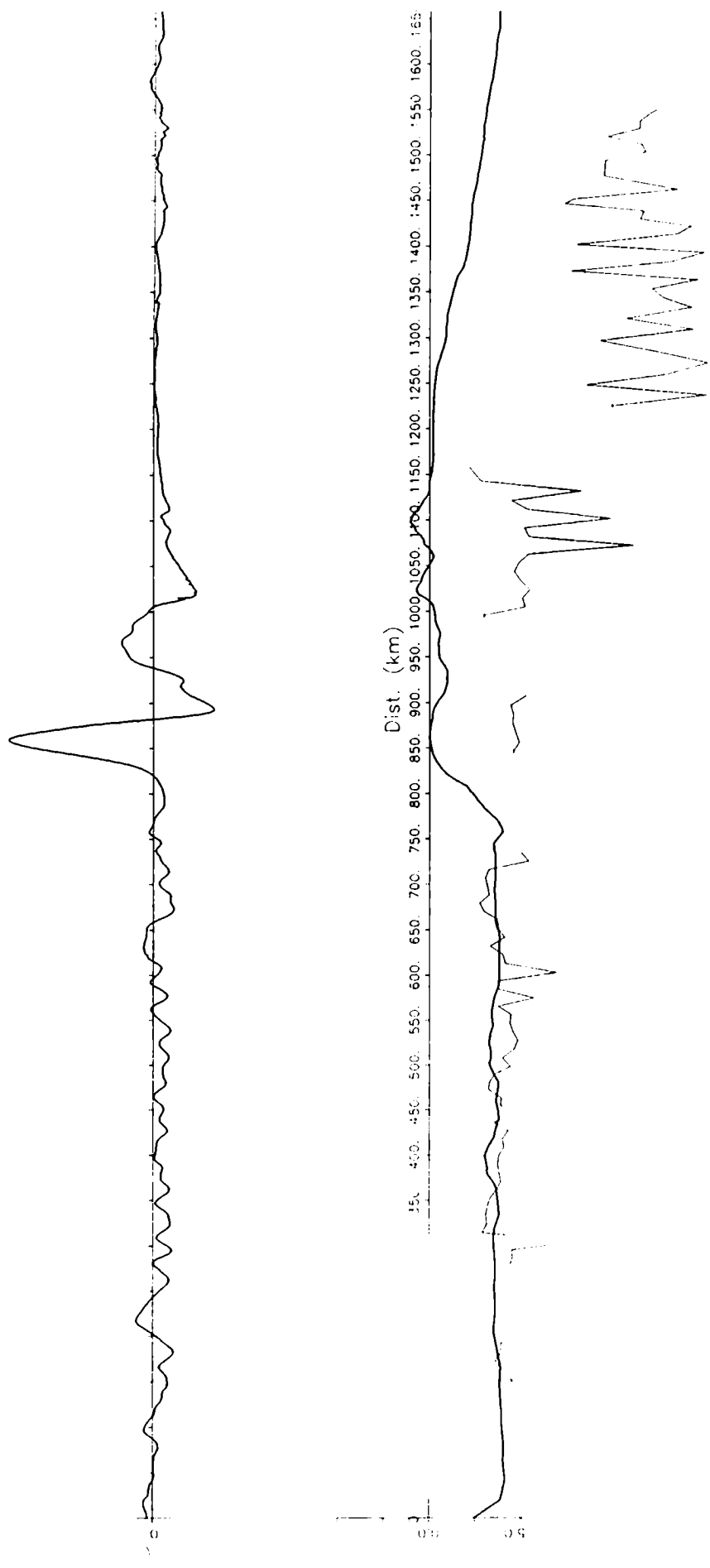


Gráfico PP5C

Método espectral con períodograma.

Parte superior: anomalía magnética. Parte inferior: *línea gruesa*, topografía; *línea delgada*: estimadores de profundidad del techo del basamento magnético. Este perfil cruza la isla James Ross a los 1100 km.

$\Delta x = 0.5$ km; ventana móvil = 250 km; ventana en los bordes = 10 %; espesor corteza calculado por compensación isostática; espesor corteza magnética determinado por control de susceptibilidad con cotas 0.002, 0.009 en unidades cgs.

profmen < pp5c.inp

Perfil: pp872.01

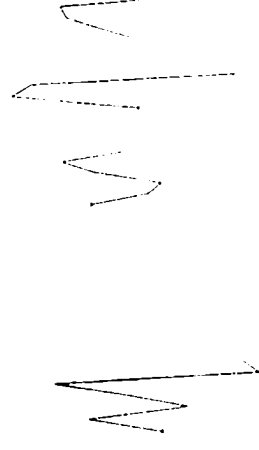
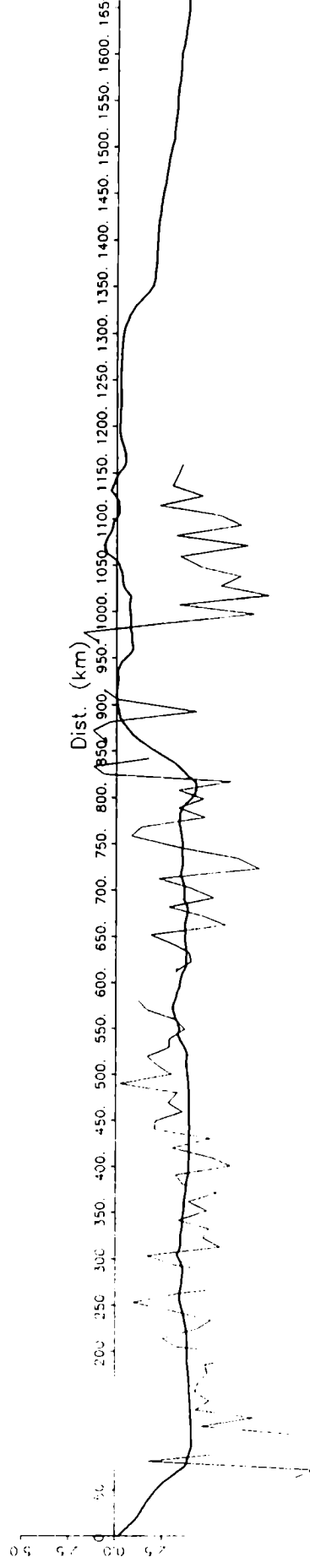
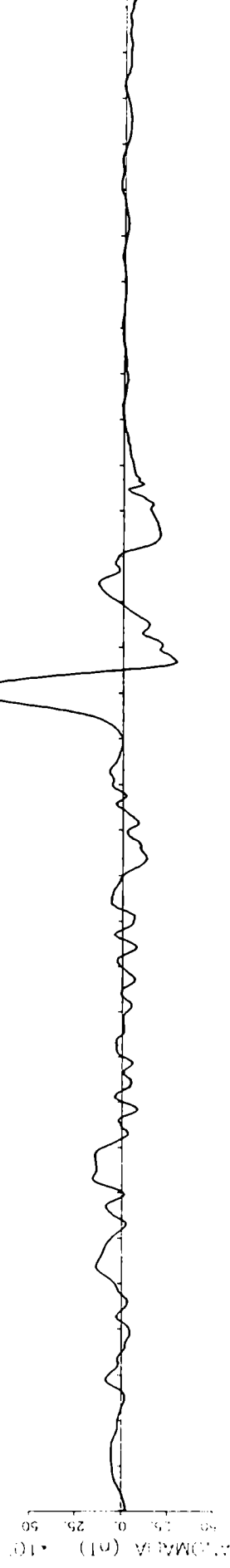


Gráfico PP6A

Método espectral con periodograma.

Parte superior: anomalía magnética. Parte inferior: línea gruesa, topografía; línea delgada: estimadores de profundidad del techo del basamento magnético. Este perfil cruza la isla Vega entre los 1125 y 1150 km.

$\Delta x = 0.5$ km; ventana móvil = 125 km; ventana en los bordes = 0 %; espesor corteza calculado por compensación isostática; espesor corteza magnética determinado por control de susceptibilidad con cotas 0.002, 0.009 en unidades cgs.

profmen < pp6a.inp

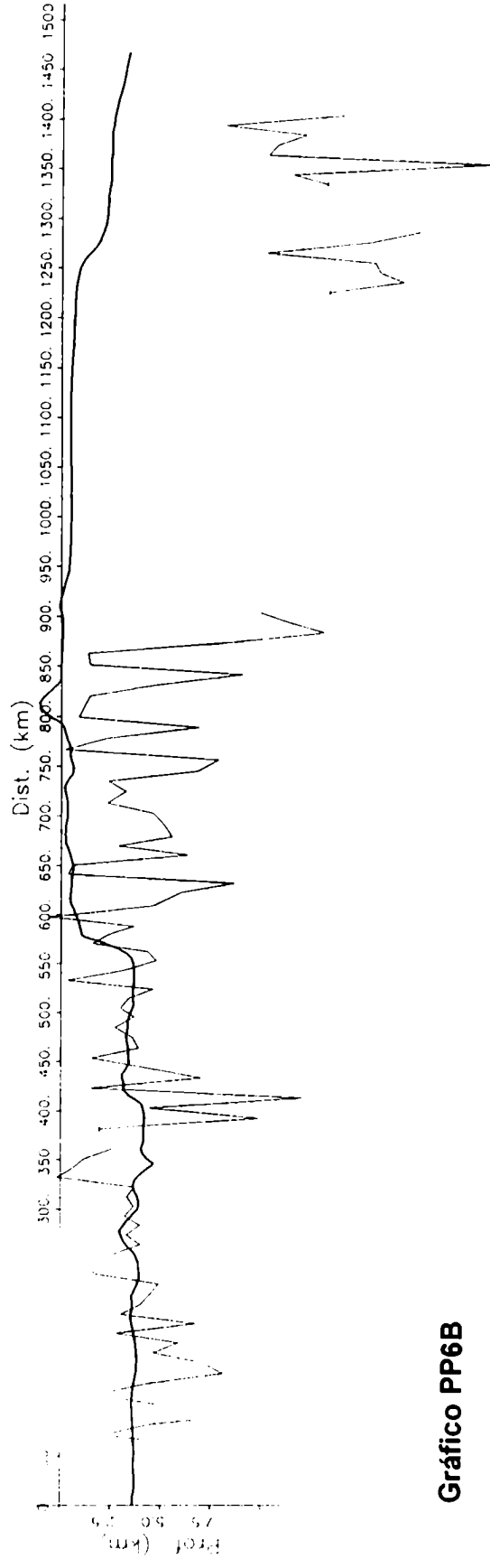


Gráfico PP6B

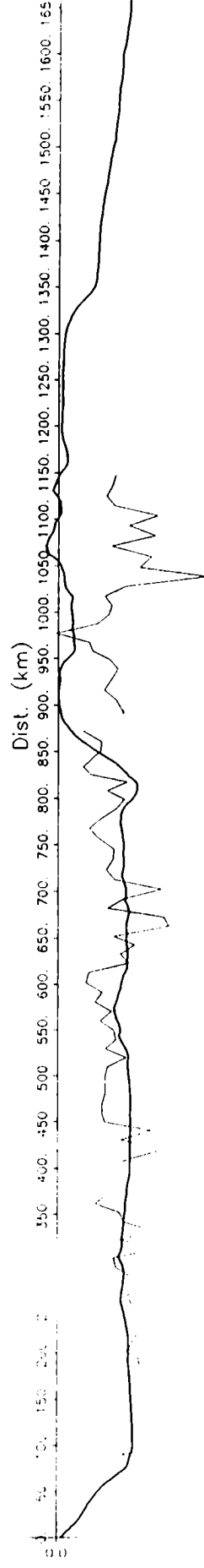
Método espectral con periodograma.

Parte superior: anomalía magnética. Parte inferior: *línea gruesa*, topografía; *línea delgada*: estimadores de profundidad del techo del basamento magnético. Este perfil cruza la isla Robertson a los 900 km.

$\Delta x = 0.5$ km; ventana móvil = 125 km; ventana en los bordes = 0 %; espesor corteza calculado por compensación isostática; espesor corteza magnética determinado por control de susceptibilidad con cotas 0.002, 0.009 en unidades cgs.

profmen < pp6b.inp

pp872.01



AN

W

Gráfico PP7A

Método espectral con periodograma.

Parte superior: anomalía magnética. Parte inferior: línea gruesa, topografía; línea delgada: estimadores de profundidad del techo del basamento magnético. Este perfil cruza la isla Vega entre los 1125 y 1150 km.

$\Delta x = 0.5$ km; ventana móvil = 125 km; ventana en los bordes = 10 %; espesor corteza calculado por compensación isostática; espesor corteza magnética determinado por control de susceptibilidad con cotas 0.002, 0.009 en unidades cgs.

profmen < pp7a.inp

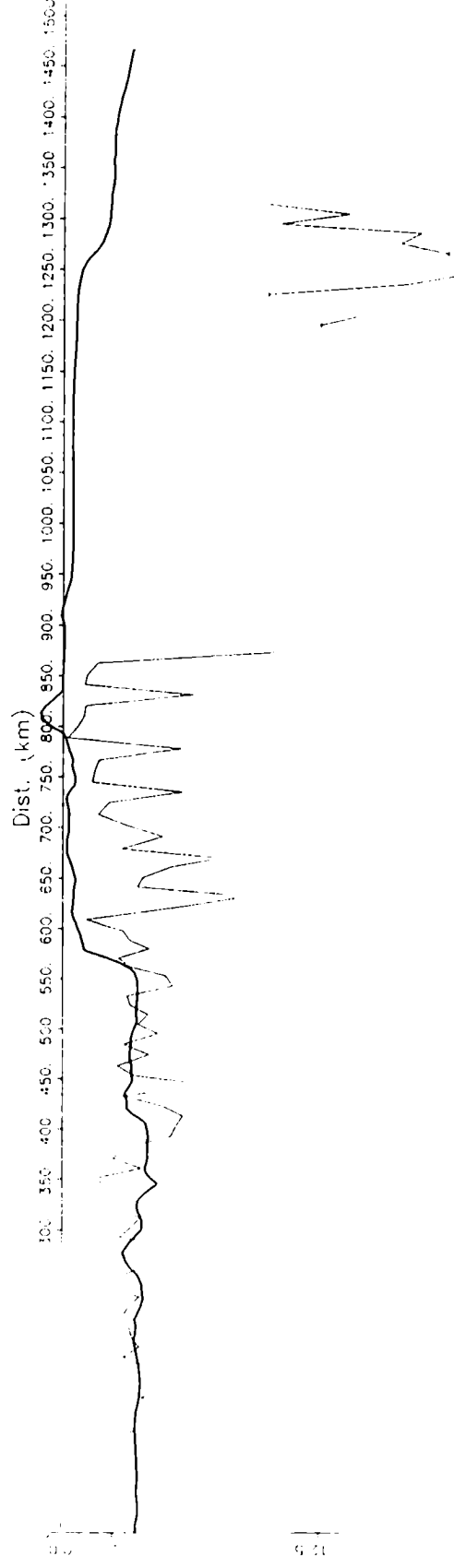


Gráfico PP7B

Método espectral con períodograma.

Parte superior: anomalía magnética. Parte inferior: *línea gruesa*, topografía; *línea delgada*: estimadores de profundidad del techo del basamento magnético. Este perfil cruza la isla Robertson a los 900 km.

$\Delta x = 0.5$ km; ventana móvil = 125 km; ventana en los bordes = 10 %; espesor corteza calculado por compensación isostática; espesor corteza magnética determinado por control de susceptibilidad con cotas 0.002, 0.009 en unidades cgs.

profmen < pp7b.inp

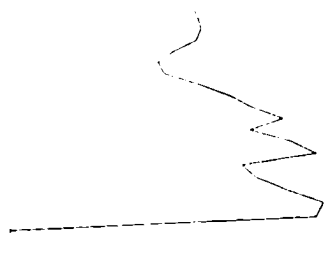
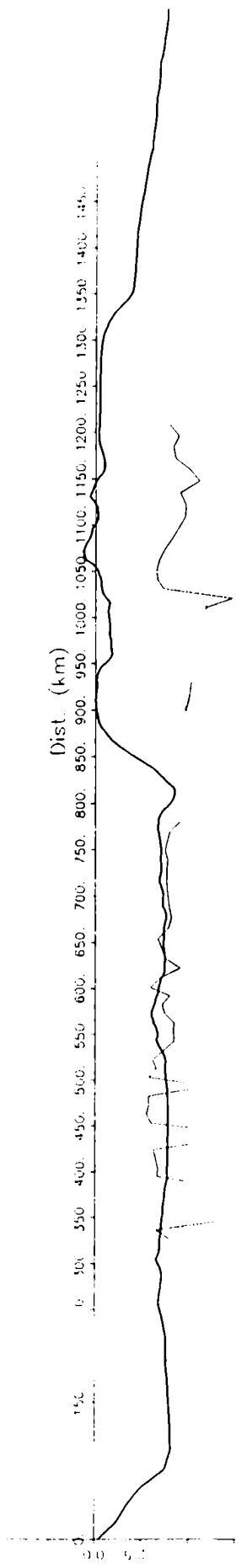
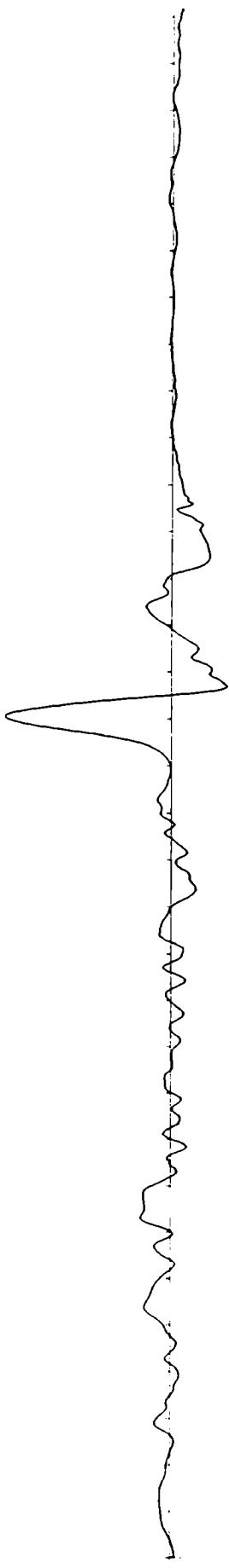


Gráfico PP8A

Método espectral con períodograma.

Parte superior: anomalía magnética. Parte inferior: línea gruesa, topografía; línea delgada: estimadores de profundidad del techo del basamento magnético. Este perfil cruza la isla Vega entre los 1125 y 1150 km.

$\Delta x = 0.5$ km; ventana móvil = 125 km; ventana en los bordes = 20 %; espesor corteza calculado por compensación isostática; espesor corteza magnética determinado por control de susceptibilidad con cotas 0.002, 0.009 en unidades cgs.

profmen < pp8a.inp

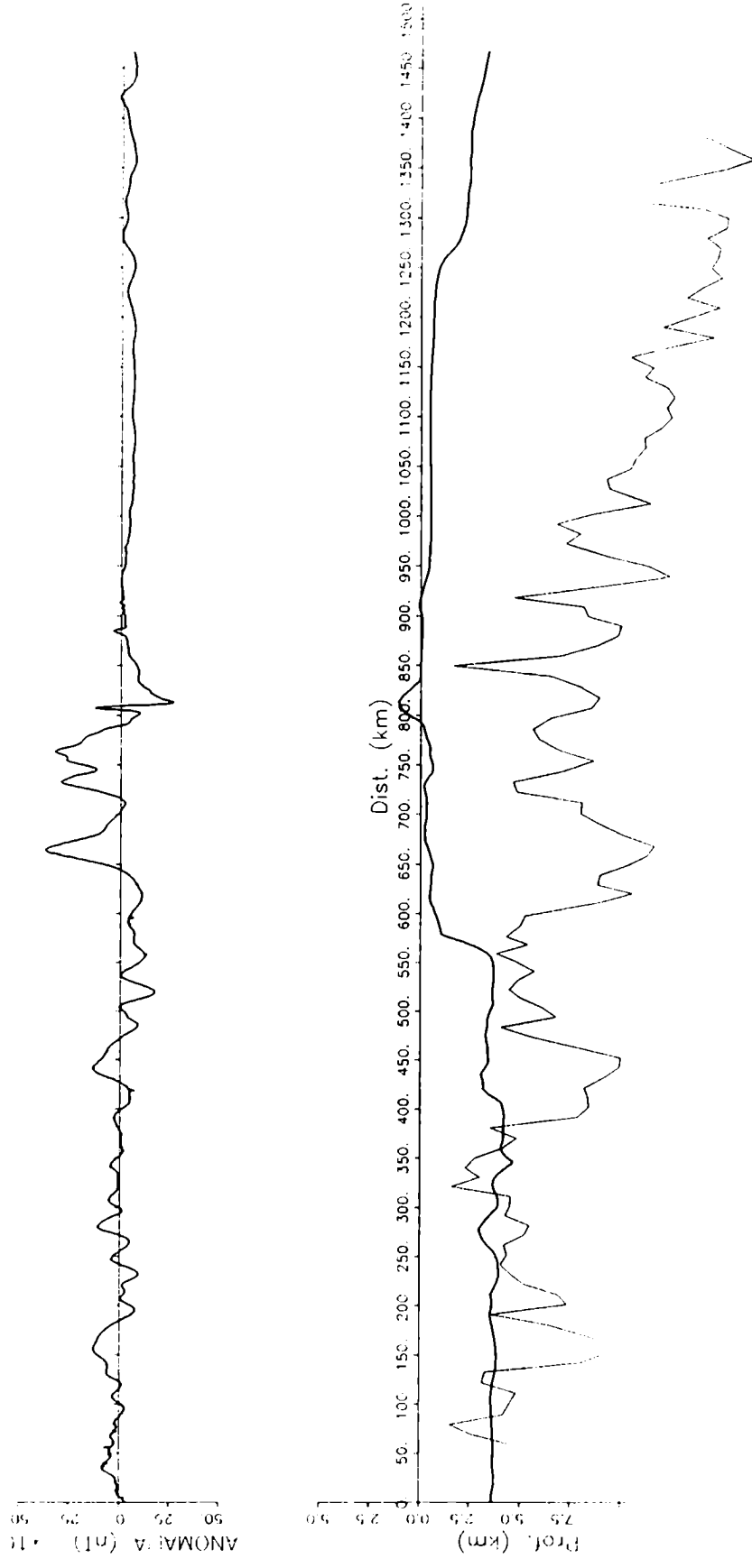


Gráfico PMEN1

Método espectral con máxima entropía.

Parte superior: anomalía magnética. Parte inferior: línea gruesa, topografía; línea delgada: estimadores de profundidad del techo del basamento magnético. Este perfil cruza la isla Robertson entre a los 900 km.

$\Delta x = 0.5$ km; ventana móvil = 100 km; ventana en los bordes = 0 %; espesor corteza magnética = 2 km. No se controla la susceptibilidad.

profmen < pmen1.inp

Perfil: pa873.02

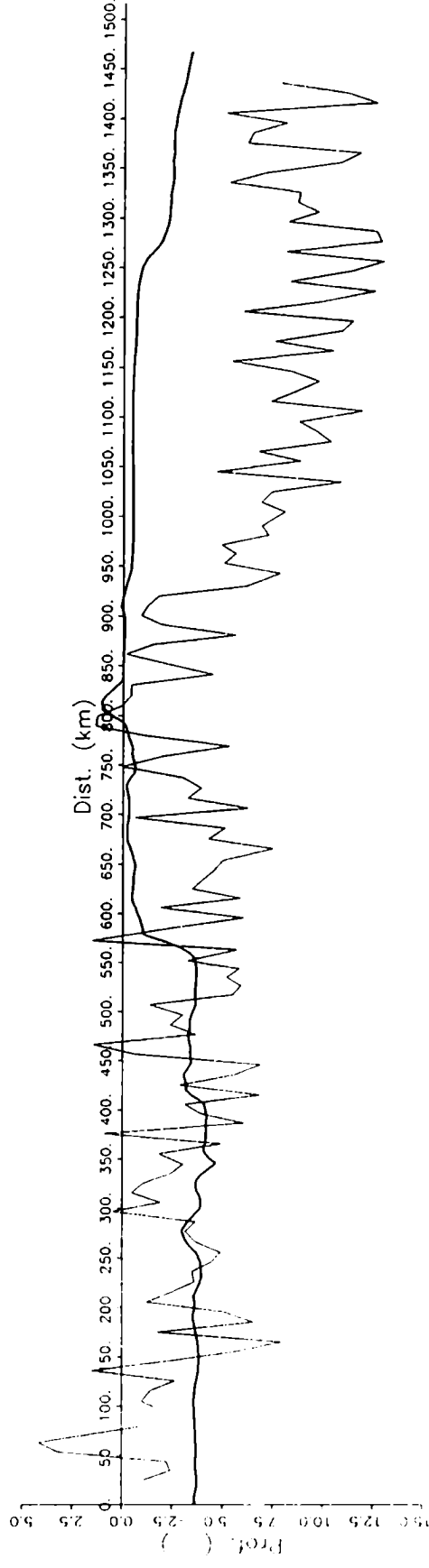
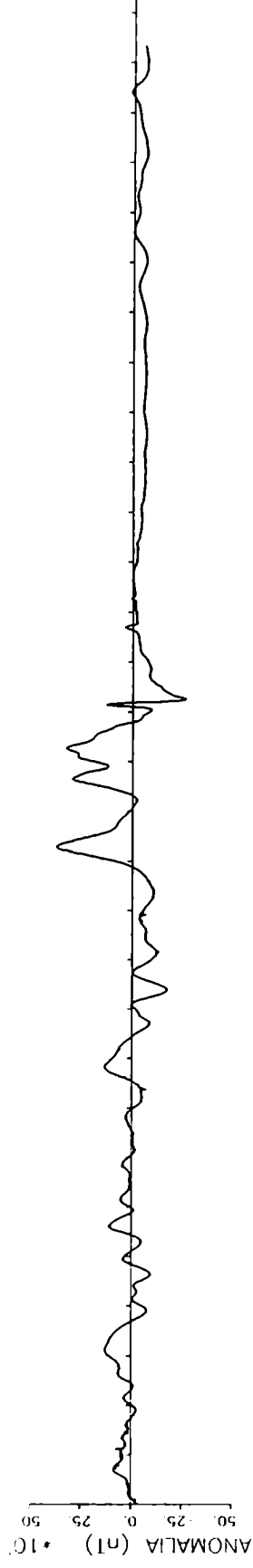


Gráfico PMEN2

Método espectral con máxima entropía.

Parte superior: anomalía magnética. Parte inferior: línea gruesa, topografía; línea delgada: estimadores de profundidad del techo del basamento magnético. Este perfil cruza la isla Robertson entre a los 900 km.

$\Delta x = 0.5$ km; ventana móvil = 50 km; ventana en los bordes = 0 %; espesor corteza magnética = 2 km. No se controla la susceptibilidad.

profmen < pmen2.inp

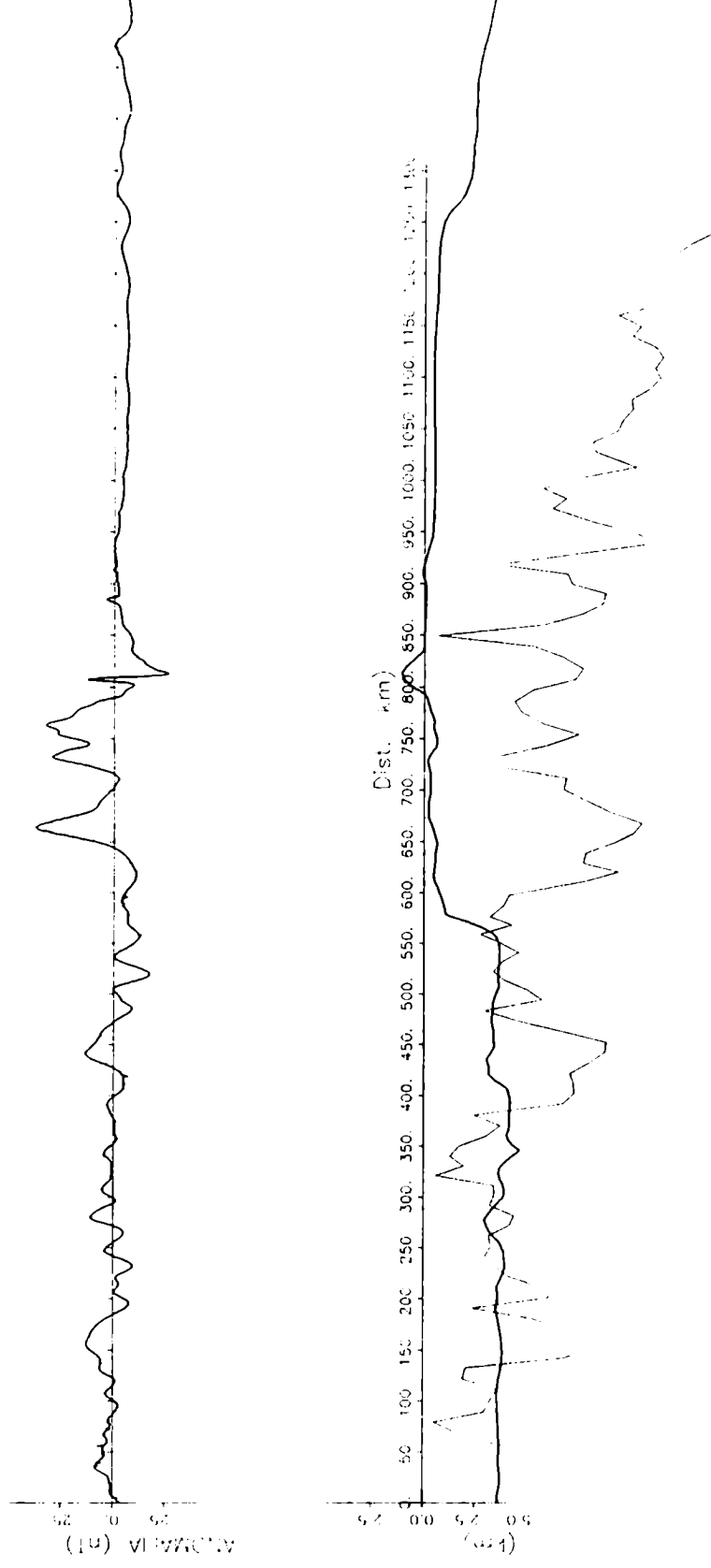


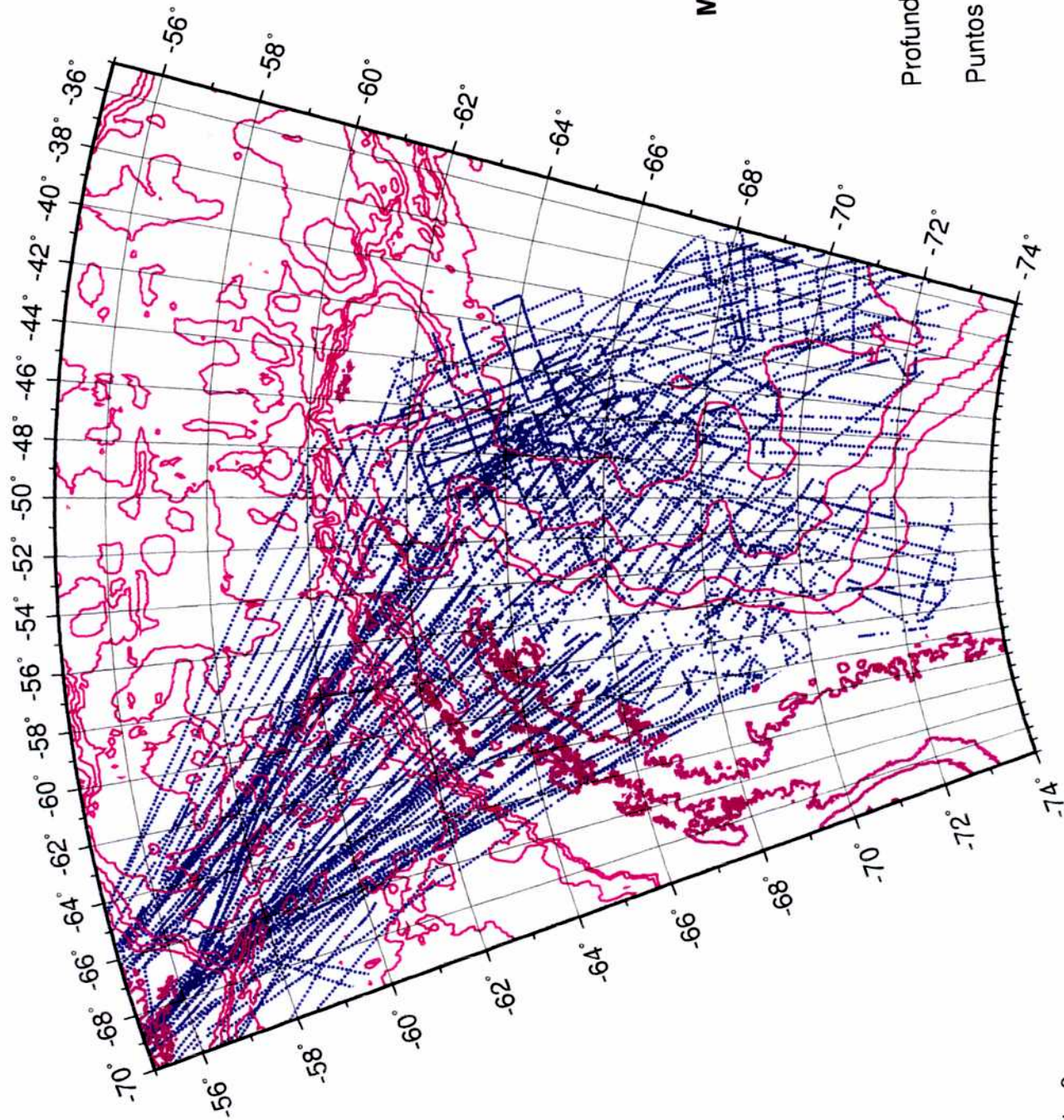
Gráfico PMEN3

Método espectral con máxima entropía.

Parte superior: anomalía magnética. Parte inferior: *línea gruesa*, topografía; *línea delgada*: estimadores de profundidad del techo del basamento magnético. Este perfil cruza la isla Robertson entre a los 900 km.

$\Delta x = 0.5$ km; ventana móvil = 100 km; ventana en los bordes = 0 %; espesor corteza magnética = 5 km. No se controla la susceptibilidad.

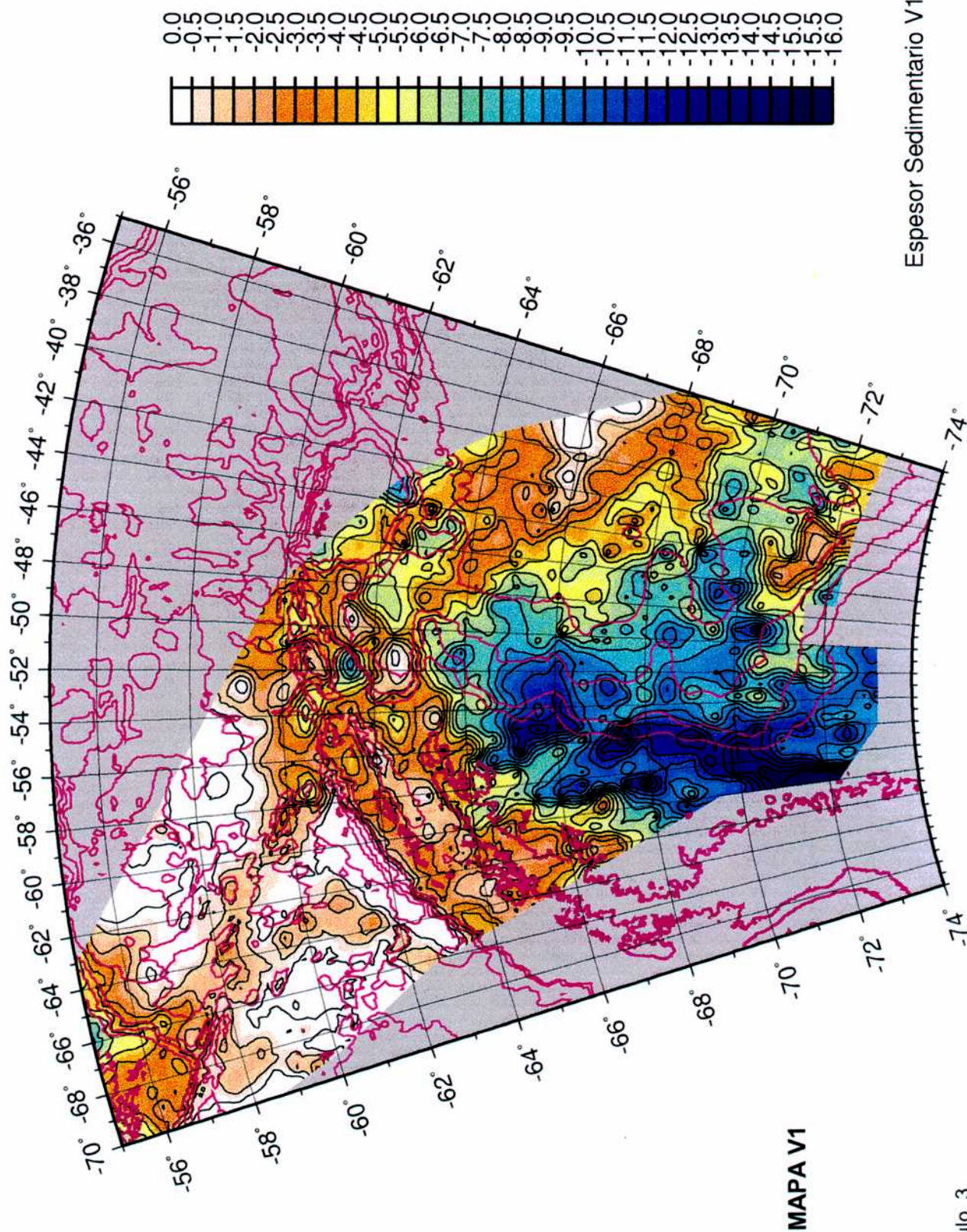
profmen < pmen3.inp

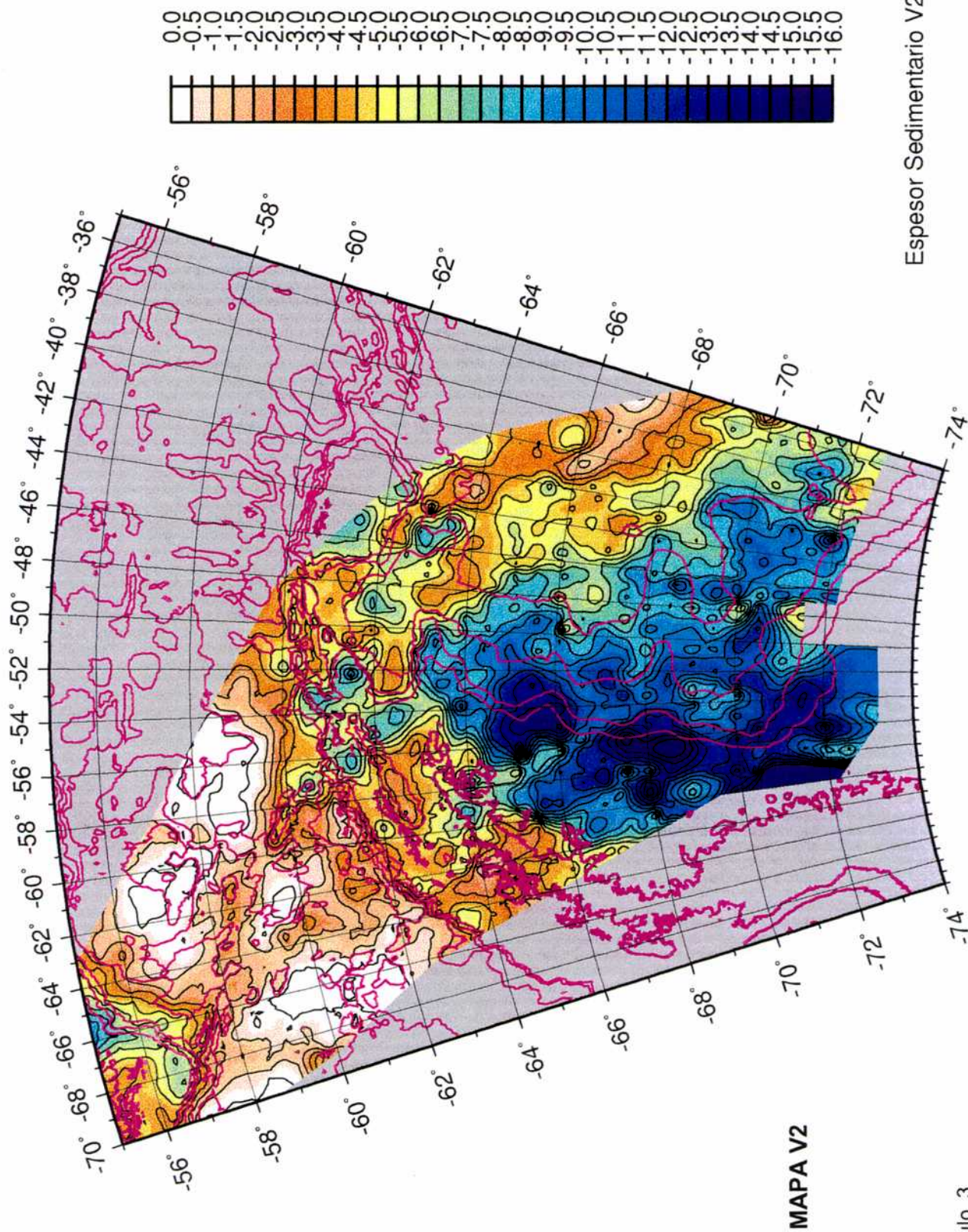


MAPA U

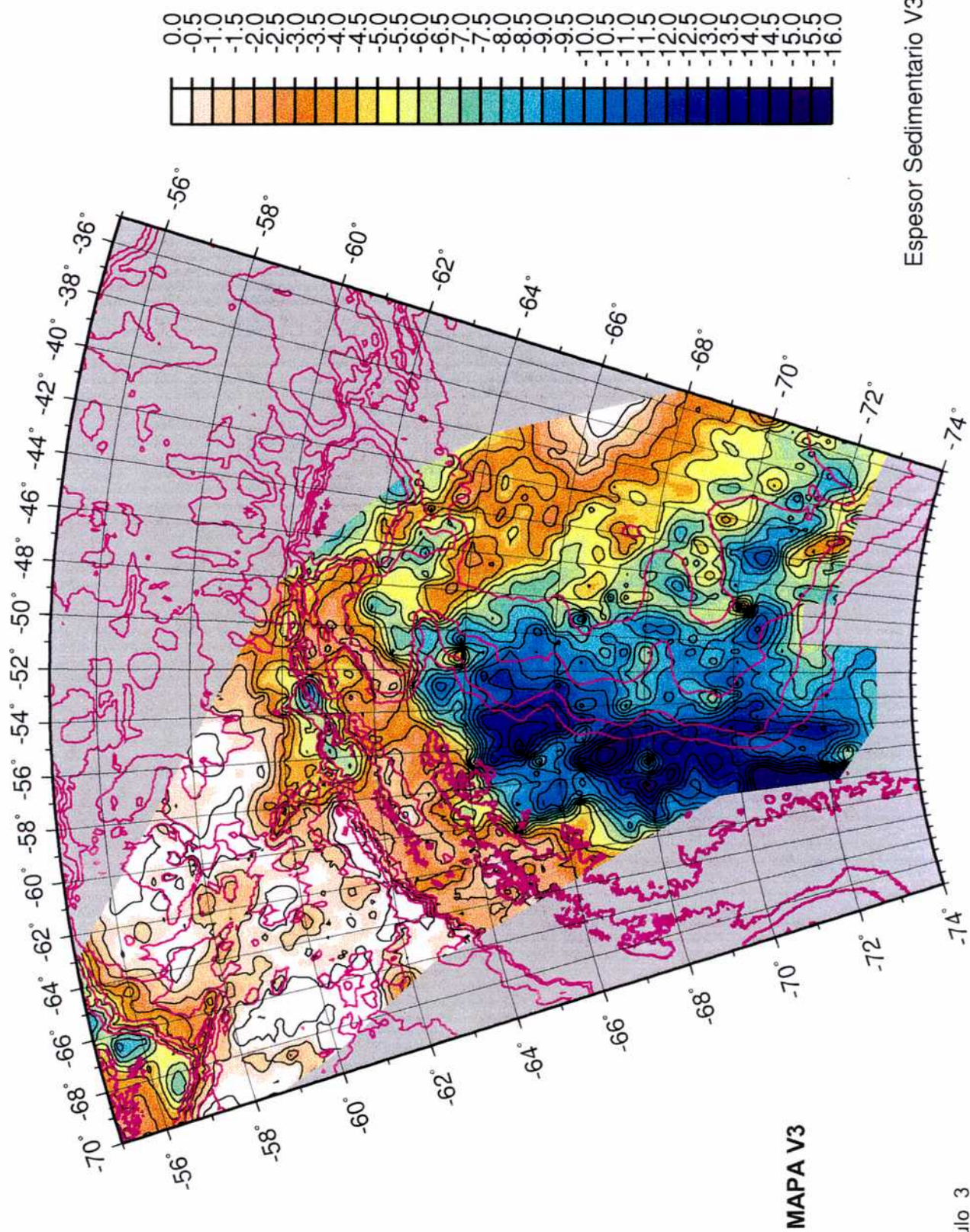
Profundidad Basamento

Puntos Dato

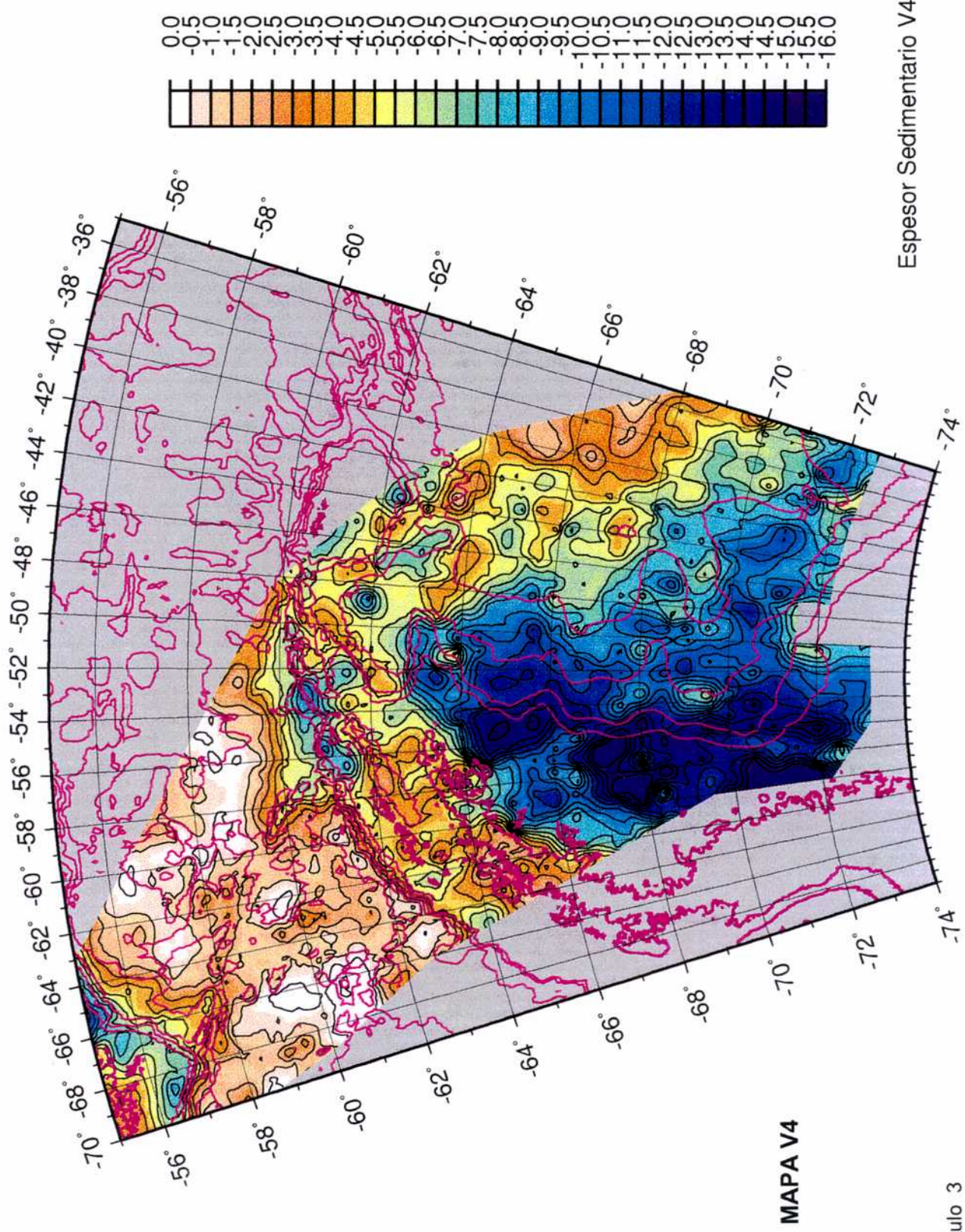




Espesor Sedimentario V2



Espesor Sedimentario V3



Esesor Sedimentario V4

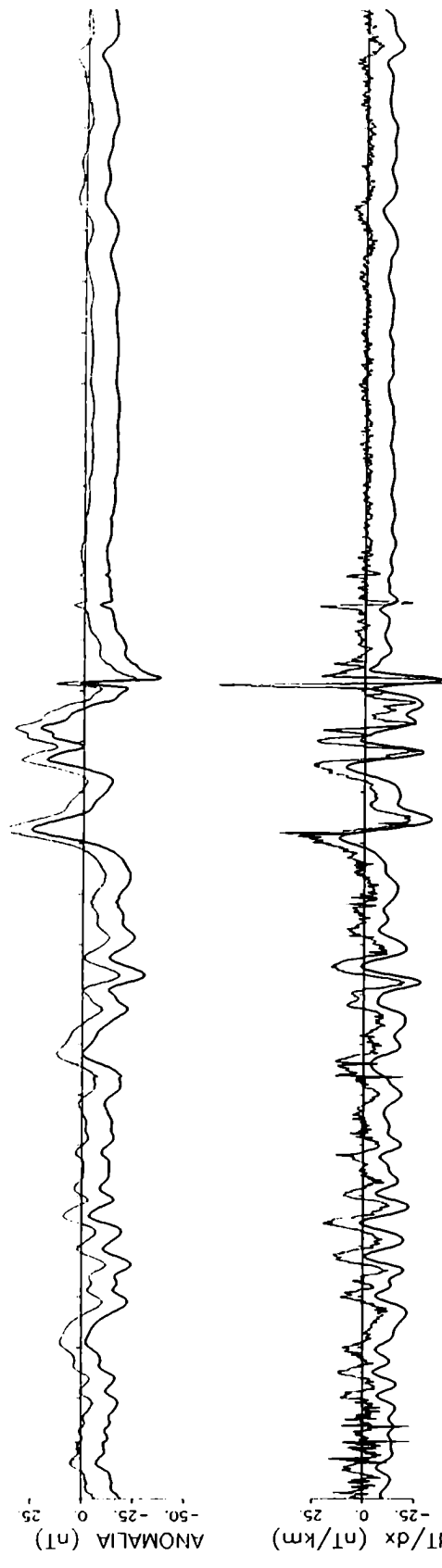
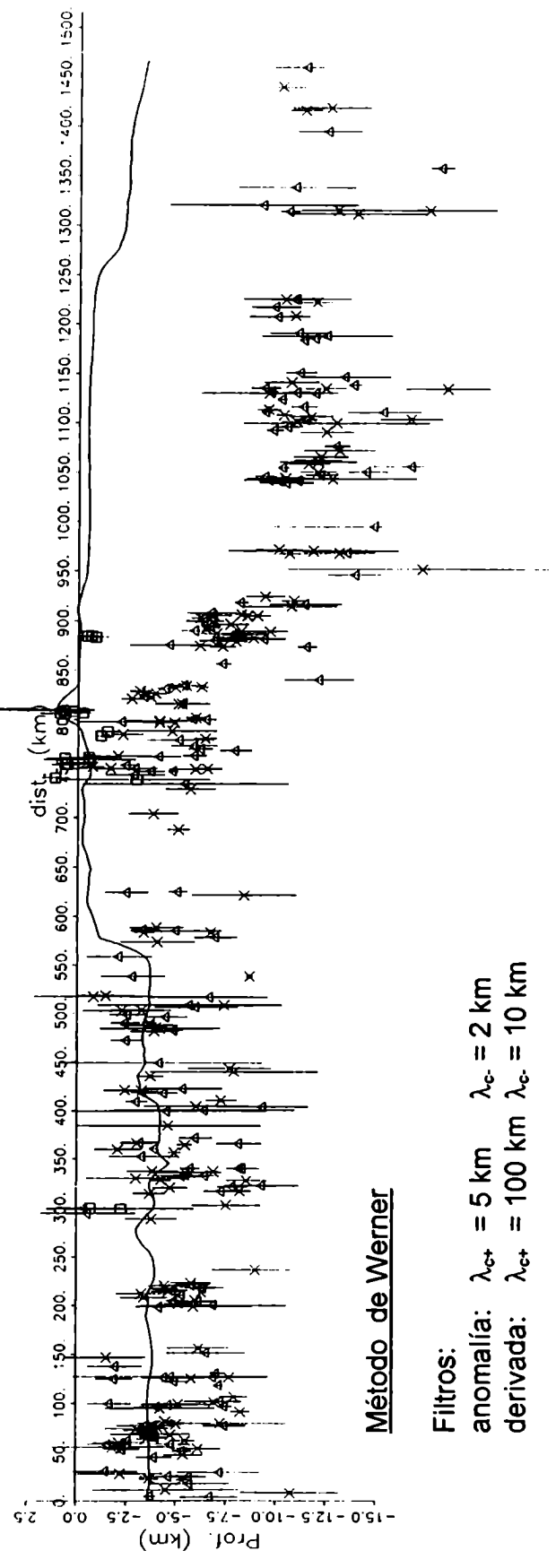


Gráfico wern1

oc873.02 cx = 0.5 km vent. = 10. km toi = 2. smin = 0.001 cgs smax = 0.015 cgs nder = 0



Método de Werner

Filtros:

anomalía: $\lambda_{c+} = 5 \text{ km}$ $\lambda_{c-} = 2 \text{ km}$
 derivada: $\lambda_{c+} = 100 \text{ km}$ $\lambda_{c-} = 10 \text{ km}$

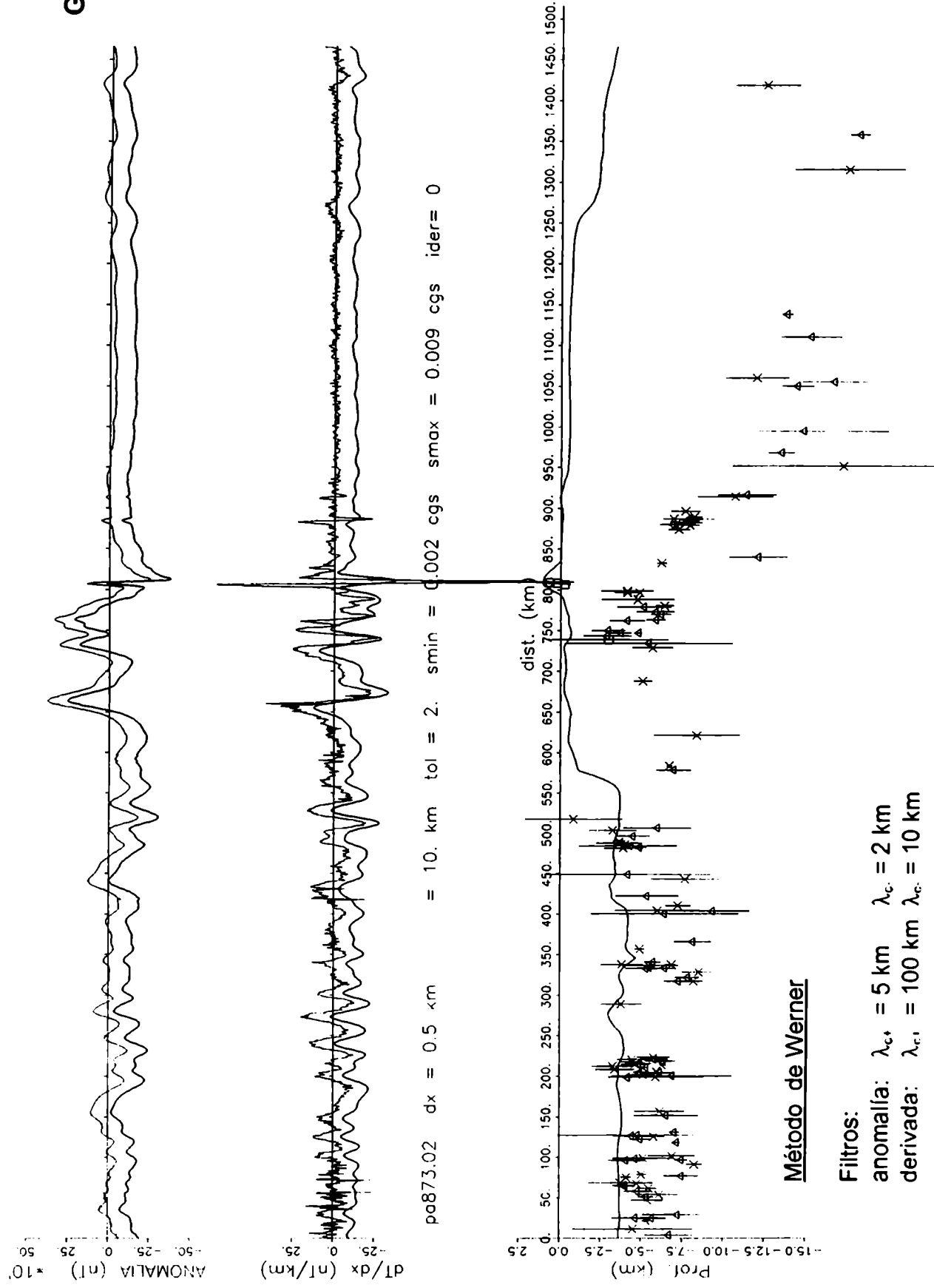


Gráfico wern2

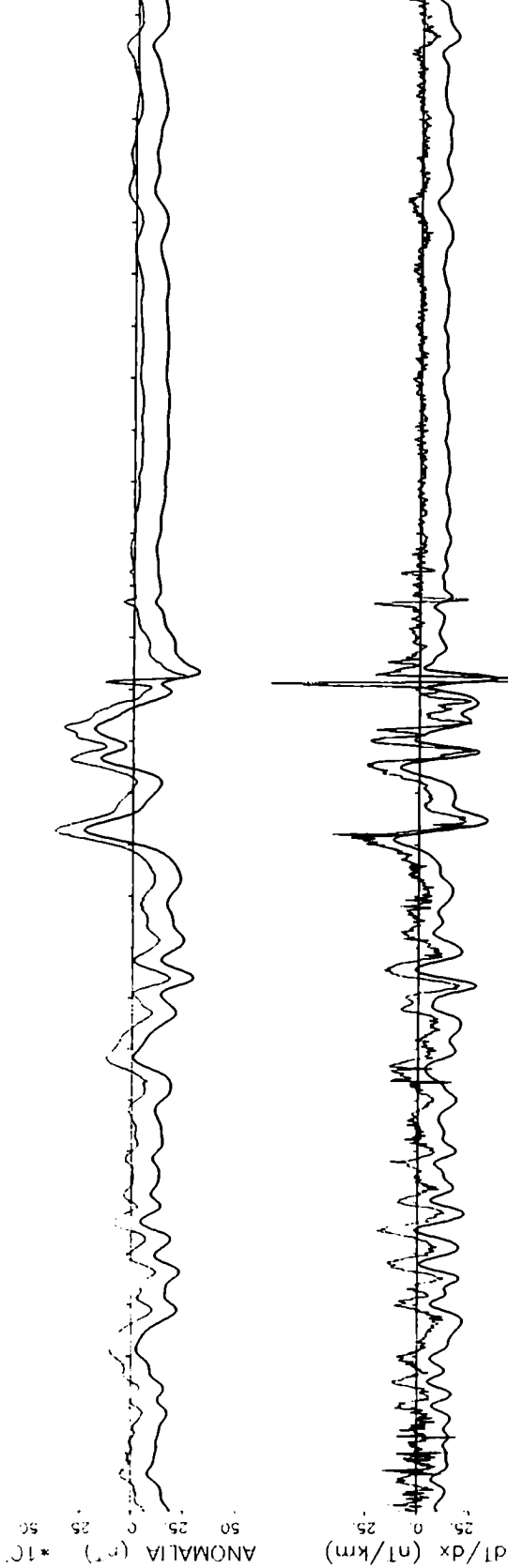
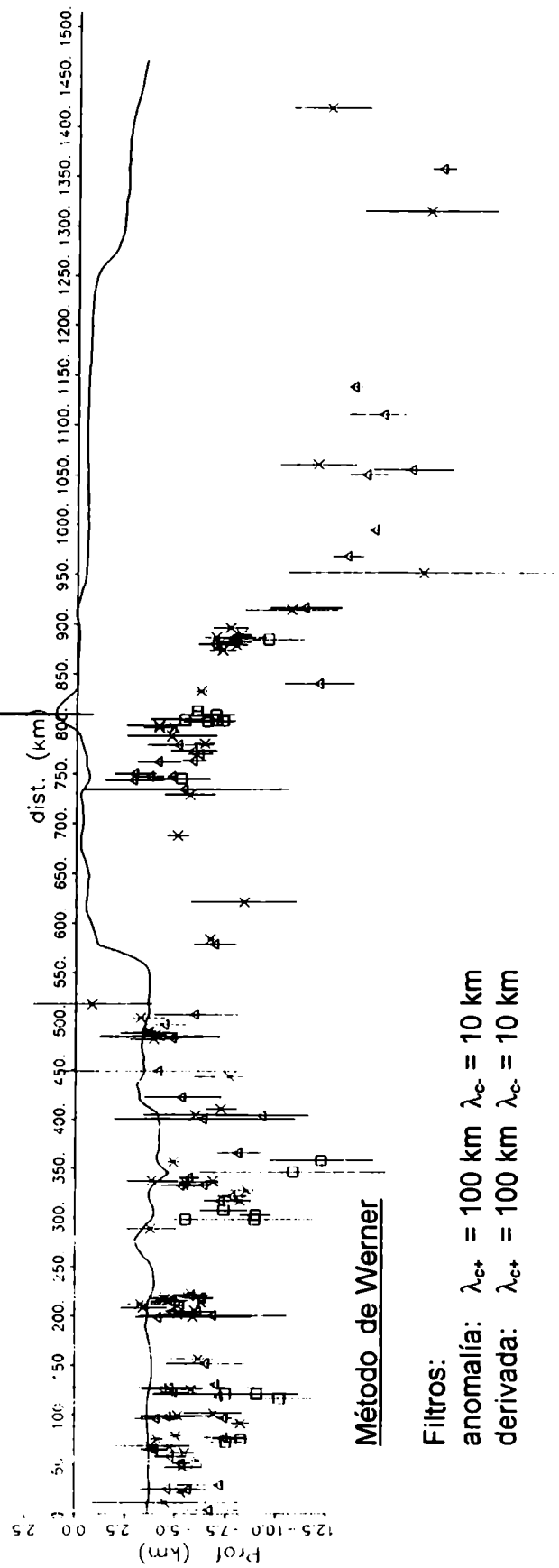


Gráfico wern3

00673.02 dx = 0.5 km = 10. km tol = 2. smin = 0.002 cgs smax = 0.009 cgs nder = 0



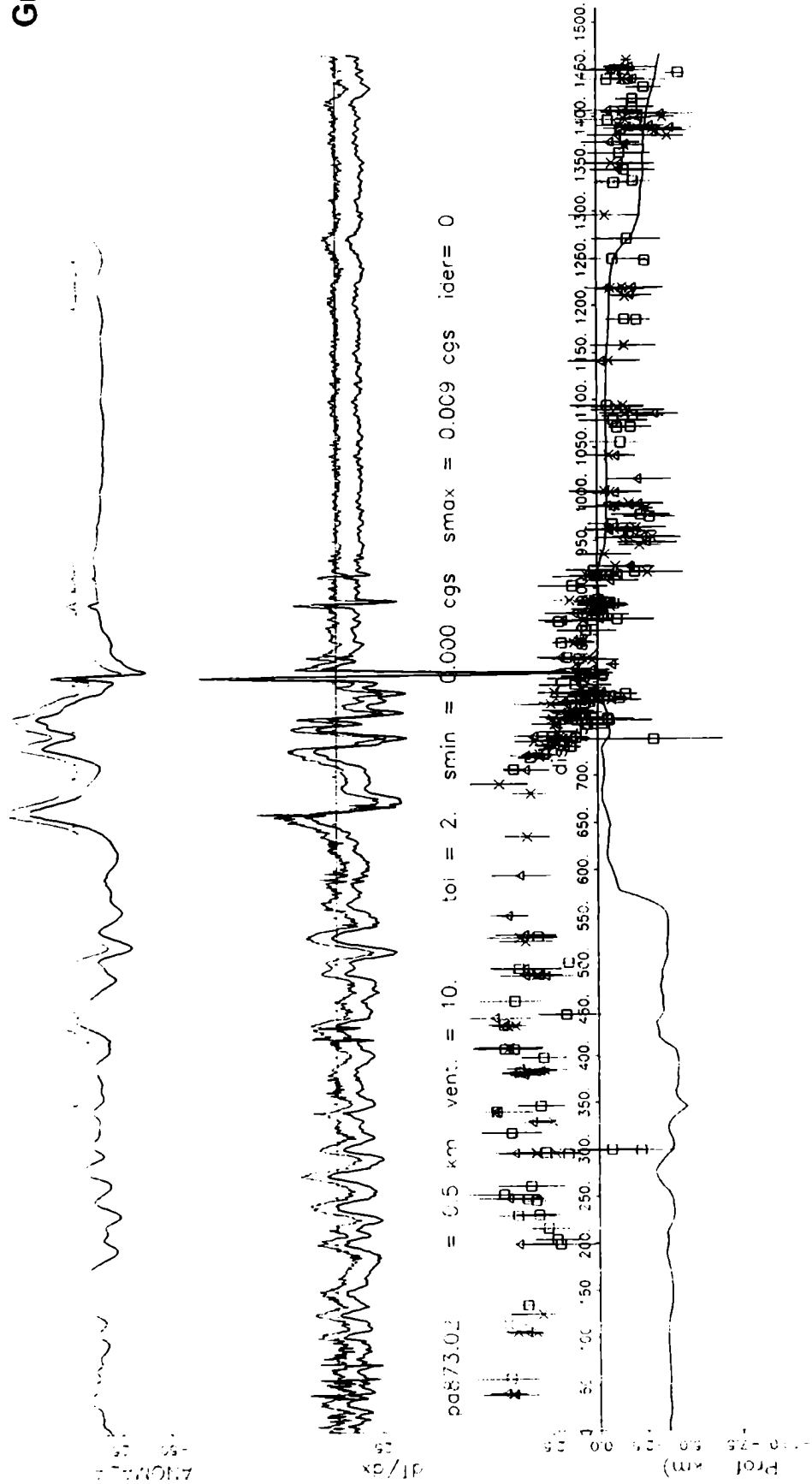
Método de Werner

Filtros:

anomalía: $\lambda_{c+} = 100$ km $\lambda_{c-} = 10$ km

derivada: $\lambda_{c+} = 100$ km $\lambda_{c-} = 10$ km

Gráfico wern4



Método de Werner

Filtros:

anomalia: $\lambda_{c+} = 5 \text{ km}$ $\lambda_{c-} = 2 \text{ km}$

derivada: $\lambda_{c+} = 100 \text{ km}$ $\lambda_{c-} = 2 \text{ km}$

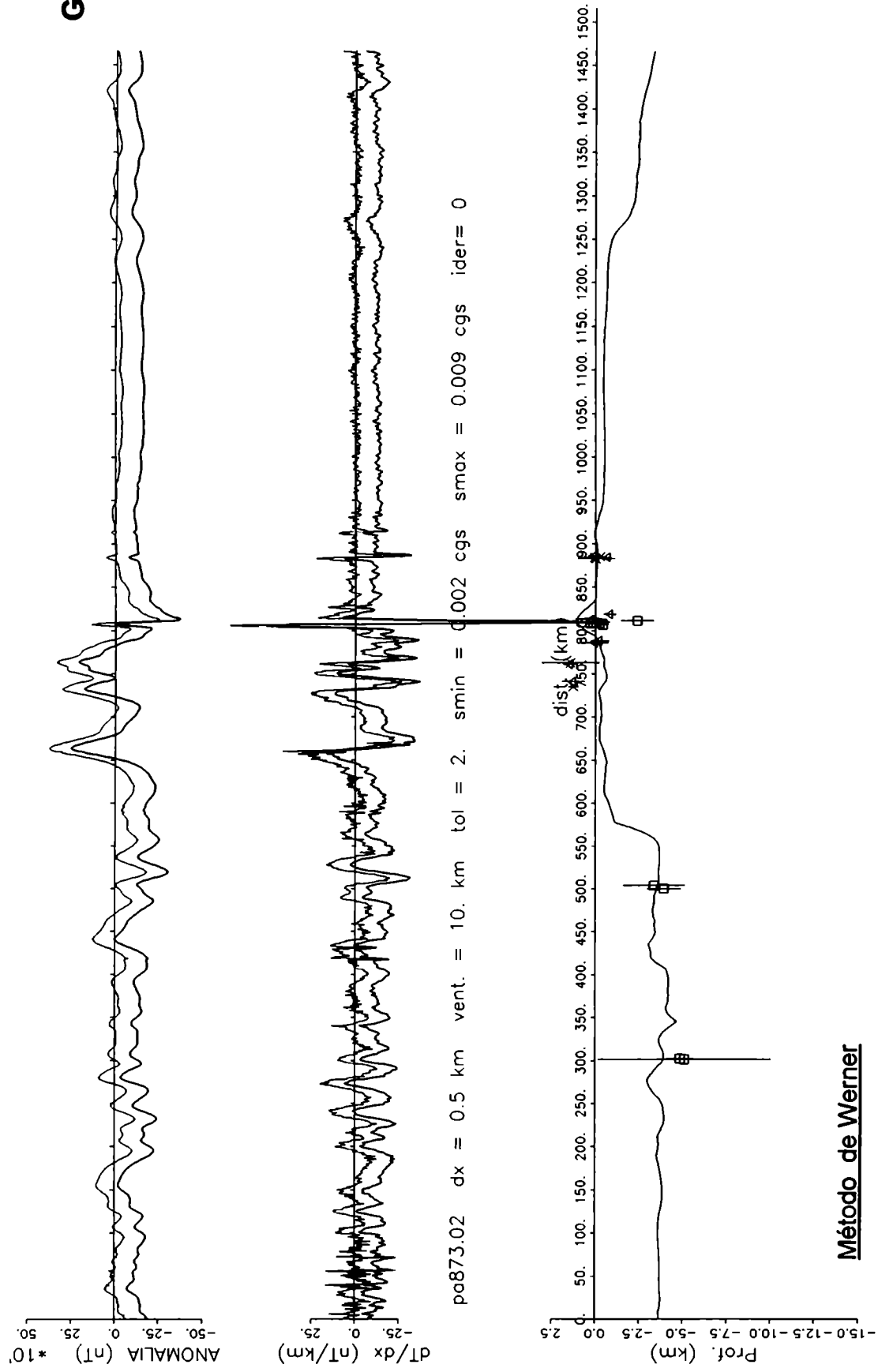


Gráfico wern5

Método de Werner

Filtros:

anomalía: $\lambda_{ct} = 5 \text{ km}$ $\lambda_c = 2 \text{ km}$

derivada: $\lambda_{ct} = 100 \text{ km}$ $\lambda_c = 2 \text{ km}$

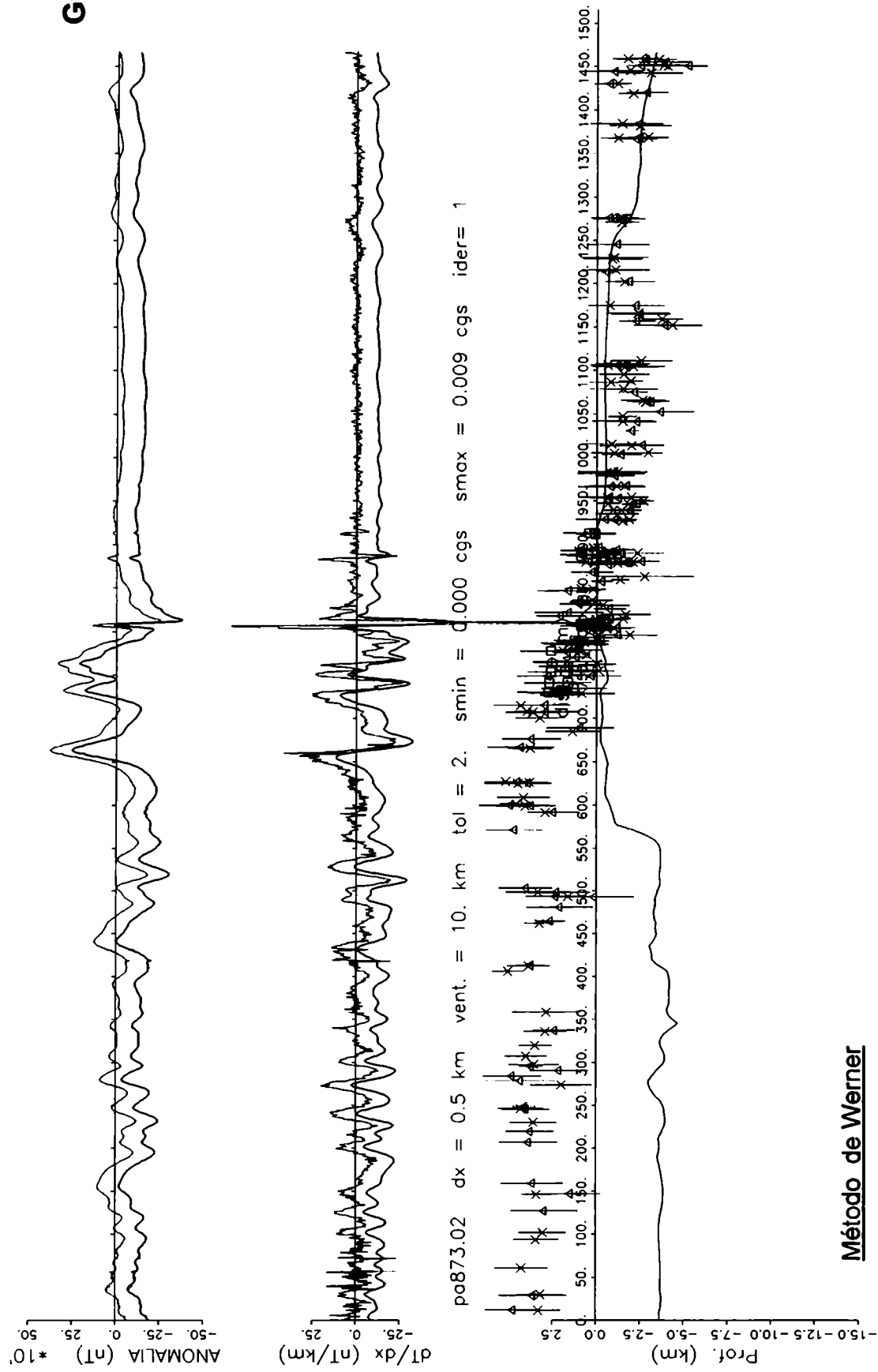


Gráfico wern6

Método de Werner

Filtros:
 anomalía: sin filtrar
 derivada: suavizado cm

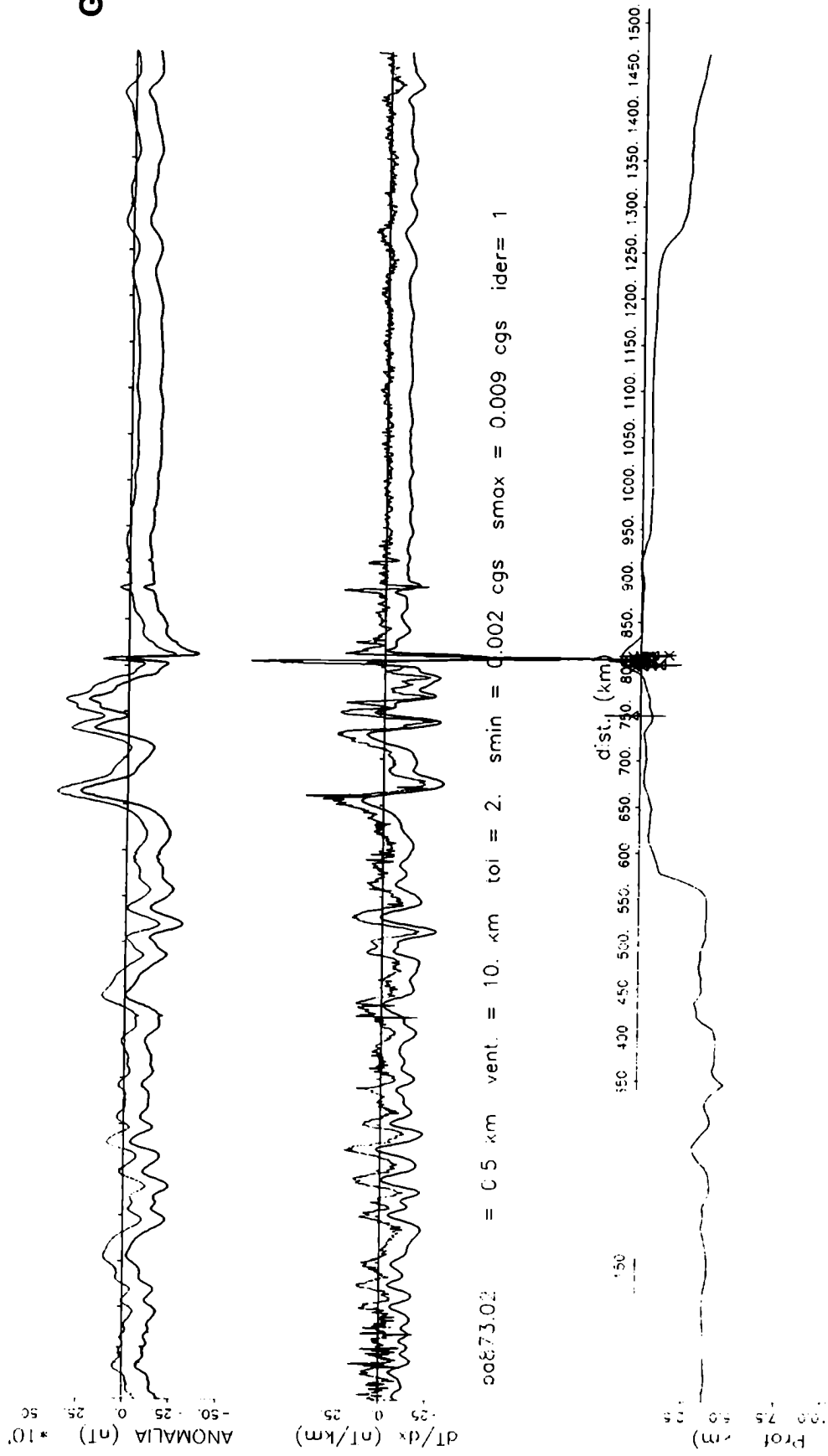


Gráfico wern7

Método de Werner

Filtros:

anomalía: sin filtrar

derivada: suavizado cm

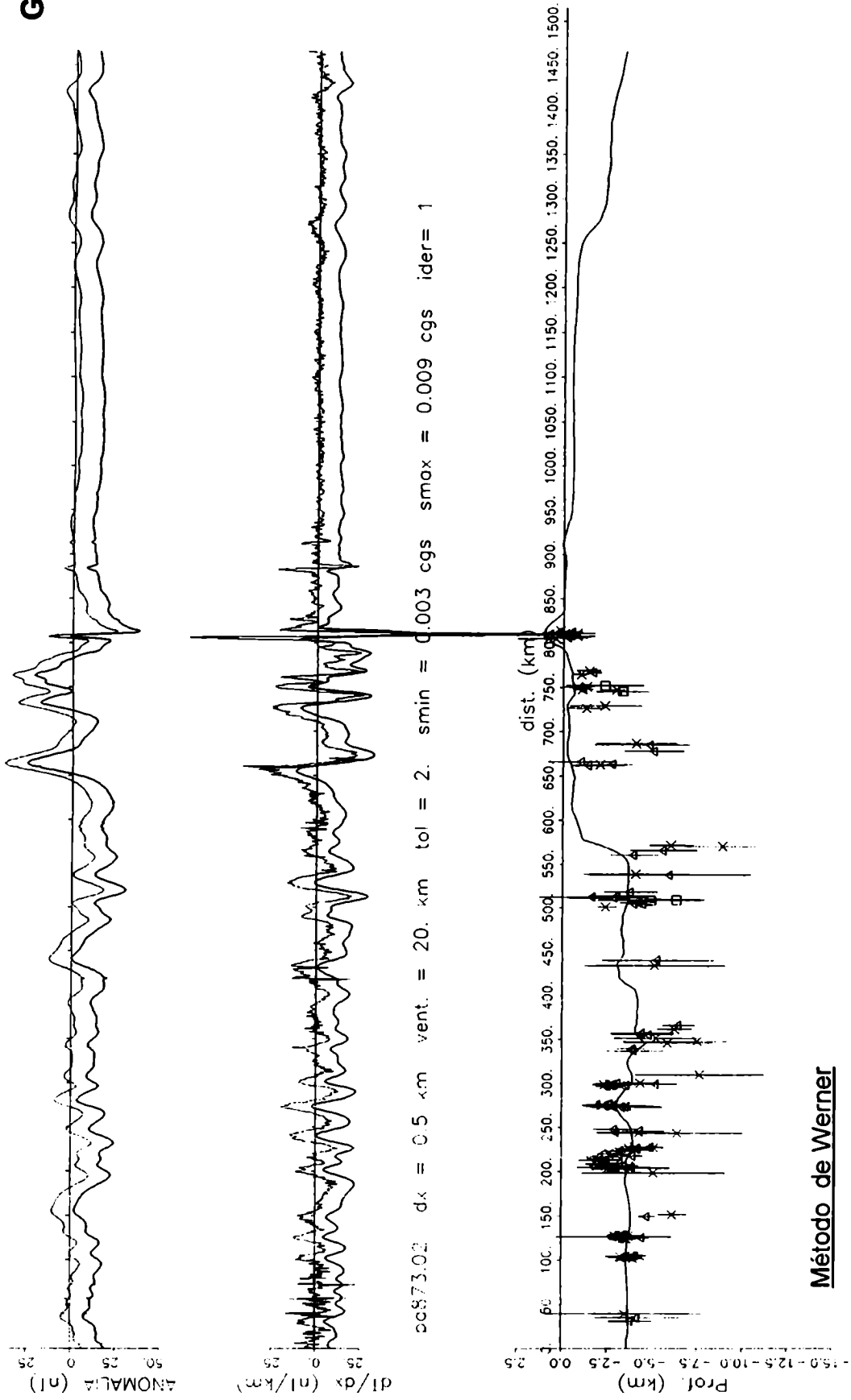


Gráfico wern8

Método de Werner

Filtros:
 anomalía: sin filtrar
 derivada: suavizado cm

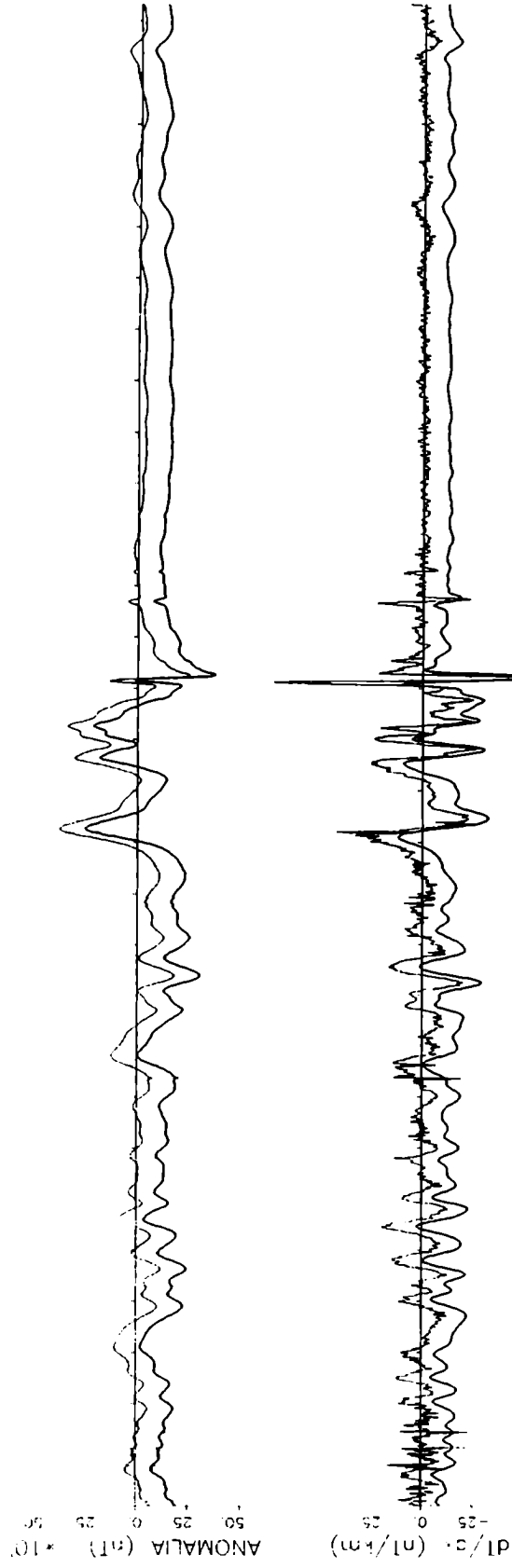
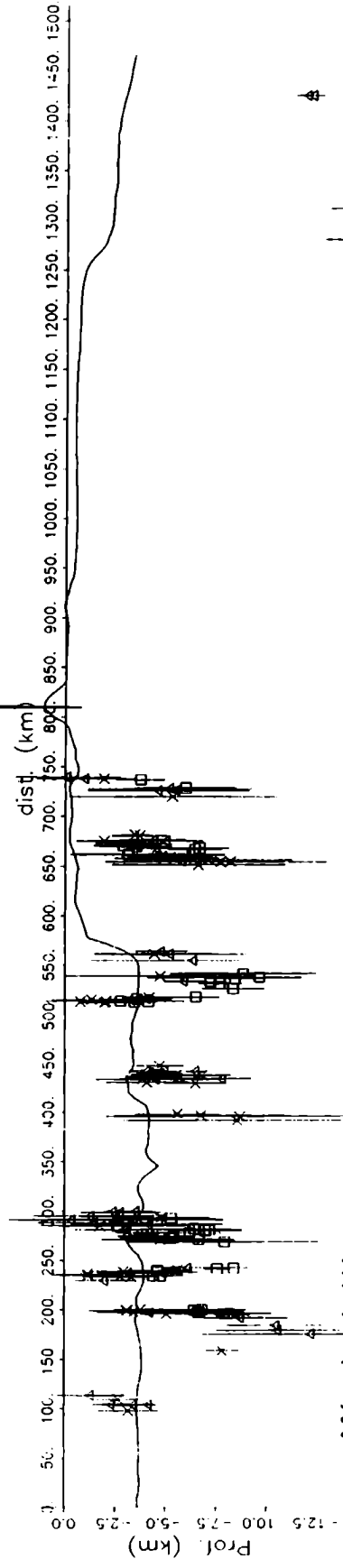


Gráfico wern10

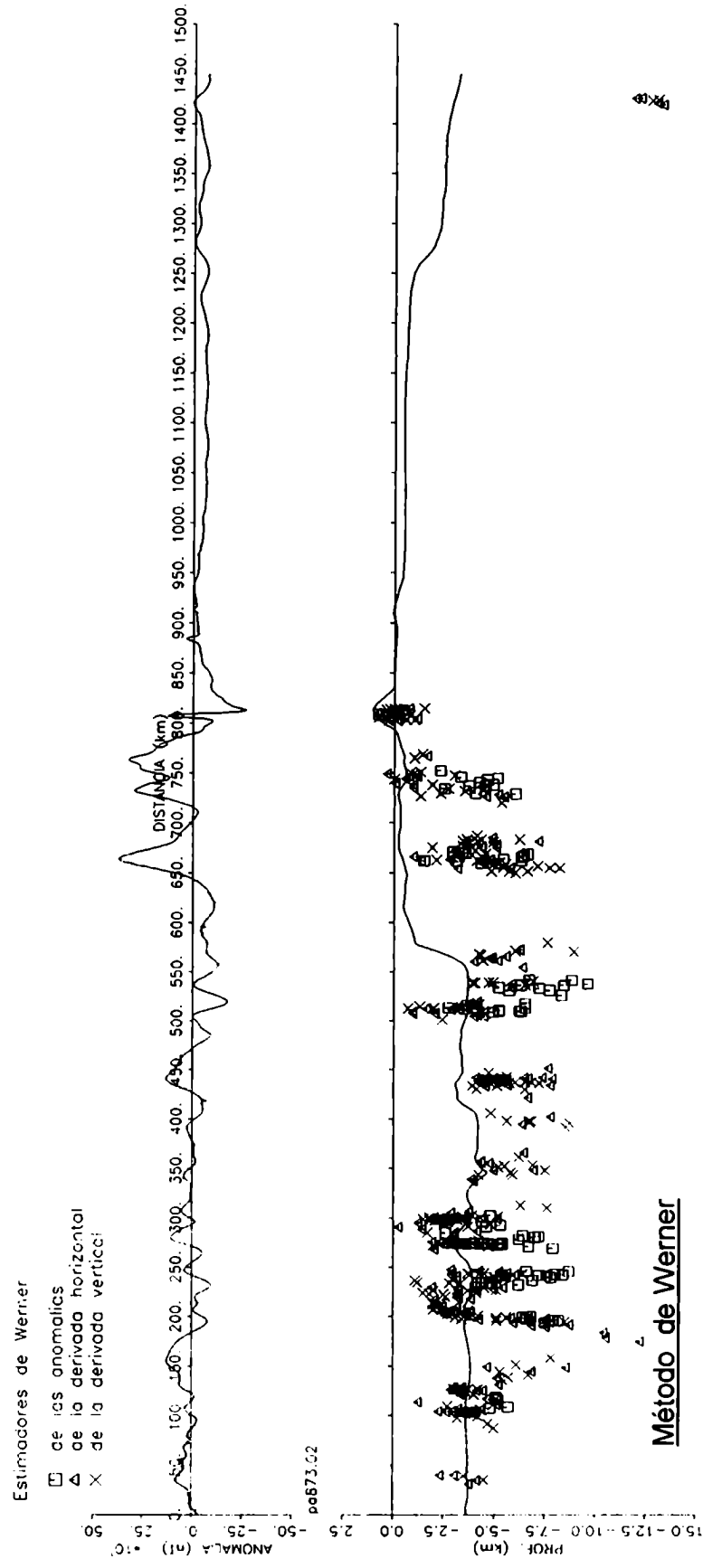
$\tau_{0.01} = 0.5 \text{ km}$ $\text{vent.} = 40. \text{ km}$ $\text{tol} = 2.$ $\text{smin} = 0.003 \text{ cgs}$ $\text{smax} = 0.009 \text{ cgs}$ $\text{ider} = 1$

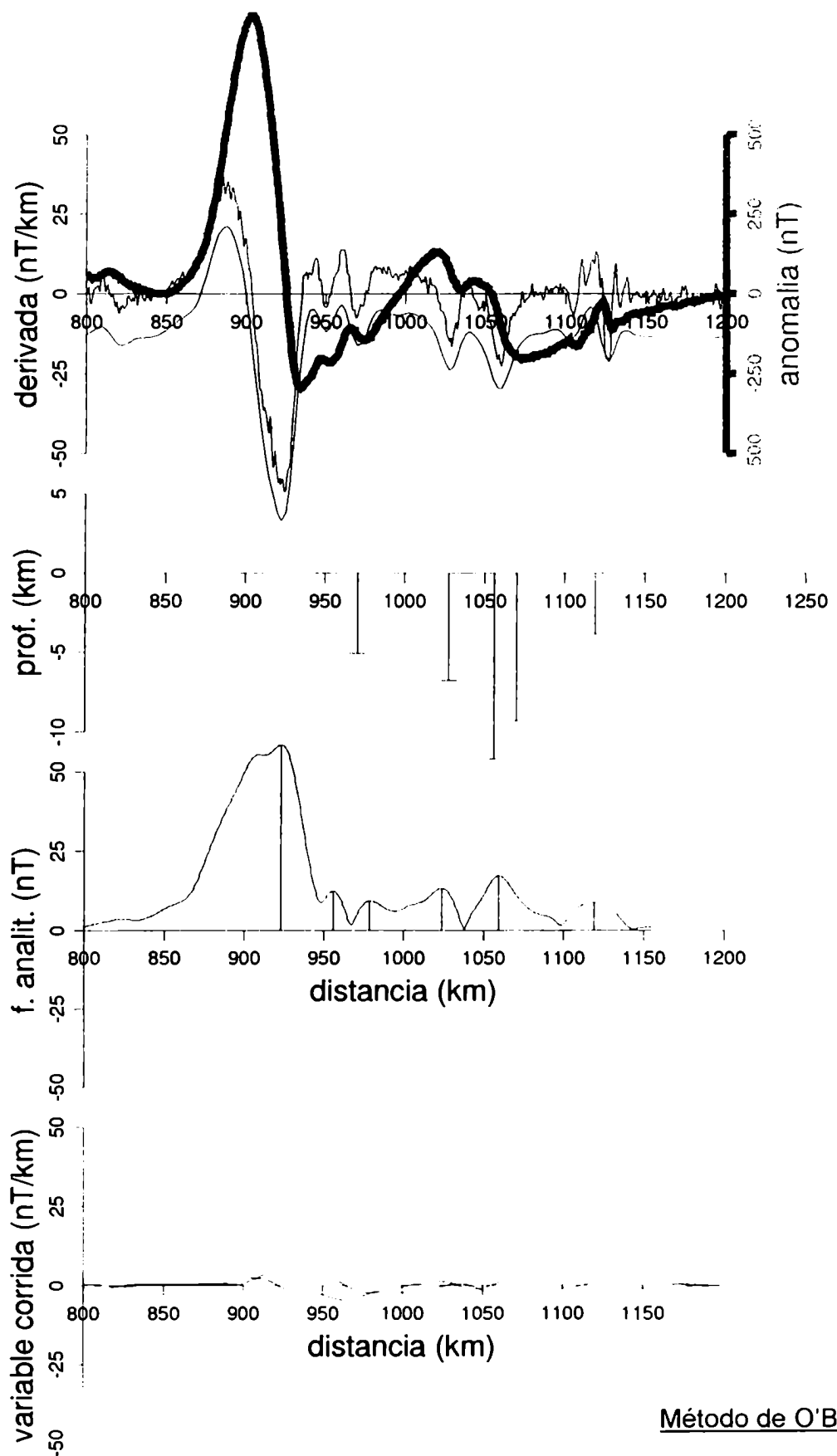


Método de Werner

Filtros:
 anomalía: sin filtrar
 derivada: suavizado cm

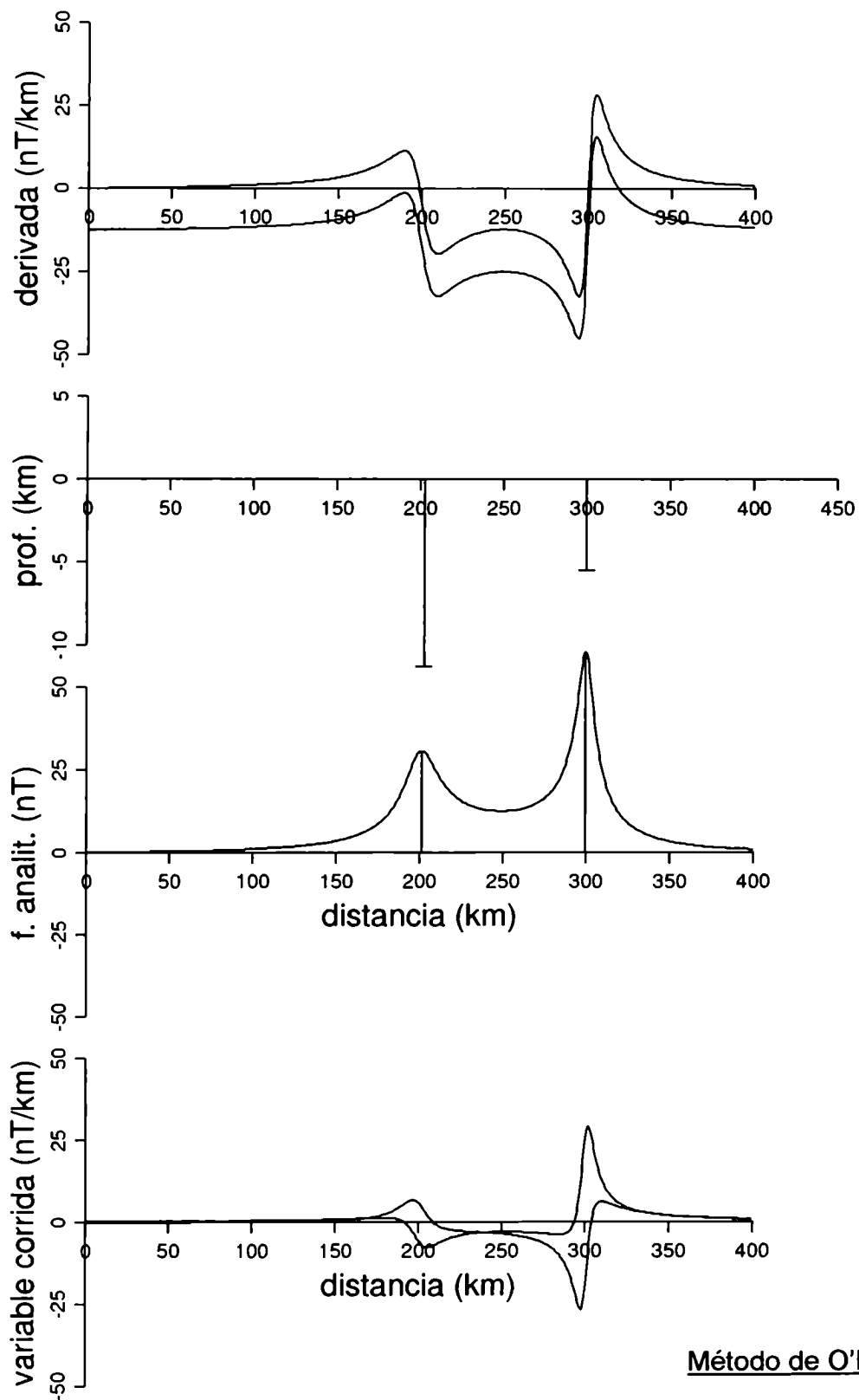
Gráfico wern11





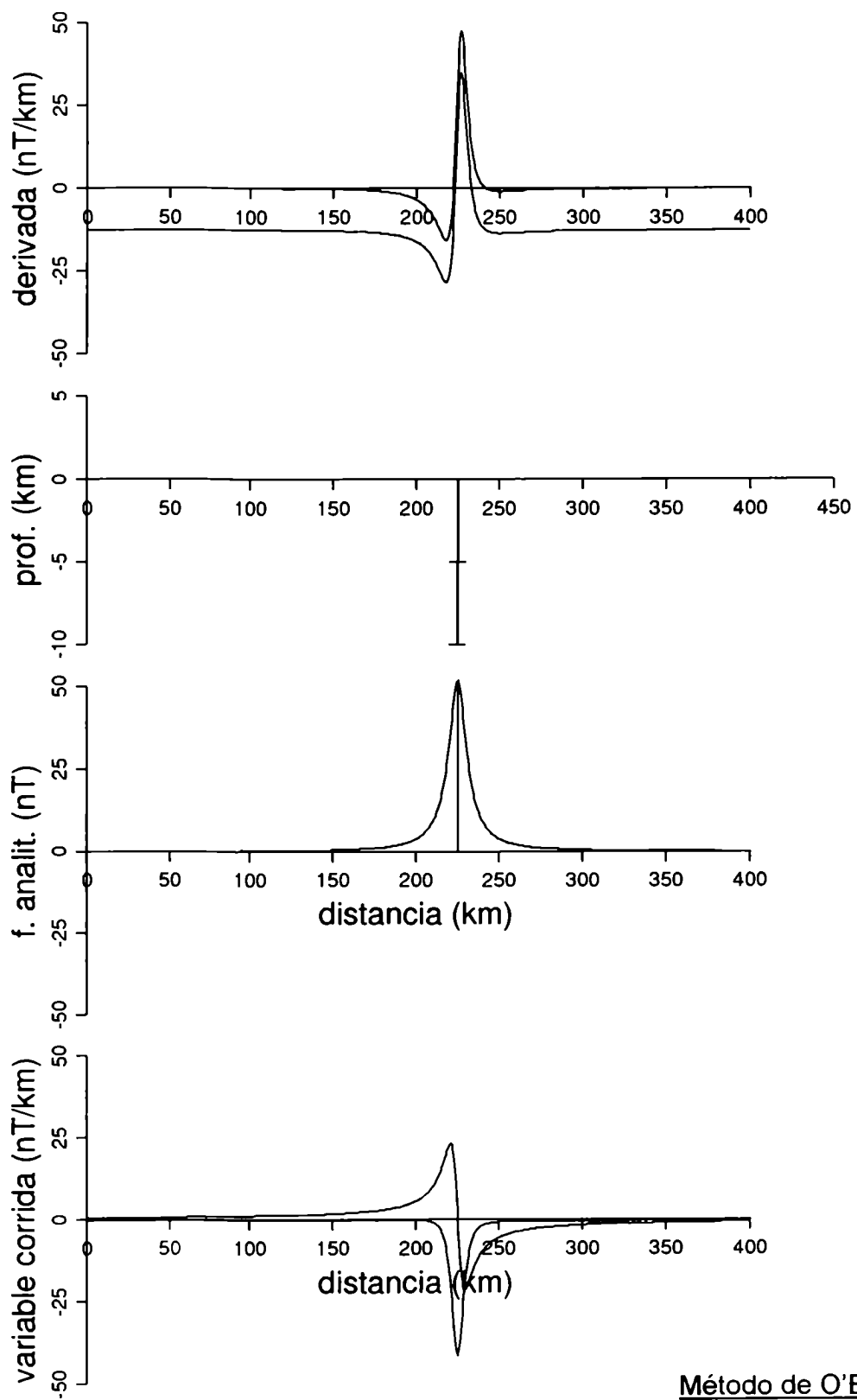
Método de O'Brien

Gráfico dou1



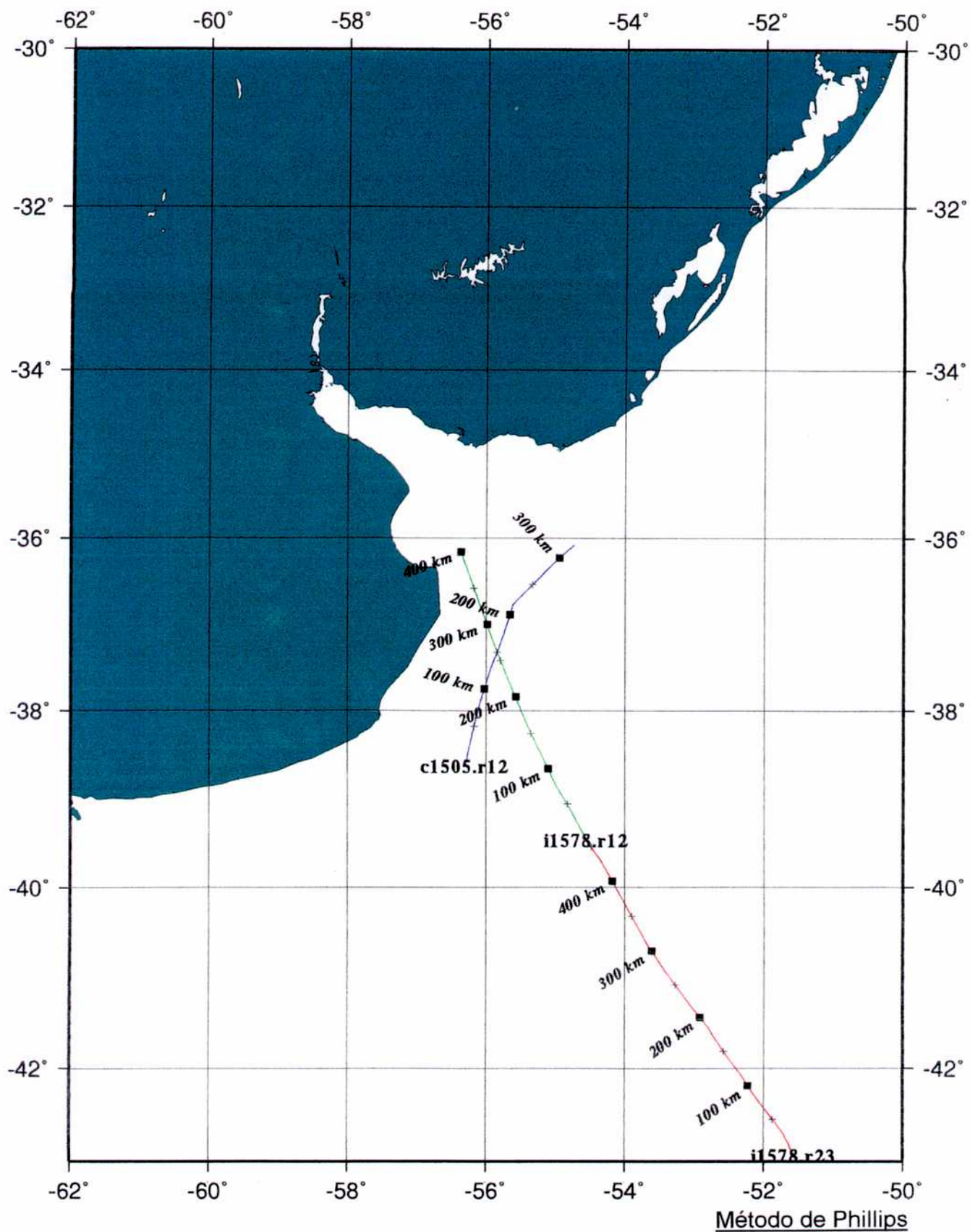
Método de O'Brien

Gráfico dou2



Método de O'Brien

Gráfico dou3



MAPA PH

Ubicación de 3 perfiles de barco de usados en la experimentación

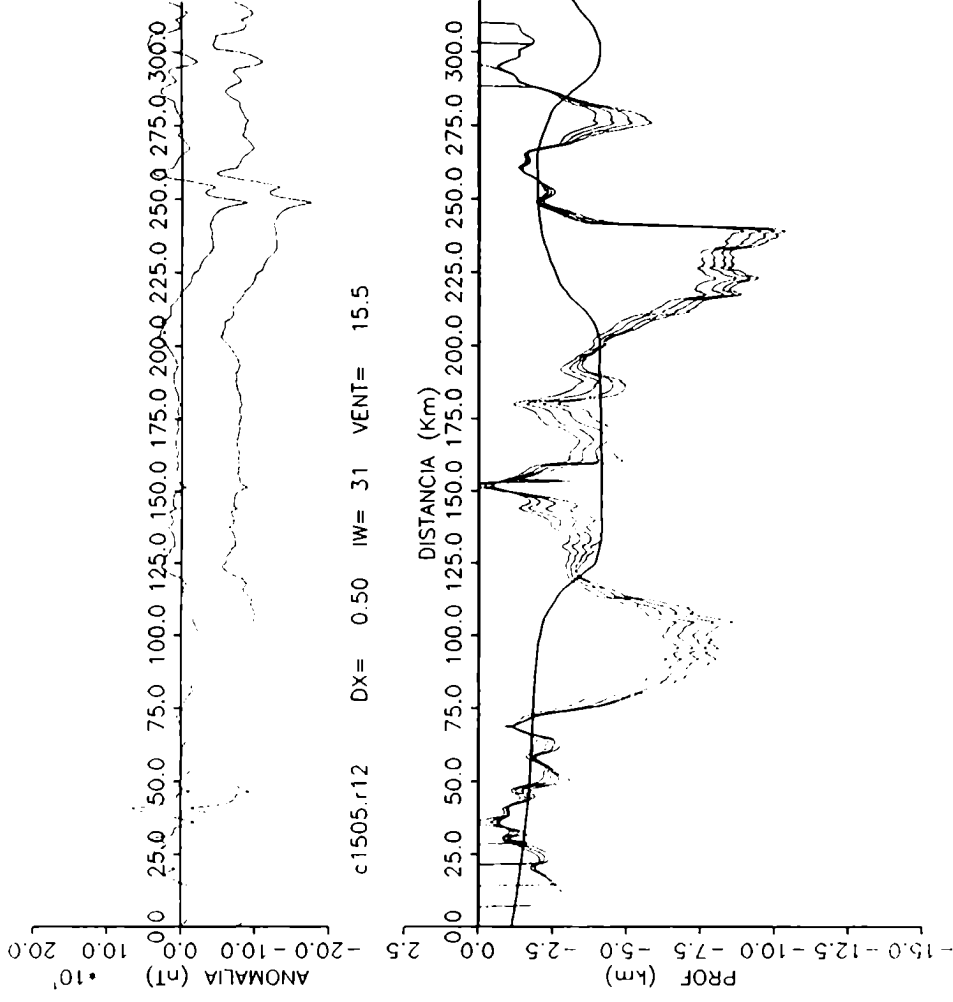


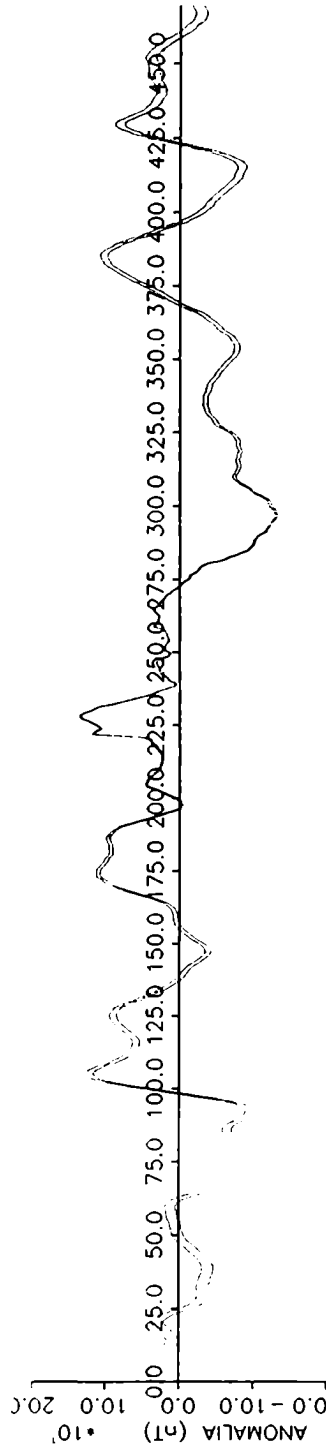
Gráfico PH1

La parte superior de la figura muestra el perfil de anomalías magnéticas para la sección r12 del cruceo c1505. Se ha graficado también el perfil resultante después de sustraer el promedio.

DX es el intervalo de muestreo (interpolado) en km; IW es el número de puntos de la ventana móvil y VENT es su ancho en km.

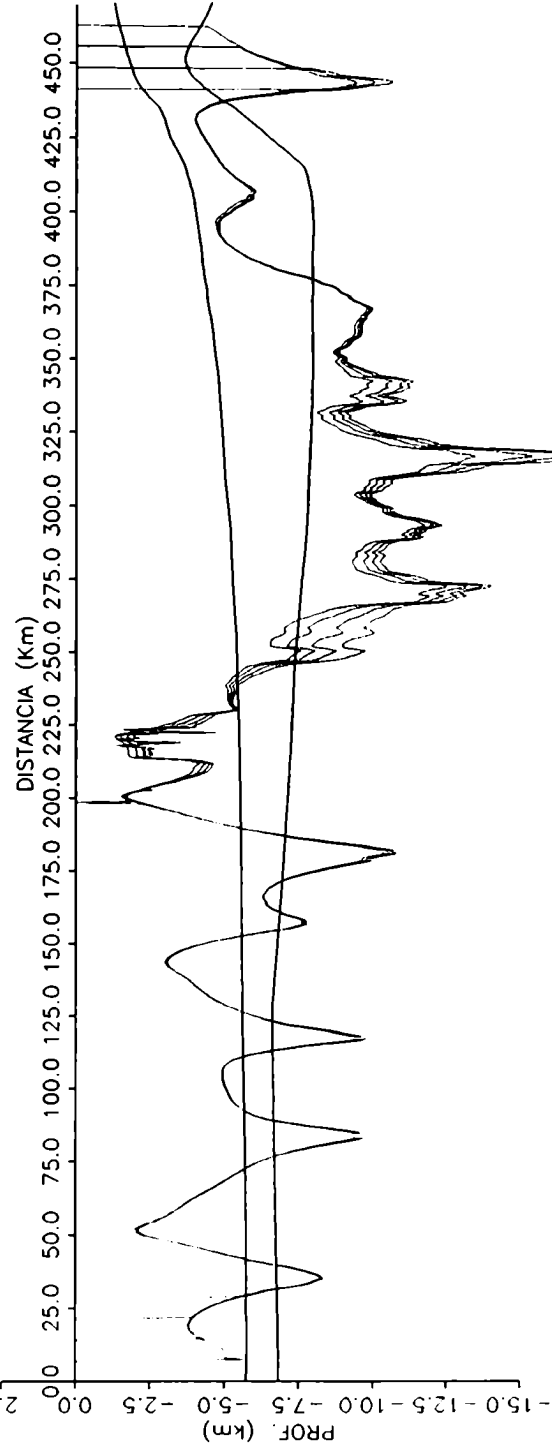
En la parte inferior se han graficado los 4 estimadores del método primario de Phillips original. El *i*-ésimo estimador aparece a una distancia $i/2$ de cada borde del perfil, donde v es el ancho de la ventana móvil. Sólo el primero de los corrimientos es necesario. Se ha graficado también la batimetría (prácticamente no se nota porque las aguas son poco profundas) y la profundidad del basamento cristalino obtenida de una compilación de datos sísmicos existente en un banco de datos. Resulta curioso que en los bordes de cuenca las estimaciones sean tan profundas.

phila < pp1.inp



i1578.r23 DX= 0.50 IW= 31 VENT= 15.5

Gráfico PH2



Otro ejemplo de aplicación del método de Philips original, como en el gráfico PH1, ahora para otro cruce.

En este caso se nota el perfil batimétrico. Notar cómo los 4 estimadores coinciden en la primera mitad del perfil. Notar, además, los profundos valles y elevados gradientes.

phila < pp2.inp

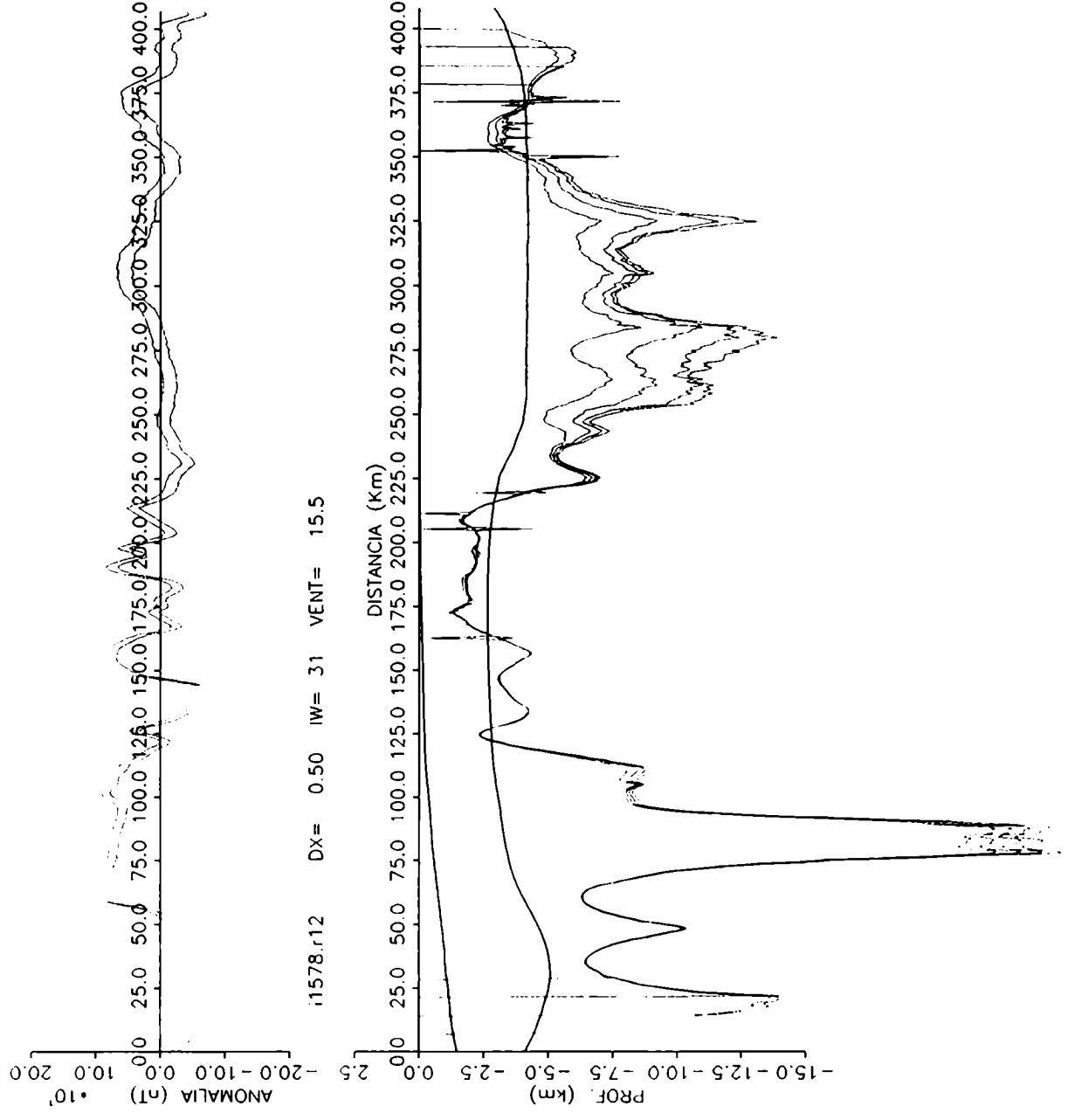


Gráfico PH3

Otro ejemplo del método de Phillips original como en los gráficos PH1 y PH2. Es de notar el valle de más de 20 km de profundidad que el método predice a los 75 - 80 km, con grandes gradientes. Entre los 250 y 350 km, las diferencias entre estimadores sucesivos es grande.

phila < pp3.inp

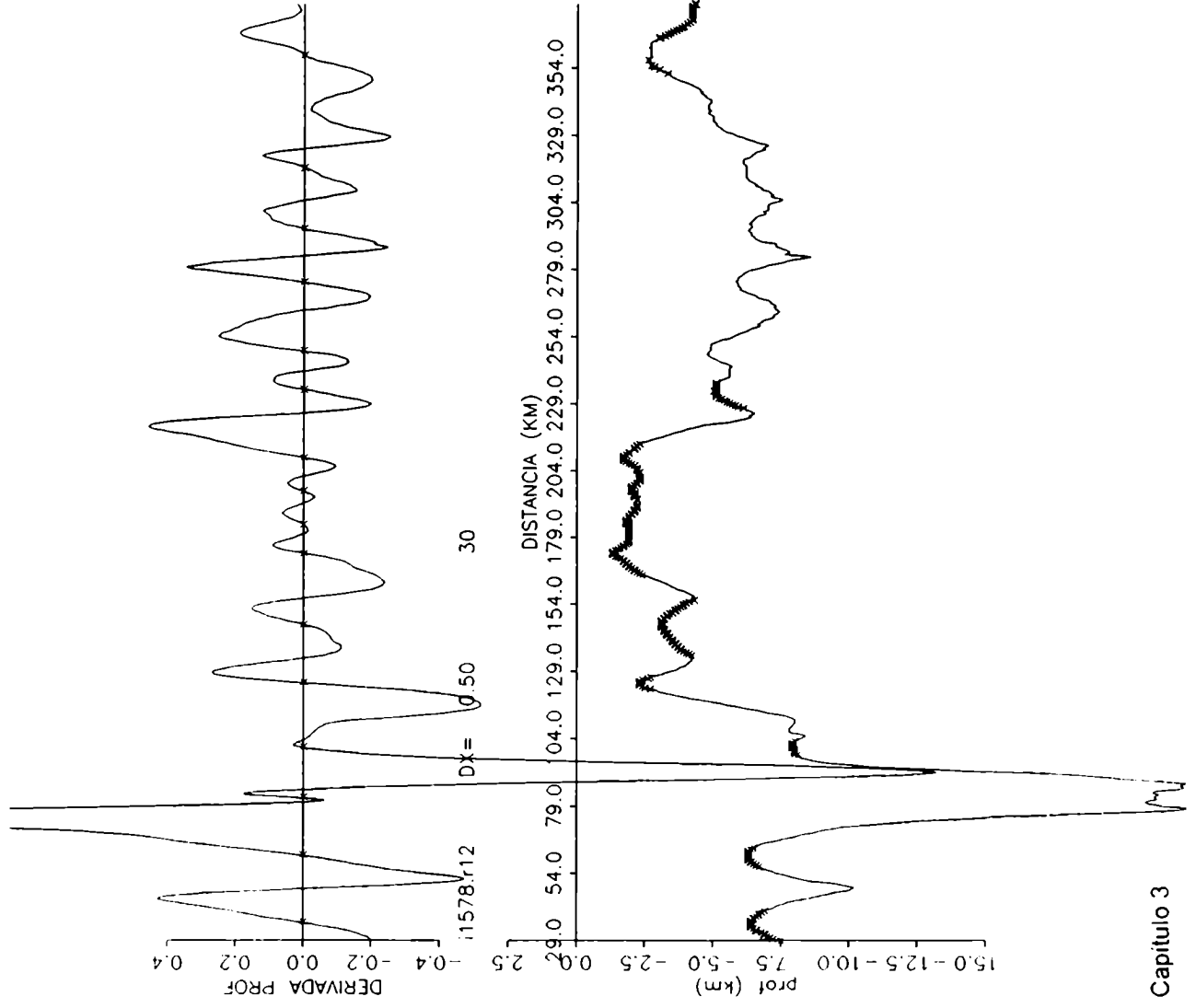
Gráfico PH4

La parte superior del gráfico muestra la derivada horizontal del primer estimador de profundidad de Phillips. Los gradientes son elevadísimos alrededor de los 79 km del perfil.

La parte inferior muestra el primer estimador graficado con línea continua, y cruces superpuestas para los estimadores aceptados.

El criterio de selección es relativamente restrictivo en este caso: se rechazan los valores en zonas en que el valor absoluto del gradiente es mayor que 0.2 (km/km), y también los casos en los cuales la diferencia entre el primer y el cuarto estimador es mayor que 0.5 km

derphil < dp3.inp



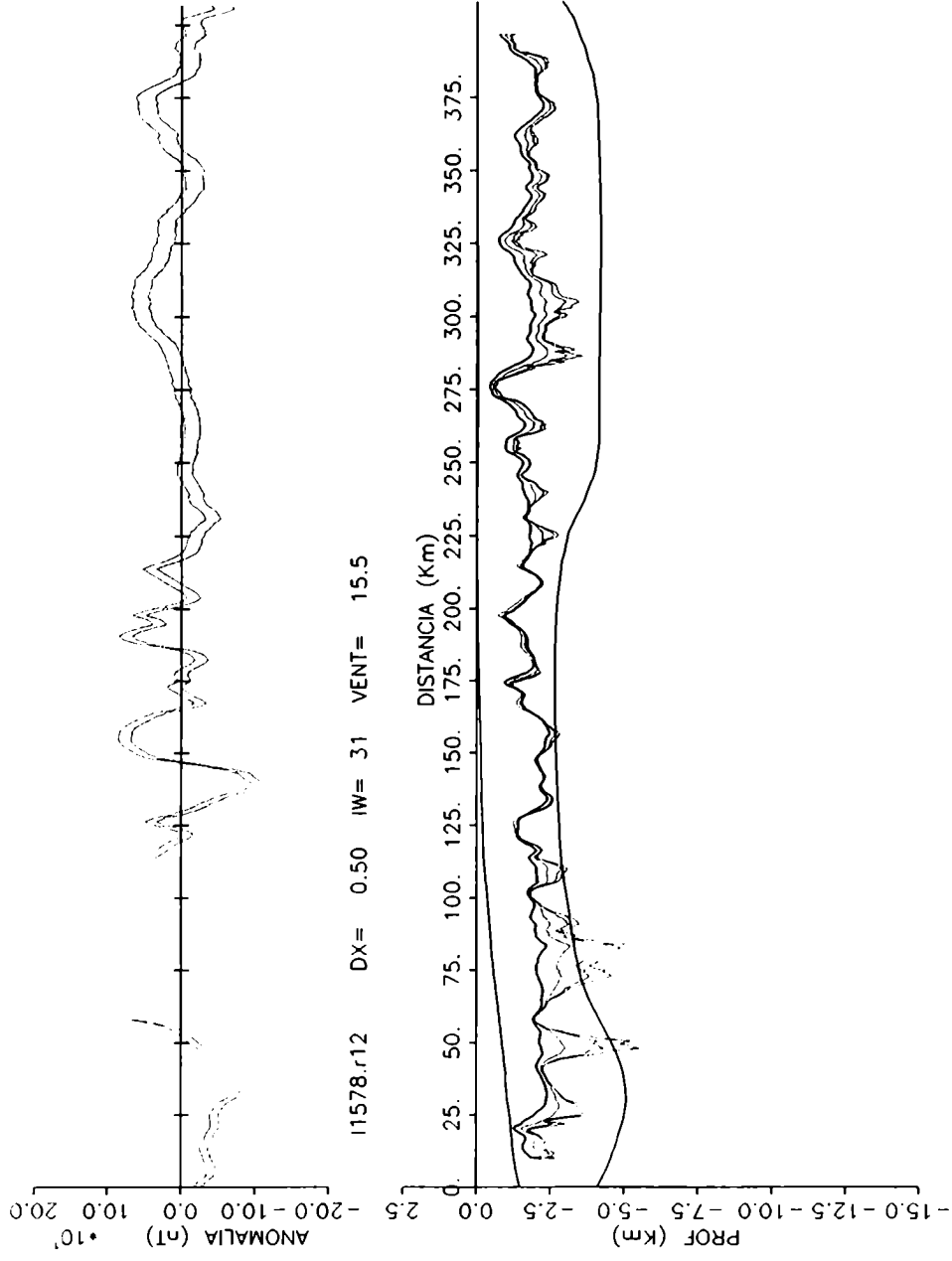


Gráfico PH5

Contiene lo mismo que el gráfico PH3 pero calculando la profundidad con el método de Phillips corregido según se indica en el texto. La profundidad resulta subestimada, si se compara con la proveniente de datos sísmicos. Sin embargo, se ha mejorado en el sentido de que no aparecen los profundísimos valles, la salida es menos "ruidosa" y sólo se pierde media ventana de estimaciones a los extremos del perfil.

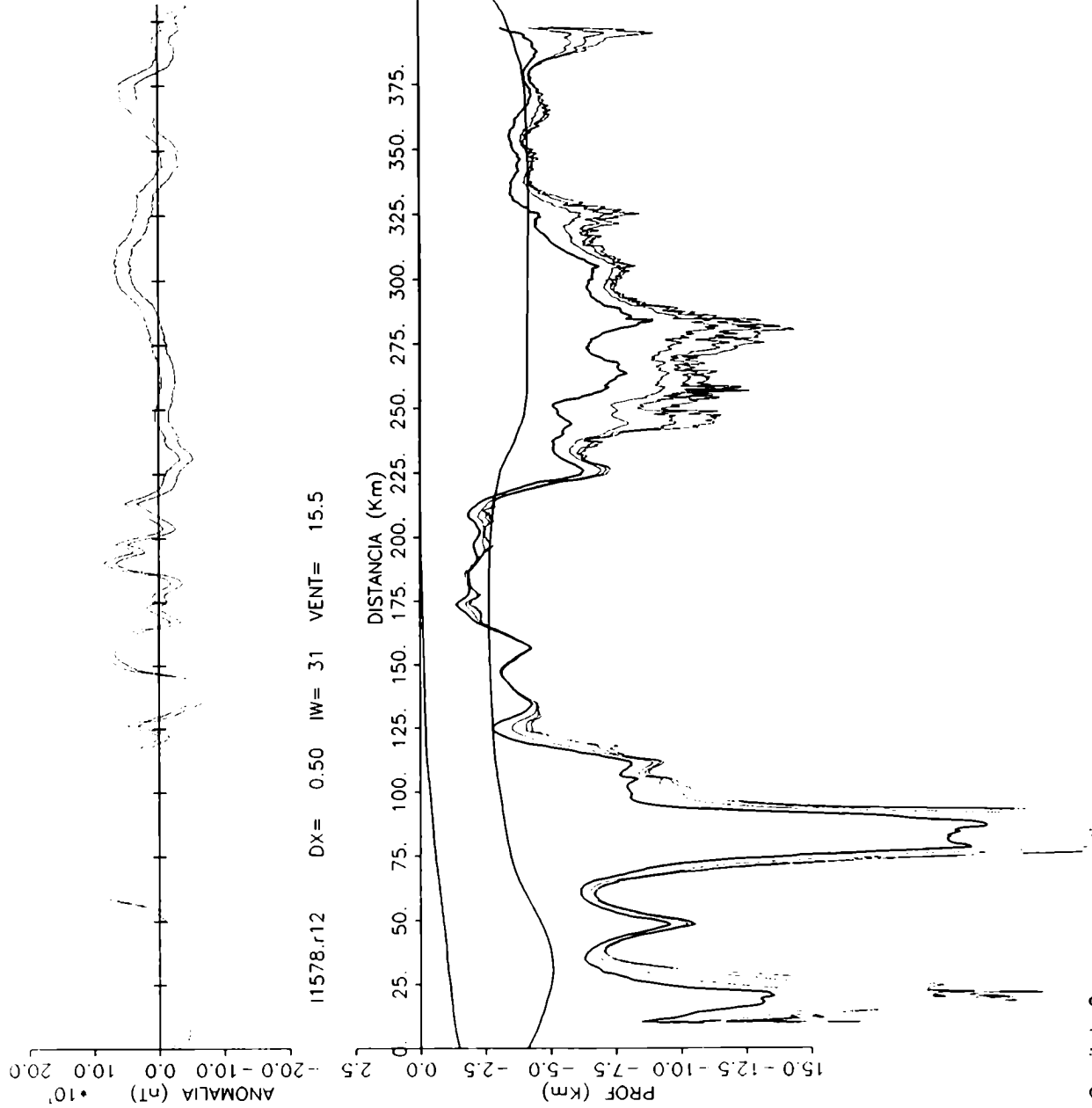


Gráfico PH6

Este gráfico se muestra para ilustrar los errores del método de Phillips original: al utilizar las fórmulas de máxima entropía para calcular las autocorrelaciones, artificialmente se ha sustraído el promedio total del perfil en lugar del promedio en la ventana para cada estimación. Los valles vuelven a aparecer. Las diferencias con el gráfico PH3 se deben a las demás correcciones (elección de los extremos de las ventanas, cálculo de los vectores backward y forward, como se explica en el texto).

menmar < m2.inp

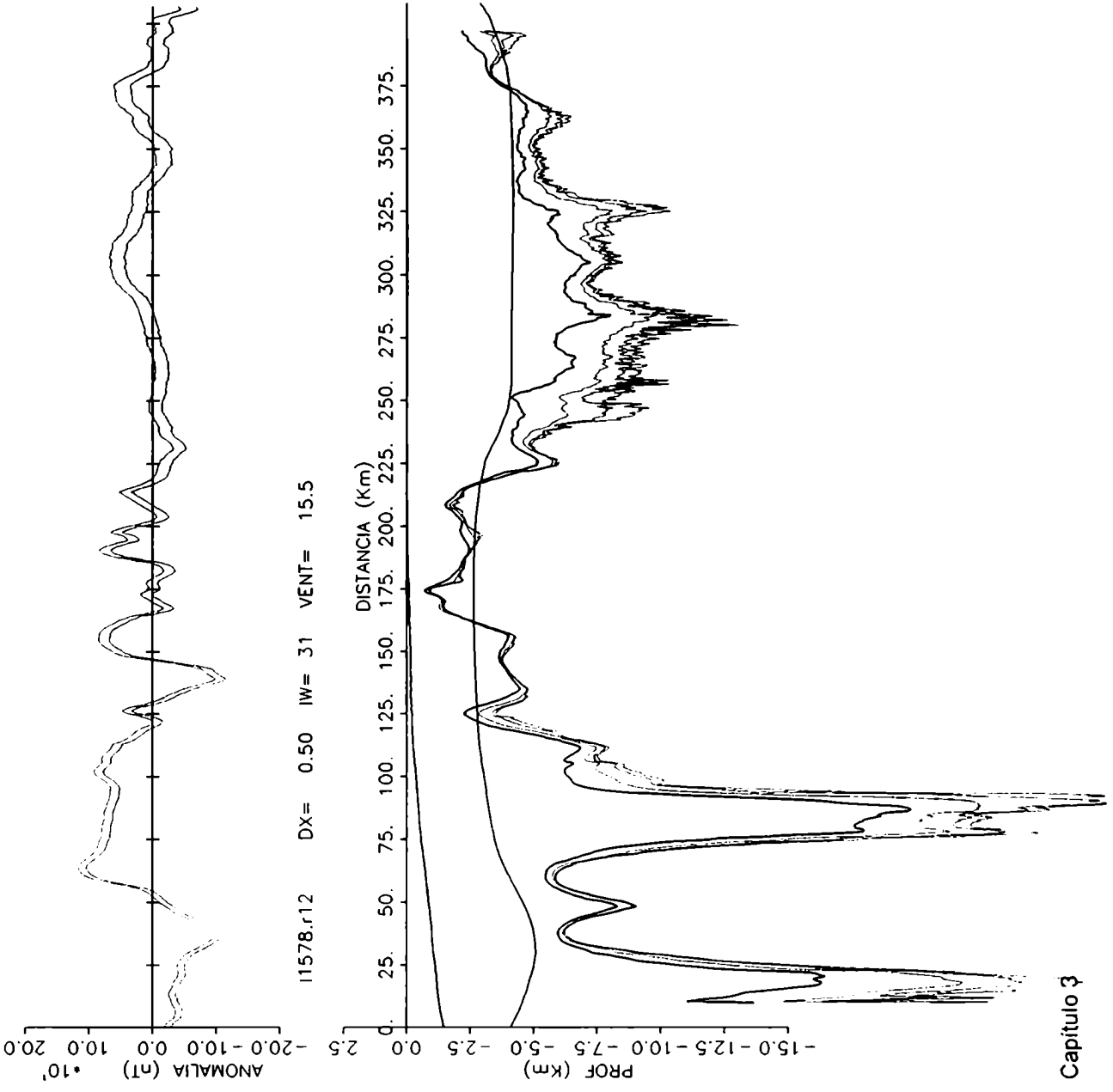
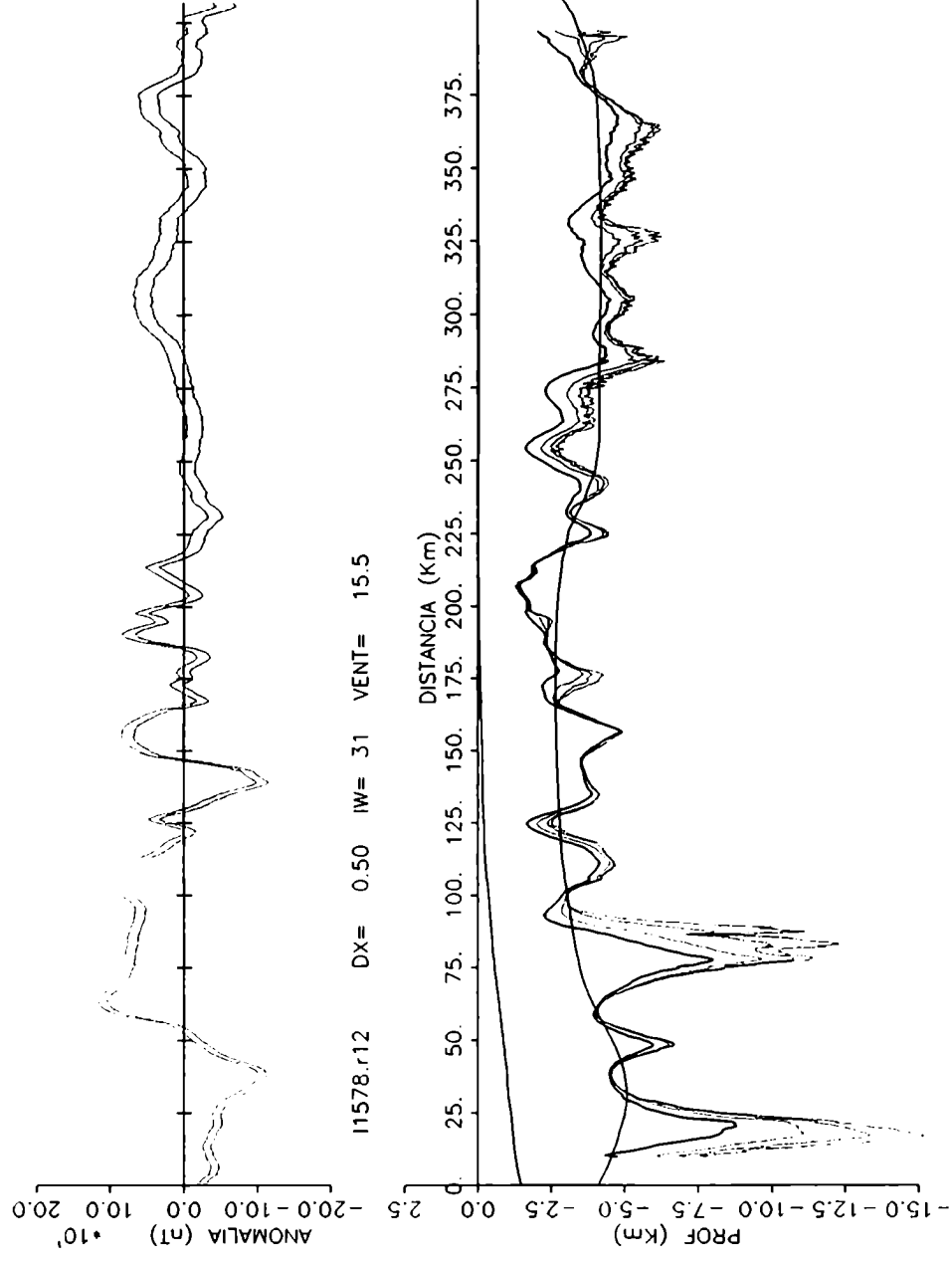


Gráfico PH7

Al igual que en PH6, en este gráfico se ha sustraído un valor promedio arbitrario en cada posición de la ventana, en este caso el promedio hecho en una ventana de 120 km, que no corresponde a la del cálculo. Notar que los resultados son bastante diferentes.

menmar < m3.inp



Como en PH6 y PH7, en este gráfico se ha sustraído un valor promedio arbitrario en cada posición de la ventana, en este caso el promedio hecho en una ventana de 60 km, que no corresponde a la del cálculo. Los resultados son otra vez diferentes, tendiendo a parecerse a los de PH5.

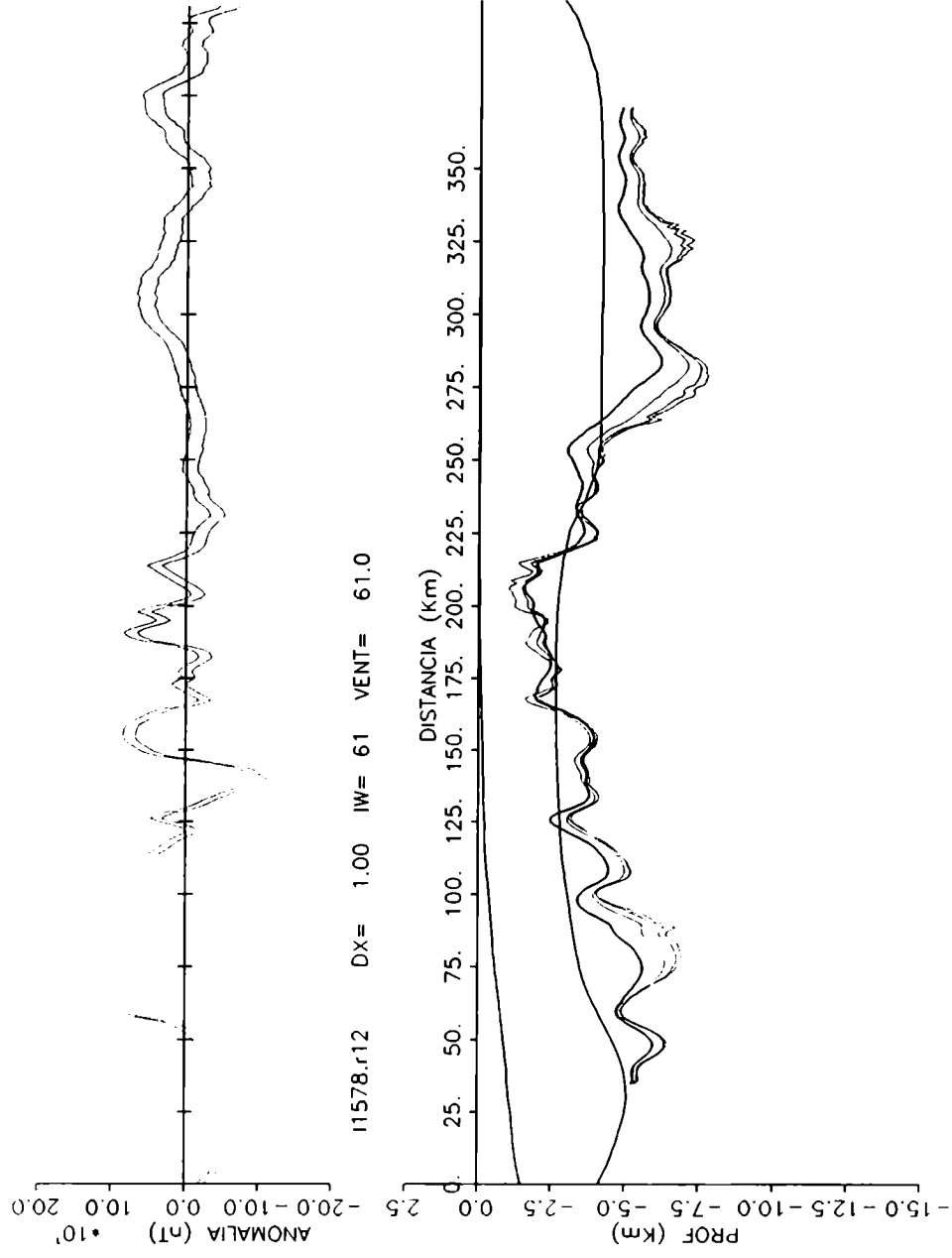
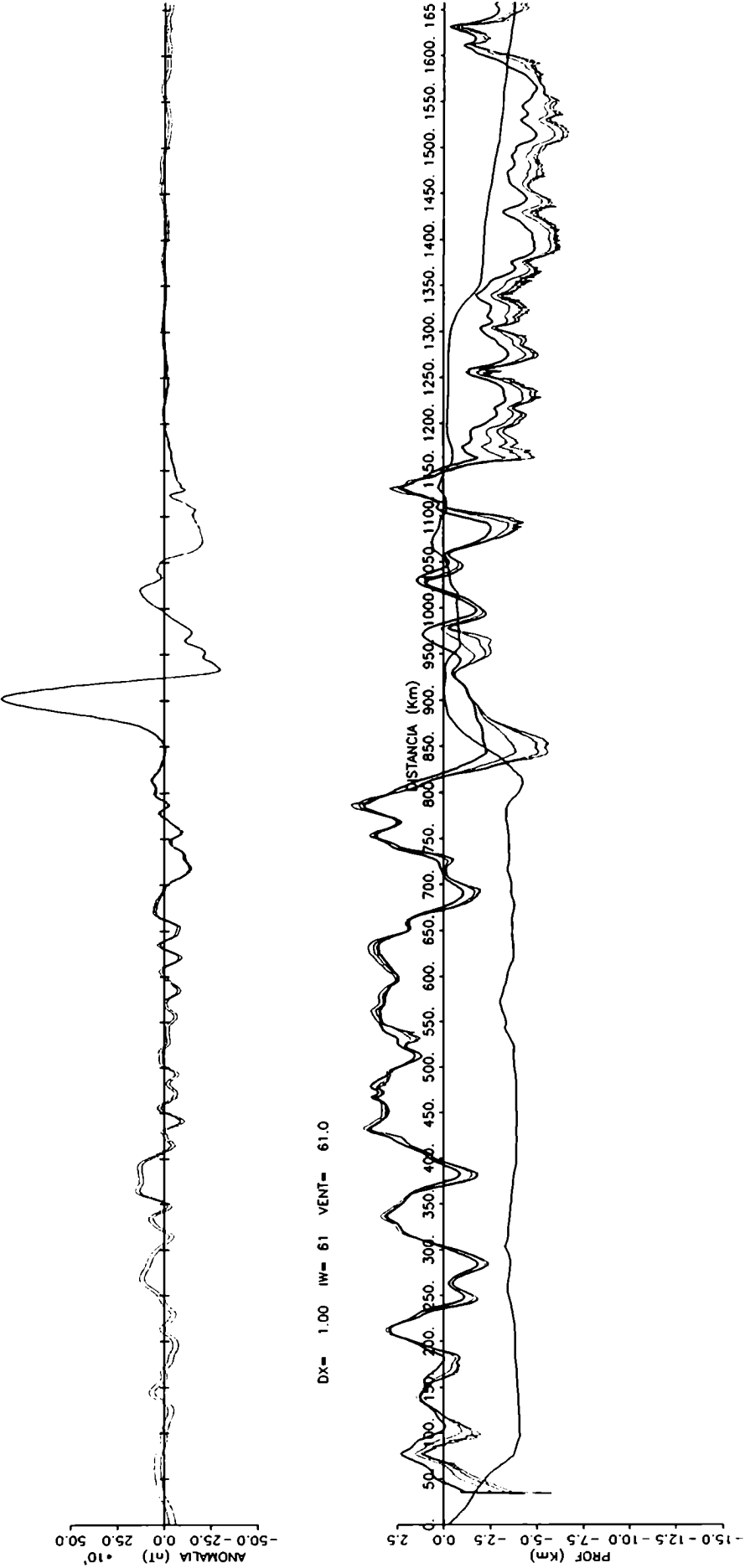


Gráfico PH9

Otra vez tenemos el método corregido; este resultado puede compararse con el de PH5. La diferencia es el ancho de la ventana móvil. Una ventana más ancha produce resultados más profundos, lo cual es conveniente en este caso, si consideramos que los valores de profundidad provenientes de datos sísmicos son los que deberíamos obtener.

menmar < m5.inp

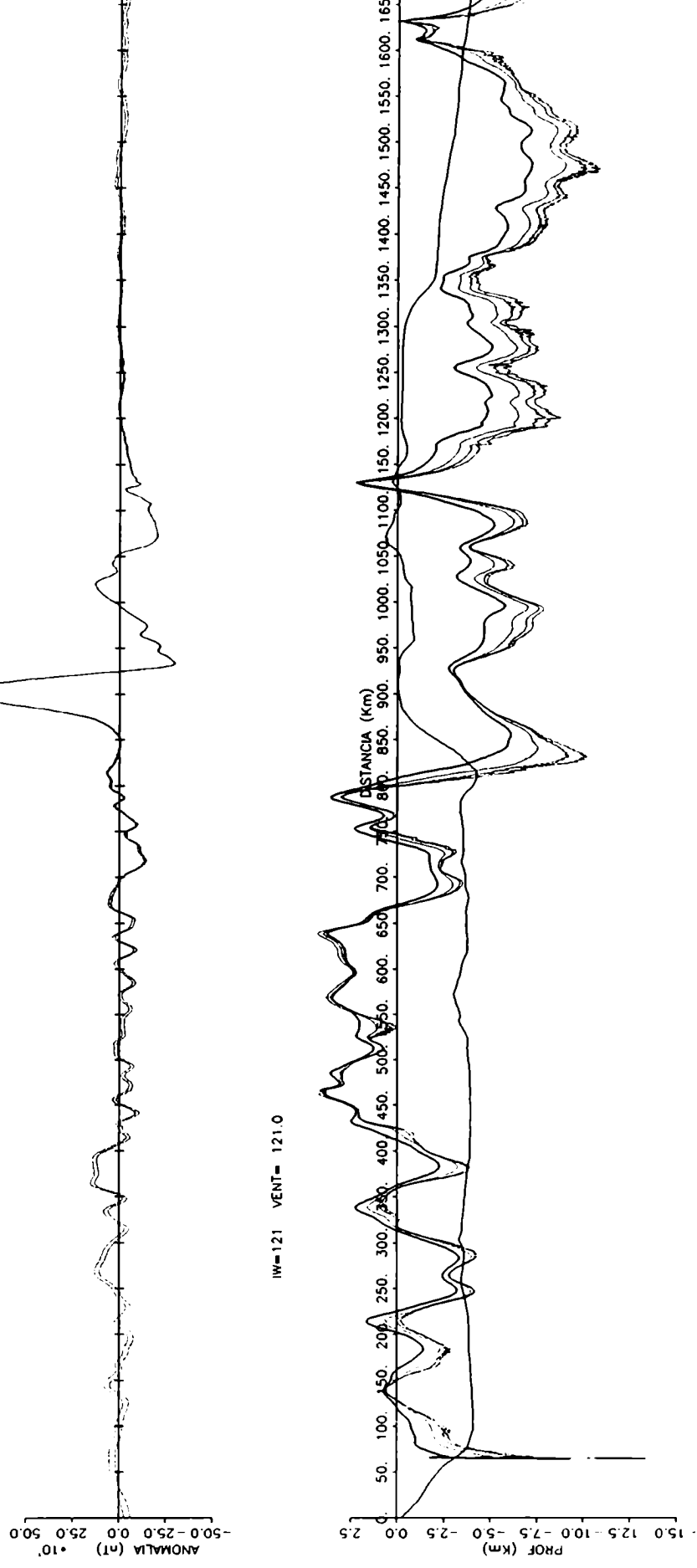
Gráfico PH10



Método de Phillips corregido aplicado a uno de los vuelos aeromagnéticos. El resultado es malo. La profundidad del basamento magnético está muy subestimada.

menmar < mena1.inp

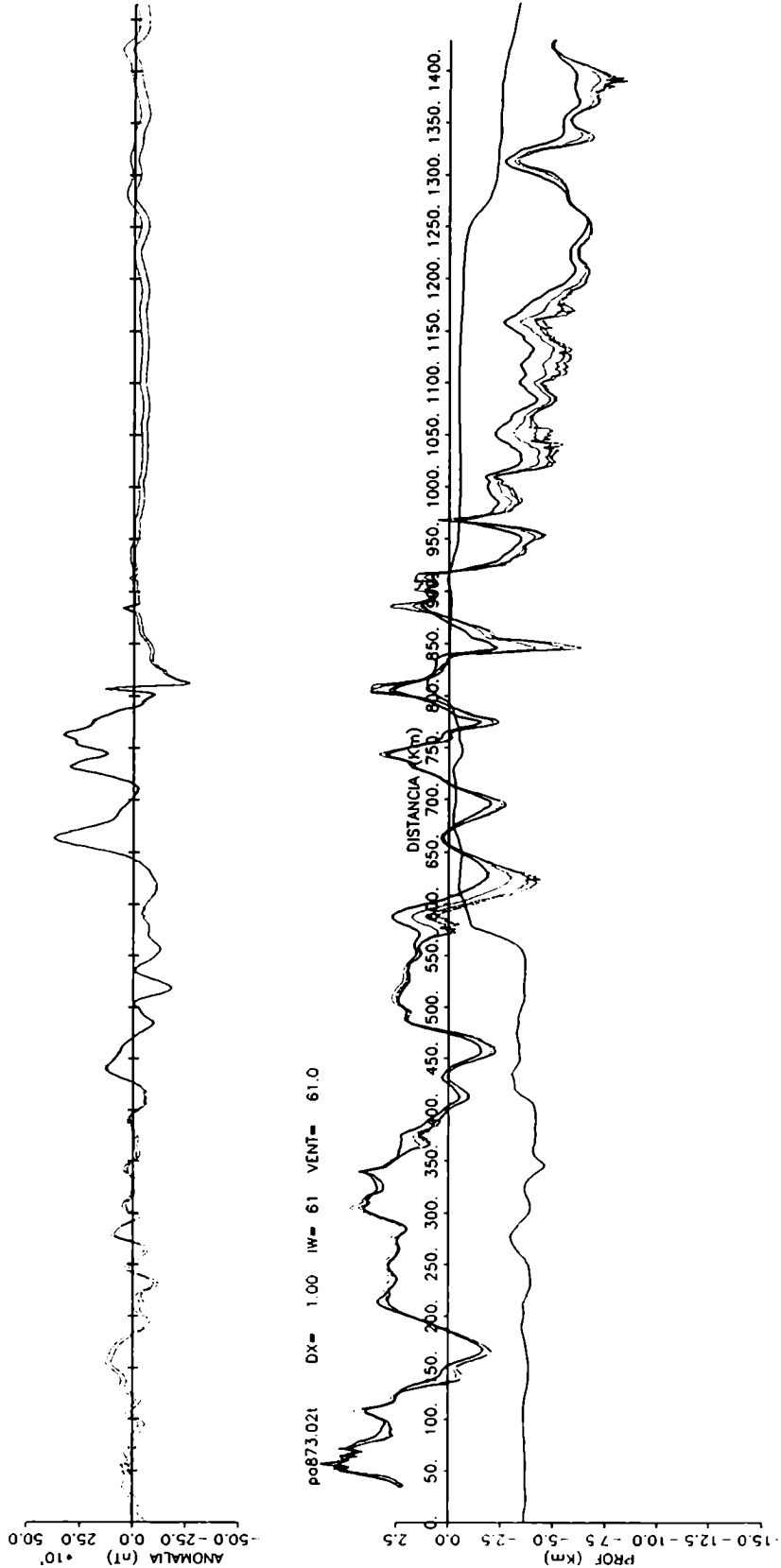
Gráfico PH11



Método de Phillips corregido aplicado al mismo vuelo que en PH10, pero duplicando el ancho de la ventana móvil. Las profundidades dan mayores pero el resultado sigue siendo malo, especialmente en el Oeste (izquierda).

menmar < mena2.inp

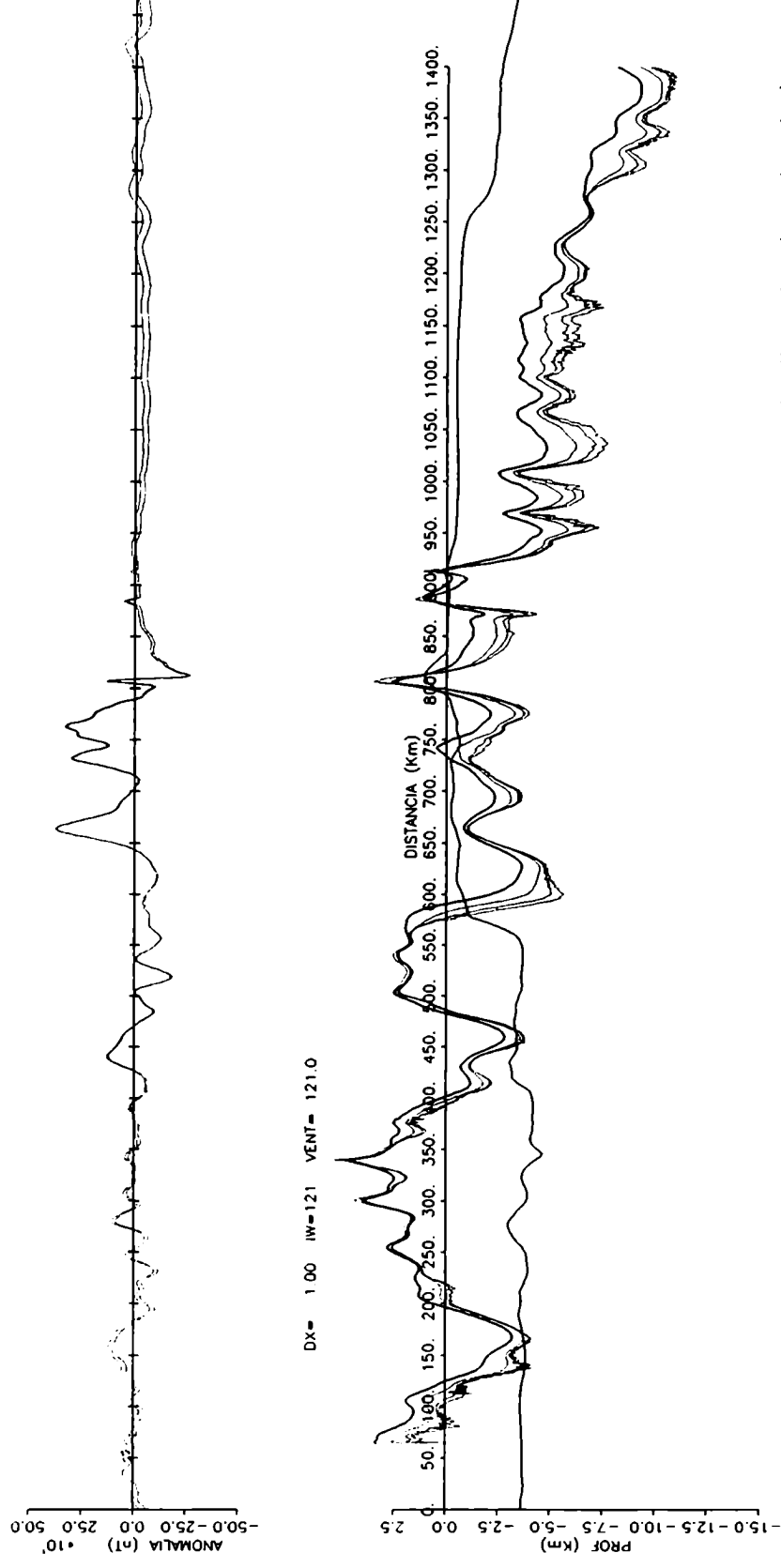
Gráfico PH12



Método de Phillips corregido aplicado a otro de los vuelos aeromagnéticos, con los mismos parámetros que PH10. El resultado es igualmente malo. La profundidad del basamento magnético está muy subestimada.

menmar < menb1.inp

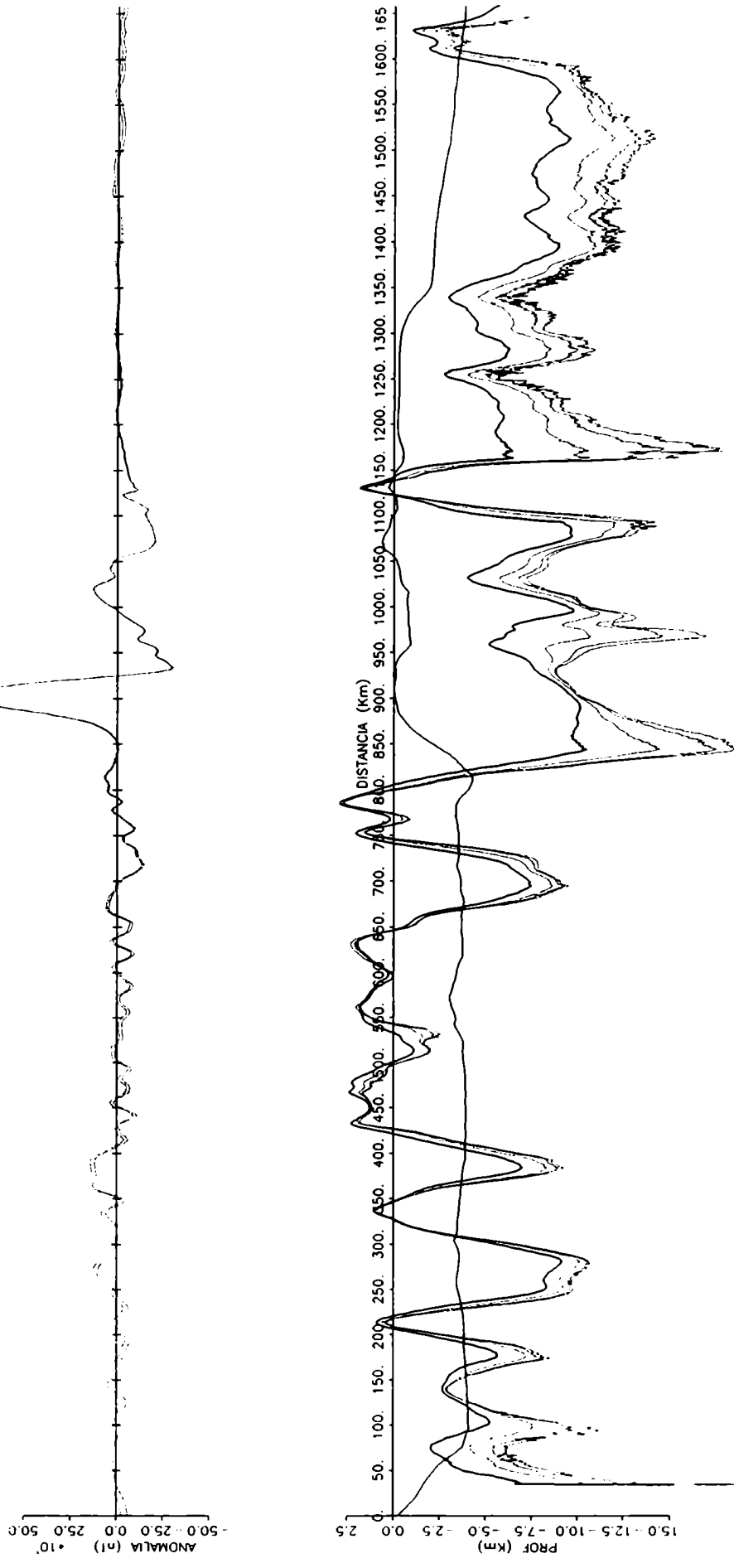
Gráfico PH13



Método de Phillips corregido aplicado al mismo vuelo que en PH12, pero duplicando el ancho de la ventana móvil, como en PH11. Igualmente, las profundidades dan mayores pero el resultado sigue siendo malo, especialmente en el Oeste (izquierda).

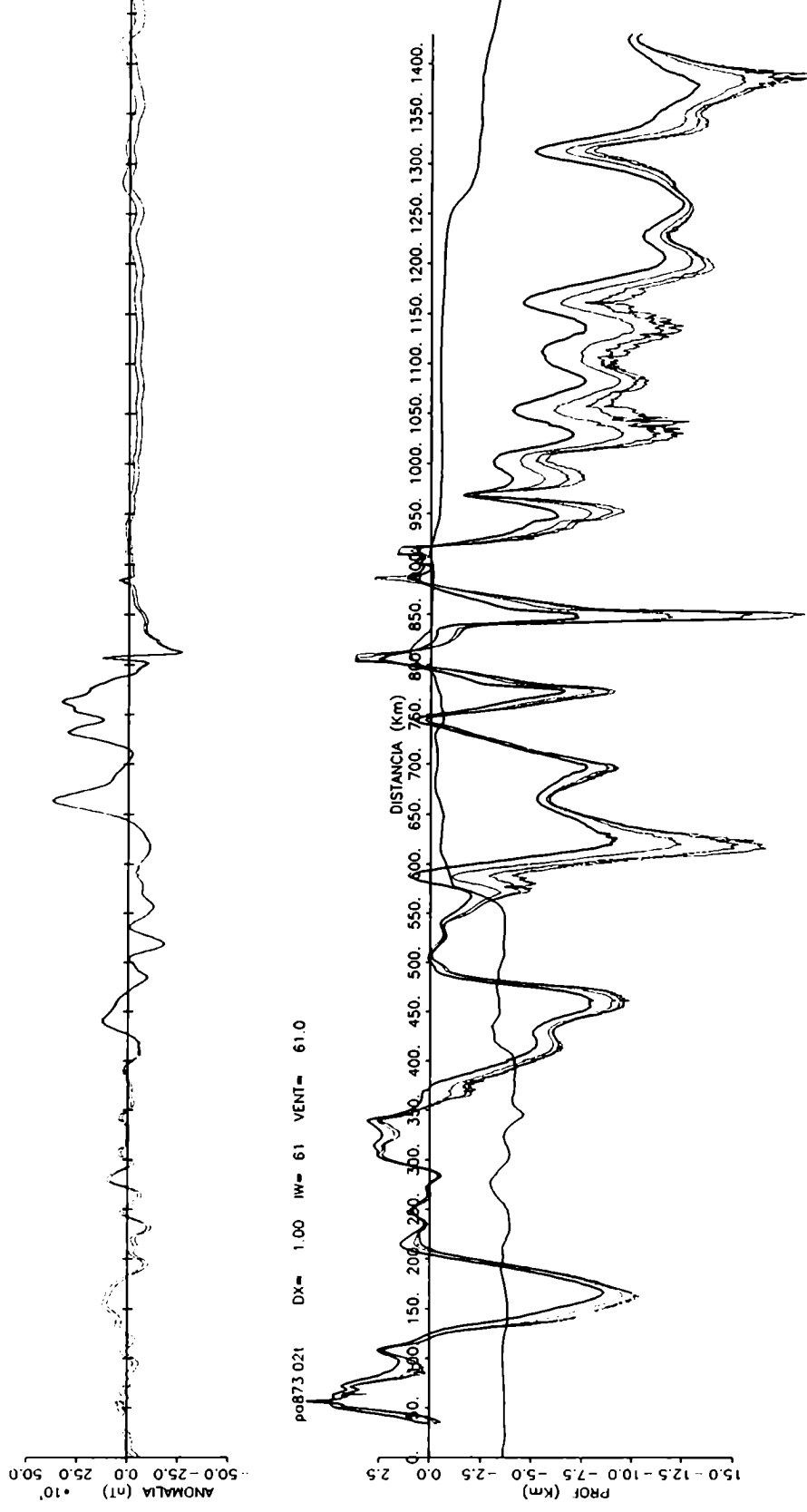
menmar < menb2.inp

Gráfico PH14



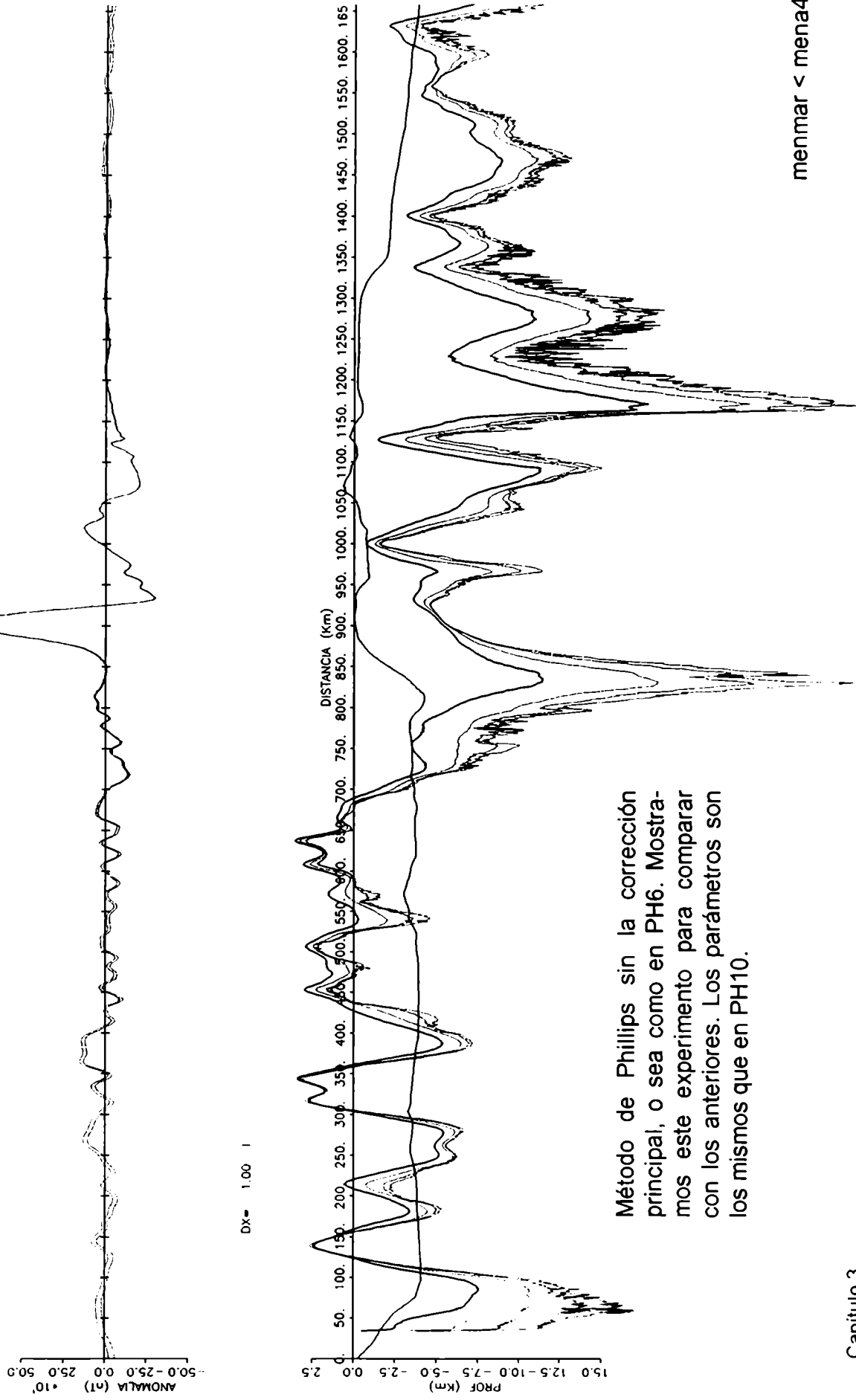
Método de Phillips agregando una nueva corrección, aplicado al mismo vuelo que PH10 y PH11. Se ha considerado un espesor de corteza magnética de 10 km. Las profundidades estimadas han aumentado pero no lo suficiente en el Oeste, y demasiado al atravesar las islas y la Península Antártica. El resultado no es satisfactorio.

Gráfico PH15



Método de Phillips agregando una nueva corrección, aplicado al mismo vuelo que PH12 y PH13. Se ha considerado un espesor de corteza magnética de 10 km. Las profundidades estimadas han aumentado pero no lo suficiente en el Oeste, y demasiado al atravesar la zona insular al Oeste de la Península Antártica. El resultado no es satisfactorio.

Gráfico PH16



Método de Phillips sin la corrección principal, o sea como en PH6. Mostramos este experimento para comparar con los anteriores. Los parámetros son los mismos que en PH10.

menmar < mena4.inp

ANOMALIAS MAGNETICAS

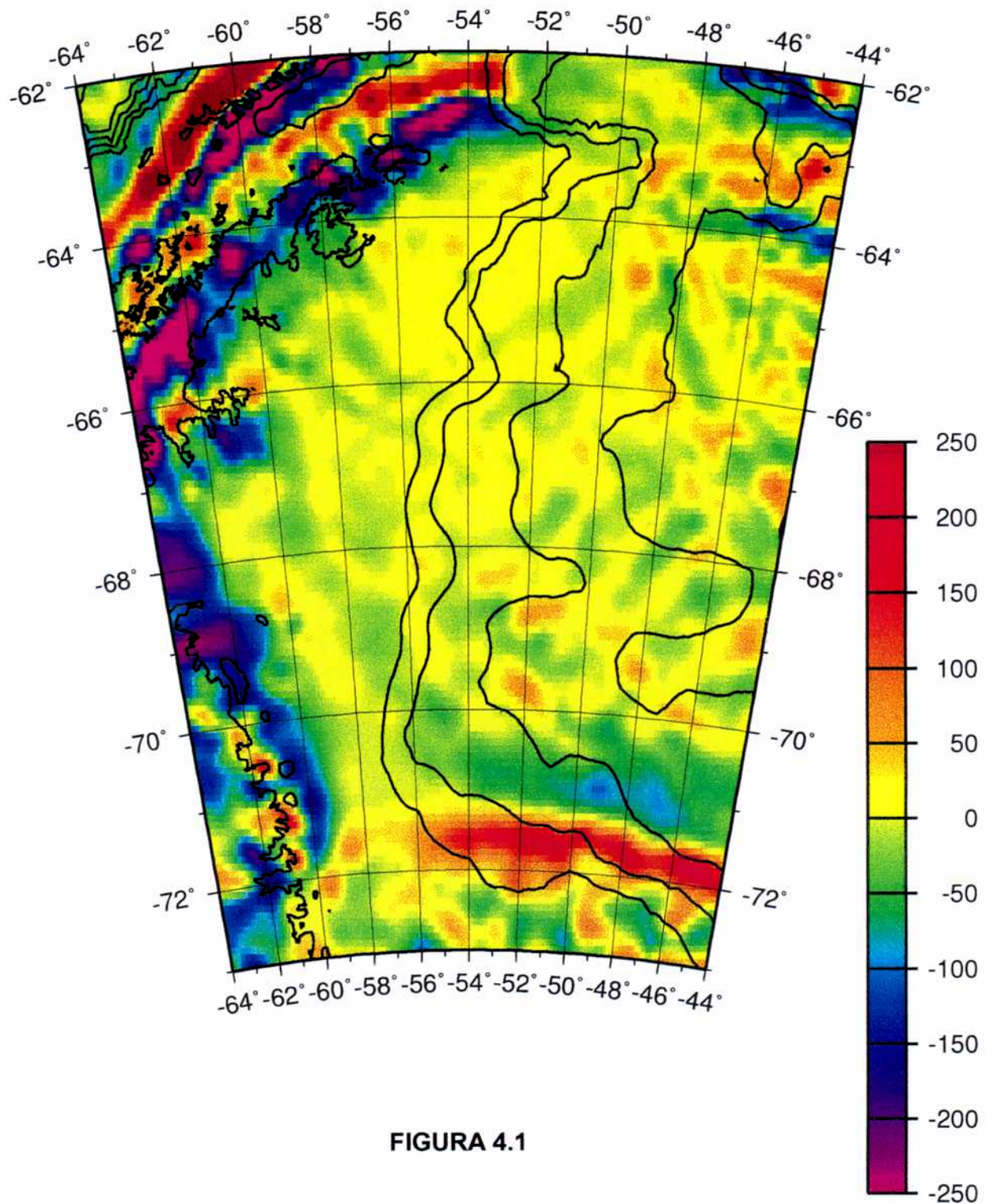


FIGURA 4.1

Trayectorias gravedad USAC

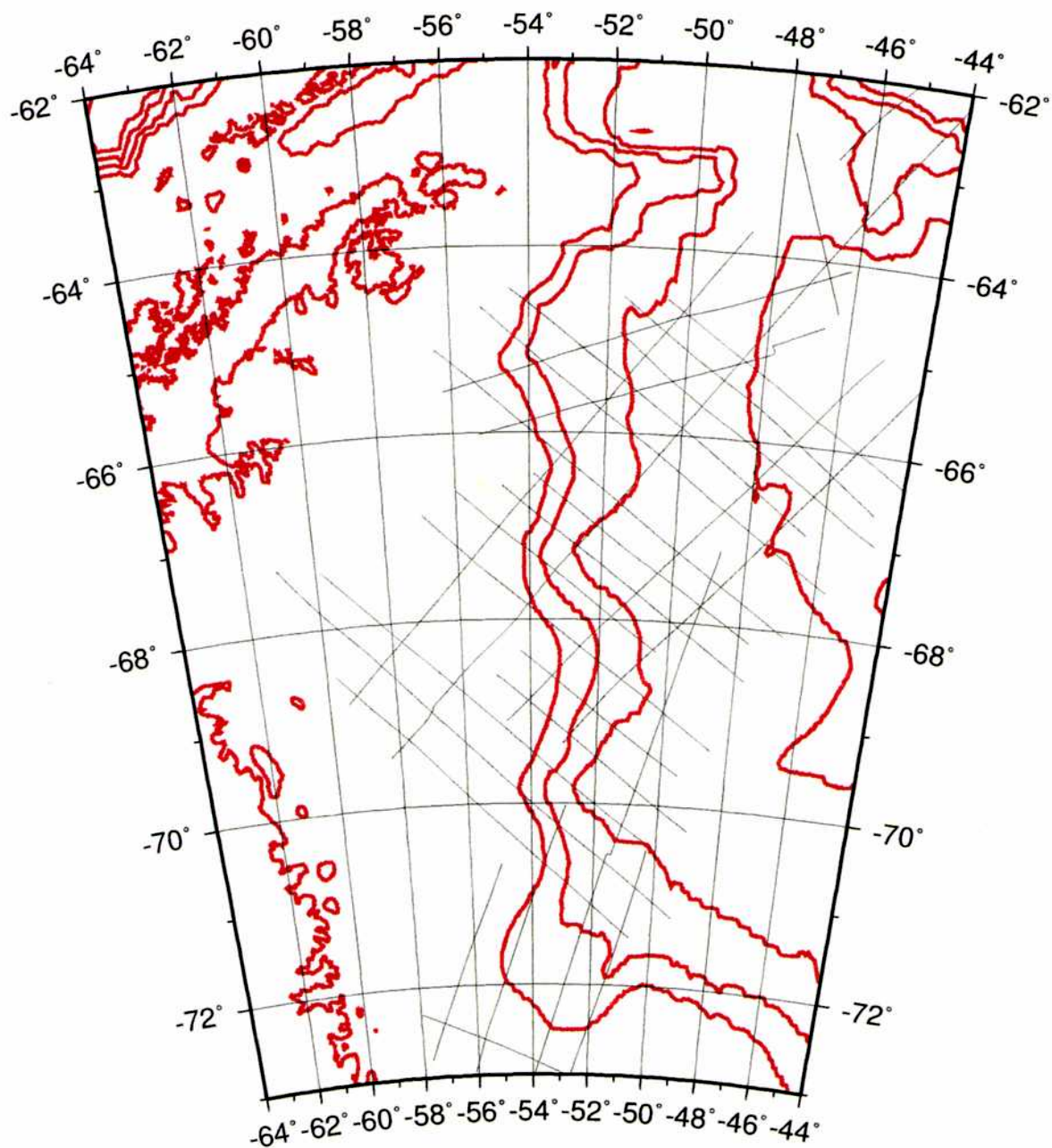


FIGURA 1

Gravedad USAC

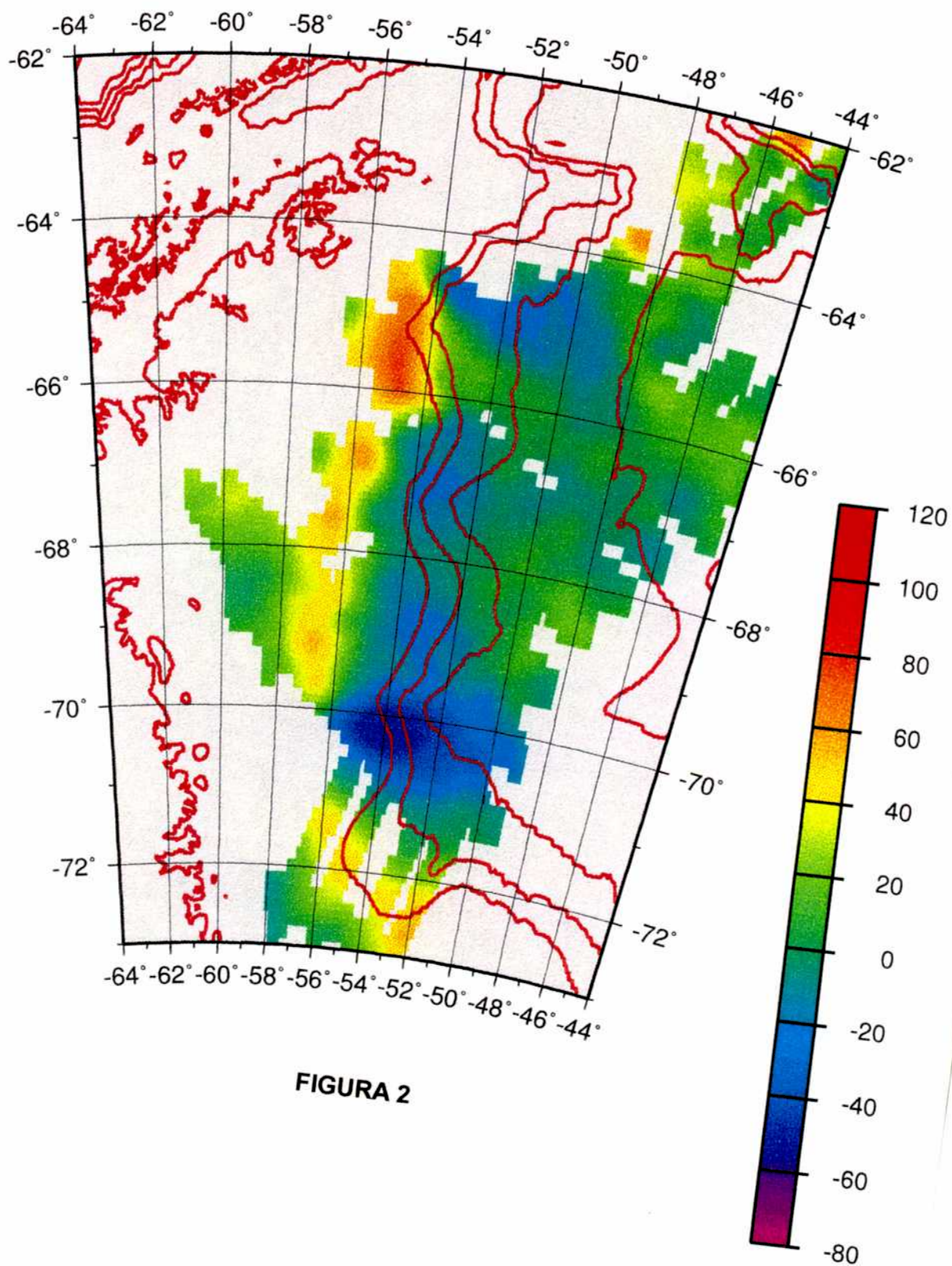
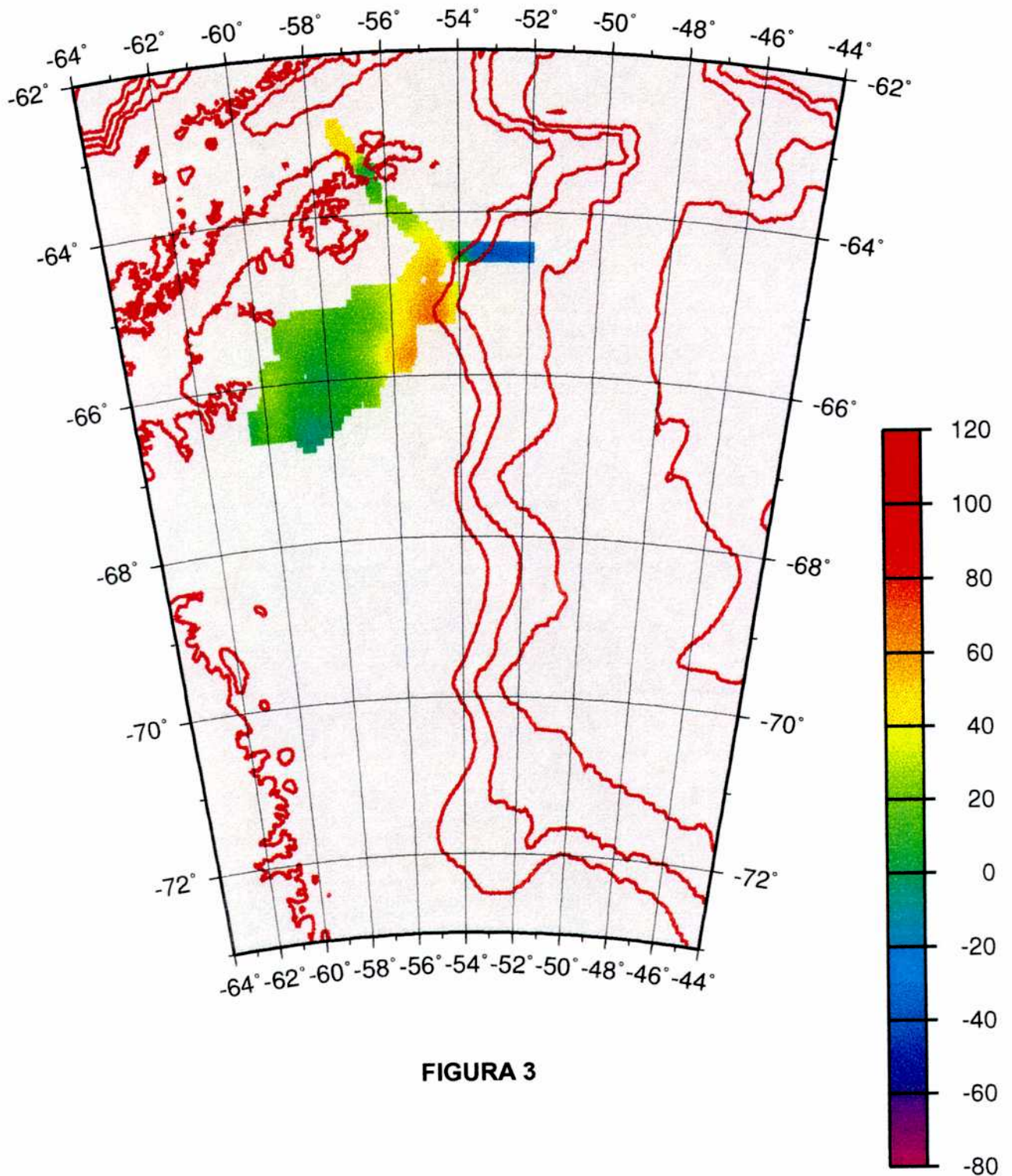
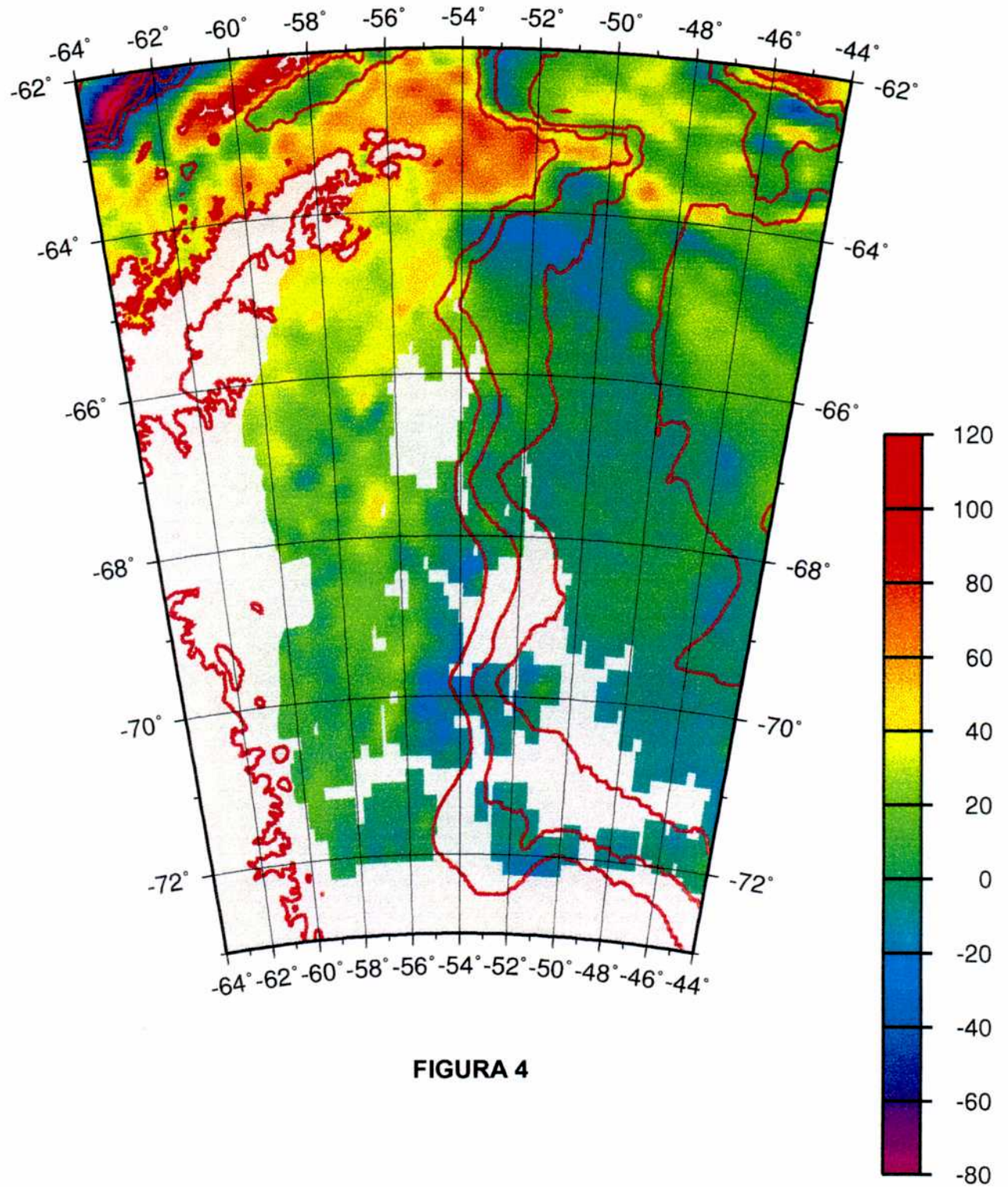


FIGURA 2

Gravedad NBP93-01



Gravedad Satelital



Gravedad combinada USAC - NBP93-01 - Satelital

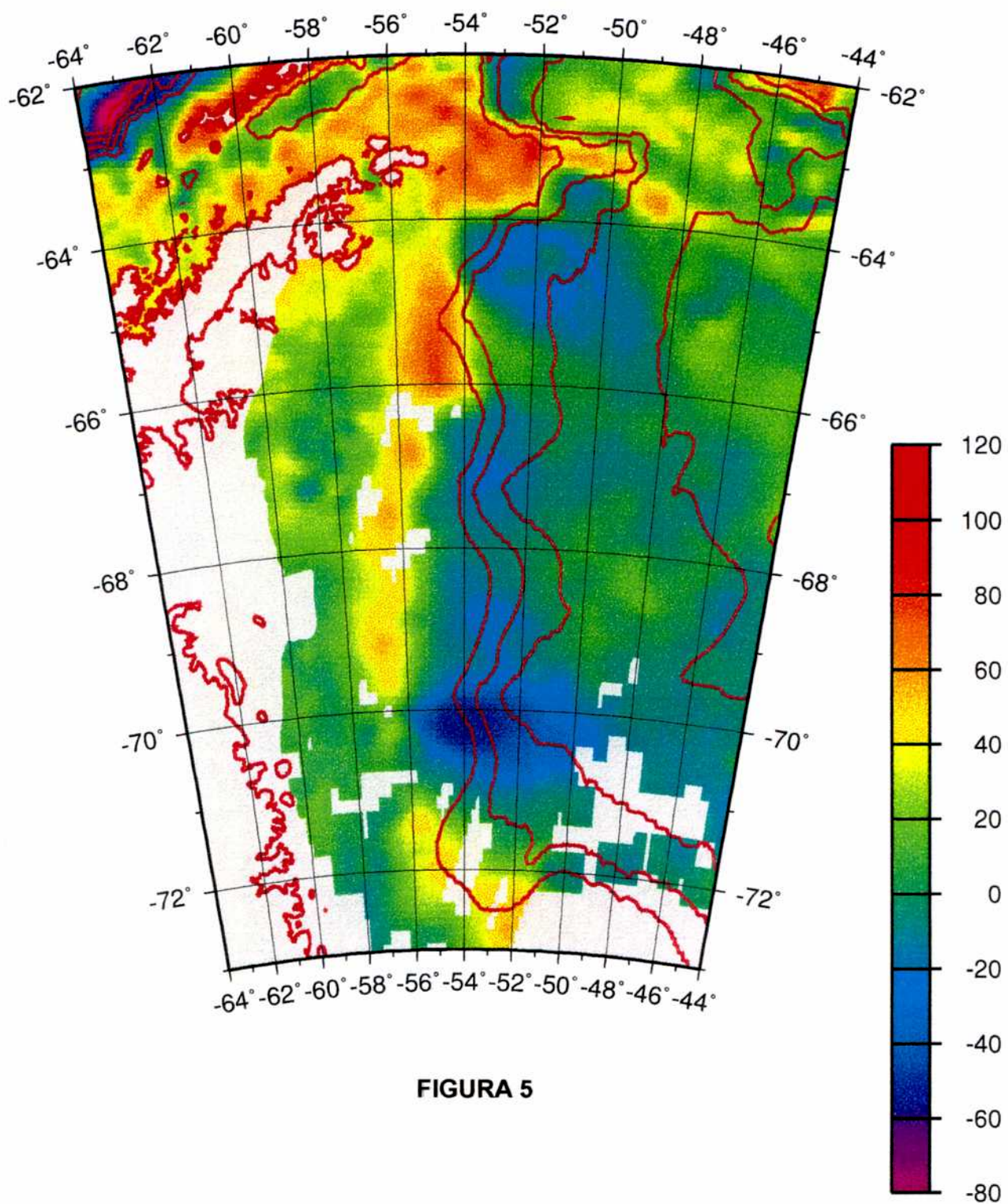
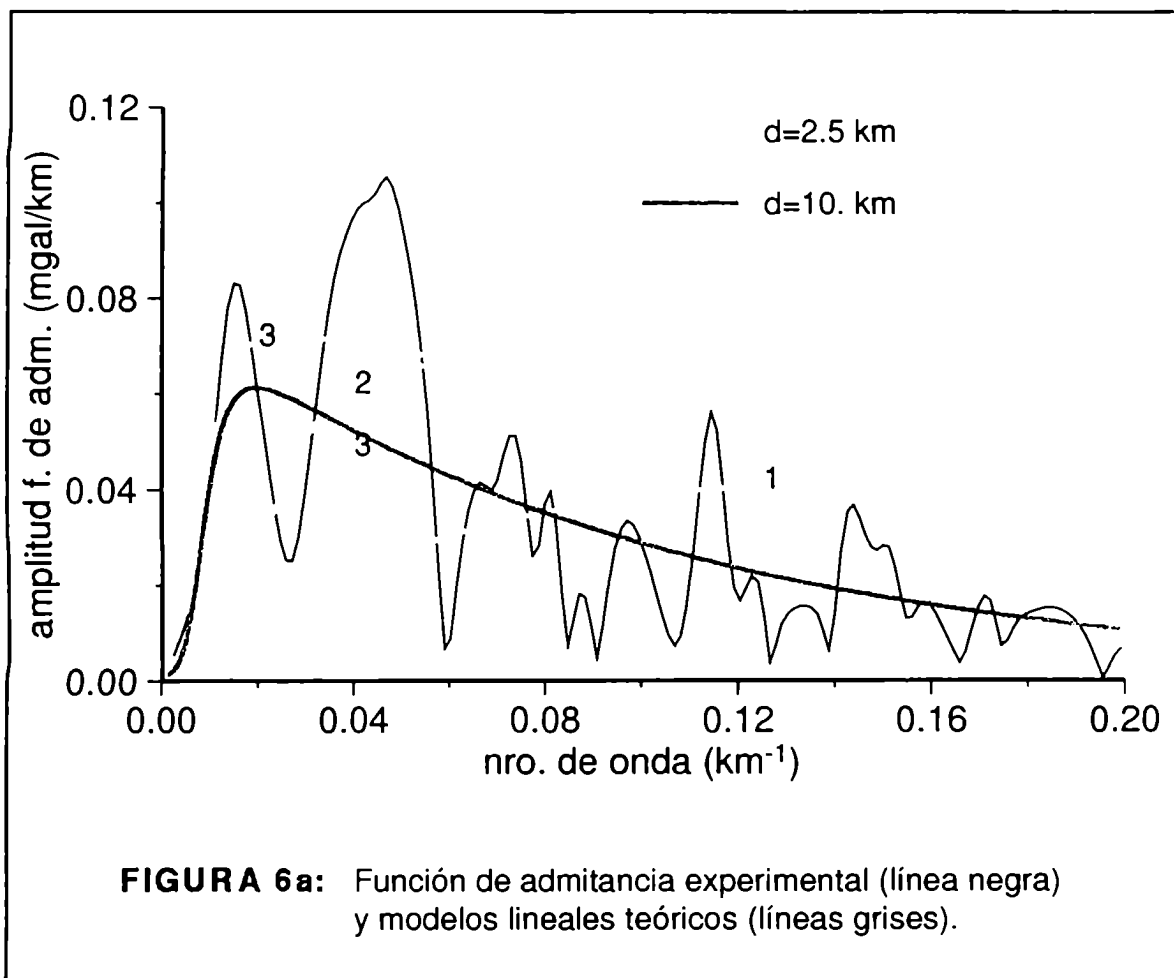


FIGURA 5



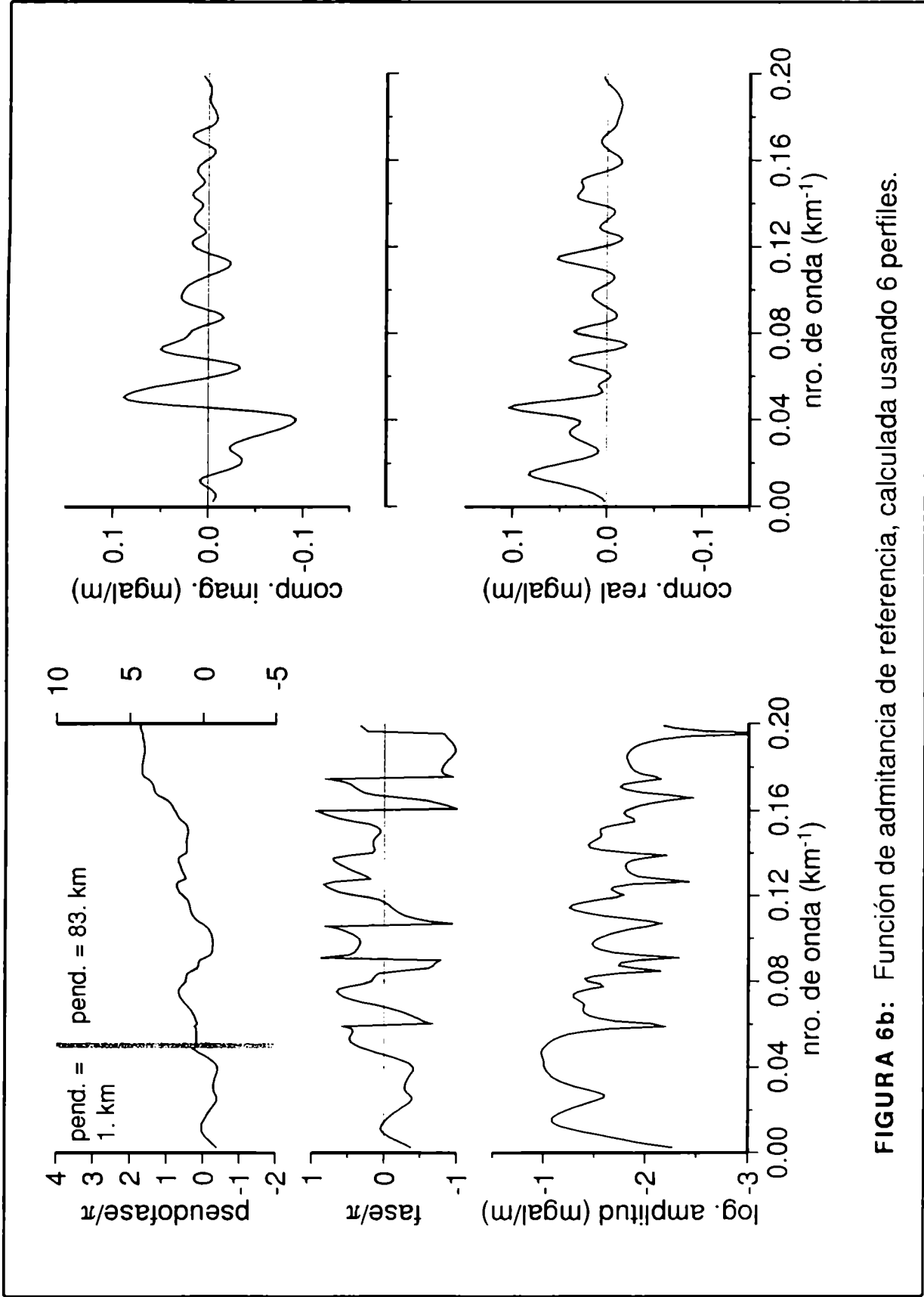


FIGURA 6b: Función de admitancia de referencia, calculada usando 6 perfiles.

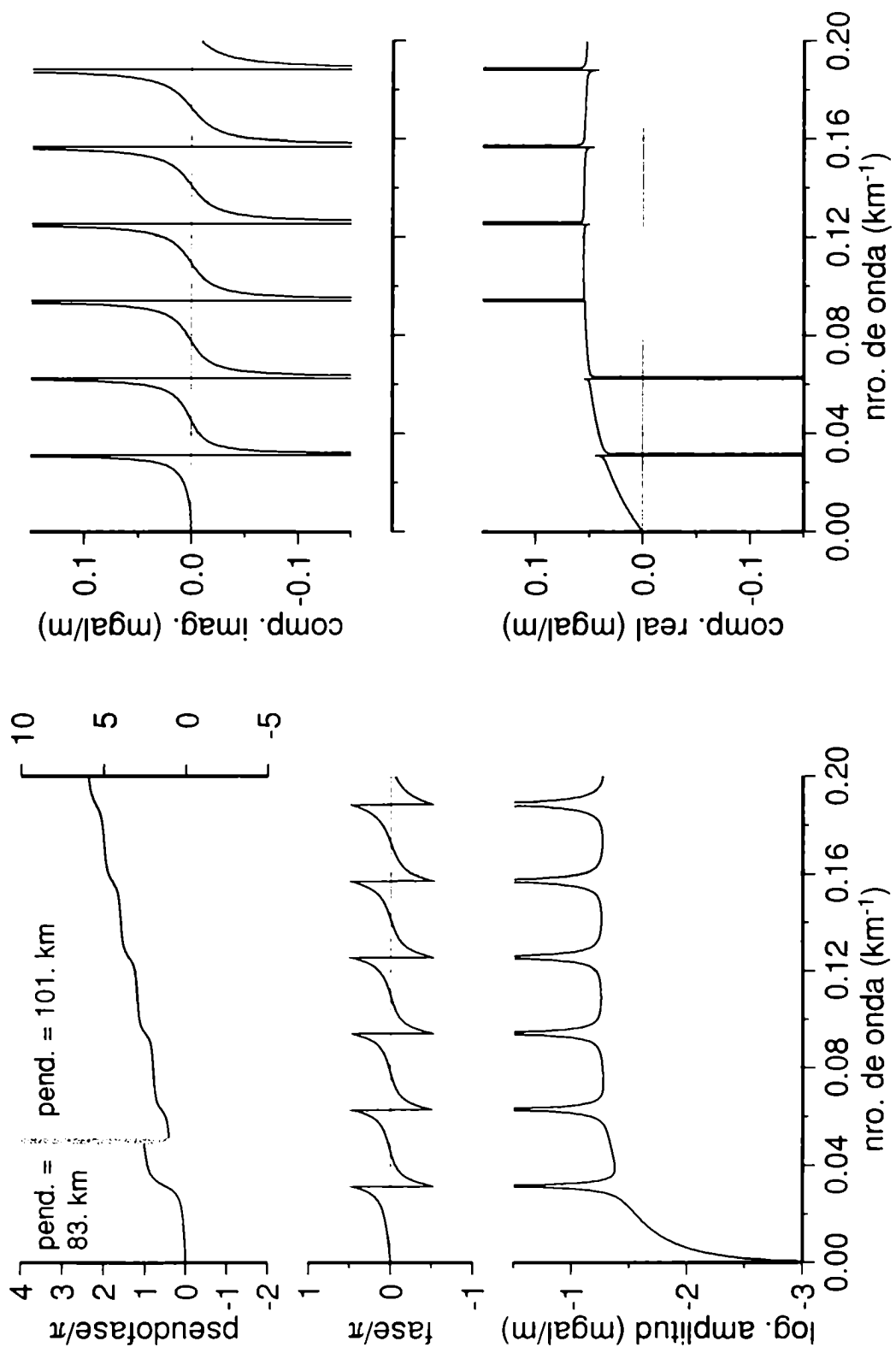


FIGURA 7a: Función de admitancia analítica para el margen de la figura 7b.

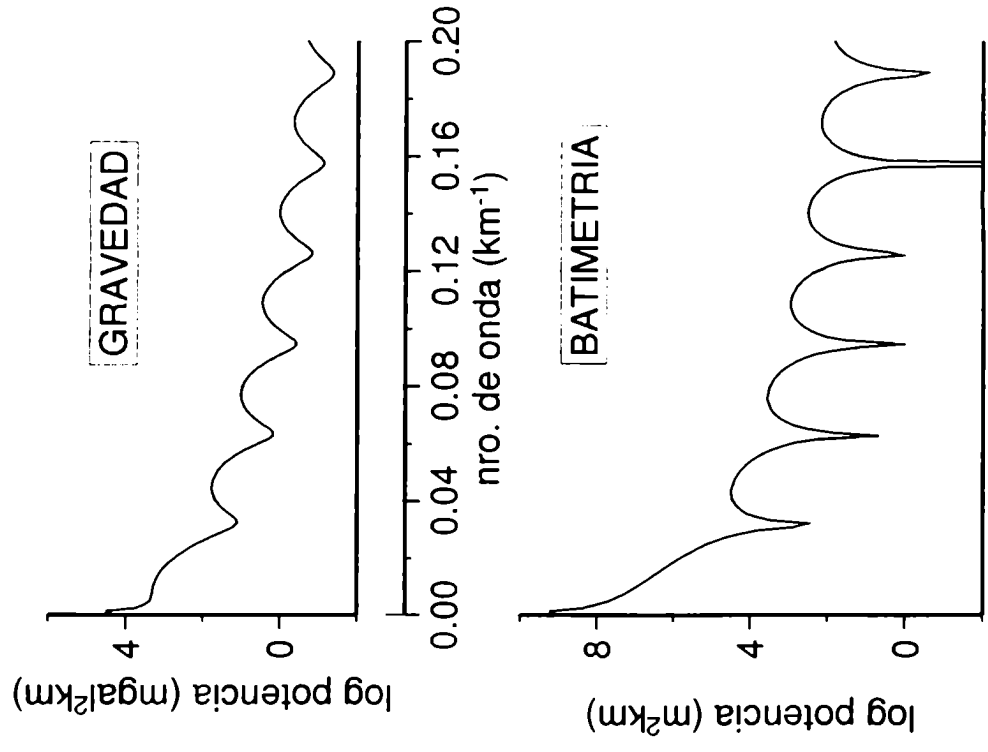
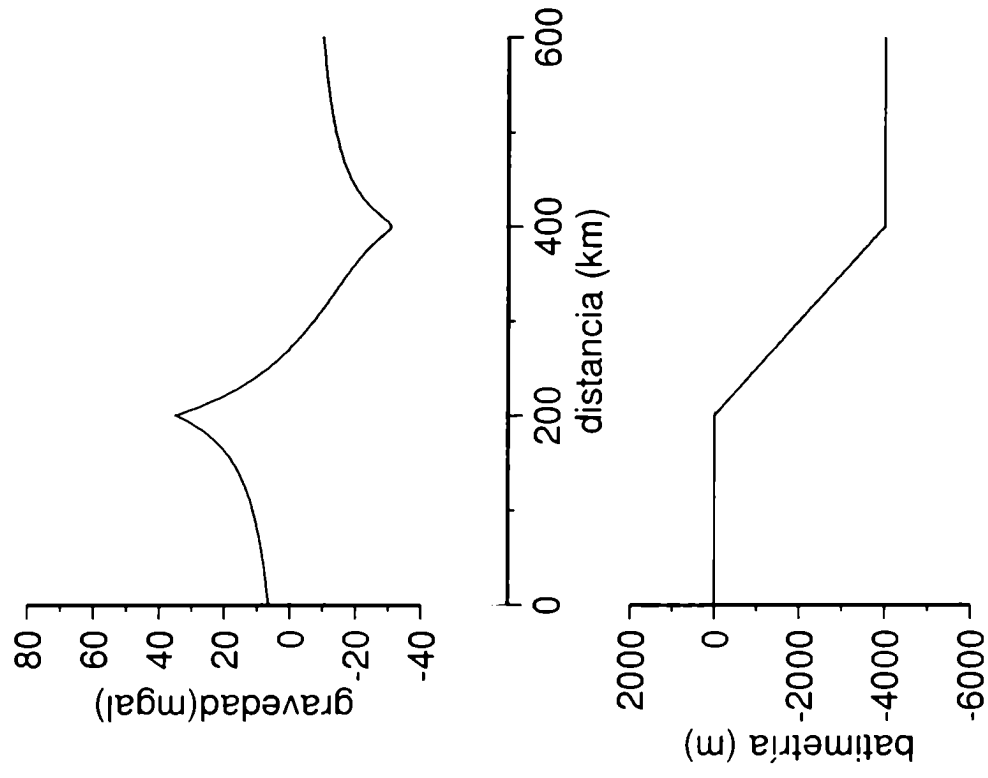


FIGURA 7b: Perfil sintético para un margen simple con compensación isostática local.

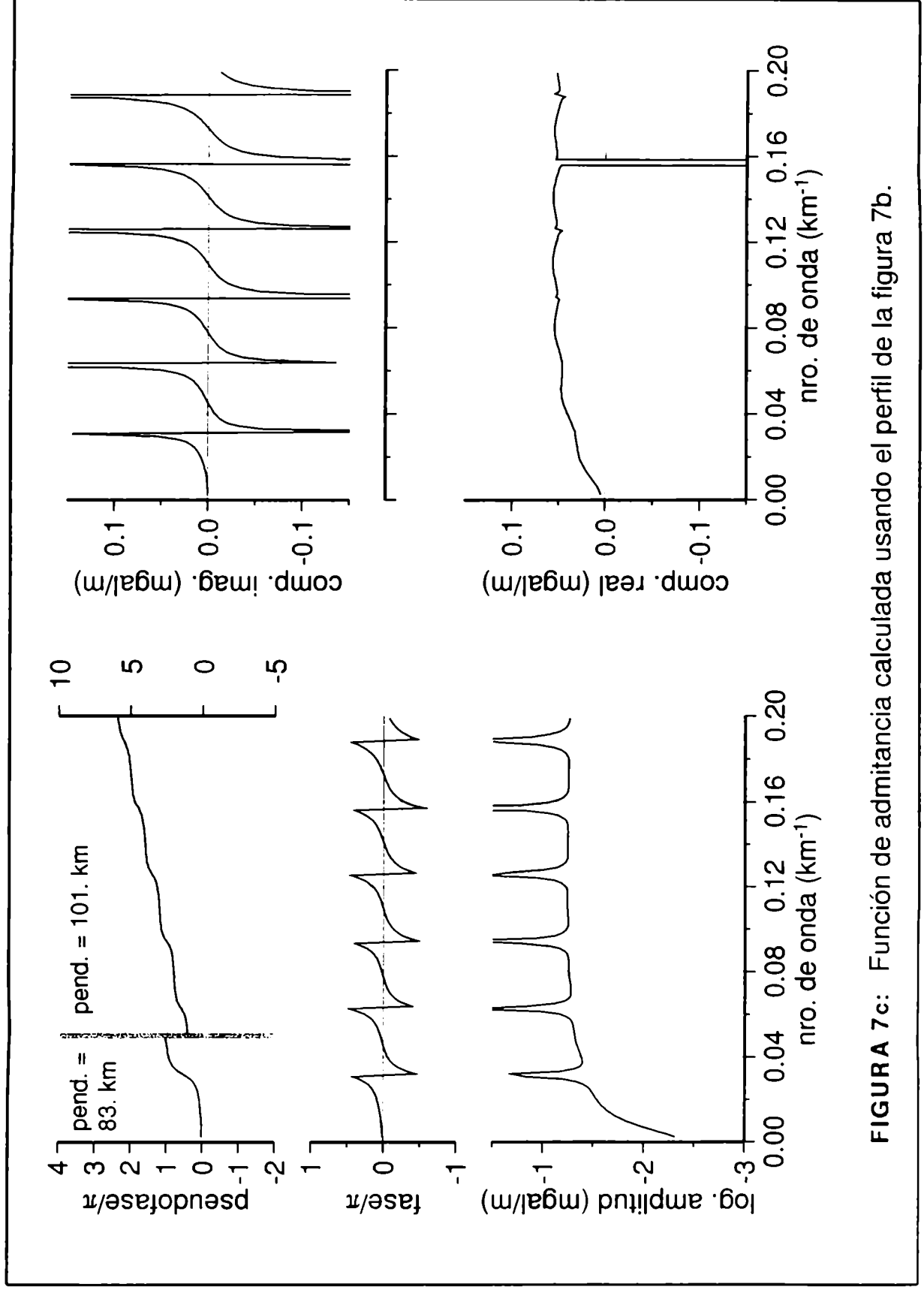


FIGURA 7c: Función de admitancia calculada usando el perfil de la figura 7b.

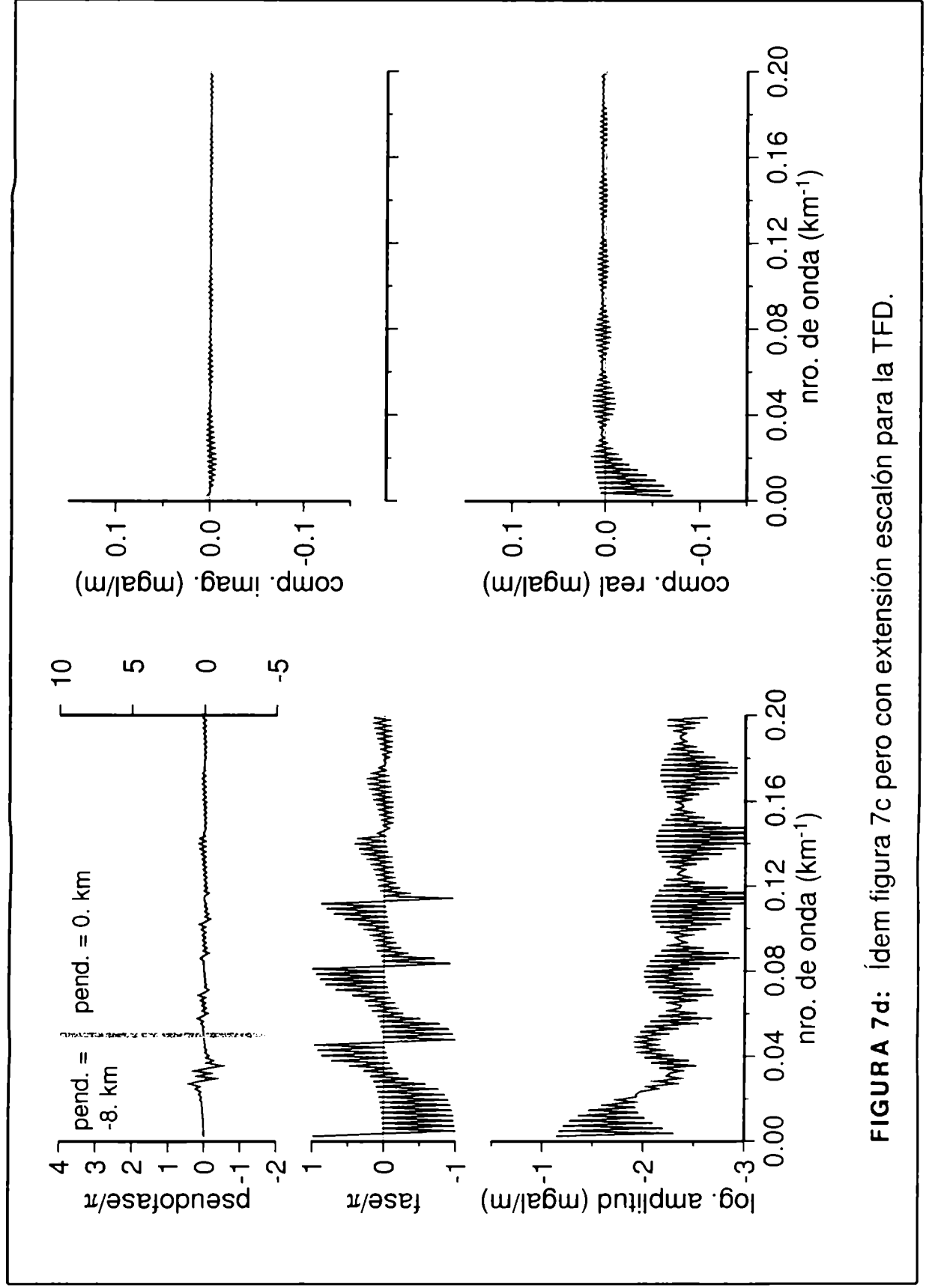


FIGURA 7d: Ídem figura 7c pero con extensión escalón para la TFD.

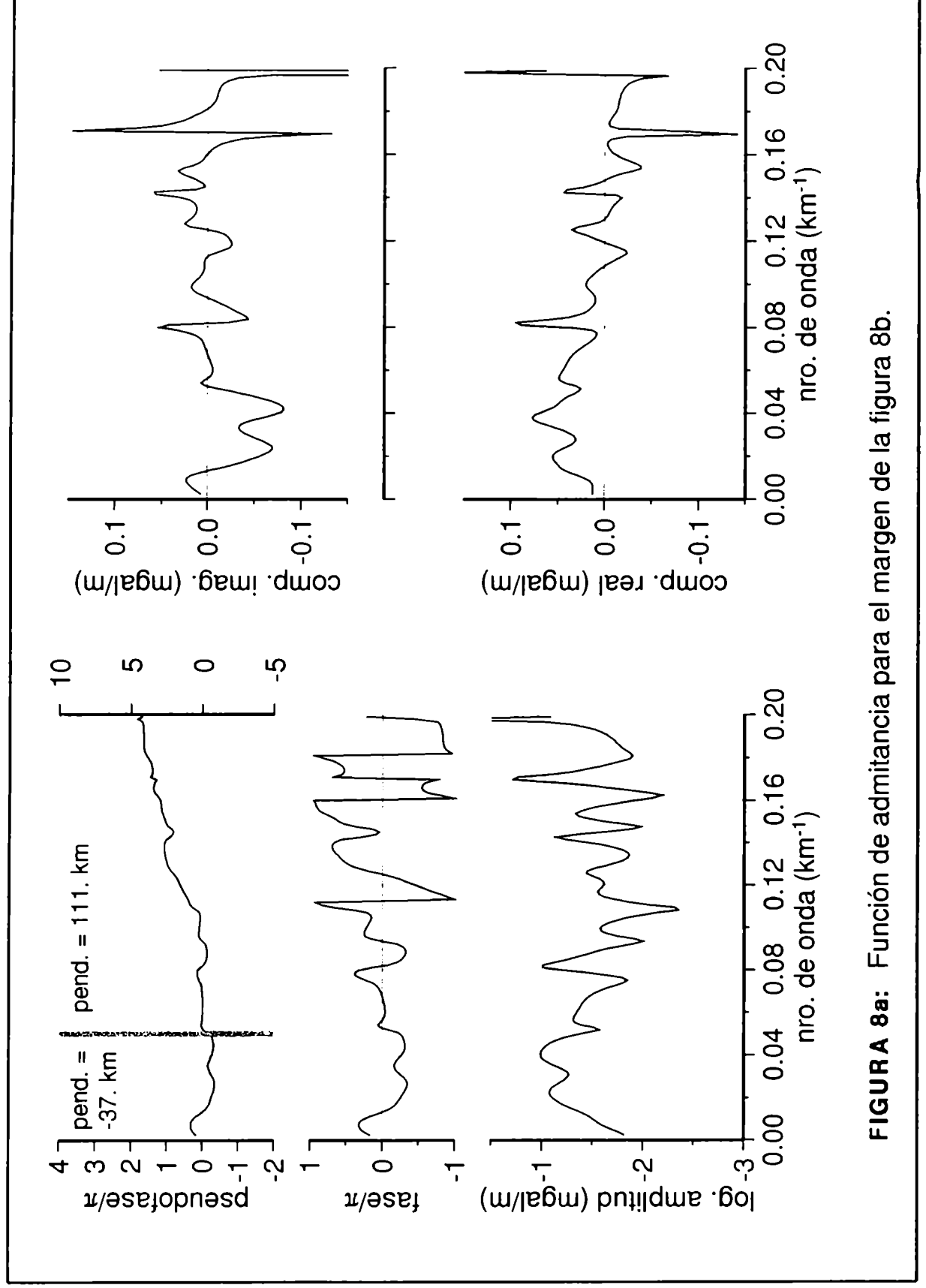


FIGURA 8a: Función de admitancia para el margen de la figura 8b.

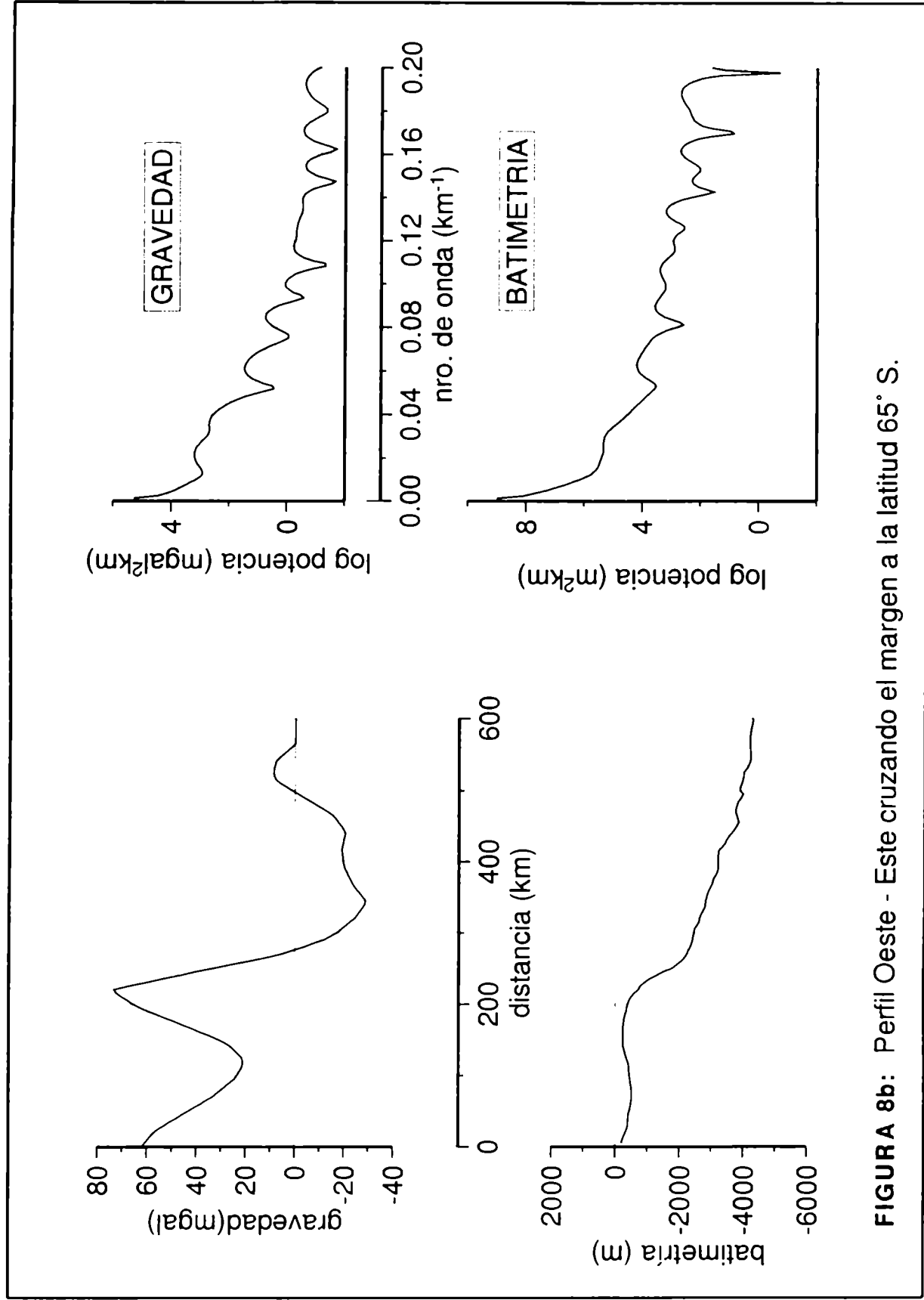


FIGURA 8b: Perfil Oeste - Este cruzando el margen a la latitud 65° S.

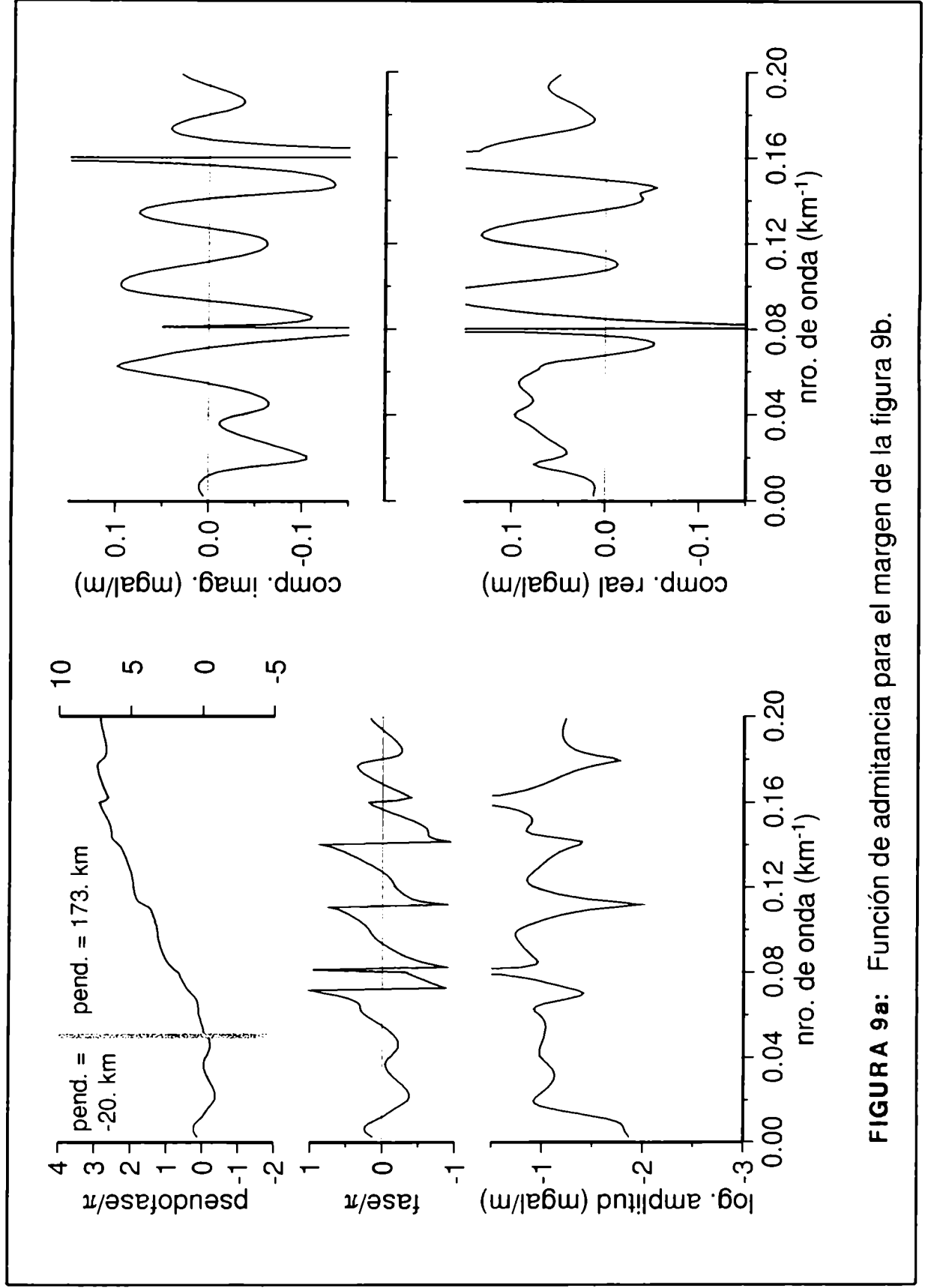


FIGURA 9a: Función de admitancia para el margen de la figura 9b.

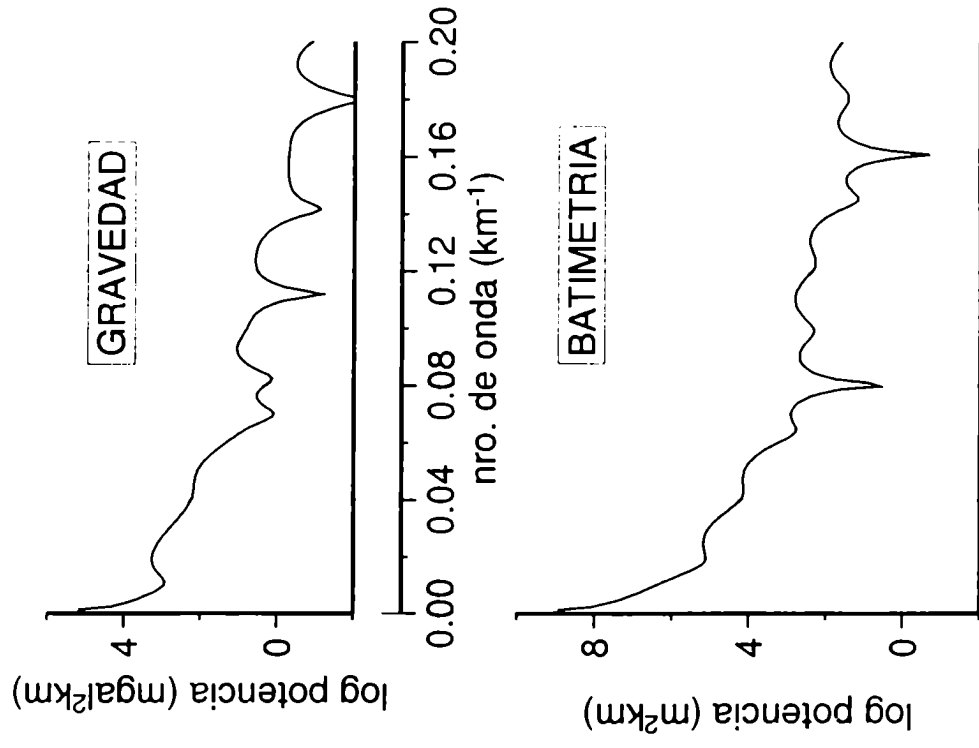
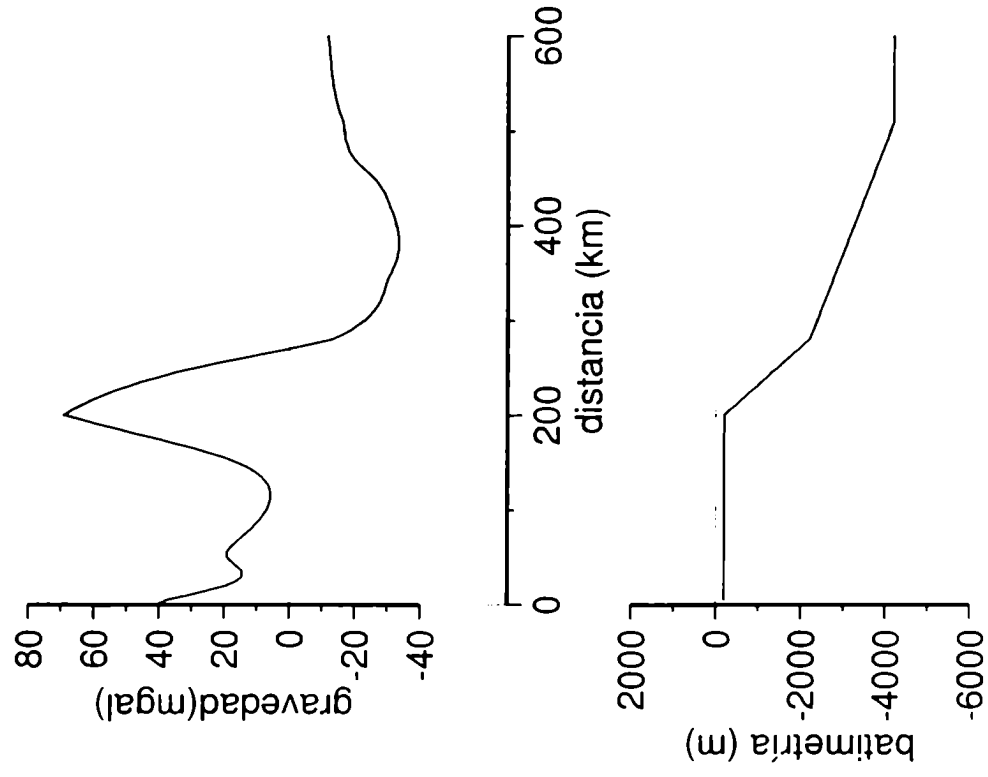


FIGURA 9b: Perfil resultante de modelación numérica incluyendo una carga sedimentaria.

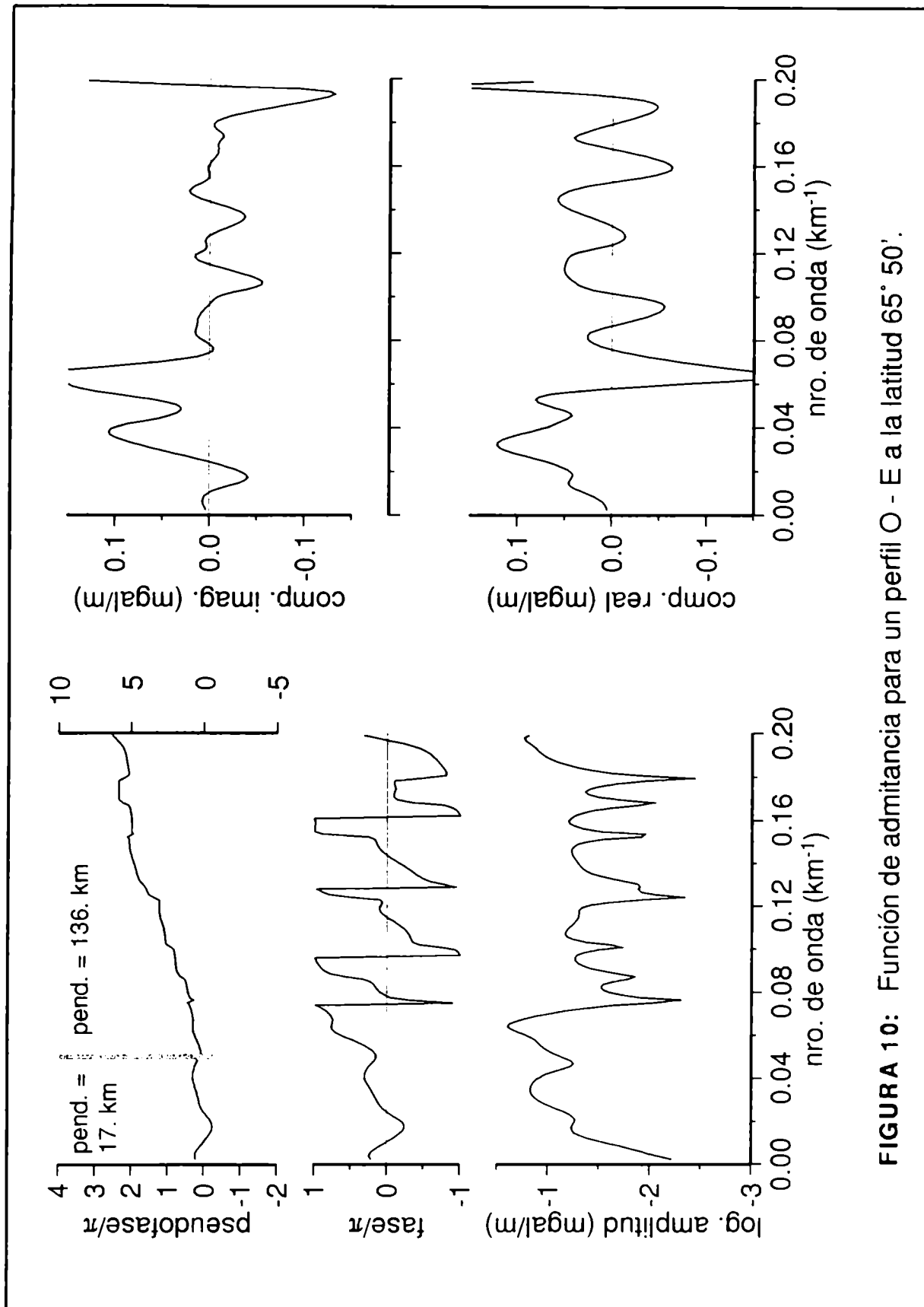


FIGURA 10: Función de admittance para un perfil O - E a la latitud $65^\circ 50'$.

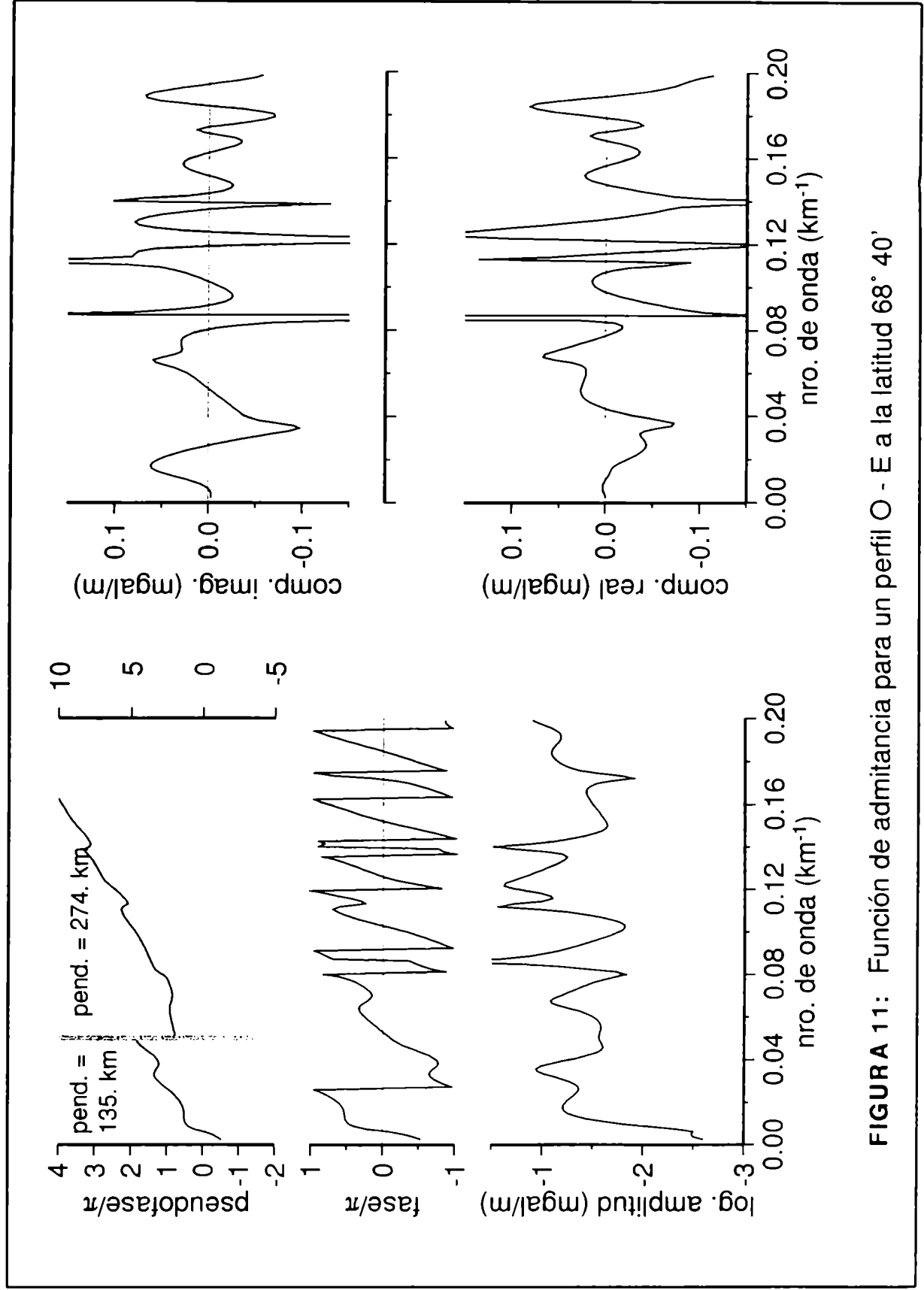


FIGURA 11: Función de admitancia para un perfil O - E a la latitud $68^\circ 40'$

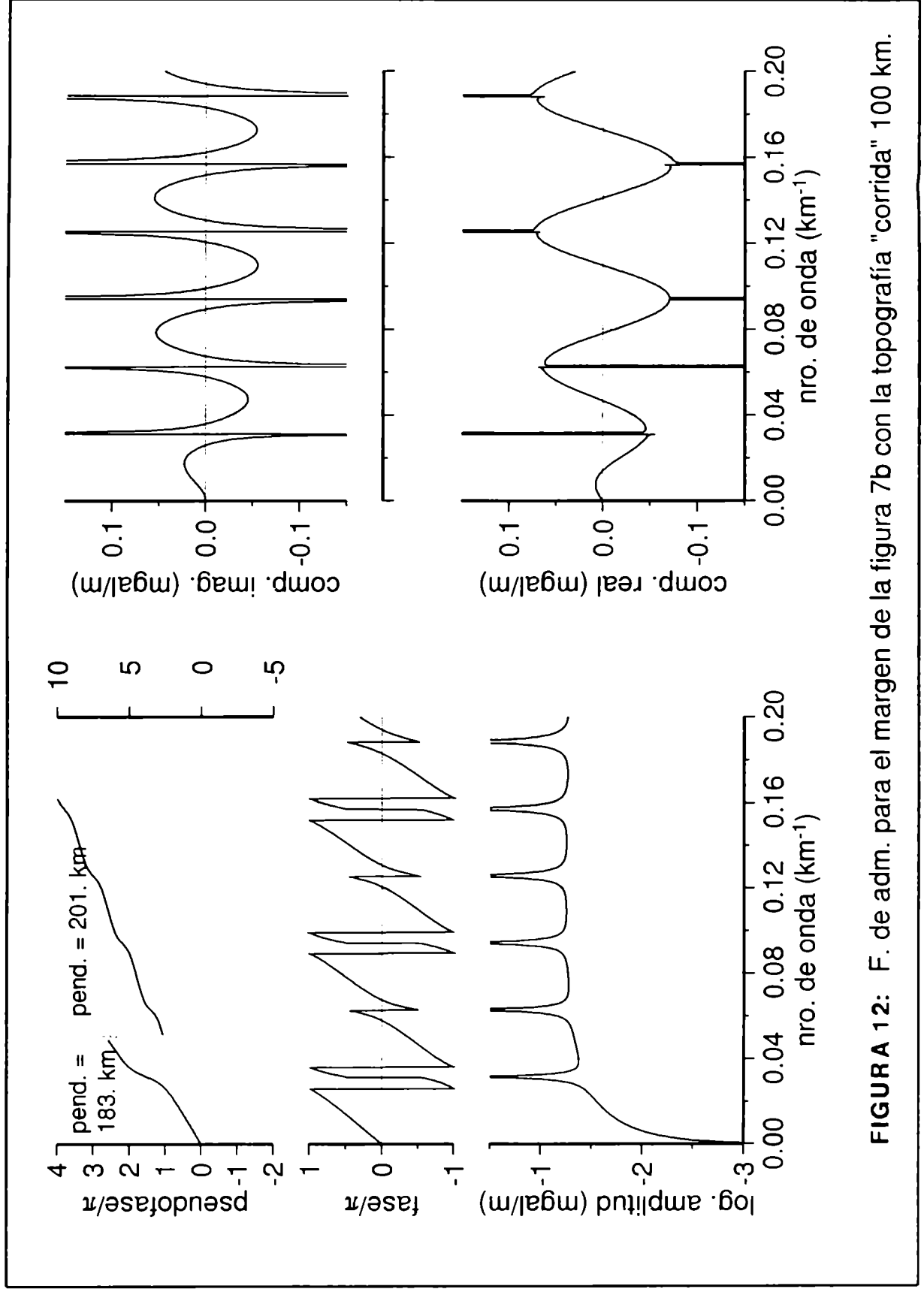


FIGURA 12: F. de adm. para el margen de la figura 7b con la topografía "corrida" 100 km.

BATIMETRIA GEBCO

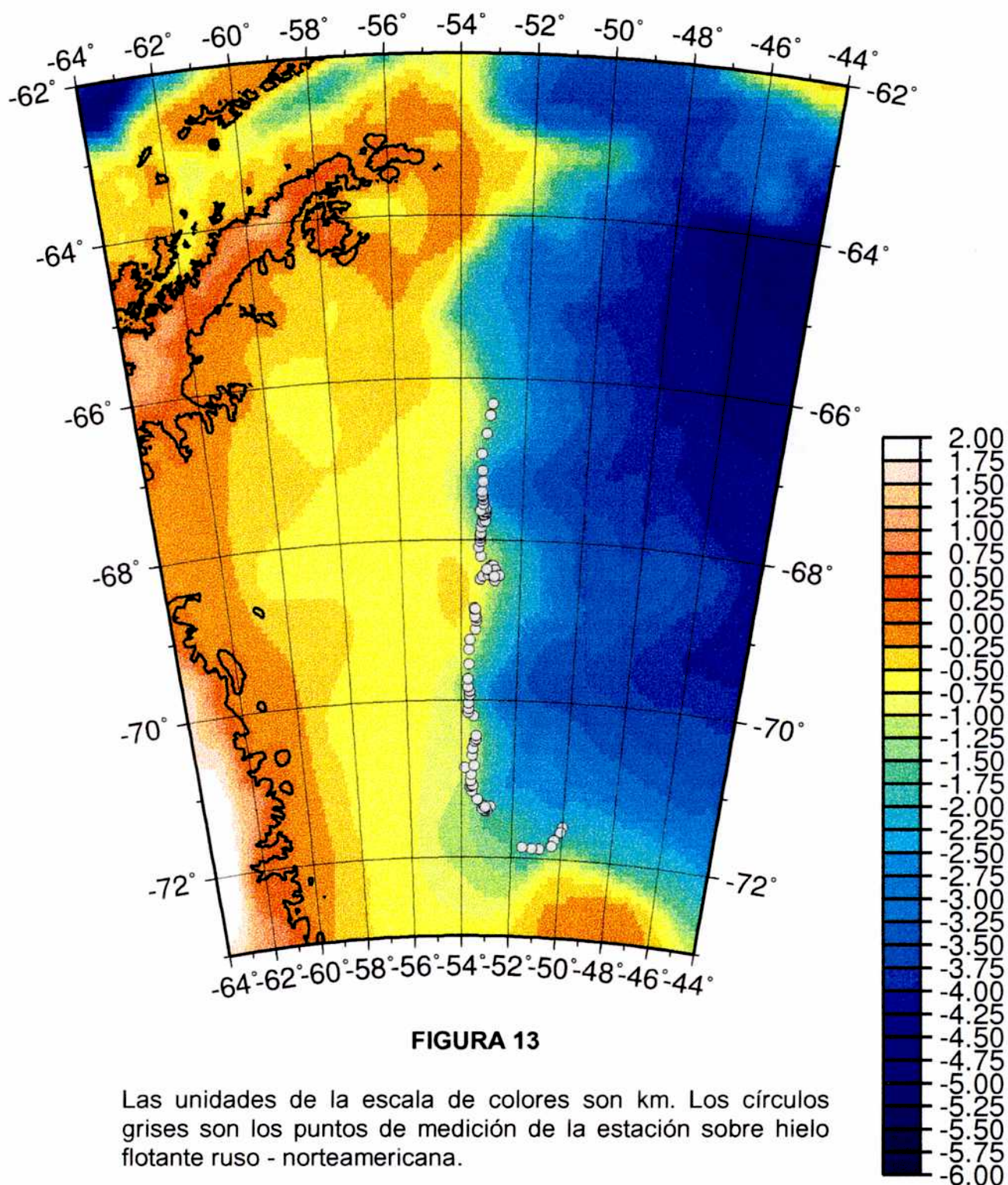


FIGURA 13

Las unidades de la escala de colores son km. Los círculos grises son los puntos de medición de la estación sobre hielo flotante ruso - norteamericana.

BATIMETRIA CORREGIDA

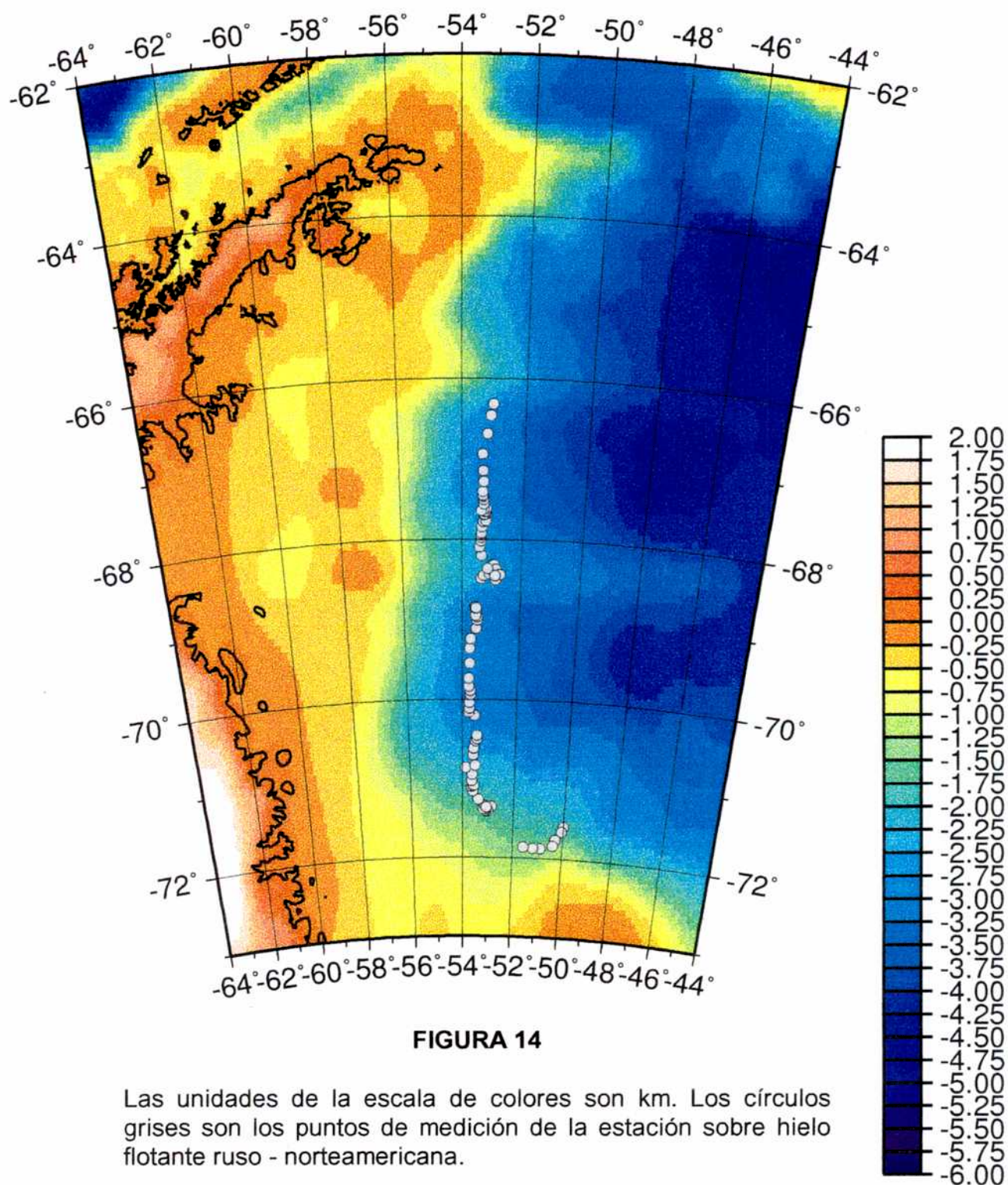


FIGURA 14

Las unidades de la escala de colores son km. Los círculos grises son los puntos de medición de la estación sobre hielo flotante ruso - norteamericana.

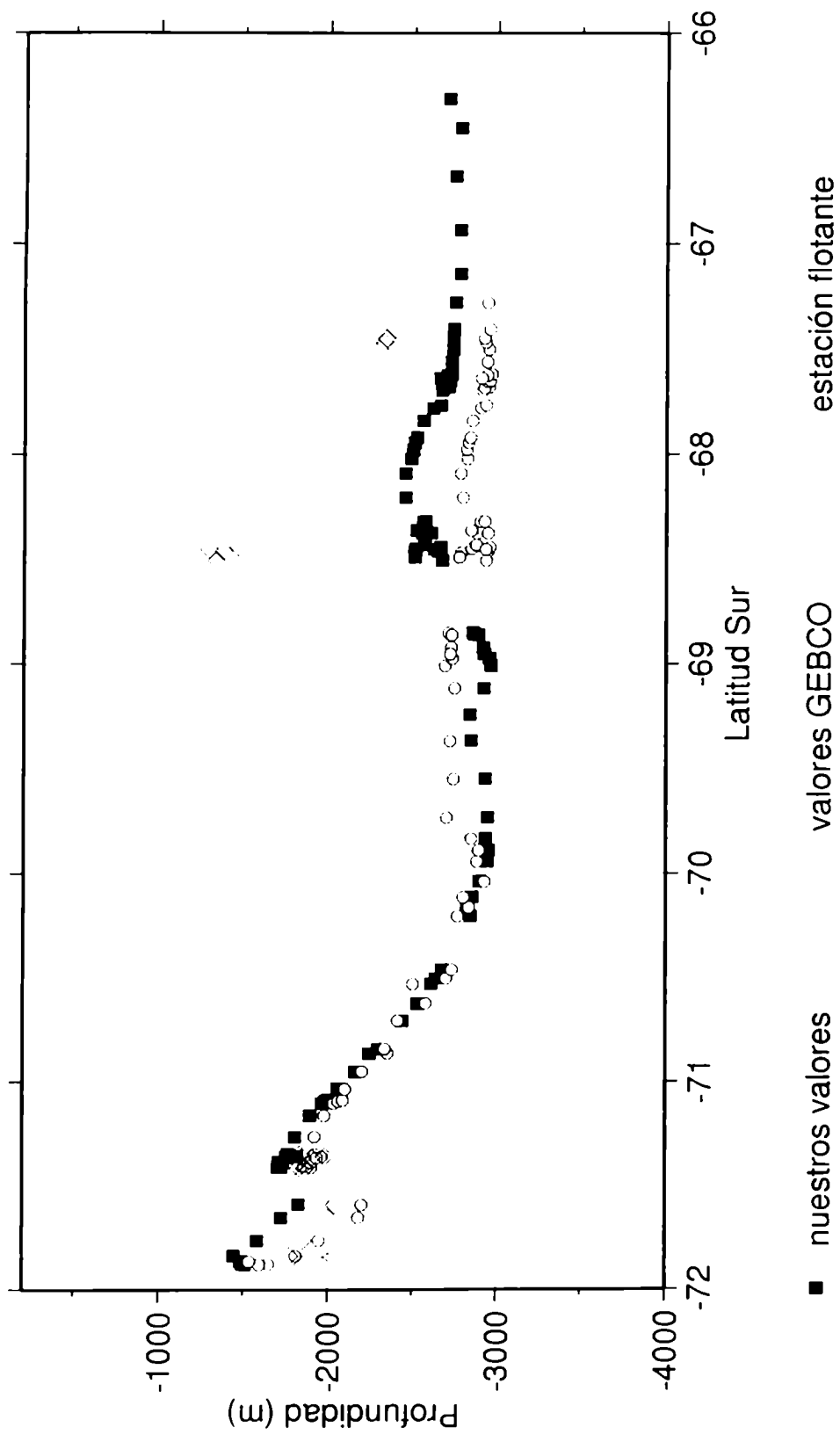


FIGURA 15

Comparación con los datos batimétricos de una estación flotante

Gravedad combinada USAC - NBP93-01 - Satelital

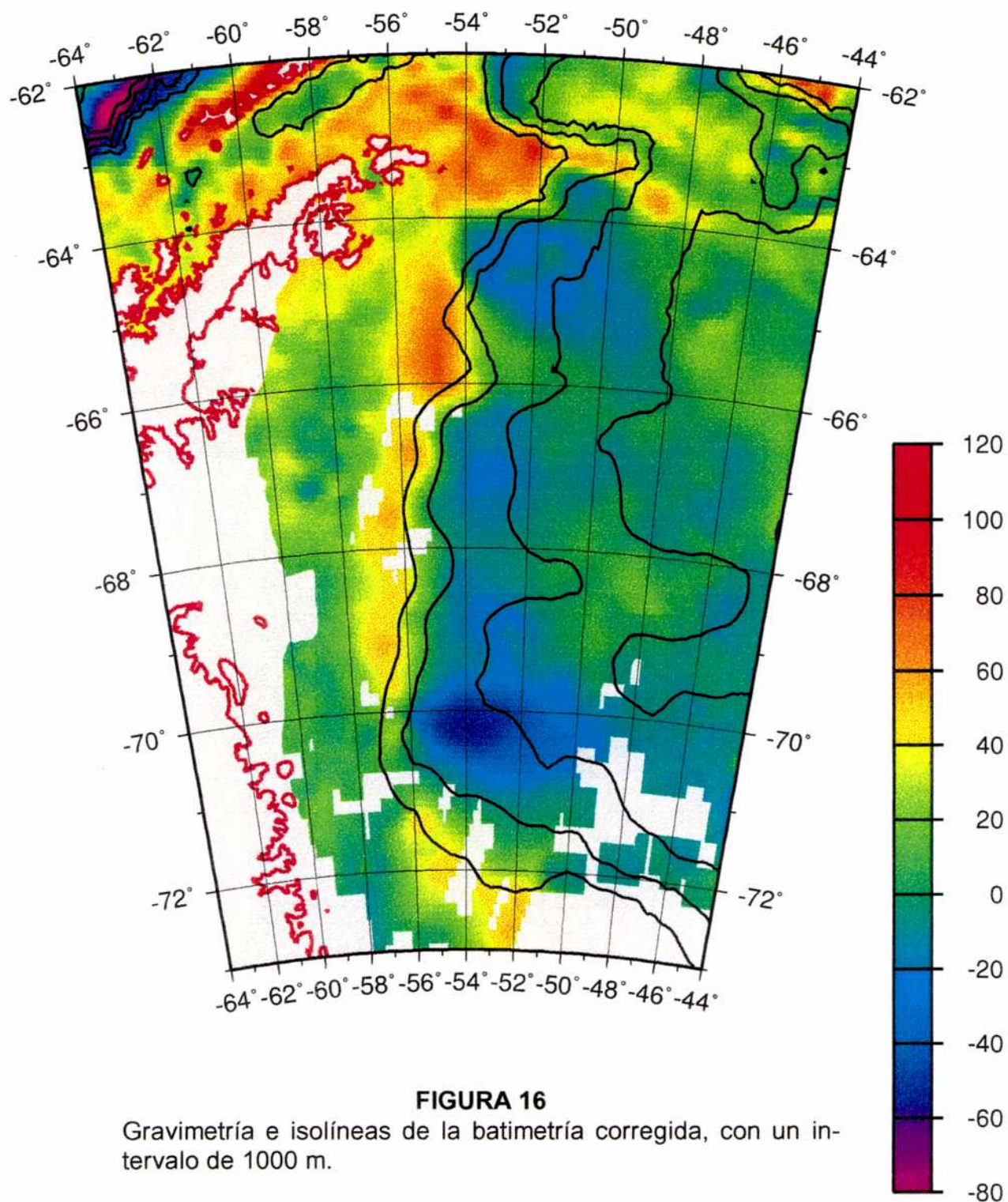


FIGURA 16

Gravimetría e isolíneas de la batimetría corregida, con un intervalo de 1000 m.

LA POSICIÓN DE LA PENÍNSULA ANTÁRTICA EN GONDWANA

1. RESEÑA DEL MARCO TECTÓNICO

La configuración original de la Antártida dentro del supercontinente de Gondwana ha sido y sigue siendo objeto de debate. En Barron et al. (1978) se citan *nueve* configuraciones plausibles con los conocimientos de esa época. Con posterioridad aparecieron otros modelos en publicaciones tales como Powell et al. (1980), Martin & Hartnady (1986), Lawver & Scotese (1987), Grunow et al. (1991), Lawver et al. (1992).

En el extremo Sur del margen Caird (Tierra de la Reina Maud) y continuando por el margen Este del mar de Weddell hacia el Sur, comienza una frontera mayor que separa las dos provincias geológicas bien diferenciadas de **Antártida Este** (EANT) y **Antártida Oeste** (WANT). Esta frontera se continúa hasta el mar de Ross Oeste a lo largo de las Montañas Transantárticas (figuras 1 y 2). Una anomalía de Bouguer negativa de entre 40 y 50 mgal se extiende a lo largo de la línea transantártica, y puede ser asociada con un aumento promedio de 15 km en el espesor cortical al pasar de WANT a EANT (Bentley, 1983). A todo lo largo de las Montañas Transantárticas se observan rocas volcánicas jurásicas que incluyen el macizo Dufek en la cadena Forrestal (Behrendt et al., 1980, 1981) así como también los supergrupos deposicionales Ferrar y Beacon. La extensión y marco geológico de las manifestaciones volcánicas jurásicas sugieren un proceso de ruptura entre EANT y WANT ocurrido antes y/o durante la separación de Gondwana (Elliot, 1991; LaBrecque, 1994), y que en el proceso de separación la Antártida presente estaba constituida por dos o más placas independientes. Las etapas de los movimientos relativos entre EANT y WANT, y su dirección y magnitud, son variables todavía dudosas y controvertidas.

Antártida Este está compuesta por terrenos estables de escudo de edad Precámbrica a Paleozoica y ha experimentado poca o ninguna deformación y tectonismo desde tiempos del Mesozoico temprano (James & Tingey, 1983).

Antártida Oeste, que incluye la Península Antártica, es mucho más joven y parece haber sido formada en los últimos 600 Ma por la acreción de microplacas y sedimentos en márgenes convergentes.

Los bloques o microplacas que constituyen Antártida Oeste, fragmentos del paleo margen de Gondwana (Dalziel & Elliot, 1982), fueron originariamente definidos por estudios de topografía subglacial (Drewry, 1983). Se encuentran separados por depresiones topográficas y cuencas de hasta 2000 m de profundidad (Kadmina et al., 1983). Han sido ampliamente estudiados por relevamientos británicos Geofísicos y Geológicos sobre tierra y nieve (Storey et al., 1988; Garrett, 1991).

En la figura 2 se delinean esos bloques, que son: la *Península Antártica* (PA), el bloque de las montañas *Ellsworth - Whitmore* (EWM), el de los *nunataks Haag* (HN), el de la *Isla Thurston* (TH) y el de la *Tierra de Mary Byrd* (MBL). Los nunataks Haag son parte de una provincia tectónica Precámbrica cuya delimitación no se conoce bien (Storey & Dalziel, 1987). Estos mismos autores dicen que en el bloque de Ellsworth - Whitmore las rocas de las montañas son sedimentarias deformadas, y que existe una gran diferenciación tectónica entre éstas y las montañas de Thiel, que se encuentran cerca pero pertenecen a la cadena Transantártica.

En la figura 2 hemos dibujado además dos bloques divididos por el borde de la barrera de hielos Ronne, denominando *Ronne* (RON) al que está cubierto de hielo, y *Orión* (ORI) al que se extiende más hacia el Norte y termina donde se encuentra la anomalía del mismo nombre (capítulo 2, figura 7, y figura 6 más adelante). La división es meramente orientativa; en realidad los consideramos como un bloque único. No se sabe si la corteza de este bloque es continental u oceánica, o sea que no está claramente definido como fragmento continental. Storey et al. (1996) sí lo consideran como tal, denominándolo *Weddell Sea Embayment block*, y Hunter et al. (1996) sugieren lo mismo.

El supercontinente de Gondwana, con EANT en el centro, comenzó a fragmentarse entre el Triásico tardío y el Jurásico temprano (Lawver et al., 1992). La primera separación fue entre lo que se ha dado en llamar Gondwana Oeste (Sudamérica y África) y Gondwana Este (Antártida, India y Australia). El siguiente cambio altamente significativo ocurrió hace aproximadamente 130 Ma, con la apertura del Océano Atlántico y la separación de India de EANT.

El mar de Weddell comenzó a formarse en la primera ruptura. Su posterior evolución es crucial para comprender la historia geológica de toda la Antártida (Elliot, 1991). Se originó como el flanco Sur de un sistema de expansión de fondo oceánico que fue probablemente el precursor del que aun está activo al Este de las islas Sandwich entre las placas Sudamericana y Antártica. El flanco Norte y el centro de ese sistema de expansión ahora no existen, porque fueron subducidos debajo de las placas de Scotia, Sandwich y del bloque de las Orcadas (Barker et al., 1984, LaBrecque et al., 1987, Barker & Lawver, 1988, LaBrecque et al., 1989) durante la apertura del Pasaje de Drake y la creación de la placa de Scotia. En la figura 3 se puede ver la configuración actual de placas litosféricas; la figura 4 muestra los principales accidentes geográficos.

Hay muy poca información sobre la datación de los movimientos relativos de los bloques que conforman WANT, dado que son antiguos y por consiguiente difíciles de determinar. Las huellas que han dejado se han deteriorado con el tiempo.

La información más actual viene de evidencia paleomagnética (Longshaw & Griffiths, 1983; Grindley & Oliver, 1983; Grunow et al., 1987; Grunow et al., 1991; Grunow, 1992; DiVenere et al., 1994).

Sin embargo, algunos de estos movimientos involucran desplazamientos muy grandes de masas continentales también grandes que resultan difíciles de admitir, como por ejemplo el bloque Ellsworth-Whitmore (EWM), que parecería haberse movido desde una posición inicial cercana a Sudáfrica hasta su posición presente a través de una rotación de 180° entre el Jurásico Temprano y el Jurásico Tardío.

Según Storey (1991), los estudios de Geología estructural, en conjunción con una re-interpretación de algunos de los rasgos subglaciales, sugieren que no se requieren movimientos de gran escala para los bloques que componen WANT, y que los

movimientos principales de estos bloques se pueden explicar por extensión litosférica combinada con una componente importante de movimiento transcurrente.

En los párrafos que siguen describimos las anomalías magnéticas en el mar de Weddell según un mapa ampliado, en el que se han incorporado otros datos además de los USAC. Luego hacemos una revisión de las reconstrucciones de la posición de la Península Antártica en el ajuste Jurásico que han sido basadas en anomalías magnéticas y gravimétricas, y presentamos una reconstrucción algo diferente que es la que consideramos más plausible con los datos de que disponemos.

2. ANOMALÍAS MAGNÉTICAS EN EL MAR DE WEDDELL

Los datos aeromagnéticos USAC en el Mar de Weddell fueron reducidos a una altura común de 1000 metros (Yáñez & LaBrecque, 1990). Tiempo después (LaBrecque et al., 1994) fueron combinados con otros conjuntos de datos, que se redujeron a la misma altura:

- marinos de cruceros disponibles en el Centro Nacional de Datos Geofísicos de los Estados Unidos (NDGC).
- digitalizados del mapa de Maslanyj et al., 1991, resultante trabajos aeromagnéticos británicos en la PA.
- digitalizados del mapa de Masolov et al., 1980, resultante de trabajos aeromagnéticos rusos en el Sudeste del Mar de Weddell.

La figura 5 muestra la ubicación de los datos que se usaron para el mapa de anomalías magnéticas resultante del trabajo mencionado, y la figura 6 el mapa de anomalías reducidas al polo. Estas ilustraciones, así como casi todas las del presente trabajo, fueron hechas usando el paquete de programas GMT (Wessel & Smith, 1991).

La reducción al polo (magnético) de las anomalías se basa en suponer que toda la magnetización es inducida por el campo Geomagnético principal y mediante un algoritmo numérico recalcularlas usando un campo inductor perpendicular a la tierra y entrante, como en el polo magnético Norte. Es relativamente fácil de hacer en coordenadas cartesianas y para una región en que el campo principal es aproximadamente uniforme (Blakely, 1996, pág. 330). Dado que la región abarcada por nuestro mapa es grande para esta aproximación, lo que hicimos fue pasar todos los datos a coordenadas cartesianas mediante la proyección estereográfica polar. En las nuevas coordenadas los datos se grillaron con un ancho de malla de 10 km. La grilla resultante fue subdividida en regiones cuadradas de 1000x1000 km permitiendo un solapamiento de 200 km en los bordes. A estas subgrillas se les aplicó el algoritmo de reducción al polo usando el campo actual en el centro de cada una. Las grillas resultantes fueron luego empalmadas. En las bandas de superposición se promediaron las contribuciones vecinas, aplicando un promedio pesado con pesos variando de 1 a 0 para un subgrilla, y de 0 a 1 para la vecina, con los valores intermedios modulados por una ventana medio coseno. Los puntos de la grilla total resultante fueron transformados a las coordenadas geodésicas originales, en las que se regillaron con una mallado de 5x5 minutos en latitud y longitud.

Los cuadraditos blancos indican los puntos donde las anomalías magnéticas de expansión de fondo oceánico fueron identificadas como lineaciones conocidas (Cande et al., 1989); la identificación aparece con números rojos. La escala de colores ha sido hecha de manera tal que la cobertura areal de cada color sea aproximadamente la misma, lo que contribuye a realzar las anomalías de menor amplitud.

Las zonas grises indican falta de cobertura de datos, lo que puede verificarse observando la figura 5. En rojo se ha delineado la línea de costa y el frente de hielo, usando la ADD. También se han trazado las líneas batimétricas de 1000 y 2000 metros de profundidad, corregidas según Ghidella & LaBrecque (1991).

En el capítulo 2 ya hemos hablado de las principales anomalías detectadas por los datos USAC. Ahora vuelven a aparecer en el mapa combinado, y además aparecen las proporcionadas por los otros datos. Los rasgos principales a destacar son:

- *las anomalías intensas a todo lo largo de la costa Oeste de la PA, que interrumpen su alineación en la cuenca de Powell y se continúan en el bloque de las Islas Orcadas del Sur;*
- *una zona “quieta” en el margen Este de la PA;*
- *una anomalía positiva intensa en el margen Sur, la anomalía Orión;*
- *la anomalía Andenes (LaBrecque, 1986) hacia el Este de Orión; la anomalía Explora, que corre casi paralela a la costa de EANT;*
- *la secuencia de expansión de fondo oceánico en la que se han identificado (Cande et al., 1989) anomalías Mesozoicas (números precedidos por la letra M) y Cenozoicas (números rojos).*

La figura 7 muestra los nombres de los accidentes geográficos y morfológicos y de las anomalías citadas encima del mismo mapa en color más claro y sin isolíneas.

Las anomalías intensas de la costa del Pacífico (AMCP) constituyen una alineación que llega más allá del extremo Oeste de este mapa y han sido observadas también por los relevamientos británicos (Maslanyj et al., 1991). Estas anomalías, así como también las que se encuentran en el margen Oeste de las Islas Shetland del Sur (AMSS), la de ridge de Scotia Sur (AMRSS) y las del bloque de las Orcadas (AMOS), están creadas por rocas del batolito de la Serie Intrusiva Andina (ver capítulo 2), provocado por la larga historia de subducción de corteza oceánica debajo de las masas continentales en el margen Pacífico de Gondwana (Parra et al., 1984; Parra & Yáñez, 1988; Ghidella et al., 1991; Maslanyj et al., 1991).

En el margen Oeste del Mar de Weddell el patrón de anomalías es débil (zona quieta). Corresponde a la zona de corteza más antigua de este mar, probablemente Jurásica. La gruesa carga de sedimentos (LaBrecque & Ghidella, 1992; del Valle et al., 1993) y la batimetría, en conjunción con la configuración magnética, parecen indicar que este margen se abrió como margen extensional no volcánico.

En el margen Sur, sin embargo, se encuentra la anomalía *Orión*, que por su intensidad y aspecto sugiere que aquí el margen se abrió con efusiones volcánicas. Esta anomalía se dobla a los 40° S, y su continuación hacia el Este es la anomalía *Andenes*, que tiene un aspecto parecido. En su extremo Este, a los 71.5° S, 25° W, se encuentra el banco *Polarstern*, interpretado como una montaña marina por Jokat et al., 1996.

La anomalía Explora se extiende casi paralela a la costa de EANT. Su nombre proviene de la cuña volcánica Explora, detectada en un relevamiento sísmico alemán (Kristoffersen & Haugland, 1986; Kristoffersen & Hinz, 1991), cuya ubicación coincide con parte de esta anomalía pero se extiende hacia el Este fuera de los límites de este mapa. Estos investigadores también han encontrado una escarpa que tiene el mismo nombre y que bordea la cuña por el Norte entre los 35 y 25° W. Según Hunter et al., 1996, la anomalía Explora se continúa por el Sur sobre la isla Berkner hasta el macizo Dufek de las Montañas Transantárticas, siendo consecuentemente un rasgo continuo que bordea EANT, y el flanco Sudoeste de un rift elongado. Un *rift* es una zona donde la corteza terrestre se ha debilitado y adelgazado

por estiramiento; suele ser el inicio de una apertura oceánica, que puede ocurrir que evolucione o no. En este caso no ha evolucionado. Parte de este rift fue detectado inicialmente por el trabajo sísmico alemán mencionado, que le dio el nombre de *Rift del Weddell*; su continuación hacia el Sudoeste fue inferida de datos magnéticos y gravimétricos por Hunter et al., 1996. De manera que la anomalía Andenes sería el flanco NO del rift, pero no a lo largo de toda su extensión, ya que se encuentra entre los 35 y 25° W encima de otra cuña volcánica detectada por Kristoffersen & Hinz (1991). Subparalela a ella y hacia el Norte, se encuentra la *escarpa Andenes*.

En la zona más profunda del Mar de Weddell se encuentran lineaciones de anomalías magnéticas, con orientación SO-NE algunas y SE-NW otras, las más intensas. Las que se orientan hacia el NE han sido interpretadas como zonas de fractura, mientras que las otras están identificadas como anomalías de expansión oceánica (LaBrecque et al., 1987; LaBrecque et al., 1989).

La lineación correspondiente a la anomalía 34 es la más prominente en el Mar de Weddell y sirve como referencia para la identificación de secuencias más jóvenes hacia el Norte y más antiguas hacia el Sur. Las lineaciones terminan abruptamente en la *Zona de Colisión Endurance* en el margen Norte del mar, llegando al bloque de las Islas Orcadas y la Cuenca de Powell (figuras 6 y 7). La anomalía más antigua detectada en la zona de colisión es la número 13, que corresponde al Oligoceno Temprano siendo las que se encuentran hacia el Este progresivamente más jóvenes, lo cual sugiere que tuvo lugar un proceso de subducción gradual del sistema de expansión América - Antártida que comenzó en el Oligoceno Temprano.

La discusión de los párrafos precedentes indica que la corteza del mar de Weddell se va haciendo más joven si se avanza desde el margen de la PA en dirección Este, y también si se avanza desde el Sur del mar en dirección Norte. Estas observaciones, aparentemente conflictivas, indican que durante la evolución de la cuenca oceánica del Weddell Oeste la dirección de expansión cambió cerca de 90° respecto a la Península Antártica.

3. RECONSTRUCCIONES DERIVADAS DE ANOMALÍAS MAGNÉTICAS EN EL MAR DE WEDDELL

3.1 Reconstrucción A (LaBrecque et al., 1986)

En LaBrecque et al. (1986) se desarrolla una reconstrucción de WANT en Gondwana que fue hecha basándose principalmente en las anomalías de expansión de fondo oceánico conocidas hasta entonces. En esta reconstrucción WANT fue considerada como un bloque único y se determinaron movimientos relativos entre WANT, EANT y SAM (Sudamérica) desde el rompimiento de Gondwana hasta el presente.

La técnica para desarrollar esta reconstrucción se basó en tomar como referencia la lineación correspondiente a la anomalía magnética 34, que es prominente y bien identificable en el mar de Weddell (figura 6), y tiene una datación conocida: 84 millones de años (Ma). A partir de esta anomalía se determinaron las rotaciones *previas a su época* con un marco de referencia geográfico actual.

Pero para hallar la posición de la PA en el ajuste Jurásico hace falta rotar *hacia atrás* en el tiempo y se necesitan por lo tanto conocer los movimientos entre los 84 Ma y el presente. Estos movimientos se obtuvieron de trabajos publicados. Son más

conocidos, especialmente porque WANT y EANT ya se movían juntas desde entonces, y, si bien el movimiento relativo entre las placas Antártica y Sudamericana es difícil de obtener directamente, *porque está la placa de Scotia en el medio*, se puede usar la composición de los movimientos Antártida - África y África - Sudamérica (AFR - SAM). Conocida la rotación "de ligadura" o "R84" (de los 84 Ma al presente) se compone ésta con las rotaciones más antiguas halladas y se obtiene la rotación total para llevar la Península a su posición en Gondwana y trazar la evolución posterior de la PA en sus etapas principales.

Dedicaremos los párrafos que siguen a desarrollar más en detalle la técnica empleada en la reconstrucción, que es la misma que hemos usado posteriormente.

3.1.1 Técnica empleada

Unos de los principios en que se basa la tectónica de placas es que la separación de dos masas continentales por la apertura de un océano entre ellas se describe en primera aproximación por rotaciones en la esfera. Las rotaciones están definidas por lo que se denomina *polo de rotación*, que es la intersección del eje de rotación con la esfera, y por el ángulo de giro. En la historia de apertura del océano, el polo de rotación puede cambiar. Como se vio en el capítulo 1, las inversiones del campo Geomagnético registradas en la historia geológica permiten identificar las edades de las anomalías magnéticas que ellas (las inversiones) generan. Estas anomalías tienen trazas (lineaciones) que son arcos de círculos de diámetro igual al de la Tierra. Las *líneas de flujo* del material emergente del centro de expansión son perpendiculares a las lineaciones, y por lo tanto siguen arcos de círculos menores, cuyo diámetro depende de la distancia al polo de rotación. Dependiendo de la ductilidad del material, la velocidad de expansión puede diferir de un lugar a otro, y en ese caso las lineaciones están interrumpidas en segmentos separados. Las líneas que unen extremos de segmentos de este tipo en general marcan una discontinuidad en las propiedades del material, lo cual se manifiesta también en anomalías magnéticas y gravimétricas. Son estas las *zonas de fractura*, que tienen la misma dirección de las líneas de flujo. En el esquema más simple la expansión es simétrica respecto al centro de expansión o dorsal oceánica. Puede darse que la expansión sea *oblicua* y aun *asimétrica*.

La deducción de la reconstrucción **A** se hizo bajo la suposición de que las lineaciones Mesozoicas del mar de Weddell fueron generadas por expansión oceánica simétrica y ortogonal. Es una suposición bastante fuerte, pero hace falta hacerla porque solamente existe uno de los flancos del sistema de expansión.

Se supuso además que entre el ajuste Jurásico y la época de la anomalía 34 la expansión estuvo gobernada por un mismo polo de rotación.

Se consideraron las lineaciones M13, M17, M25 y la isobata de 1000 m en el margen Este del mar de Weddell, bajo la suposición de que se trataba de una isocrona correspondiente a la época de separación de Antártida de Sudamérica. Se ajustaron círculos máximos a estas lineaciones y se determinó una zona de intersección centrada en los 64° S y 66° W. El ángulo de rotación para este polo parcial resultó ser de 62°.

Según la nomenclatura del Apéndice T, este polo se puede denominar $\hat{S}_1$, y se tendrá:

$$\hat{S}_1 \hat{P}_{160} \hat{P}_{84} \quad (3.1.1)$$

donde hemos puesto subíndices correspondientes a los tiempos en Ma antes del presente, y hemos asignado una antigüedad de 160 Ma al ajuste en Gondwana. $\hat{P}_{84}$ es el polo para llevar WANT a los 84 Ma atrás dejando fija SAM. Para esa época EANT y WANT se movían juntas. Los movimientos entre EANT y África (AFR) son más conocidos, así como también aquellos entre AFR y SAM. De manera que podemos poner:

$$\hat{P}_{84}(\text{WANT} \rightarrow \text{SAM}) = \hat{P}_{84}(\text{EANT} \rightarrow \text{AFR}) + \hat{P}_{84}(\text{AFR} \rightarrow \text{SAM}) \quad (3.1.2)$$

$$P_{84WS} = P_{84EA} + P_{84AS} \quad (3.1.3)$$

En la última ecuación hemos simplificado un poco la notación. Usando 3.1.1 y 3.1.3 obtenemos:

$$P_{160WS} = S_1 + P_{84WS} = S_1 + P_{84EA} + P_{84AS} \quad (3.1.4)$$

Los valores numéricos que se usaron para estas rotaciones en LaBrecque (1986) aparecen en la tabla 1.

<i>polo</i>	<i>latitud</i>	<i>longitud</i>	<i>ángulo</i>	<i>fuentes o denominación</i>
S_1	-64.0	-66.0	62.0	etapa 1, rec. A
P_{84EA}	19.7	-43.8	19.2	Norton & Sclater (1979)
P_{84AS}	63.0	-36.0	-33.8	Ladd (1974)
P_{84WS}	-74.6	-112.1	84.9	$P_{84EA} + P_{84AS}$
P_{160WS}	-65.6	-78.7	84.9	$S_1 + P_{84WS}$

TABLA 1
Polos de rotación para la reconstrucción **A**

La posición de la Península Antártica en Gondwana resultó compatible con aquella propuesta por resultados paleomagnéticos (Grunow et al., 1987) dentro de los márgenes de error inherentes a ambos métodos. El hecho de considerar a WANT como un único bloque resultó en una superposición entre WANT y EANT que se podía explicar considerando la posibilidad de extensión cortical en la zona del Mar de Ross o bien teniendo en cuenta la posibilidad de movimientos relativos entre bloques individuales (figura 8).

3.2 Reconstrucción B (LaBrecque et al., 1994)

La observación y análisis del mapa combinado o ampliado de las anomalías magnéticas del mar de Weddell sugirieron la posibilidad del desdoblamiento de la apertura inicial del Mar de Weddell en tres etapas en lugar de una desde la ruptura hasta los 84 Ma. Las nuevas rotaciones fueron determinadas por líneas de flujo in-

feridas de anomalías magnéticas interpretadas como huellas de zonas de fractura en la zona del mapa en que son de baja amplitud, pero que el realce de los colores permite apreciar. Se determinaron así dos polos parciales iniciales y el mismo polo parcial de la reconstrucción **A** quedó como tercero, *con la misma ubicación* pero menor amplitud (LaBrecque et al., 1994).

En la figura 9 hemos trazado las "líneas de flujo" para las dos reconstrucciones. Los polos parciales o *locales* tienen la denominación correspondiente a la reconstrucción **B** (polos S_1 , S_2 y S_3), de manera que el tercero es el polo local (único) de la reconstrucción **A**.

Un tema importante es el de las edades a asignar a estas rotaciones. La rotación S_3 , como puede verse de los puntos de anomalías datadas, va desde M13 a C34. M13 corresponde a la edad de 136 Ma (Kent & Gradstein, 1986). C34 es la última lineación (viajando en el tiempo hacia atrás) antes de la "época quieta" del Cretácico, período en el cual el campo magnético se mantuvo en su polaridad normal du-

<i>polo</i>	<i>latitud</i>	<i>longitud</i>	<i>ángulo</i>	<i>fuentes o denominación</i>
S_1	-62.0	-52.0	39.0	etapa 1, rec. B
S_2	-62.0	-62.0	32.0	etapa 2, rec. B
S_3	-64.0	-66.0	20.0	etapa 3, rec. B
P_{-84EA}	19.7	-43.8	19.2	Norton & Sclater (1979)
P_{-84AS}	63.0	-36.0	-33.8	Ladd (1974)
P_{-84WS}	-74.6	-112.1	84.9	$P_{-84EA} + P_{-84AS}$
P_{-136WS}	-69.7	-88.2	43.2	$S_3 + P_{-84WS}$
P_{-160WS}	-65.2	-78.2	74.7	$S_2 + S_3 + P_{-84WS}$
P_{-200WS}	-61.9	-70.5	113.1	$S_1 + S_2 + S_3 + P_{-84WS}$

TABLA 2

Polos de rotación para la reconstrucción **B**

rante 34 Ma, (de los 84 a los 118 Ma, siguiendo hacia atrás). A los 118 Ma reaparecen las inversiones frecuentes, la primera de ellas asociada a la anomalía M0. M25 (155 Ma) es prácticamente la última que se ha observado. El polo local S_2 llega más allá de M25; fue datado tentativamente como llegando a los 160 Ma. Finalmente el polo S_3 fue interpretado como una *primera apertura* a partir de un ajuste también datado tentativamente, esta vez en los 200 Ma, época que muchos autores le asignan al primer rompimiento de Gondwana (Lawver & Scotese, 1987; Lawver et al., 1992).

Entonces tenemos, según lo desarrollado en el Apéndice T y con la nomenclatura simplificada introducida en 3.1.3 (supresión de los tildes):

$$\begin{aligned}
S_1 &= P_{200} - P_{160} \\
S_2 &= P_{160} - P_{136} \\
S_3 &= P_{136} - P_{84}
\end{aligned} \quad (3.2.1)$$

De aquí se desprenden las ecuaciones para los polos finitos en función de los locales:

$$\begin{aligned}
P_{200} &= S_1 + S_2 + S_3 + P_{84} \\
P_{160} &= S_2 + S_3 + P_{84} \\
P_{136} &= S_3 + P_{84}
\end{aligned} \quad (3.2.2)$$

La tabla 2 presenta los valores numéricos de los polos parciales ajustados del mapa de anomalías magnéticas y los polos finitos resultantes de aplicar las ecuaciones 3.1.6. Notar que para P_{84} se usaron los mismos polos que para la reconstrucción **A**.

3.3 Revisión de las reconstrucciones A y B

Tanto para **A** como para **B** se usaron los polos de Norton & Sclater (1979) y de Ladd (1974) para componer P_{84WS} . Pero publicaciones posteriores a estas han aportado polos revisados. Para P_{84AS} la versión más reciente es la de Shaw & Can-de (1990), que es, en latitud, longitud y ángulo:

$$P_{84AS} = (61.59 \quad -34.15 \quad -33.5) \quad (3.3.1)$$

Si se cambia este polo por el de Ladd el resultado no se altera significativamente para las reconstrucciones vistas.

En cambio, para el movimiento post C34 entre EANT y AFR hemos encontrado que la revisión de Royer et al. (1988), resulta en un polo bastante diferente que el de Norton & Sclater:

$$P_{84EA} = (-2.00 \quad -39.20 \quad 17.85) \quad (3.3.2)$$

Este polo está sólidamente fundamentado. En el trabajo citado se usó una compilación de datos magnéticos, batimétricos y de altimetría satelitaria en conjunción con un software interactivo con graficación, con lo cual se determinaron 10 polos finitos entre las isocronas C34 y C20 para la separación entre EANT y AFR a lo largo de la dorsal Índica Sudoeste. Estos polos contribuyeron a determinar 3.3.2.

Si se usan los polos en 3.3.1 y 3.3.2 en las reconstrucciones **A** (tabla 1) y **B** (tabla 2) resulta un desplazamiento hacia el Oeste de aproximadamente 300 km de la posición de la PA respecto a SAM en el ajuste.

Las figuras 9 y 10 ilustran este dramático resultado para las reconstrucciones **A** y **B**, respectivamente. Un contorno simplificado de la PA ha sido rotado manteniendo fija SAM y se muestra también en su posición actual. La línea de rayas que se extiende más allá de la punta de la PA indica su posible extensión originaria antes de que el bloque de las Islas Orcadas se separara en el período Oligoceno, a los 35

Ma (King & Barker, 1988). La letra NS marcan la posición de la PA a los 84 Ma definida según el polo de Norton & Sclater (1979) y las letras RS lo mismo con el polo de Royer et al. (1988). La letra L está dibujada en la punta de la PA rotada a los 160 Ma en la figura 9 (rec. **A**). En la figura 10 se han anotado los números de las etapas hasta llegar a los 84 Ma.

Comparando 9a con 9b y 10a con 10b se aprecia el corrimiento hacia el Oeste que produce el uso del polo RS para la rotación de ligadura.

¿Qué cabe concluir de estos resultados? Que las reconstrucciones **A** y **B** deben ser revisadas. La alternativa de que el polo RS esté mal es prácticamente descartable. Hemos hecho consultas personales a investigadores especializados en tectónica de placas (Steve Cande, Roy Livermore, Lawrence Lawver) y todos favorecen el polo RS. La alternativa que queda es que la hipótesis hecha de que EANT y WANT ya se habían amalgamado a los 84 Ma sea falsa también es descartable, a menos que haya grandes errores no descubiertos en los trabajos previos consultados. Por otra parte, la inspección visual de los mapas tales como los de las figuras 4 y 6 y además el de anomalías gravimétricas derivadas de altimetría de Smith & Sandwell (1995) son bastante convincentes en el sentido de que las dos Antártidas se han desplazados juntas desde antes de C34.

En la figura 11 se pueden ver ensayos que hicimos variando los ángulos de rotación para los polos S_1 , S_2 y S_3 . Fundamentamos estos ensayos en considerar que la expansión pudo no haber sido simétrica, y permitimos hasta un 20% de asimetría tratando de mejorar el ajuste. Como se ve, estas variaciones no afectan los resultados sustancialmente.

En la figura 12 comparamos los ajustes **A** y **B** con ajustes hechos en otros trabajos donde aparecían los valores numéricos de las rotaciones como para poder graficar en la misma escala y proyección. La posición de la PA de Lawver & Scotese (1987) parece impecable. Para determinarla los autores se basaron en consideraciones geológicas publicadas en Dalziel (1980) y tuvieron en cuenta los resultados de Grunow et al. (1987), derivados de trabajos paleomagnéticos, y la movieron dentro de los márgenes de error reportados y dentro del lugar que dejaban las otras piezas de WANT. En 12b mostramos posiciones según resultados paleomagnéticos posteriores (Grunow et al., 1991). *Estas comparaciones nos indican que **A** y **B** son plausibles pero tal como indican las tablas 1 y 2, es decir, usando el polo de ligadura más antiguo, el NS.*

La ventaja de los datos paleomagnéticos es que dan posiciones absolutas para el terreno en que se encontraron. Sin embargo, como dijimos antes, los márgenes de error son gruesos.

3.4 Nueva reconstrucción

Habiendo obtenido los resultados discutidos en el párrafo precedente emprendimos un trabajo de revisión de la literatura afín y notamos que hay consenso en la aceptación del polo RS para la reconstrucción de la PA a la época de la anomalía 34 (Cunningham et al., 1996; Livermore & Wollet, 1993; Lawver et al., 1992).

Se desprendió la necesidad de revisar los polos S_1 , S_2 y S_3 . En la derivación de estos polos, si bien se había tenido en cuenta la particular configuración de anomalías gravimétricas en la zona central del mar de Weddell, no se lo había hecho con detalle.

En la figura 13a presentamos un mapa gravimétrico de la compilación de Smith & Sandwell (1995). En la zona del margen de la PA lo hemos dejado como está

(recordemos que en el capítulo 4 lo modificamos teniendo en cuenta otros datos en las zonas cubiertas casi permanentemente por hielo; además esta compilación no tiene datos al sur de los 72° S). Pero ahora nos interesa la zona central, que presenta un patrón de anomalías muy particular que ha sido llamado “herring-bone pattern”.

Desde los 67° S, 45° W hasta los 68.5° S, 20° W se extiende una especie de “arruga” de máximos relativos flanqueada por dos gargantas paralelas. Ya fue observada en las primeras compilaciones de datos altimétricos (Haxby, 1988). En la figura 13b aparece en escala más amplia. Es aproximadamente coincidente con los puntos de la anomalía M13 en la figura 6, y creemos que coincide con la apertura del Océano Atlántico. Esta “arruga” ha sido denominada *anomalía T*, y se ha hablado mucho de ella; al principio se llegó a creer que era el resultado de un artificio en el tratamiento numérico de los datos.

Al Norte de la anomalía T aparecen lineaciones acanaladas en corte E-O que tienen una dirección SO-NE con una extensión de algo más de 100 km. Estas lineaciones terminan en un quiebre, no muy bien definido, en el que cambian de dirección (o comienzan otras), con dirección SE-NO. Este último grupo cruza la lineación

<i>polo</i>	<i>latitud</i>	<i>longitud</i>	<i>ángulo</i>	<i>fuentes o denominación</i>
S_1	-62.0	-52.0	20.0	etapa 1, rec. C
S_2	-45.0	-85.0	12.5	etapa 2, rec. C
S_3	-59.0	-47.5	20.0	etapa 3, rec. C
S_4	-65.0	-123.0	4.0	etapa 4, rec. C
P_{-84EA}	-2.0	-39.2	17.9	Royer et al. (1988)
P_{-84AS}	61.6	-34.2	-33.5	Shaw & Cande (1990)
P_{-84WS}	-78.0	-114.5	30.1	$P_{-84EA} + P_{-84AS}$
P_{-110WS}	-76.7	-118.0	34.0	$S_4 + P_{-84WS}$
P_{-136WS}	-70.9	-83.3	52.3	$S_3 + S_4 + P_{-84WS}$
P_{-160WS}	-66.2	-89.5	63.8	$S_2 + S_3 + S_4 + P_{-84WS}$
P_{-200WS}	-63.9	-80.9	83.1	$S_1 + S_2 + S_3 + S_4 + P_{-84WS}$

TABLA 3

Polos de rotación para la reconstrucción C

magnética C34 y cambia de dirección más al Norte.

Estas lineaciones gravimétricas pueden ser interpretadas como líneas de flujo del material cortical en la apertura del mar de Weddell. Así lo han hecho Livermore & Wollet (1993) quienes analizaron las rotaciones entre las anomalías 34 y 18 (84 - 43.5 Ma, respectivamente) teniendo en cuenta datos magnéticos de cruceros pero dándoles destacada importancia a estas lineaciones gravimétricas. El aspecto que tienen es parecido al esqueleto de un pescado, de ahí el nombre “herring-bone pattern”.

En nuestro caso lo que tratamos de hacer fue *redefinir los polos previos* a C34. Lo que hicimos entonces fue proponer dos polos de rotación en reemplazo del S_3 de la

reconstrucción **B** tratando de ajustar las lineaciones gravimétricas. Procedimos por prueba y error: proponíamos polos y graficábamos las líneas sintéticas de flujo resultantes sobre el mapa gravimétrico, repitiendo la operación hasta lograr un ajuste aceptable.

El polo S_3 quedó entonces desdoblado: $S_3 \rightarrow S_3' + S_4'$.

A esto siguió otra etapa de ajuste mediante prueba y error: los polos S_1 y S_2 fueron modificados de acuerdo a los siguientes criterios:

- Que respetaran (aproximadamente, porque no están maravillosamente definidas) las anomalías magnéticas.
- Que los polos finitos resultantes generaran reconstrucciones compatibles con datos geofísicos, geológicos y estructurales conocidos.
- Que para generar los polos finitos, se usaran los polos de Shaw & Cande (1990) para P_{84AS} (ec. 3.3.1), y de Royer et al. (1988) para P_{84EA} (ec. 3.3.2).

Los polos obtenidos están listados en la tabla 3.

Obtuvimos así otra reconstrucción, que ahora llamamos **C**. Es la misma que en Ghidella & LaBrecque (1996) denominamos '**B** modificada'. En los apartados que siguen analizaremos la validez de esta reconstrucción.

4. COMPARACIÓN DE MÁRGENES CONJUGADOS EN EL AJUSTE JURÁSICO

La inspección de la estructura de márgenes continentales conjugados en muchas ocasiones ha dado lugar a mejorar la precisión de los ajustes de bloques continentales al reconstruir su posición previa a la deriva. Este tipo de estudio ha sido particularmente útil para márgenes pasivos del tipo Atlántico. Bajo esta consideración fue que decidimos hacer comparaciones de esta naturaleza recurriendo a los datos Geofísicos que teníamos a nuestro alcance.

La comparación fue hecha *rotando los datos antárticos hacia Sudamérica* y examinando la yuxtaposición resultante para determinar estructuras similares o rasgos que aportaran a afirmar o desechar la validez de las reconstrucciones.

Para llevar a cabo la comparación utilizamos datos de dos tipos: anomalías magnéticas estructurales y paleotopografía del basamento.

En esta región particular de la Tierra la comparación es difícil, sin embargo. Las razones van más allá de la falta de cobertura de datos. Ocurre que secciones importantes de los márgenes han cambiado después de y durante el rompimiento de Gondwana, como por ejemplo la orogenia que dio lugar a los Andes del Sur, el movimiento hacia el Este que dio lugar al desarrollo de la placa de Scotia, y la historia de subducción en el margen Oeste, que, aunque fragmentada espacialmente, fue continua en el tiempo.

A pesar de estas dificultades, consideramos que igualmente era útil hacer esta comparación. El procedimiento para hacerla no es simple, pero lo tenemos prácticamente automatizado como para poder volverlo a hacer con relativa facilidad cuando surjan nuevos datos.

4.1 Datos

Presentaremos a continuación los datos de SAM que hemos usado, además de algunos comentarios sobre los datos paleotopográficos antárticos.

4.1.1 Anomalías magnéticas en el Sur de Sudamérica

Hemos compilado todas las trayectorias de barco con datos magnéticos disponibles en el National Geographic Data Center de los Estados Unidos. Además usamos los datos USAC y los británicos cuya ubicación se aprecia en la figura 5. Los datos de barco, de variados orígenes y épocas, fueron depurados descartando valores obviamente malos y también aquellos que tenían errores en los cruces mucho más grandes que la mayoría. Se les aplicó un filtro pasa-altos para eliminar las componentes regionales, que hubieran influido de manera no controlable en el mapa debido a que las longitudes de las trayectorias eran también muy variadas.

El mapa resultante fue reducido al polo, con el mismo método que se empleó para el mapa de la figura 6.

En la figura 14 mostramos el mapa resultante. Hemos cubierto de gris las zonas que no tienen datos. Los rasgos más relevantes en lo que se refiere a la comparación con Antártida son:

- La anomalía del batolito patagónico (AMBP) en la plataforma continental de SAM en el lado del Pacífico. Esta anomalía es de origen similar a la AMCP (apartado 2), es decir, producida por los procesos intrusivos ígneos que genera la subducción. Notar que esta anomalía se interrumpe en la pendiente continental, y ya no existe debajo de la corteza oceánica en el Pasaje de Drake. Los datos no nos permiten ver si la AMBP sigue hacia el Norte a lo largo del margen Pacífico de SAM. Sería plausible, sin embargo.
- Las anomalías positivas de relativamente alta amplitud que bordean el bloque continental de las Islas Malvinas.

Son de destacar además la alargada anomalía negativa que sigue el borde Sur de la plataforma de Malvinas y la discontinuidad a lo largo de la zona de fractura de Shackleton.

4.1.2 Paleotopografía.

En la figura 15 mostramos mapas de lo que llamamos *paleotopografía*. Se trata de una estimación de la topografía del basamento obtenida al simular una “descarga” sedimentaria. Los sedimentos constituyen una carga que provoca el descenso o subsidencia de la corteza (capítulo 4, apartado 3.2.1). A partir del espesor sedimentario, se puede calcular la profundidad del techo de la corteza sin sedimentos. Para este caso lo hemos hecho con el modelo más simple, el de compensación local o de Airy. La profundidad obtenida, que es lo que estamos tratando como paleotopografía, es una estimación aproximada de la subsidencia debida a los procesos que dieron origen a la ruptura, que podríamos llamar tectónicos.

Para hacer estos cálculos tuvimos que partir de datos de espesor sedimentario.

Para SAM (figura 15a) usamos dos conjuntos de datos, que tuvimos que empalmar y, en la zona de superposición, promediar asignándoles pesos. Uno de los conjuntos de datos se obtuvo digitalizando el mapa de Ludwig et al. (1978), que es el resultado de una compilación de datos de sísmica de reflexión y de refracción

(sonoboyas). El otro conjunto proviene de líneas de sismica de reflexión (Lorenzo & Mutter, 1988) y nos fue cedido en forma digital por estos autores.

Las áreas sin datos han sido pintadas de celeste. La línea verde marca la zona al Sur y Oeste de la cual la morforlogía ha cambiado con posterioridad al rompimiento de Gondwana.

En el rincón Sudoeste puede observarse la cuenca de Magallanes (CM). En la plataforma de Malvinas se destaca una depresión o garganta en el medio que casi la desdobra.

En 15b mostramos la paleotopografía (también "basamento compensado") para parte de la PA y el mar de Weddell. Para basamento usamos los valores derivados en el capítulo 2, calculados a partir de los datos magnéticos USAC. Los "sedimentos" han sido "descargados" usando el mismo procedimiento que para la región sudamericana. Cabe notar que las líneas de 1 y 2 km de profundidad están considerablemente corridas hacia la línea de costa. También es notorio que en la zona de la anomalía Orión la profundidad estimada tiene un gradiente relativamente grande. En este mapa sólo aparece parte de la anomalía Andenes.

4.2 Rotación de los datos al ajuste Jurásico

La figura 16a muestra las anomalías magnéticas en la reconstrucción **A**. La imagen antártica ha sido rotada según el polo P_{160} de la tabla 1 (o sea, rotada hacia SAM en el ajuste Jurásico) y puesta encima de la imagen de anomalías magnéticas de SAM. Ambas imágenes se han recortado con polígonos hechos con el propósito de dejar visibles sólo los rasgos considerados relevantes para la comparación.

La cuenca de Powell, que se abrió en el Oligoceno, mientras el arco de la PA rotaba hacia el Sur, ha sido *cerrada* mediante una rotación del bloque de las Orcadas hacia la PA. Esta rotación, que fue hecha tratando de hacer coincidir las isobatas de 1000 m, produjo un resultado según el cual la AMOS no está alineada con la AMCP (para las abreviaturas y ubicación de las anomalías habría que ver el apartado 2 y las figuras 6 y 7). Resultó que entre la AMOS y la AMRSS hay una depresión o anomalía negativa lo cual sugiere un origen extensional de retroarco para la cuenca del Norte del bloque de las Orcadas, con un desplazamiento posterior en la dirección perpendicular a las anomalías. Esta inferencia, sin embargo, estaría en desacuerdo con el carácter de cuenca de antearco que se le ha asignado por estudios geofísicos más detallados de esta zona (King & Barker, 1988) así como también por consideraciones geológicas (Elliot, 1982). En comunicación personal, E. King ha dicho que existen nuevos estudios sísmicos del bloque de las Orcadas, y que él piensa que si se tienen en cuenta los datos nuevos para el cierre de la cuenca de Powell seguramente va a quedar la AMOS alineada con la AMCP. En ese caso, el fragmento cortical correspondiente a la AMRSS quedaría acomodado junto a la AMCP y alineado con la AMSS si se cierra también la cuenca del Bransfield. Sin embargo, nosotros pensamos que este acomodamiento de bloques (esbozado en King & Barker, 1988), no da la posición de los mismos en el Jurásico, sino previa a la apertura de la Cuenca de Powell. Para esta época, es posible que procesos de extensión de post - arco ya estuvieran activos, con los "cordones" de anomalías magnéticas estructurales como la AMCP y la AMRSS separados, aunque sin la cuenca del Bransfield en el medio (ya que esta cuenca es muy reciente), tal como ahora lo están a SO de las Islas Shetland. Es por esto que hemos "recortado" la AMSS tanto en la figura 16 como en la 17. Tal vez tendríamos que haber recortado también la AMSSR y tener la AMOS alineada con la PCMA. Pero como hasta el momento nos hemos

dedicado especialmente a la reconstrucción de estas piezas en el Oligoceno, dejamos visibles ambas (AMOS y AMSSR).

El resto del polígono sigue aproximadamente la isobata de 1000 m en el mar de Weddell y deja visibles las anomalías Orión (AMO) y Andenes (AMA).

Sobre el lado Este de SAM esta reconstrucción es compatible con la posibilidad de que el margen SE del bloque de las Islas Malvinas y la región de las anomalías Orión y Andenes sean estructuras conjugadas, ya que las zonas superpuestas tienen ambas anomalías magnéticas positivas fuertes y además en trabajos con datos sísmicos se han detectado reflectores que se hundén con un aspecto que normalmente indica la presencia de flujos lávicos intercalados en las secuencias sedimentarias. Los trabajos mencionados son, para el lado sudamericano y el antártico, respectivamente: Lorenzo & Mutter (1988), y Kristoffersen & Haugland (1986).

La flecha negra ubicada en la cuenca de Malvinas está orientada en la dirección predominante de las anomalías en esa zona, alternadamente positivas y negativas, que indicarían “zonas de acomodación” (LaBrecque & Ghidella, 1992), o sea, marcas que quedan en la corteza debidas a la ruptura. La dirección de esta flecha coincide con la de las *líneas de flujo* (ver más adelante) si éstas se hacen aparecer en el dibujo rotadas junto con el resto de la región de WANT. Esta sería otra indicación de la posibilidad de que el sur del Weddell haya sido conjugado con el margen SE de Malvinas.

Entonces esta reconstrucción está indicando por una parte que la AMO y la AMA tienen un mismo origen: efusiones volcánicas en la ruptura continental, y además que la región al Sur de estas anomalías, y por lo tanto todo el “embayment” del mar de Weddell se abrieron como una unidad junto con el bloque PA. Pero sin embargo, como puede verse en la figura, la AMO, que sería la más significativa para apoyar esta conclusión, no tiene una conjugada *visible* del lado de SAM, ya que queda en los que es ahora el Pasaje de Drake, y no está claro qué es lo que pudo haber en ese lugar.

En la imagen magnética de SAM hemos dejado visible la AMBP para mostrar su parecido a la AMCP. Las fuentes de la AMBP son el batolito patagónico (Yáñez et al., 1992). Muestreos geológicos indican que las rocas de este batolito tienen intrusiones tanto más jóvenes como más viejas que las de la cuenca marginal de Rocas Verdes (Barker & Dalziel, 1983), la antecesora de la cuenca de Magallanes. Consecuentemente, esta anomalía debe haber cambiado después de la separación de la PA de SAM. La similitud entre estas anomalías resulta entonces en principio de la semejanza de los procesos que las crearon: continua subducción a lo largo del margen Pacífico.

Este cambio posterior a la separación oscurece la posibilidad de evaluar la posibilidad de conjugación de márgenes de este lado.

Por otra parte, hay una separación considerable (hueco) entre la imagen rotada y la fija en esta zona. Sin embargo, esta separación puede llegar a ser bastante menor si se tienen en cuenta otras modificaciones que ocurrieron después de la ruptura de Gondwana, como por ejemplo el modelo propuesto por Cunningham (1993), que propone que la cadena de los Andes del Sur se fue doblando hasta 90° mientras se creaban como resultado de una rotación de sentido contrario a las agujas del reloj sufrida por SAM entre los 140 y los 10 Ma. Esta rotación habría implicado un desplazamiento de hasta 500 km del extremo Sur del continente (Cunningham et al., 1995).

La separación parece más notoria en la yuxtaposición de la paleotopografía (figura 16b). Es porque en esta figura la imagen de SAM ha sido recortada con la línea verde de la figura 15, y la imagen rotada ha sido recortada en la misma forma que la magnética pero con el recorte adicional impuesto por la falta de datos. De esta manera, no se pueden hacer comparaciones en la zona de la AMA (que cae cerca del bloque de Malvinas, fig. 16a). Lo poquito que se alcanza a ver, no insinúa un resultado en correspondencia.

Respecto al margen Este de la PA, la línea de 2000 m de paleoprofundidad muestra la separación o desajuste como más significativos. Cabría aquí repetir las consideraciones hechas más arriba sobre los Andes del Sur, y además tener en cuenta que tiene que quedar algo de lugar libre para ubicar los fragmentos continentales que se dispersaron durante la apertura del pasaje de Drake y que hoy en día constituyen los ridges de Scotia Norte y Sur (Barker & Dalziel, 1983; King & Barker, 1988).

El extremo Norte de la PA enfrenta la parte más profunda de la cuenca de Magallanes (CM), y los valores de profundidad presentan un acuerdo razonable. El proceso de descarga de sedimentos que hemos aplicado no puede reconstruir esta cuenca como para convertirla en su antecesora, la cuenca de Rocas Verdes. Pero según Barker & Dalziel (1983) podemos considerar que ocupaba una posición más hacia el Oeste en el continente sudamericano. Si se tiene en cuenta este corrimiento, que no está cuantificado, lo cual da más libertad, se encuentra que la reconstrucción **A** podría estar de acuerdo con la conclusión de Barker & Longsdale (1991) de que el margen Pacífico de la cuenca de Rocas Verdes permaneció ligado al Norte de la PA desde el Jurásico tardío, cuando comenzó la ruptura de Gondwana, hasta comienzos del Terciario.

La reconstrucción **C** presenta una posición de la PA mucho más cercana a SAM. En la comparación de imágenes rotadas no hemos incluido la región de la anomalía Andenes, porque para esta reconstrucción no es compatible con que esos terrenos se hayan movido junto con WANT.

La yuxtaposición del lado de Malvinas deja la anomalía Orión visible sólo parcialmente. Siendo así no se la puede considerar como resultado de una apertura como margen volcánico pasivo. Hay que considerarla como debida a un evento posterior, que podría haber sido *coetáneo* (aunque no colineal) con el de la creación de la anomalía Andenes y del rift del Weddell (ver apartado 2).

Hay algo de superposición entre el bloque ORI (figura 2) y el bloque de Malvinas. De todos modos, hay indicaciones de que el "embayment" del Weddell, del que el bloque ORI forma parte, experimentó extensión o estiramiento en dirección E-O referida a su posición presente (Maslanyj & Storey, 1990), con lo cual puede haber sido más angosto justamente en el sentido del primer movimiento de apertura de esta reconstrucción.

Respecto a la comparación del lado Pacífico, aun cuando en esta reconstrucción la PA queda más hacia el Norte respecto a SAM que la reconstrucción **A**, el hecho de que quede más cercana aumenta la compatibilidad con la consideración de que el comienzo de la separación de PA de SAM se dio con la apertura de la cuenca de Rocas Verdes como una cuenca marginal.

Hay una notable *ductilidad* de las comparaciones que hemos hecho, de manera tal que no permiten aseverar categóricamente que una reconstrucción es mejor que la otra. Esto se debe, como dijimos antes, en buena parte a la escasez de datos, pero también a la interposición de la placa Scotia entre WANT y SAM. De todos modos,

en los párrafos que siguen todavía hay más para decir sobre este tema, pero hace falta ponerlo en otro contexto.

5. MOVIMIENTOS MESOZOICOS

5.1 Líneas de flujo

En el apartado 2 hemos hablado de las líneas de flujo que determinaron las reconstrucciones **A**, **B** y **C**. Ahora vamos a mostrar gráficos con las líneas de flujo *sintéticas* y discutirlos.

En la figura 18 hemos trazado las líneas de la reconstrucción **B** en color rojo, y las de **A** con color amarillo y línea de trazos. Fueron generadas con rotaciones diferenciales siguiendo los polos locales, S_1 , S_2 , y S_3 (tabla 2) para **B** y S_1 para **A**. Como habíamos dicho, este último tiene la misma localización geográfica que el S_3 de **B**. Hemos señalado la ubicación de estos polos con estrellas; el $S_3(\mathbf{B})$, $S_1(\mathbf{A})$ es el que tiene un número 3 y color fuxia. Para el trazado de las líneas partimos de puntos de la isocrona C34 (hacia el Oeste son inferidos) y las dibujamos rotando hacia atrás en el tiempo.

Estas líneas pretenden ajustar las huellas que la PA dejó al desplazarse, que están determinadas en este caso por las anomalías magnéticas y gravimétricas que dejan las zonas de fractura. Llegan hasta la isocrona determinada por la anomalía magnética 34, y allí se interrumpen. Es por lo ya explicado: para las rotaciones más jóvenes usamos polos de rotación publicados y no los analizamos.

Cada quiebre o vértice en las curvas significa un cambio en el polo de rotación. Entre vértice y vértice las curvas son segmentos de arcos de círculos menores, es decir, círculos con centro en un eje que atraviesa la Tierra pasando por su centro y saliendo en el polo de rotación (o sea, equivalentes a los paralelos con un polo geográfico ubicado en el polo de rotación). Cuando el polo de rotación está muy alejado los arcos se asemejan a líneas rectas. Cabe notar que para la reconstrucción **A** no hay quiebres porque está descripta por un solo polo.

Las líneas de flujo de **A** salen con un ángulo grande ($\sim 80^\circ$) respecto a las anomalías Orión y Andenes, y también cortan con ángulos grandes las lineaciones identificadas. Esto está relacionado con lo discutido en la comparación de márgenes en el apartado anterior. La interpretación de estas anomalías en la reconstrucción **A** es que se deben a efusiones volcánicas ocurridas en la ruptura cuando estos terrenos se encontraban adyacentes al bloque de Malvinas.

Para las líneas de **B** los puntos de comienzo de apertura son casi paralelos al margen de la PA, y por su dirección dan lugar a una apertura inicial perpendicular a dicho margen y por lo tanto casi paralela a la dirección de ORI, con lo cual esta anomalía se habría debido un proceso transcurrente.

Las líneas de flujo sintéticas para la reconstrucción nueva (**C**) aparecen en la figura 19. Fueron hechas usando los cuatro polos de rotación (tabla 3), el primero de los cuales está dibujado en el mismo mapa con una estrella con el símbolo "1". Los polos siguientes caen fuera de los límites del mapa. Como referencia dejamos dibujadas en color amarillo las líneas de la reconstrucción **A** y su polo local, esta vez anotado con la letra A.

La primera rotación sigue el polos local S_1 de la tabla 3 que tiene la misma ubicación que el primer polo de **B**, sólo que el ángulo de rotación es diferente, en este

caso menor. También implica, por consiguiente, un movimiento casi paralelo a la anomalía Orión, lo cual podría significar que esta anomalía fue creada por un proceso transcurrente o también que haya sido creada posteriormente a esta fase temprana de apertura. La segunda rotación (segundo segmento de las curvas de trazo continuo) indica un movimiento con dirección a aproximadamente 60° respecto a la orientación de la anomalía Orión. Este movimiento continúa hasta la anomalía Mesozoica M13, que corresponde a una época algo anterior a la apertura del Atlántico Sur.

Las dos rotaciones que siguen, ubicadas entre las anomalías M13 y la 34, fueron determinadas tratando de ajustar al mismo tiempo las anomalías magnéticas que se consideran creadas por zonas de fractura (oblicuas respecto a las lineaciones dadas) y las lineaciones gravimétricas derivadas de altimetría satelitaria (figuras 13 a y b). El período de tiempo involucrado incluye el Intervalo Cretácico de Polaridad Normal, en el que no hubieron inversiones del campo magnético terrestre y en el que por lo tanto es muy difícil discernir movimientos sobre la base de datos magnéticos solamente.

El cambio de rotación mencionado está sugerido como posible en el trabajo de Livermore & Wollet, 1993, donde se analizaron los movimientos posteriores a los considerados aquí. Resultados paleomagnéticos (Grunow et al., 1991) proponen que EANT y WANT se fundieron juntas a los aproximadamente 110 Ma, es decir, en el medio del Intervalo Cretácico de Polaridad Normal. Estos autores relacionan este evento a un cambio de polo de rotación en la apertura del Océano Atlántico a ~ 115 Ma, que influyó en las placas vecinas. Por otra parte, estos mismos autores indican que entre ~ 125 y ~ 110 Ma ocurrió una rotación de aproximadamente 30° entre WANT y EANT, y que *ellos atribuyen esto a una fase mayor de apertura en el mar de Weddell posterior al inicio de la apertura del Atlántico Sur*. Esto sería compatible con la tercera rotación en la figura 4, que implica un movimiento *hacia el Oeste* de la PA justo después que el Atlántico comenzó a abrirse. El cuarto polo, que podríamos considerar activo desde 110 Ma hasta pasados los 84 Ma, implica un movimiento hacia el Este de la PA como ocurrió la mayor parte del tiempo de allí en adelante, mientras se abría el Atlántico.

En la figura 20 mostramos las líneas de flujo que hemos sintetizado usando los polos de rotación publicados por Livermore & Hunter (1996). Ellos usaron datos de cruceros británicos al Este de los 44° W que no están disponibles en el NGDC y que por lo tanto no intervinieron en la construcción de nuestro mapa.

Tomamos como comienzo del trazado de las líneas los mismos puntos que para las figuras 18 y 19. Notamos que entre C34 y CM13 las líneas son parecidas a las nuestras, pero de allí hacia el Sur se tuercen hacia el Oeste. Con sus polos de rotación ellos obtuvieron una posición de la PA en el ajuste Jurásico que se superpone totalmente con Sudamérica. Lo que pensamos de estas líneas es que son más adecuadas para EANT que para WANT, como surge de la observación de las que están al Este de los 35° W.

También mostramos (figura 21) las líneas de flujo sintetizadas de los polos de rotación de WANT con respecto a SAM de Lawver et al. (1992). En este caso debemos aclarar que no sabemos si los polos de rotación que tenemos son suficientes, es decir, es posible que falten polos intermedios, especialmente entre C34 y el primer quiebre. Si realmente faltan polos intermedios este quiebre va a estar en el mismo lugar, sólo que pueden haber otros intermedios. Hay otra cuestión para aclarar, y es que para ellos el quiebre en cuestión corresponde a una edad de 130 Ma y

que en nuestro mapa cae cerca de CM25 (~156 Ma según la escala de Kent & Gradstein, 1986). Esto trae a colación una cuestión muy importante: hay diversidad de opiniones sobre la datación de la corteza en esta parte del Mar de Weddell. La datación que estamos usando, como dijimos antes (apartado 2), es la de Cande et al. (1989). En Lawver et al. (1991) se dice que mayoría de la corteza oceánica en el Weddell se formó a partir de los 130 Ma y que la anomalía Andenes marca el proceso de ruptura.

El movimiento anterior (entre 160 y 130 Ma según Lawver et al., 1992) es de tipo trancurrente o de cizalla, y no parece estar apoyado por las anomalías magnéticas del mapa sobre el cual hemos trazado las líneas. Implica una traslación de la PA hacia en NO con respecto a un marco de referencia en el cual SAM está fija.

El último tramo (en el sentido en que va nuestra descripción, o sea hacia atrás en el tiempo) estaría entre los 200 y 160 Ma, y es el más plausible de este diagrama de líneas de flujo. Pese a las discrepancias entre estas líneas y las nuestras (figura 19) hay que tenerlas en cuenta, porque provienen de datos independientes (paleomagnéticos).

<i>polo</i>	<i>latitud</i>	<i>longitud</i>	<i>ángulo</i>	<i>fuentes o denominación</i>
$P_{-200} = P_{-160}$ (AFR-SAM)	45.5	-32.3	57.5	Rabinowitz & LaBrecque (1979)
P_{-200} (EANT-AFR)	-7.8	-31.4	58.0	Lawver y Scotese (1987)
P_{-160} (EANT-AFR)	4.8	-32.5	55.1	Lawver et al. (1992)
P_{-136} (EANT-AFR)	-4.5	-29.2	46.8	Lawver et al. (1992)

TABLA 4

Polos de rotación adicionales para la reconstrucción **C** usados en la figura 22

5.2 Las 5 posiciones de WANT según la reconstrucción C

La figura 22 muestra cuatro estadios de la posición de la PA según la reconstrucción resultante de usar las 4 rotaciones mesozoicas y la rotación de ligadura de la tabla 3.

Hemos supuesto que el ajuste Jurásico corresponde a una edad de 200 Ma, permitiendo entonces que la primera rotación se deba a una apertura temprana y lenta previa al desencadenamiento de la fragmentación de Gondwana. Las otras piezas de WANT: el bloque de las montañas Ellsworth y Whitmore (EWM), el de los nunataks Haag (HN), el de la Isla Thurston (TH) y el de la Tierra de Mary Byrd (MBL) han sido tratados como fijos al bloque de la PA para referencia y comparación con la figura 23, que explicamos más adelante. Se ha delineado también para cada una de las etapas la posición del "embayment" del Weddell, con una línea que lo atraviesa por la zona que es hoy el borde de la barrera de hielos Ronne. Mostramos la escarpa Explora con una línea de puntos, y además isolíneas coloreadas para las anomalías magnéticas estructurales más discutidas en cuanto a su rol: Orión, Andenes y Explora.

Para las rotaciones entre EANT y AFR hemos usado polos de los siguientes trabajos: Lawver & Scotese (1987) para 200 Ma; Lawver et al. (1992) para 160 y 136 Ma; Royer et al. (1988) para 84 Ma. Los valores numéricos aparecen en la tabla 4.

Es notorio que el bloque MBL se superpone con EANT a los 200 Ma; según Lawver & Scotese (1987) este bloque está muy bien determinado por datos paleomagnéticos y su posición es un poco diferente como veremos más adelante.

La anomalía Orión (AMO) es visible solamente a partir de los 160 Ma, ya que consideramos que su creación se debe al mismo evento magmático que produjo las anomalías Andenes y Explora (AMA y AME, respectivamente). Las AMA y AME son consideradas de aproximadamente 170 Ma de antigüedad por Hunter et al. (1994) y los flancos conjugados del Rift del Weddell. En este trabajo consideramos tentativamente que el borde SO de la AMA marca el límite entre EANT y WANT en la corteza del Mar de Weddell. La reconstrucción da lugar suficiente para considerar que el bloque EWM se movió fijo a la PA, y así se ha dibujado, aunque de acuerdo a los datos paleomagnéticos (Grunow et al., 1991) ocupaba una posición cercana a AFR en el ajuste Jurásico de los 200 Ma y que entre esta época y los 160 Ma sufrió una rotación de casi 180° respecto a la PA.

Las reconstrucciones para los 200, 160 y 136 Ma han sido dibujadas en un marco de referencia en el que África se mantiene fija; la reconstrucción a los 84 Ma se ha hecho en un sistema de referencia fijo a Sudamérica, dado que para esta época el Océano Atlántico estaba tan abierto que resulta difícil ver detalles de Antártida si se sigue con África fija. Esta última etapa de esta secuencia se muestra como referencia, ya que para es época habían cesado los movimientos relativos entre EANT y WANT. La figura de los 136 Ma muestra también la posibilidad de que para entonces ya estuvieran juntas las dos Antártidas: con línea de puntos se ha dibujado el contorno de EANT fija a WANT, y se ve que no difiere demasiado de la posición determinada independientemente por otros trabajos, que es la dibujada en línea llena.

No hemos hecho una figura especial para los 110 Ma; en la figura de los 84 Ma mostramos esta posición solamente para la PA.

En la figura 23 se mostramos las mismas etapas de la evolución de estas masas continentales pero según los resultados obtenidos por otros investigadores. En este caso los polos de rotación corresponden al trabajo de Lawver et al. (1992), donde se utilizaron muchos de los resultados de Grunow et al. (1991) y Grunow (1992). En esta reconstrucción, la posición de la PA respecto a SAM no difiere demasiado de la de la figura 22 para los 200 Ma. Sin embargo, es importante notar que existe una diferencia notable en el *cierre* del Océano Atlántico. En la figura 23, AFR y SAM están mucho más separadas que en la 22. Es porque en Lawver et al. (1992) se consideran más anchas las plataformas continentales de SAM y AFR. Esto les da más lugar para "acomodar" los bloques de WANT. Pero este "cierre ancho" del Océano Atlántico es incompatible con las anomalías magnéticas oceánicas Mesozoicas reconocidas por varios autores (Rabinowitz & LaBrecque, 1979; Cande et al., 1989; Pindell & Dewey, 1981), porque que las deja en zona considerada continental antes de la apertura. Parecería que hay controversia respecto a la transición Océano - Continente en el Atlántico Sur. Sin embargo, no lo hemos oído comentar ni en reuniones científicas ni lo hemos visto en publicaciones.

En la reconstrucción de la figura 23 se ve cómo el bloque de EWM-HN sufre una rotación muy grande entre los 200 y los 160 Ma. Considerando las anomalías AMA y AME, que surgieron posiblemente a los 170 Ma, esta reconstrucción indicaría que el

bloque EWM-HN fue conjugado de EANT en la apertura del Rift del Weddell, lo cual

<i>polo</i>	<i>latitud</i>	<i>longitud</i>	<i>ángulo</i>	<i>fuentes o denominación</i>
$P_{-200} = P_{-160}$ (AFR-SAM)	50.0	-32.5	55.1	Lawver et al. (1992)
P_{-200} (EANT-AFR)	-7.0	-35.2	56.3	Lawver et al. (1992)

TABLA 5

Polos de rotación adicionales para la reconstrucción **C** en la figura 24; los demás polos son iguales a los usados en la figura 22.

podría llegar a ser cierto. Pero por otra parte se observa que este bloque tiene demasiada superposición con el bloque ORI-RON, que, aunque existe evidencia de que experimentó extensión E-O, no puede descartarse que sea un bloque continental.

En la figura 24 mostramos otra vez la reconstrucción **C** pero usando el polo para el ajuste AFR - SAM de Lawver et al. (1992), y un polo algo diferente para el ajuste EANT - AFR a los 200 Ma. Los valores numéricos aparecen en la tabla 5.

Es notable cómo, en nuestra reconstrucción, parece sobrar el espacio para acomodar las piezas de WANT. Esto es una indicación de que nuestra reconstrucción es más compatible con el ajuste SAM - AFR de Rabinowitz & LaBrecque (1979).

5. CONCLUSIONES

La reconstrucción **A** está desactualizada por datos nuevos que surgieron desde que fue propuesta. La evidencia en su contra es el nuevo polo de ligadura para la rotación EANT - AFR para los 84 Ma. El hecho de que los reflectores sísmicos que inclinan hacia el lado del mar se encuentran hacia adentro del Rift del Weddell (entre las anomalías Andenes y Explora) y no hacia el lado de la expansión en el Weddell es una indicación en contra de que la anomalía Andenes haya sido conjugada de las que bordean el borde del bloque de Malvinas en la apertura del Weddell.

A la reconstrucción **B** se oponen dos consideraciones: 1) Aun haciéndola con el polo de ligadura viejo queda demasiado superpuesta con SAM; si se la hace con el nuevo, queda en una posición que no puede compatibilizarse con otras reconstrucciones aun considerando gruesos márgenes de error. 2) No tiene en cuenta con suficiente detalle las lineaciones gravimétricas, especialmente el quiebre en la "espina dorsal" de la figura tipo esqueleto de arenque que presentan las anomalías.

La reconstrucción **C** supera las inconveniencias de la **A** y la **B**. Además:

- 1) Produce una posición inicial de la PA en el margen SO de SAM compatible con la propuesta proveniente de estudios geológicos de que se abrió con la formación de la cuenca marginal de Rocas Verdes. Al separarse la PA, esta cuenca se cerró y evolucionó hasta lo que es hoy la cuenca de Magallanes.

- 2) Los movimientos que predice para la PA dan posiciones de las demás piezas de WANT bastante razonables, compatibles con la idea generalizada de que si hubieron movimientos relativos entre éstas, no fueron demasiado grandes.
- 3) Implica que el límite entre EANT y WANT en el mar de Weddell es la escarpa Andenes (que está al borde costa afuera de la correspondiente anomalía), y que la anomalía Andenes fue conjugada de la Explora en la apertura de un rift que no prosperó (Rift del Weddell). Al Este de los 20° W el proceso que dio lugar a este rift abortado evolucionó de manera diferente, produciéndose expansión oceánica pero con largas zonas de fractura y guardando relación con AFR y no con SAM después de la apertura del Atlántico. La división entre “mar generado por WANT” y “mar generado por EANT” estaría en el Banco Polarstern (Jokat et al., 1996).

El cierre del Océano Atlántico es una cuestión muy importante al querer poner todas las piezas de Gondwana en su sitio en el ajuste. Los dos cierres que se ven en la literatura tienen una notable diferencia. Favorecemos el que respeta las anomalías magnéticas mesozoicas.

Los datos paleotopográficos estimados, en conjunción con algunas consideraciones basadas en la evolución del margen SO de SAM en el Terciario, justifican la posibilidad de ajustes más apretados que los propuestos hasta ahora.

7. Discusión

Los movimientos relativos entre los bloques de WANT dejan de ser un problema importante a los ~140 Ma. Storey et al. (1996) proponen un modelo para los movimientos de los bloques EWM y ORI-RON basado en consideraciones geológicas y geofísicas, y de éstas particularmente la información paleomagnética. Teniendo en consideración los márgenes de error de esta información, plantean movimientos internos de estos bloques en Gondwana como *previos* a la ruptura y deriva. Se evita de esta forma la superposición a los 160 Ma (ver figura 23), y cuando la deriva ya está desencadenada los bloques tienen la misma posición relativa que presentan en la actualidad. Sin embargo, y aun cuando todo lo que se dice está fundamentado, el modelo propuesto no tiene ubicación clara desde el punto de vista geométrico o geográfico, lo cual, si se tuviera en cuenta, podría invalidar alguna de las propuestas del modelo.

Es difícil pensar en otra cosa que no sea la apertura del Atlántico lo que generó la anomalía T. Para esta época, los movimientos más complicados de las piezas de WANT se habían aquietado, y posiblemente el movimiento relativo entre EANT y WANT estuviera más hacia el Este, de manera que puede suponerse que en la zona del Mar de Weddell el movimiento entre dos placas (WANT - Gondwana Oeste) pasó a ser movimiento entre tres: WANT, SAM, AFR. En algún lugar se tuvo que formar un punto triple (actualmente es el punto triple de Bouvet y está aproximadamente a los 55° S, 0°, ver figura 3). Lawver et al. (1985) lo ubican entre AFR y EANT a una longitud que sería aproximadamente los 30° W en un marco de referencia actual. Martin & Hartnady (1986) lo ubican a los 10° W con la misma referencia. Pero Lawver et al. (1985) dicen que estuvo entre el banco de Burwood y la plataforma Agulhas hasta que saltó hacia el Este a los 104 Ma para ubicarse entre las plataformas Agulhas y Mozambique. Esto nos hace pensar en las dificultades que tuvi-

mos para ajustar el polo local S_3 : si se ajustaba bien al Oeste de los 30° W, quedaba mal al Este, y viceversa. Optamos por una solución de compromiso (así como también parecen haberlo hecho Livermore & Hunter, 1996). Lo que se desprende de esto es que tal vez las líneas de flujo inferidas de la gravimetría satelitaria tienen que contemplar la presencia de dos placas al Norte de WANT entre la apertura del Atlántico y los 104Ma. En ese caso pensamos que no se obtendría, o tendría magnitud menor, el movimiento hacia el Oeste que implica el polo local S_3 para la reconstrucción **C**.

Como se ve, no es sencillo resolver este rompecabezas espacio - temporal, en el que además las piezas pueden cambiar de tamaño. No pensamos que nuestra reconstrucción de la apertura del Mar de Weddell sea la definitiva. De hecho, al escribir estos párrafos nos surgen ideas para seguir experimentando. Tenemos las herramientas mínimas necesarias para continuar la experimentación. Rotar y graficar con precisión son las más importantes.

APÉNDICE T: TECTÓNICA DE PLACAS: ROTACIONES

T1. Isocronas y rotaciones en una esfera.

T1.1 Proceso de apertura

Consideremos un tiempo T_0 que marca la ruptura de una placa litosférica continental y el comienzo de apertura de un océano. Consideremos además que de T_0 a T_1 la apertura se puede cuantificar como una rotación $\mathbf{R}_1$ en la esfera que es la Tierra. $\mathbf{R}_1$ estará definida por las coordenadas del centro y el ángulo de rotación, lo que se llama *polo de rotación*.

La placa quedará dividida en dos, que esquematizaremos como la del Norte (**N**) y la del Sur (**S**). En la parte a) del diagrama 1 está dibujada una marca que representa

(a)	(b)	(c)	(d)
T_0	$T_0 \Rightarrow T_1$	$T_0 \Rightarrow T_1 \Rightarrow T_2$	$T_0 \Rightarrow T_1 \Rightarrow T_2 \Rightarrow T_3$
T_0 ----- a_{T0}	T_0 ----- a_{T0N} $\mathbf{R}_1/2$ T_1 ----- a_{T1} $\mathbf{R}_1/2$ T_0 ----- a_{T0S}	T_0 ----- a_{T0N} $\mathbf{R}_1/2$ T_1 ----- a_{T1N} $\mathbf{R}_2/2$ T_2 ----- a_{T2} $\mathbf{R}_2/2$ T_1 ----- a_{T1S} $\mathbf{R}_2(\mathbf{R}_1/2)\mathbf{R}_1^{-1}$ T_0 ----- a_{T0S}	T_0 ----- a_{T0N} $\mathbf{R}_1/2$ T_1 ----- a_{T1N} $\mathbf{R}_2/2$ T_2 ----- a_{T2N} $\mathbf{R}_3/2$ T_3 ----- a_{T3} $\mathbf{R}_3/2$ T_2 ----- a_{T2S} $\mathbf{R}_3(\mathbf{R}_2/2)\mathbf{R}_2^{-1}$ T_1 ----- a_{T1S} $\mathbf{R}_3\mathbf{R}_2(\mathbf{R}_1/2)\mathbf{R}_2^{-1}\mathbf{R}_1^{-1}$ T_0 ----- a_{T0S}
I	$\mathbf{R}_1$	$\mathbf{R}_2\mathbf{R}_1$	$\mathbf{R}_3\mathbf{R}_2\mathbf{R}_1$

DIAGRAMA 1

Esquema de las isocronas para una expansión oceánica entre los tiempos T_0 y T_3 .

el comienzo de apertura al tiempo T_0 ; en la parte b) se esquematiza el estado de las placas al tiempo T_1 . Hemos dejado fija la placa **N**; la **S** se mueve hacia el Sur. Al

tiempo T_1 la marca inicial a_{T0} se ha transformado en dos, a_{TON} y a_{TOS} , y en el centro aparece la marca a_{T1} . Los puntos que componen a_{TOS} se pueden obtener rotando los de a_{TON} con $\mathbf{R}_1$. Para pasar de a_{TON} a a_{T1} la rotación es $\mathbf{R}_1/2$, que está definida por el mismo polo que $\mathbf{R}_1$, pero con un ángulo mitad.

En el estadio siguiente (c), al tiempo T_2 , tenemos que ha ocurrido otra rotación, $\mathbf{R}_2$, con diferente polo (el dibujo no simula el cambio de coordenadas del polo; por simplificar pusimos sólo el ángulo diferente). Los estadios anteriores han dejado marcas al Norte y al Sur: a_{TON} , a_{T1N} , y a_{T1S} , a_{TOS} , respectiva y sucesivamente. La rotación total es la composición de las dos, o sea $\mathbf{R}_2\mathbf{R}_1$, de manera que de la marca a_{TON} se pasa a la marca a_{TOS} a través de $\mathbf{R}_2\mathbf{R}_1$:

$$a_{TOS} = \mathbf{R}_2\mathbf{R}_1a_{TON} \quad (T1)$$

Habiendo llegado a este estadio, tenemos que aclarar las relaciones entre las marcas intermedias. La marca central (centro de expansión o *ridge*) es la división entre placas. Estamos considerando fija a la **N** y móvil a la **S**. Las rotaciones las estamos refiriendo a la **N**. En el diagrama 1 hemos anotado las rotaciones que van entre marcas (isocronas) sucesivas. Del lado **N** la determinación de las rotaciones es más fácil, porque se van agregando en el sentido del movimiento. Pero al cruzar el *ridge* hay que tener en cuenta que cada rotación nueva fue “empujando” a material que había sido rotado antes. Entonces, para hallar a_{TOS} a partir de a_{T1S} , por ejemplo, que originariamente se hacía con $\mathbf{R}_1/2$, hay que retroceder primero en $\mathbf{R}_2$, aplicar ahora $\mathbf{R}_1/2$, y volver a avanzar en $\mathbf{R}_2$, quedando la rotación combinada $\mathbf{R}_2(\mathbf{R}_1/2)\mathbf{R}_2^{-1}$. Cabe hacer notar que la rotación entre a_{T2} y a_{T1S} , que es $\mathbf{R}_1/2$, es equivalente a $\mathbf{R}_1(\mathbf{R}_1/2)\mathbf{R}_1^{-1}$, ya que para rotaciones sucesivas del mismo polo los ángulos se pueden sumar algebraicamente. De la misma manera, $\mathbf{R}_2(\mathbf{R}_1/2)\mathbf{R}_2^{-1}$ es igual a $\mathbf{R}_2\mathbf{R}_1(\mathbf{R}_1/2)\mathbf{R}_1^{-1}\mathbf{R}_2^{-1}$, con lo cual hay simetría en la notación entre un lado y otro del centro de expansión.

En la parte d) del diagrama 1 tenemos un estadio más en la expansión, luego de la rotación $\mathbf{R}_3$; las rotaciones que relacionan isocronas intermedias se explican de manera análoga a como se hizo en el estadio c).

Aplicar la rotación total, que lleva de a_{TON} a a_{TOS} , o sea $\mathbf{R}_3\mathbf{R}_2\mathbf{R}_1$, tiene que ser equivalente a ir rotando paso a paso recorriendo las isocronas. Las siguientes ecuaciones comprueban que esto efectivamente se cumple (recordemos que rotaciones con un mismo polo se suman algebraicamente):

$$\begin{aligned} & \mathbf{R}_3\mathbf{R}_2\mathbf{R}_1(\mathbf{R}_1/2)\mathbf{R}_1^{-1}\mathbf{R}_2^{-1}\mathbf{R}_3^{-1} \mathbf{R}_3\mathbf{R}_2(\mathbf{R}_2/2)\mathbf{R}_2^{-1}\mathbf{R}_3^{-1} \mathbf{R}_3(\mathbf{R}_3/2)\mathbf{R}_3^{-1} (\mathbf{R}_3/2) (\mathbf{R}_2/2) (\mathbf{R}_1/2) = \\ & = \mathbf{R}_3\mathbf{R}_2(\mathbf{R}_1/2)\mathbf{R}_2^{-1}\mathbf{R}_3^{-1} \mathbf{R}_3(\mathbf{R}_2/2)\mathbf{R}_3^{-1} (\mathbf{R}_3/2) (\mathbf{R}_3/2) (\mathbf{R}_2/2) (\mathbf{R}_1/2) \\ & = \mathbf{R}_3\mathbf{R}_2(\mathbf{R}_1/2)\mathbf{R}_2^{-1}(\mathbf{R}_2/2) (\mathbf{R}_2/2) (\mathbf{R}_1/2) \\ & = \mathbf{R}_3\mathbf{R}_2(\mathbf{R}_1/2)(\mathbf{R}_1/2) \\ & = \mathbf{R}_3\mathbf{R}_2\mathbf{R}_1 \end{aligned} \quad (T2)$$

T1.2 Proceso de cierre (reconstrucción)

Queremos ahora analizar el proceso inverso (que en la naturaleza no se da), pero que sirve para reconstruir el estado de las placas en tiempos pasados. Queremos entonces ver cómo, a partir del estado de la placa en T_3 , recuperamos los estados en T_2 , T_1 y T_0 , y la relación que esto tiene con las isocronas.

Introducimos una notación un poco diferente, que puede ayudar:

- $\mathbf{R}_1 = \mathbf{R}_{T_0T_1}$ (T3) es la rotación que lleva de T_0 a T_1 .
 $\mathbf{R}_1^{-1} = \mathbf{R}_{T_1T_0}$ (T4) es la rotación que lleva de T_1 a T_0 estando en T_1 .
 $\mathbf{R}_2\mathbf{R}_1 = \mathbf{R}_{T_0T_2}$ (T5) es la rotación que lleva de T_0 a T_2 .
 $(\mathbf{R}_2\mathbf{R}_1)^{-1} = \mathbf{R}_{T_2T_0}$ (T6) es la rotación que lleva de T_2 a T_0 estando en T_2 .
 $\mathbf{R}_3\mathbf{R}_2\mathbf{R}_1 = \mathbf{R}_{T_0T_3}$ (T7) es la rotación que lleva de T_0 a T_3 .
 $(\mathbf{R}_3\mathbf{R}_2\mathbf{R}_1)^{-1} = \mathbf{R}_{T_3T_0}$ (T8) es la rotación que lleva de T_3 a T_0 estando en T_3 .

Entonces con $\mathbf{R}_{T_0T_3}$ llegamos a T_3 y a partir de allí queremos “desenrollar” y volver a T_0 , o a T_1 o a T_2 . La vuelta $T_3 \rightarrow T_0$ ya está en T8:

$$\boxed{\mathbf{R}_{T_3T_0} = (\mathbf{R}_3\mathbf{R}_2\mathbf{R}_1)^{-1}} \quad (\text{T9})$$

Hallaremos $\mathbf{R}_{T_3T_1}$. Se tiene, usando T3:

$$\mathbf{R}_{T_3T_1}\mathbf{R}_{T_0T_3} = \mathbf{R}_{T_0T_1} = \mathbf{R}_1 \quad (\text{T10})$$

Despejando , y usando T8, se llega a:

$$\boxed{\mathbf{R}_{T_3T_1} = (\mathbf{R}_3\mathbf{R}_2)^{-1}} \quad (\text{T11})$$

Procedemos igual para hallar $\mathbf{R}_{T_3T_2}$. Primero planteamos y usamos T5:

$$\mathbf{R}_{T_3T_2}\mathbf{R}_{T_0T_3} = \mathbf{R}_{T_0T_2} = \mathbf{R}_2\mathbf{R}_1 \quad (\text{T12})$$

Despejamos y usamos T8. Queda:

$$\boxed{\mathbf{R}_{T_3T_2} = \mathbf{R}_3^{-1}} \quad (\text{T13})$$

Las rotaciones que hemos hallado llevan del tiempo T_3 (que para fijar ideas podría pensarse como el presente) hacia atrás. Como están determinadas por las coordenadas de la intersección del eje de rotación con la Tierra (polo), y por el ángulo de giro correspondiente, y como además llevan del presente a épocas del pasado (o sea, no son rotaciones relativas entre una y otra época en el pasado) se las llama *polos finitos de rotación*. Tal como los hemos plantado, eso polos son de la placa **S** con respecto a la placa **N**.

$$\mathbf{S}_2 = \mathbf{R}_3 \mathbf{R}_2 \mathbf{R}_2^{-1} \mathbf{R}_3^{-1} \quad (\text{T22})$$

Resulta:

$$\boxed{\mathbf{S}_2 = \mathbf{R}_{T3T2}^{-1} \mathbf{R}_{T3T1} = \mathbf{P}_2^{-1} \mathbf{P}_1 = \hat{\mathbf{P}}_1 - \hat{\mathbf{P}}_2} \quad (\text{T23})$$

Y $\mathbf{S}_3$:

$$\mathbf{S}_3 = \mathbf{R}_3 \mathbf{R}_3^{-1} \quad (\text{T24})$$

Resulta:

$$\boxed{\mathbf{S}_3 = \mathbf{R}_{T3T2} = \mathbf{P}_2 \equiv \hat{\mathbf{P}}_2} \quad (\text{T25})$$

El diagrama 2 es una ilustración esquemática de las rotaciones inversas. Cabe notar la validez de las siguientes fórmulas, que son de utilidad:

$$\boxed{\mathbf{S}_3 \mathbf{S}_2 \mathbf{S}_1 = \mathbf{R}_{T3T0} = \mathbf{P}_0 = \hat{\mathbf{P}}_0 \equiv \hat{\mathbf{S}}_1 + \hat{\mathbf{S}}_2 + \hat{\mathbf{S}}_3} \quad (\text{T26})$$

$$\mathbf{S}_2 \mathbf{S}_1 = \mathbf{R}_{T3T2}^{-1} \mathbf{R}_{T3T0} = \mathbf{P}_2^{-1} \mathbf{P}_0 \equiv \hat{\mathbf{P}}_0 - \hat{\mathbf{P}}_2 \quad (\text{T27})$$

$$\mathbf{P}_2 \mathbf{S}_2 \mathbf{S}_1 = \mathbf{P}_0 \equiv \hat{\mathbf{P}}_0 \quad (\text{T28})$$

$$\mathbf{S}_1 = \mathbf{R}_{T3T1}^{-1} \mathbf{R}_{T3T0} = \mathbf{P}_1^{-1} \mathbf{P}_0 \equiv \hat{\mathbf{P}}_0 - \hat{\mathbf{P}}_1 \quad (\text{T29})$$

$$\mathbf{P}_1 \mathbf{S}_1 = \mathbf{P}_0 \equiv \hat{\mathbf{P}}_0 \quad (\text{T30})$$

$$\boxed{\mathbf{S}_3 \mathbf{S}_2 = \mathbf{R}_{T3T1} = \mathbf{P}_1 = \hat{\mathbf{P}}_1 \equiv \hat{\mathbf{S}}_2 + \hat{\mathbf{S}}_3} \quad (\text{T31})$$

$$\boxed{\mathbf{S}_3 = \mathbf{R}_{T3T2} = \mathbf{P}_2 = \hat{\mathbf{P}}_2 \equiv \hat{\mathbf{S}}_3} \quad (\text{T32})$$

Hemos recuadrado las ecuaciones que nos han sido más útiles.

En el diagrama 2 figuran anotadas entre isocronas las rotaciones que llevan de una otra de Sur a Norte. Recorriéndolas todas, es decir, yendo de a_{TOS} hasta a_{TON} , se debe obtener la rotación de cierre, o sea $\mathbf{P}_0$. Lo aclaramos porque no es inmediato, dado que entre isocronas hay rotaciones con ángulo mitad. Ya lo hicimos en el proceso de apertura, ecuación T2. En el de cierre, como el tiempo va para atrás, siempre es más fácil cometer errores. Por eso queremos hacerla. Como formalmente es idéntica T2, reemplazando $\mathbf{R}$ por $\mathbf{S}$, la haremos con la notación de polos:

$$\begin{aligned} & \hat{\mathbf{S}}_1 / 2 + \hat{\mathbf{S}}_2 / 2 + \hat{\mathbf{S}}_3 / 2 + \hat{\mathbf{S}}_3 / 2 - \hat{\mathbf{S}}_3 + \hat{\mathbf{S}}_2 / 2 + \hat{\mathbf{S}}_3 - \hat{\mathbf{S}}_3 - \hat{\mathbf{S}}_2 + \hat{\mathbf{S}}_1 / 2 + \hat{\mathbf{S}}_2 + \hat{\mathbf{S}}_3 = \\ & = \hat{\mathbf{S}}_1 / 2 + \hat{\mathbf{S}}_2 / 2 + \hat{\mathbf{S}}_2 / 2 - \hat{\mathbf{S}}_2 + \hat{\mathbf{S}}_1 / 2 + \hat{\mathbf{S}}_1 + \hat{\mathbf{S}}_3 \\ & = \hat{\mathbf{S}}_1 + \hat{\mathbf{S}}_1 + \hat{\mathbf{S}}_3 = \hat{\mathbf{P}}_0 \end{aligned} \quad (\text{T33})$$

$$\alpha = \frac{T_\alpha - T_j}{T_{j,1} - T_j} \quad (T34)$$

Para llegar a la rotación que buscamos tenemos que aplicar sucesivamente R_1 , R_2 , etc, hasta R_j , con lo cual llegamos al tiempo T_j , y luego la rotación que va de T_j a T_{j+1} , R_{j+1} , con el ángulo multiplicado por α . O sea:

$$R_\alpha = (R_{j,1} * \alpha) R_j R_{j-1} \cdots R_1 \quad (T35)$$

Esto es *hacia adelante*, o sea partiendo del ajuste. Si queremos partir del *presente*, tenemos que llevar al ajuste primero:

$$P_\alpha = R_\alpha P_0 \quad (T36)$$

Extendiendo T8 tenemos:

$$P_0 = (R_N R_{N-1} \cdots R_2 R_1)^{-1} \quad (T37)$$

donde N es el número total de rotaciones. Introduciendo T35 y T37 en T36 obtenemos:

$$P_\alpha = (R_{j,1} * \alpha) R_j R_{j-1} \cdots R_1 (R_N R_{N-1} \cdots R_2 R_1)^{-1} = (R_{j,1} * \alpha) R_{j,1}^{-1} R_j^{-1} \cdots R_N^{-1} \quad (T38)$$

Generalizando las ecuaciones T14 - T16 tenemos que:

$$R_j = P_j P_{j,1}^{-1} \quad R_N = P_N^{-1} \quad (T39)$$

R_N , la última rotación, es igual a la inversa del polo finito para llegar del presente a la época de cambio de rotación inmediatamente anterior. Introduciendo T39 en T38 obtenemos:

$$P_\alpha = (R_{j,1} * \alpha) P_j = \left[(P_{j,1} P_j^{-1}) * \alpha \right] P_j \quad (T40)$$

que, en notación "algebraica" es:

$$\hat{P}_\alpha = -\hat{P}_j + \left(-\hat{P}_j + \hat{P}_{j,1} \right) \alpha \quad (T41)$$

EPÍGRAFES DE LAS FIGURAS

Figura 1

Mapa topográfico del continente antártico en proyección estereográfica polar. Para la línea de costa hemos usado datos de la ADD: Base Digital de Datos Topográficos Antárticos (BAS, SPRI y WCMC, 1993); para el relieve usamos un archivo global con la compilación DBDB5 que contiene 1 dato cada 5 minutos de latitud y longitud. Esta última base de datos no es muy buena al sur de los 75° de latitud, pero permite de todos modos una visión general. Hemos trazado isolíneas de 1000 m para niveles por encima de cero. Los paralelos van de 10 en 10 grados a partir del polo. Notar que Antártida Este (EANT) es bastante más elevada que Antártida Oeste (WANT). Cabe aclarar que la isolínea de 2000 m que rellena casi toda EANT y se continúa dentro de WANT en este dibujo, es en realidad discontinua, quebrándose al Oeste de las montañas Transantárticas.

Figura 2

Fragmentación cortical de la Antártida. El gran bloque EANT y las microplacas de WANT: *Península Antártica* (PA), *Ellsworth-Whitmore* (EWM), *nunataks Haag* (HN) y *Tierra de Mary Byrd* (MBL). Hemos dibujado además dos bloques cuya naturaleza (continental u oceánica) no está definida: *Ronne* (RON) y *Orión* (ORI). En color avellana hemos delineado aproximadamente las principales cadenas de montañas; en el bloque EWM las que están más al norte son las Ellsworth; las que están al Sur son las Whitmore; casi frente a ellas, pero sobre EANT, se encuentran las montañas Thiel. La línea de costa fue extraída de la ADD. Se ha trazado en azul el frente de hielo según la misma base de datos.

Figura 3

Configuración actual de placas litosféricas. El trazado del borde de placas es según Smith & Sandwell, 1995; las lineaciones magnéticas y zonas de fracturas pertenecen a una compilación global Cande et al. (1989). Se observan algunas discordancias entre ambos conjuntos de datos, que no son relevantes para los alcances de este trabajo. SW: placa Sandwich.

Figura 4

Marco regional de la zona de estudio del presente trabajo. La línea de costa y el frente de hielo, en esta y en las figuras que siguen, se han delineado con la ADD. En verde se han trazado las isolíneas de batimetría, con un intervalo de 1000 m. ISS: Islas Shetland del Sur; EB: Estrecho de Bransfield; IJR: Isla James Ross; IOS: Islas Orcadas del Sur; IA: Isla Anvers; BM: Bahía Margarita; Ia1: Isla Alejandro 1°; IT: Isla Thurston; BHL: Barrera de Hielos Larsen; BHR: Barrera de Hielos Ronne; IB: Isla Berkner; BHF: Barrera de Hielos Filchner; TP: Tierra de Palmer; TG: Tierra de Graham.

Figura 5

Cobertura de datos para el mapa de anomalías magnéticas. Los puntos verdes son resultado de la digitalización de mapas publicados británicos; los azules co-

responden a las trayectorias de los vuelos USAC; los fuxia a los datos disponibles de cruceros, y los marrones a valores obtenidos de datos publicados rusos.

Figura 6

Mapa de anomalías magnéticas reducidas al polo. Los cuadraditos blancos indican los puntos donde las anomalías magnéticas de expansión de fondo oceánico fueron identificadas y datadas (Cande et al., 1989); la identificación aparece con números rojos. La escala de colores ha sido hecha de manera tal que la cobertura areal de cada color sea aproximadamente la misma, lo que contribuye a realzar las anomalías de menor amplitud. Las zonas grises indican falta de cobertura de datos, lo que puede verificarse observando la figura 5. En rojo se ha delineado la línea de costa y el frente de hielo, como en las figuras anteriores. También se han trazado las líneas batimétricas de 1000 y 2000 metros de profundidad, corregidas según Ghidella & LaBrecque, 1991.

Figura 7

Accidentes geográficos y morfológicos y nombres de las anomalías magnéticas más relevantes, sobre una imagen de las anomalías magnéticas hecho con otra escala de colores. AMCP: Anomalía magnética de la costa del Pacífico; AMSS: ídem de las Islas Shetland del Sur; AMRSS: Ídem del ridge de Scotia Sur; TC: Tierra de Coats; BHF: Barrera de Hielos Filchner; IOS: Islas Orcadas del Sur.

Figura 8

Reconstrucción **A** (de LaBecque et al., 1986) para el ajuste Jurásico (~160 Ma) y para el límite entre el Cretácico y el Terciario (84 Ma). Notar la zona de superposición en el mar de Ross. Se han graficado las isobatas de 1000 m y algunas elevaciones oceánicas relevantes.

Figura 9

Posición de la Península Antártica en Gondwana según la reconstrucción **A**. a) para la reconstrucción hecha usando el polo NS para la rotación “de ligadura”; b) usando el polo RS.

Figura 10

Ídem figura 9 pero para la reconstrucción **B**.

Figura 11

Ídem figura 10 pero modificando los polos locales simulando un 20% de asimetría en la expansión para a) el polo local S_1 ; b) el polo local S_2 .

Figura 12

Comparación de la posición de la PA en Gondwana según las reconstrucciones **A** y **B** con: a) la reconstrucción de Lawver & Scotese (1987); b) Grunow et al. (1991).

Figura 13

Anomalías gravimétricas derivadas de altimetría satelitaria de la compilación de Smith & Sandwell (1995). Esta compilación no tiene datos al Sur de los 72°. a) zona de estudio; b) detalle en el centro del mar de Weddell.

Figura 14

Anomalías magnéticas reducidas al polo resultantes de una compilación de datos de cruceros, además de los datos USAC y los británicos de la figura 6. Se han anotado algunas anomalías magnéticas (AM) estructurales: AMBP: AM del batolito patagónico; AMRSS: AM del ridge de Scotia Sur; AMSS: AM de las Islas Shetland del Sur; AMCP: AM de la costa Pacífica; AMOS: AM de bloque de las Orcadas del Sur.

Figura 15

Paleotopografía deducida de simular la remoción de sedimentos. a) Para Sudamérica. Los datos de espesor sedimentario tienen origen en relevamientos sísmicos con resultados publicados. b) Para la Península Antártica y el mar de Weddell. Para el espesor sedimentario se usó en este caso el espesor de la capa no magnética calculado de los datos aeromagnéticos USAC (capítulo 3). CM: Cuenca de Magallanes; BME: Banco Maurice Ewing; RSN: ridge de Scotia Norte.

Figura 16

Rotación de datos geofísicos al ajuste Jurásico según la reconstrucción **A**. a) Anomalías magnéticas. Se han anotado algunas anomalías magnéticas igual que en la figura 15, y además: AMO: AM Orión; AMA: AM Andenes. La flecha muestra la dirección de las zonas de acomodación mencionadas en el texto. b) Paleotopografía.

Figura 17

Rotación de datos geofísicos al ajuste Jurásico según la reconstrucción **C**. a) Anomalías magnéticas. Notar que la AMA no está visible. b) Paleotopografía.

Figura 18

Sobre el mismo mapa de contornos de anomalías magnéticas de la figura 6 se han trazado las líneas de flujo sintéticas correspondientes a las rotaciones de dos reconstrucciones: con línea de rayas y color amarillo, la reconstrucción **A**. El polo correspondiente se muestra con una estrella con un "3" en el medio. La serie de curvas con quiebres corresponde a las líneas de flujo de los 3 polos de rotación de la reconstrucción **B**. Los polos correspondientes están señalados con estrellas; el tercero es común con la reconstrucción **A** en ubicación; el ángulo es diferente.

Figura 19

Líneas de flujo sintéticas para la reconstrucción **C**, que tiene cuatro etapas. El polo local inicial está anotado con un "1". Los demás no aparecen porque caen fuera de la región. Hemos dejado en amarillo y rayas las líneas de flujo de A; su polo local (único) está anotado esta vez con la letra "A".

Figura 20

Líneas de flujo sintéticas calculadas de los polos de rotación publicados por Livermore & Hunter (1996). Otra vez hemos dejado las líneas de la reconstrucción **A** en amarillo.

Figura 21

Líneas de flujo sintéticas calculadas de los polos de rotación de Lawver et al. (1992). También hemos dejado las líneas de la reconstrucción **A** en amarillo.

Figura 22

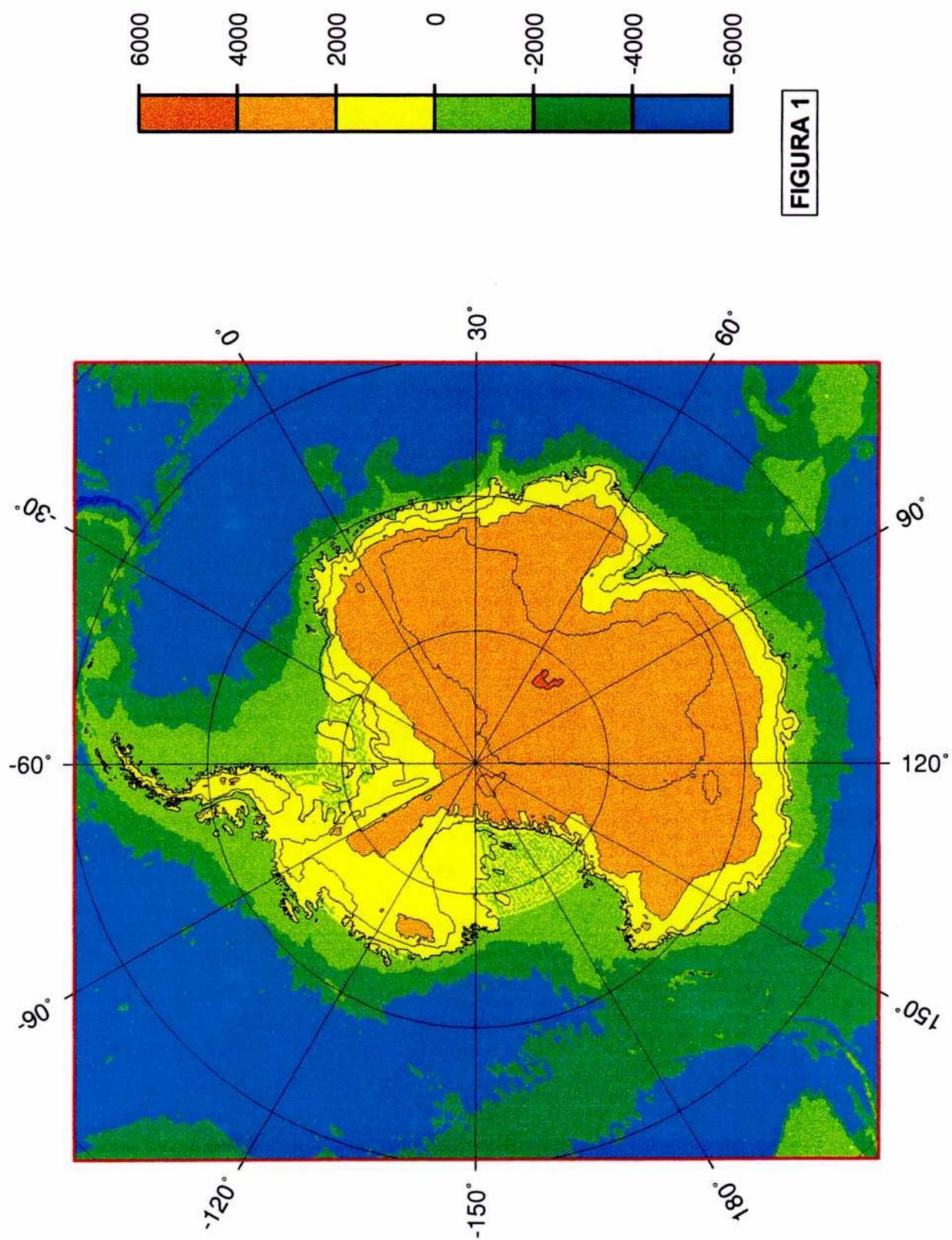
Etapas de la evolución de la Península Antártica (PA) y demás bloques de Antártida Oeste según la reconstrucción **C**. En las etapas más antiguas las posiciones están referidas a la ubicación actual de África. Para los 84 Ma el marco de referencia es Sudamérica. La línea gruesa negra trazada en Sudamérica y bordeando la plataforma de Malvinas marca la zona al Sur y Oeste de la cual la morfología seguramente fue muy modificada después de los 84 Ma. El extremo de la Península Antártica se continúa con una línea que indica la posible extensión de la misma, teniendo en cuenta que el bloque de las Islas Orcadas del Sur estuvo ligado a ella hasta el período Oligoceno. No hemos dibujado la etapa de los 110 Ma completa; solamente pusimos la PA en color más claro en la figura de los 84 Ma. Hemos trazado los contornos de algunas anomalías magnéticas estructurales para las épocas en que se considera que aparecieron. PA: Península Antártica; SAM: Sudamérica; AFR: África; EANT: Antártida Este; EWM: bloque Ellsworth-Whitmore; HN: bloque de los Nunataks Haag; MBL: Tierra de Mary Byrd; TH: bloque de la Isla Thurston; AME: anomalía magnética Explora; AMA: anomalía magnética Andenes; AMO: anomalía magnética Orión; EE: escarpa Explora; ORI y RON (Orión y Ronne) son un mismo bloque; la línea que los divide es la actual barrera de hielos Ronne.

Figura 23

Etapas de la evolución de la Península Antártica (PA) y demás bloques de Antártida Oeste según la reconstrucción de Lawver et al., 1992. Las demás referencias son iguales a las de la figura 22. Notar la superposición entre los bloques HN y EWM con el ORI-RON, al que estos autores no consideran bloque continental. Notar además que SAM y AFR se encuentran más separadas que en la figura 22.

Figura 24

Otra vez la reconstrucción **C**, pero esta vez usando los polos de Lawver et al. (1992) para el ajuste entre AFR y SAM y para la posición de EANT a los 200 Ma. Notar que parece *sobrar lugar* para colocar las piezas de WANT.



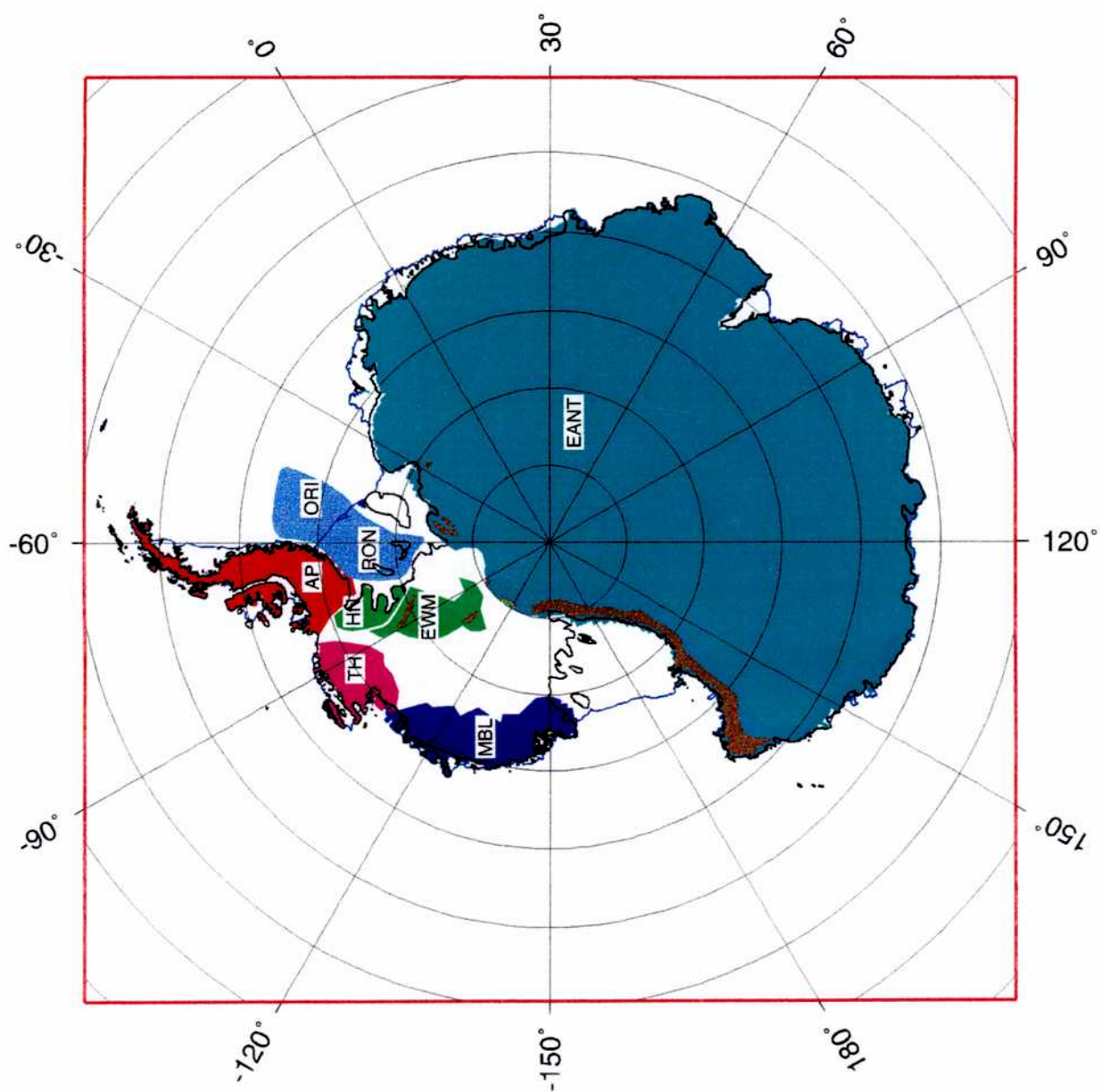
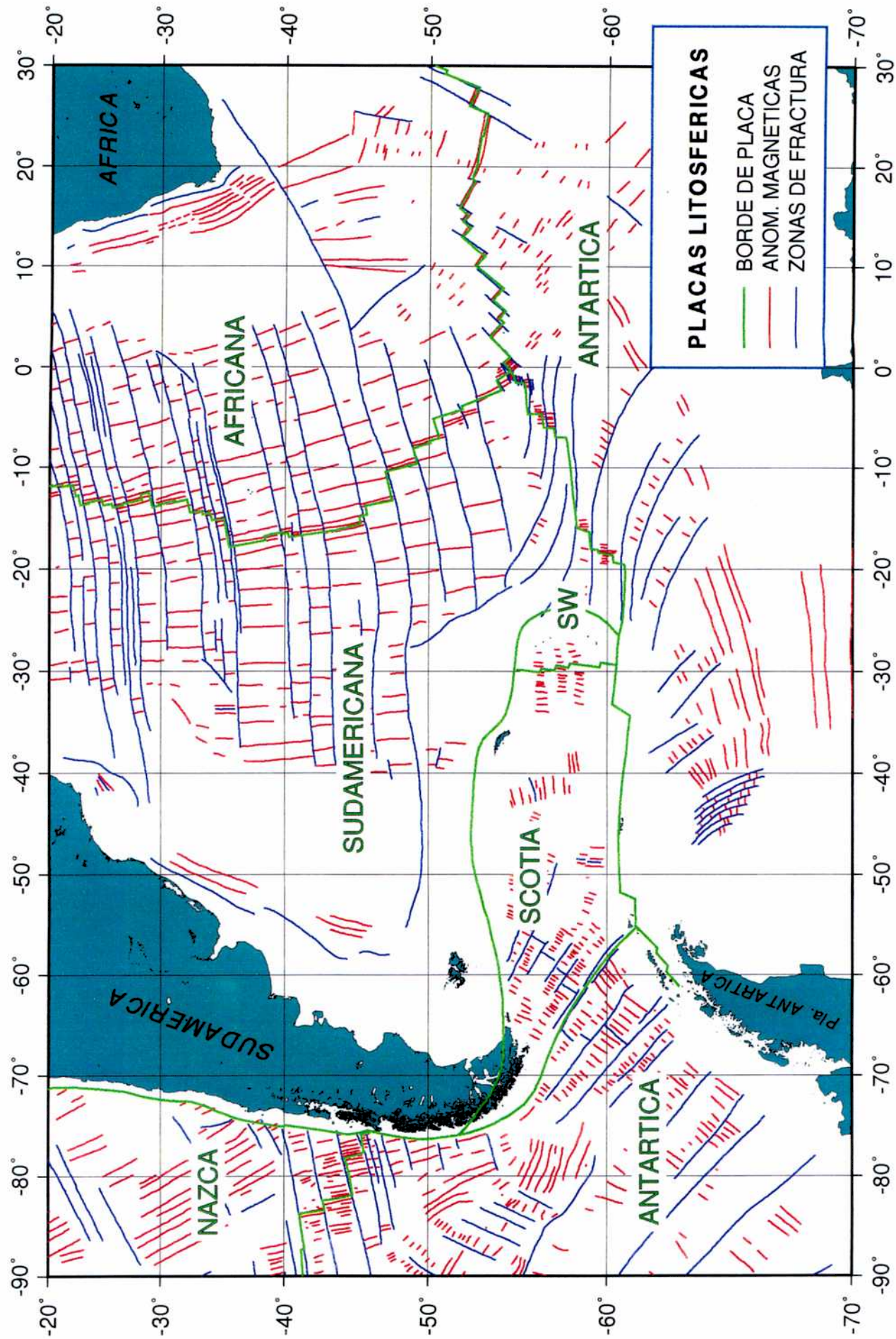


FIGURA 2
Fragmentación cortical
del continente antártico

FIGURA 3



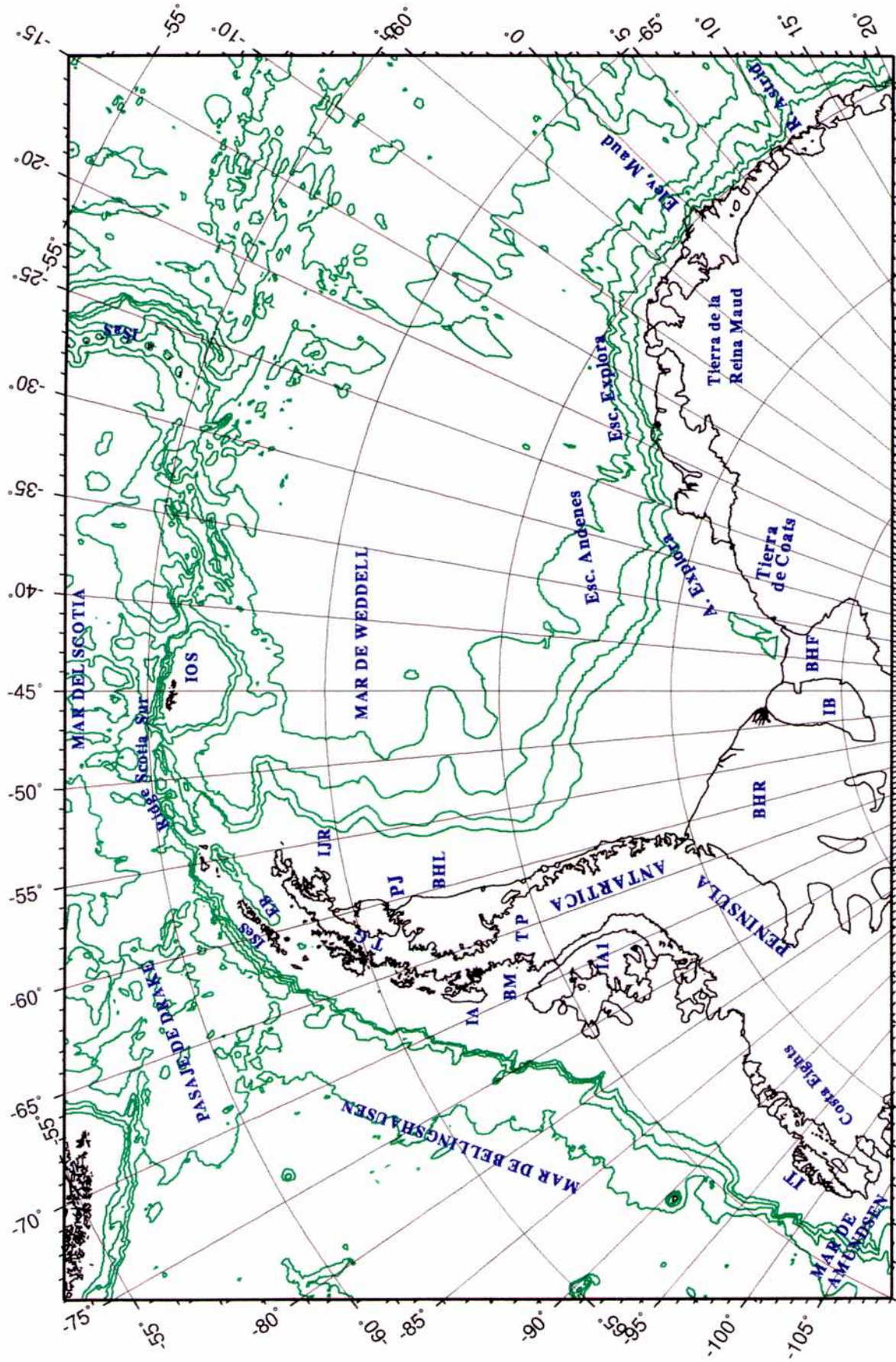


FIGURA 4: Marco Geográfico Regional

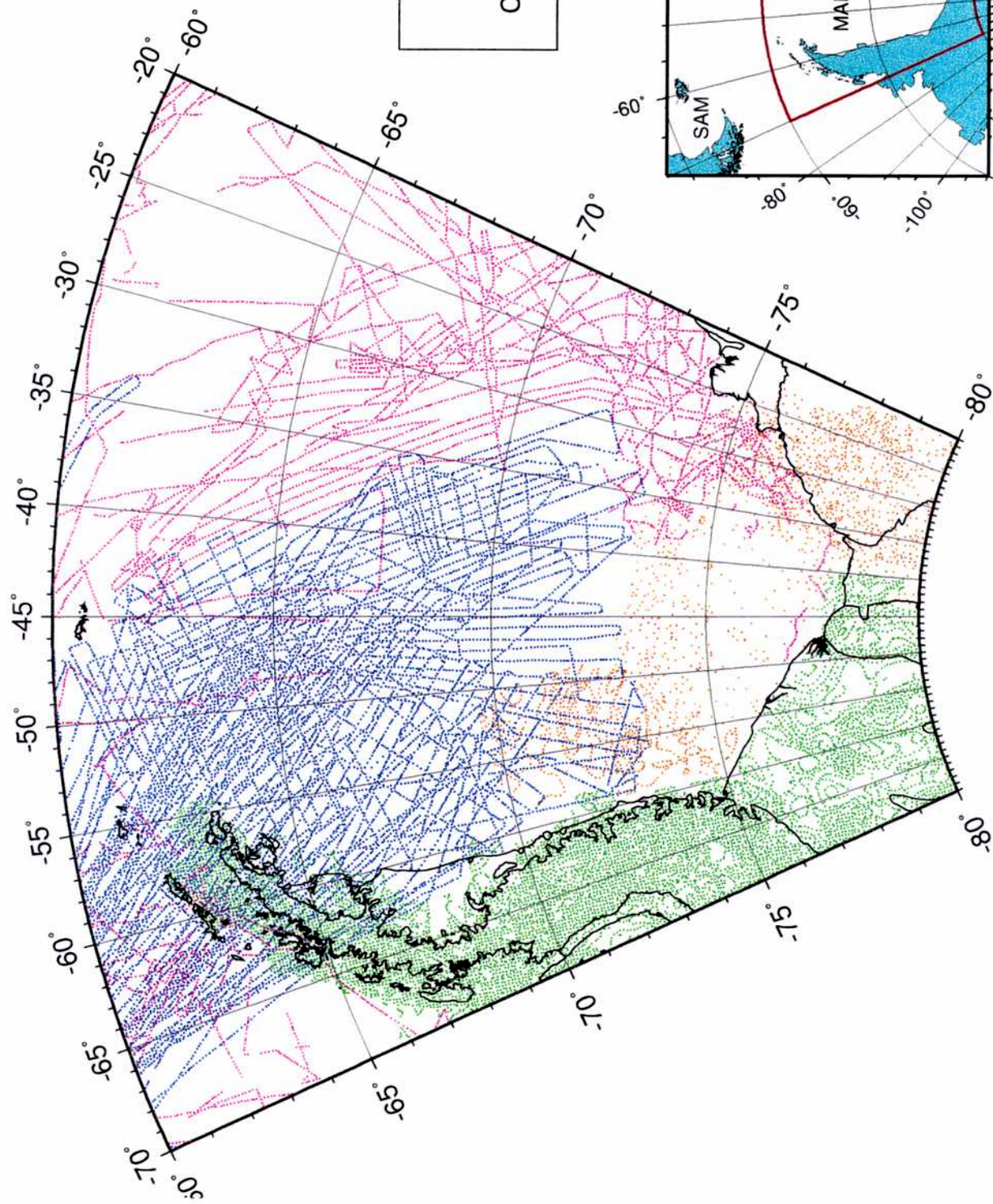
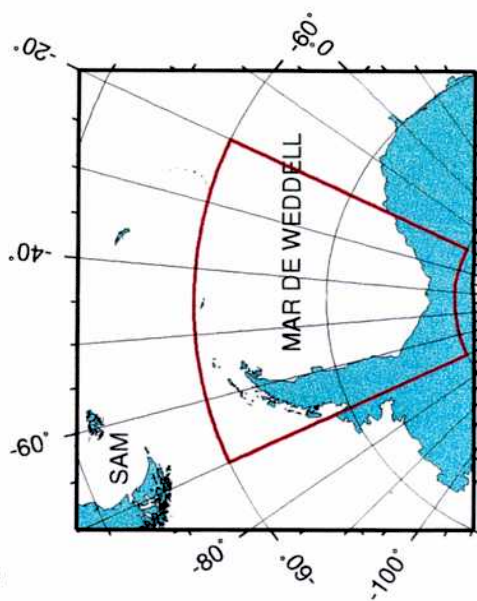
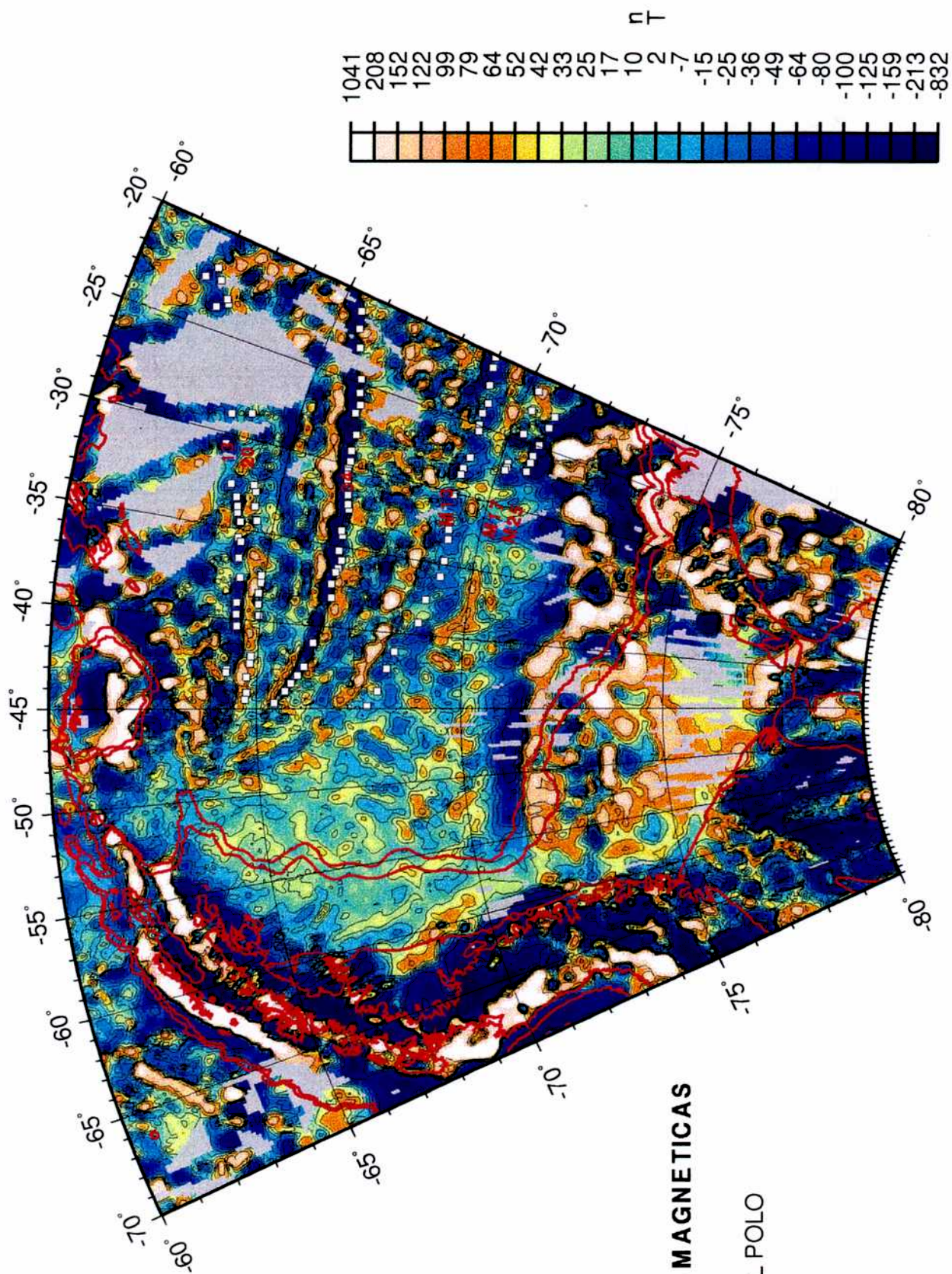


FIGURA 5

Cobertura de datos magnéticos

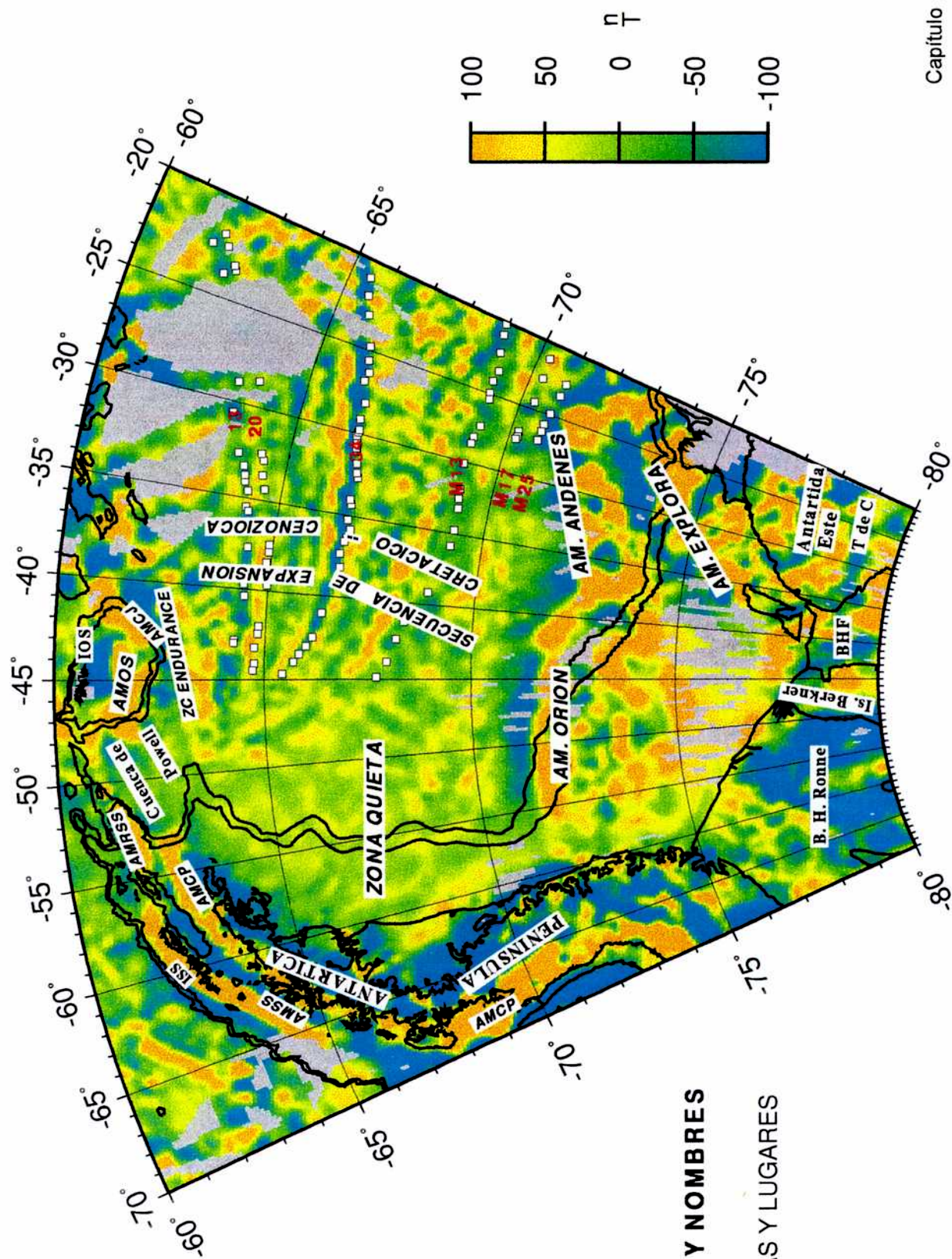




ANOMALIAS MAGNETICAS

REDUCIDAS AL POLO

FIGURA 6



**UBICACION Y NOMBRES
DE ANOMALIAS Y LUGARES**

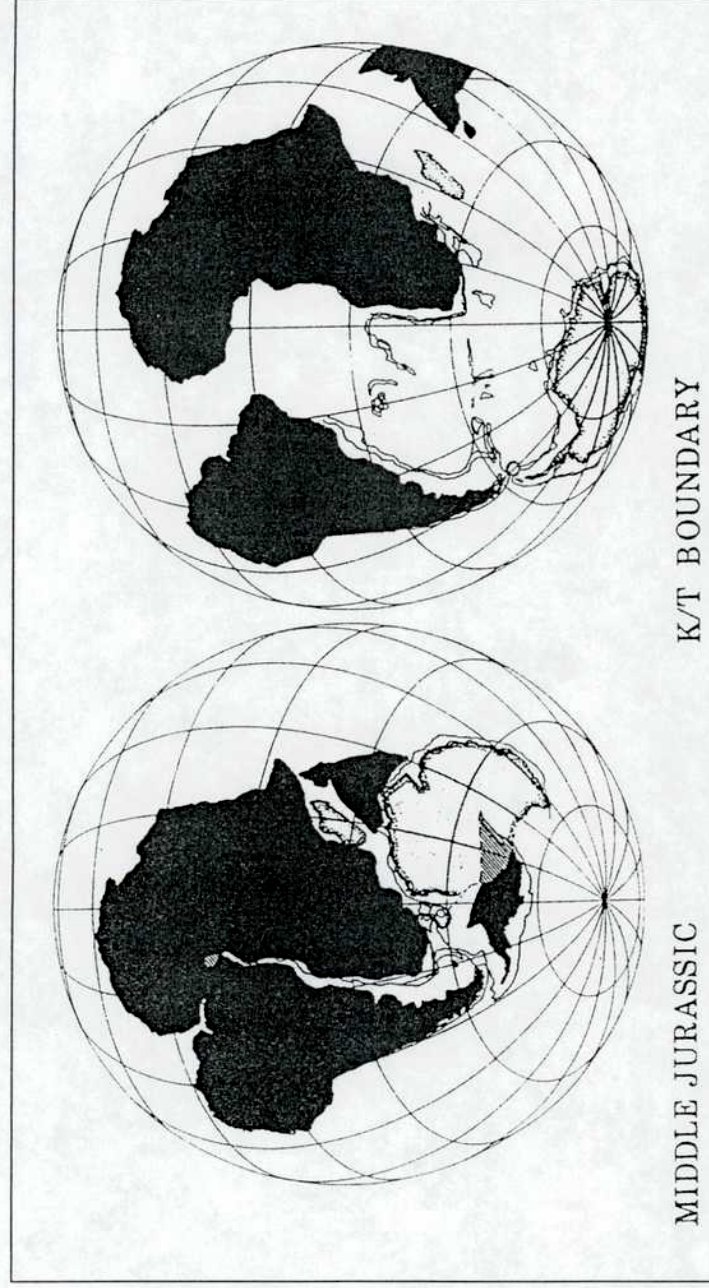


FIGURA 8: Reconstrucción **A** (de LaBrecque et al., 1986) para el ajuste Jurásico (~160 Ma) y para el límite entre el Cretácico y el Terciario (84 Ma). Se han graficado las isobatas de 1000 m y algunas elevaciones oceánicas relevantes.

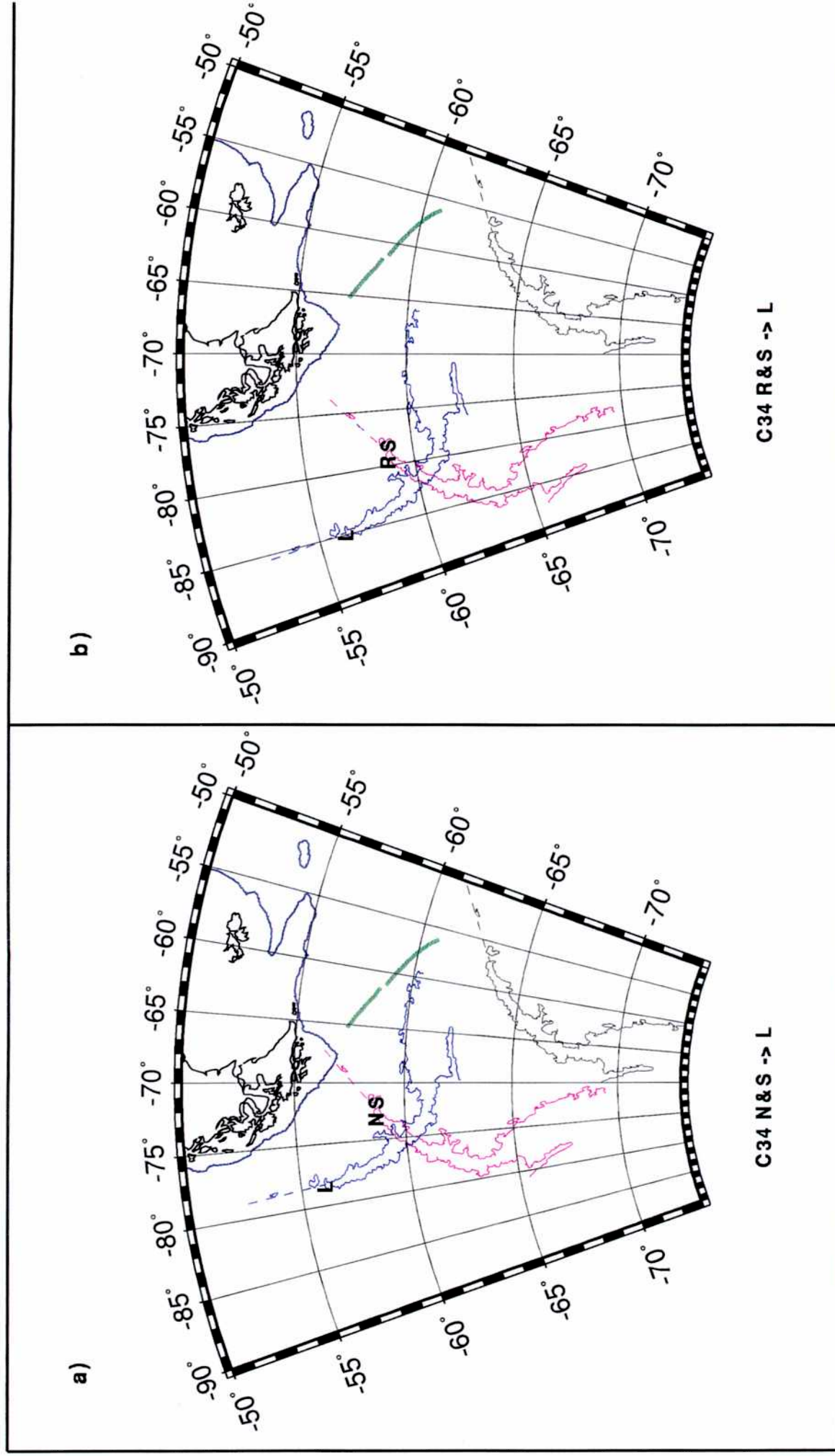


FIGURA 9

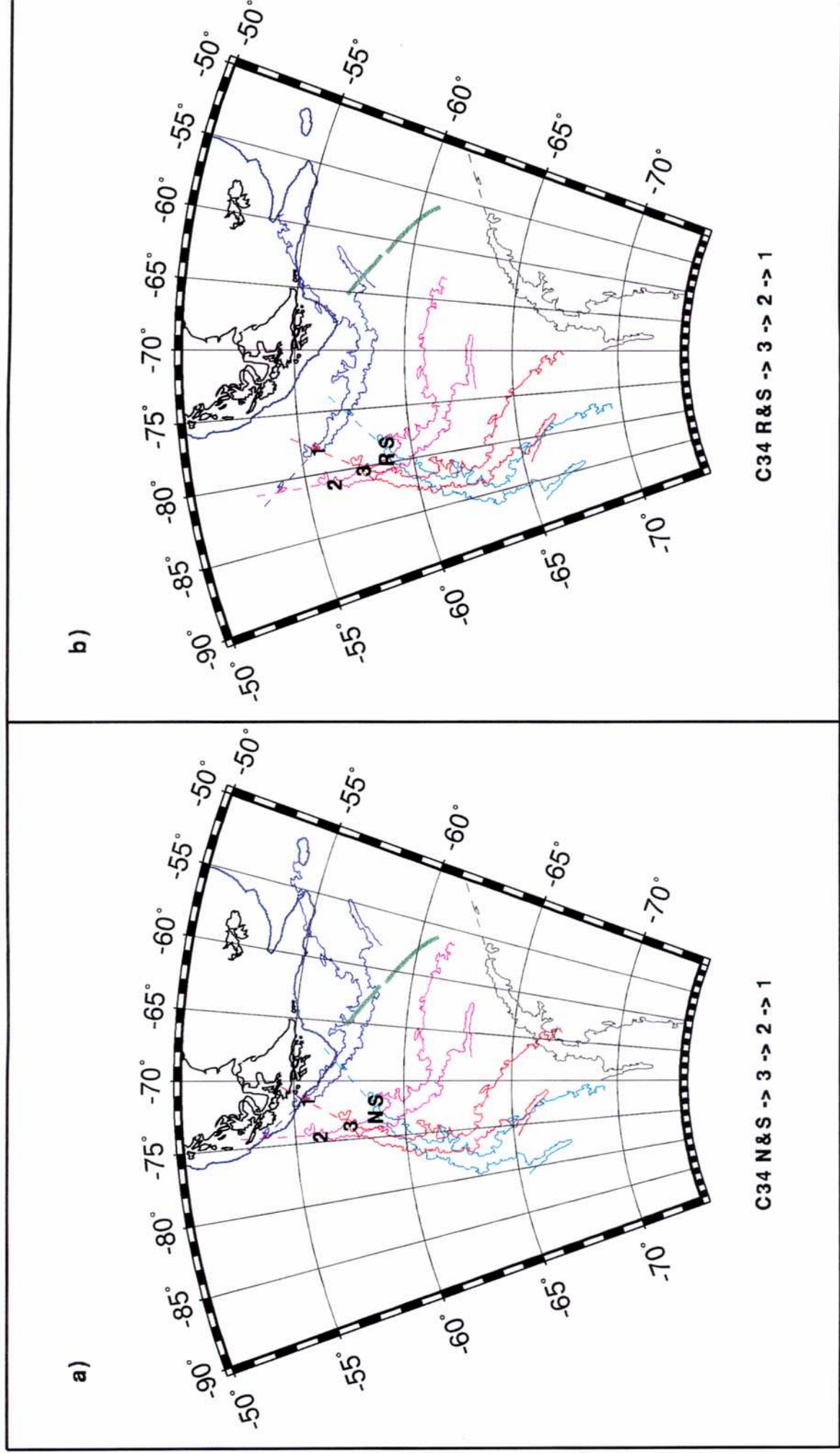


FIGURA 10

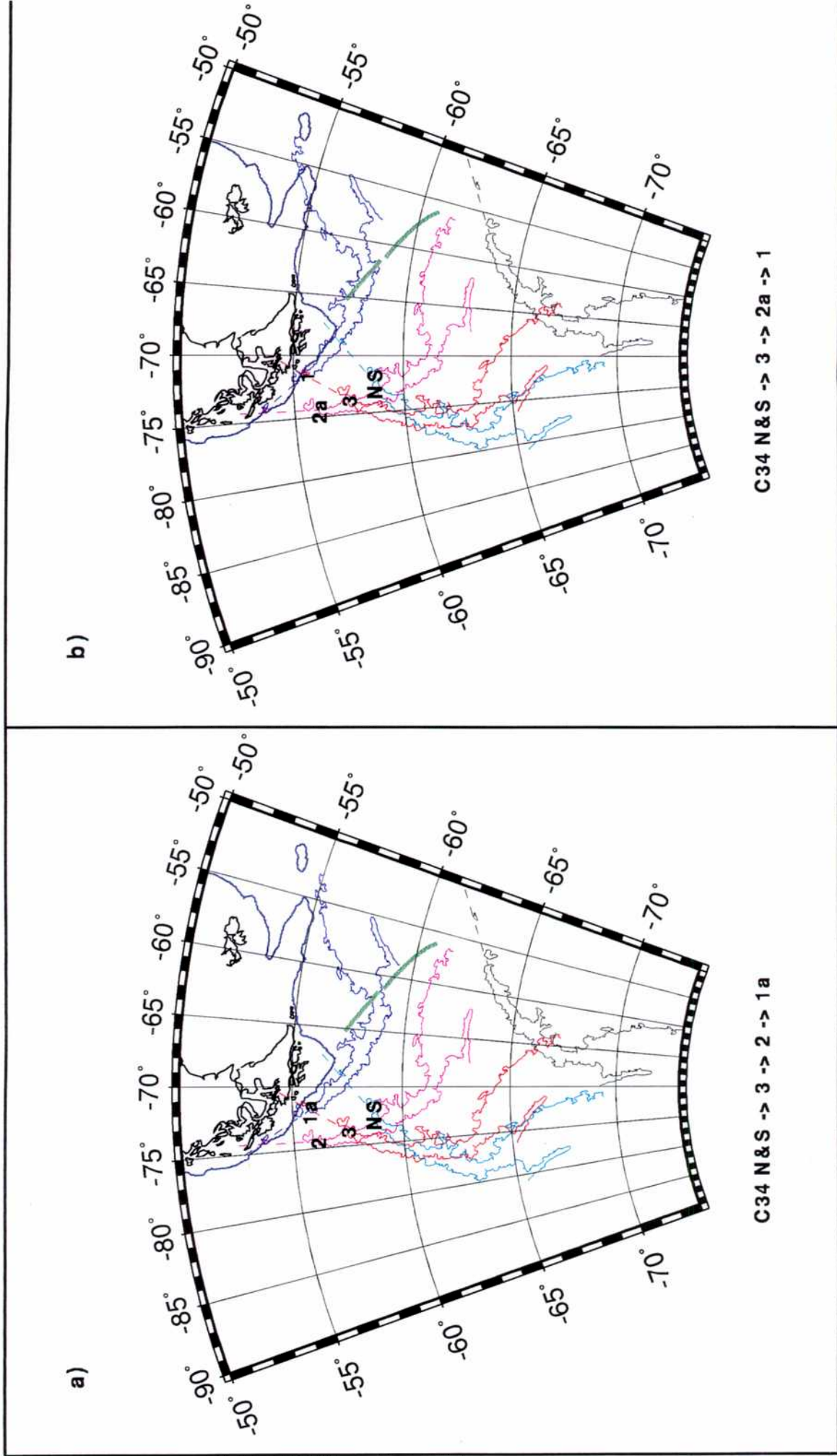
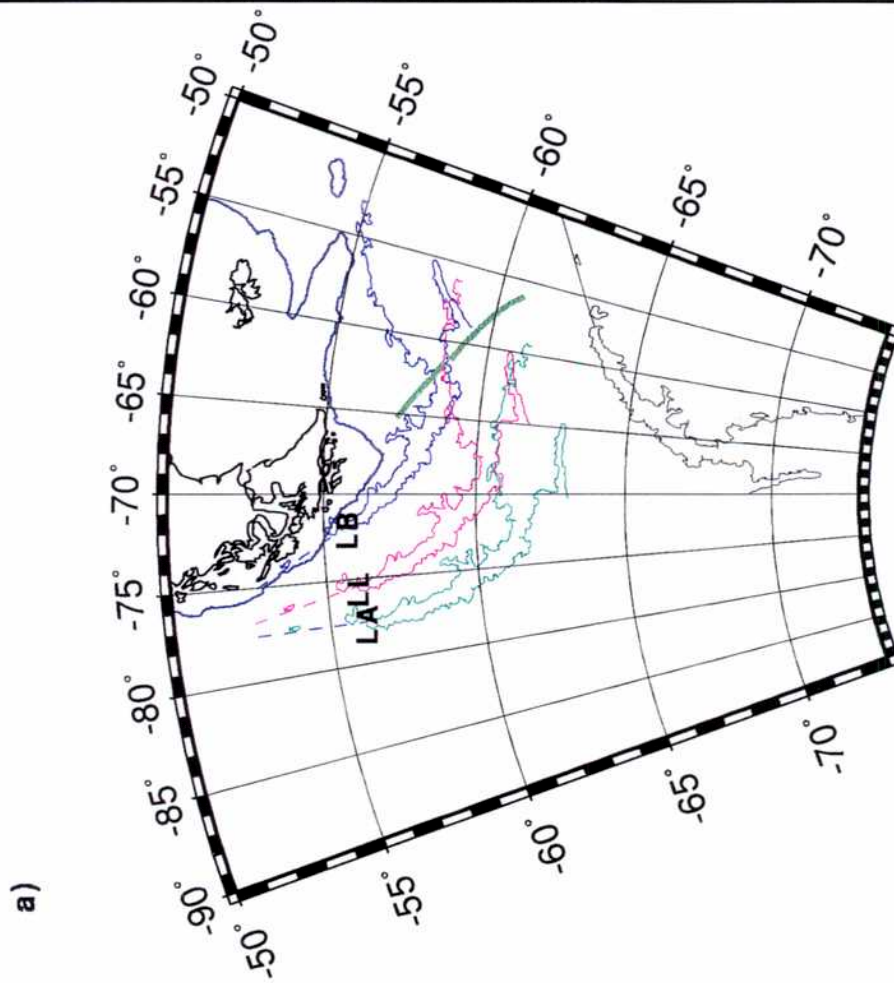
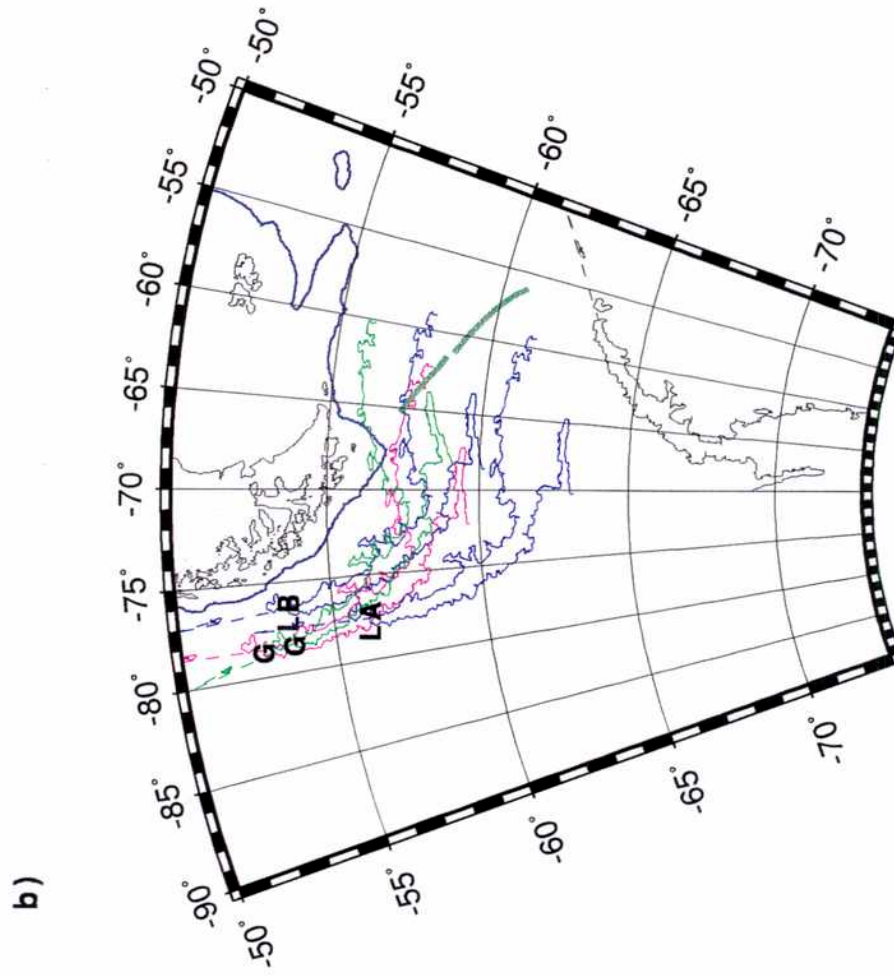


FIGURA 11

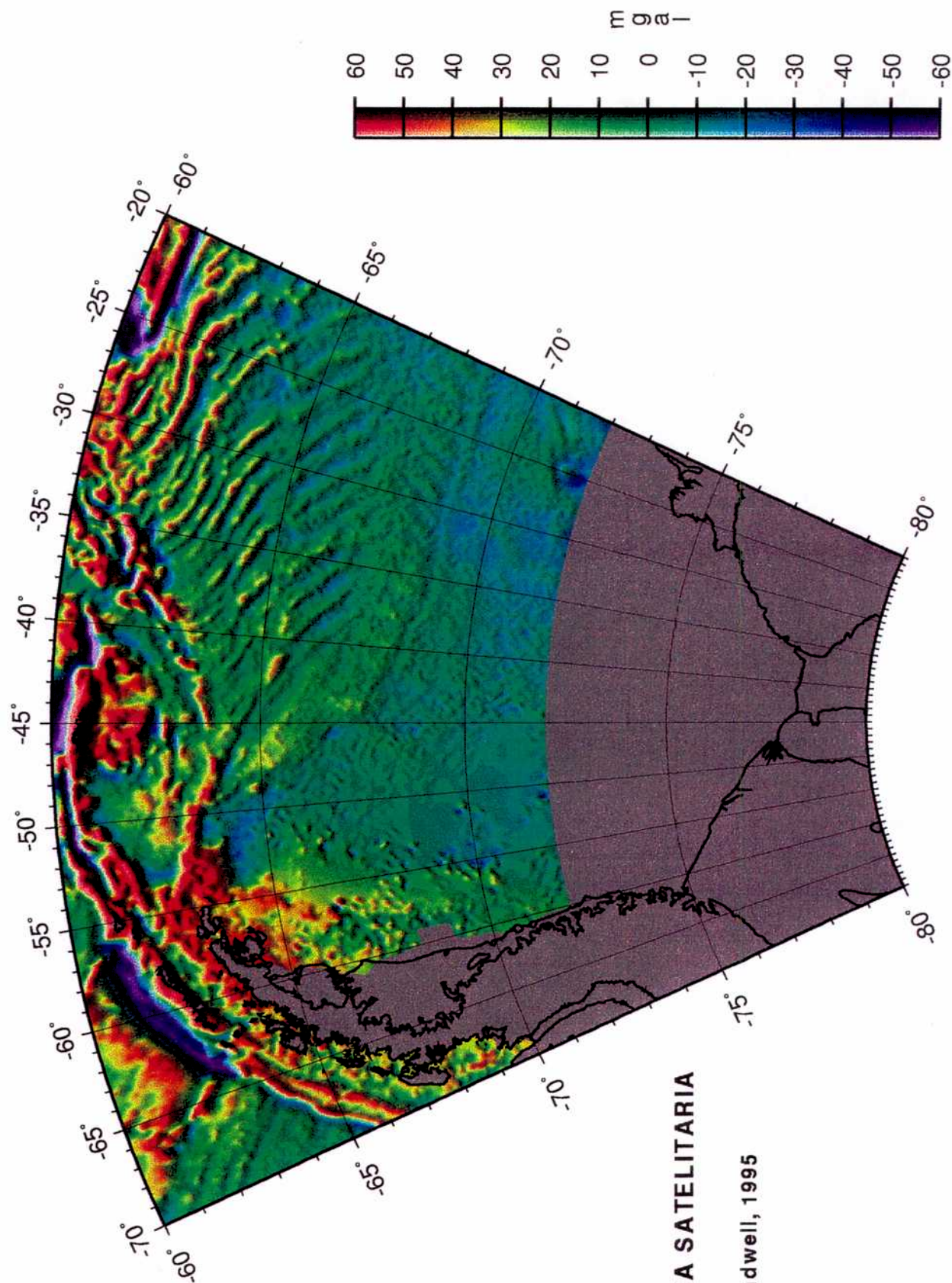


A, B y Lawver & Scotese (1987)



A, B y Grunow et al. (1991)

FIGURA 12



GRAVIMETRIA SATELITARIA

de Smith & Sandwell, 1995

FIGURA 13 (a)

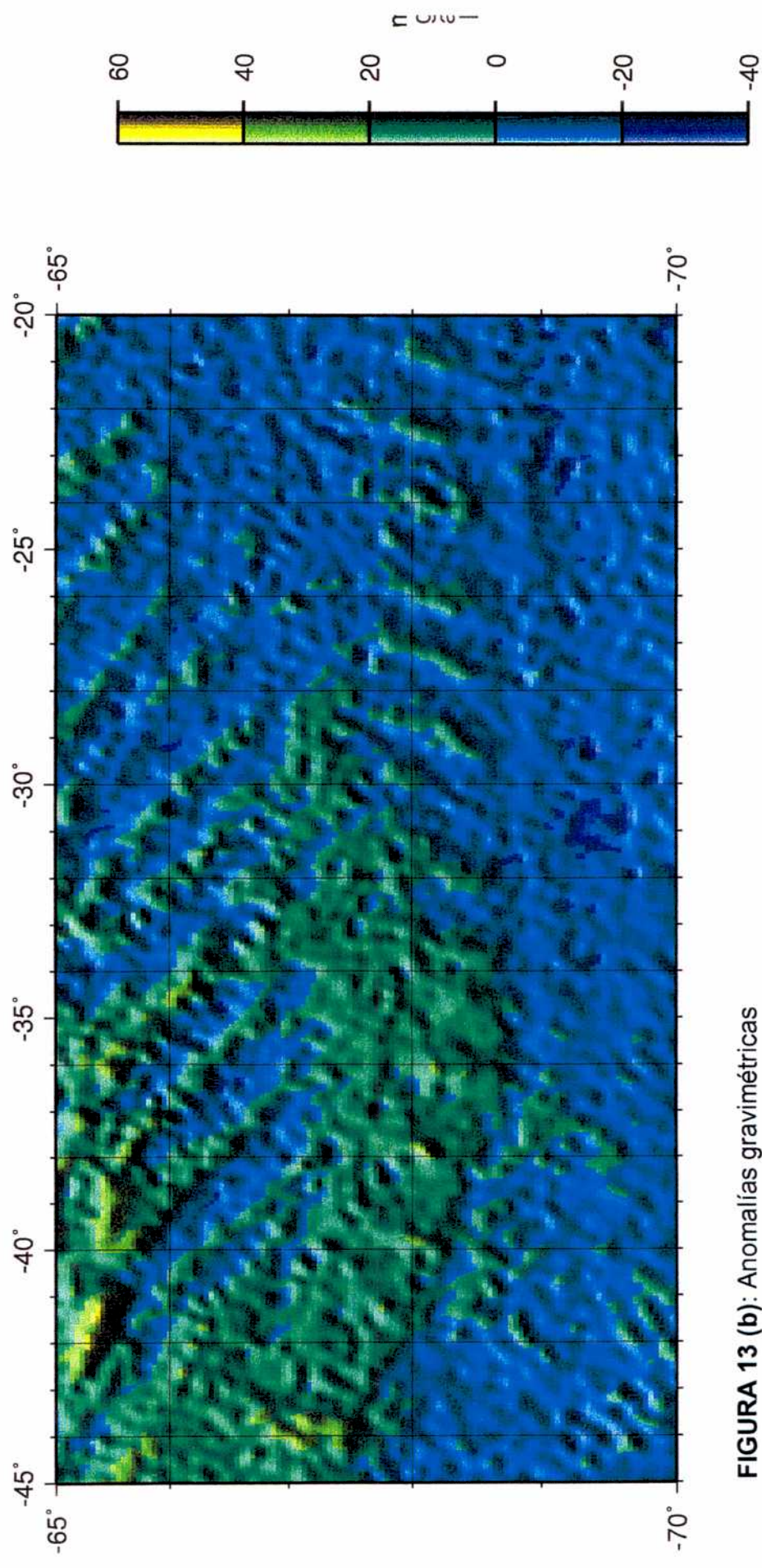
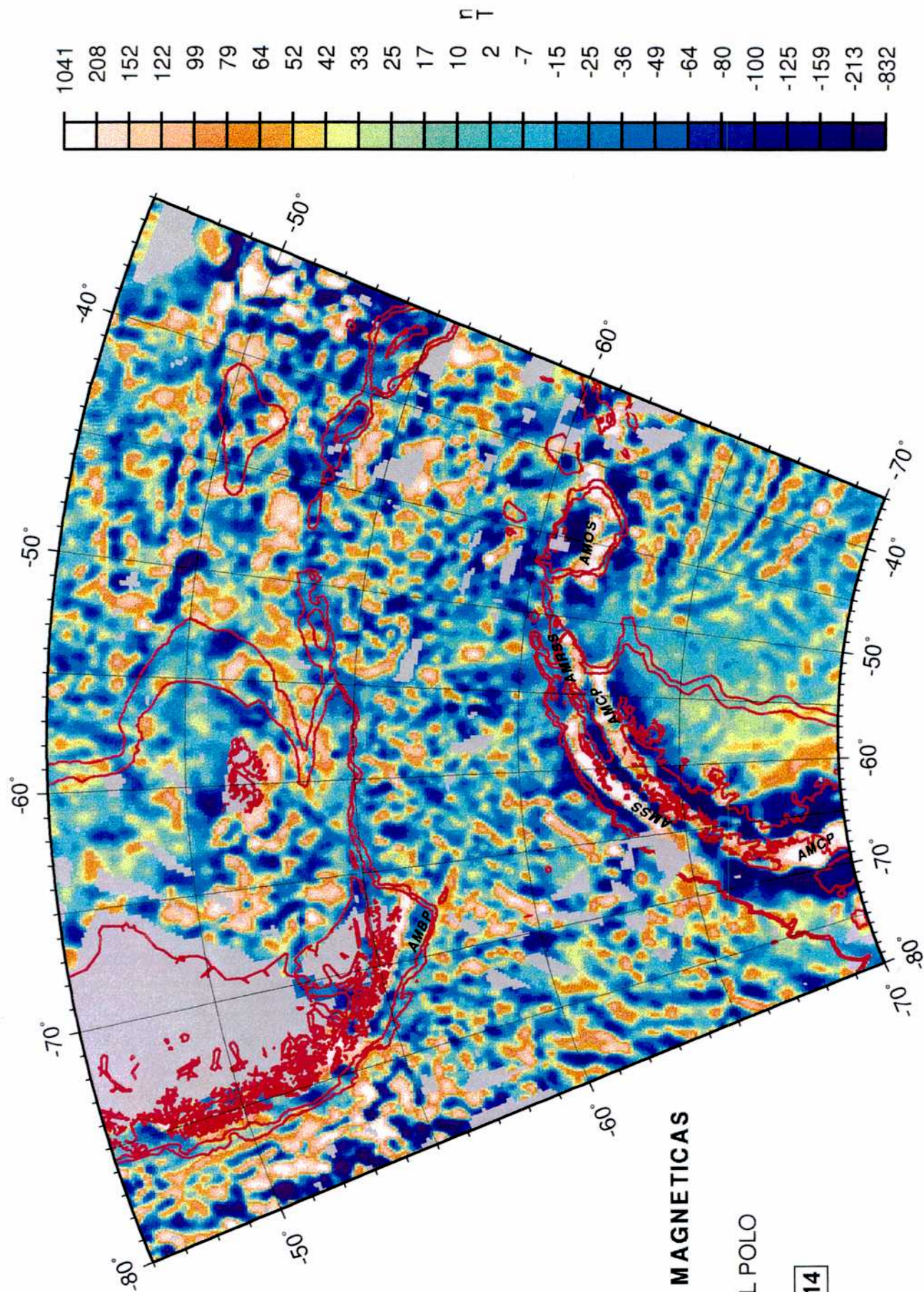


FIGURA 13 (b): Anomalías gravimétricas



ANOMALIAS MAGNETICAS

REDUCIDAS AL POLO

FIGURA 14

PALEOTOPOGRAFIA

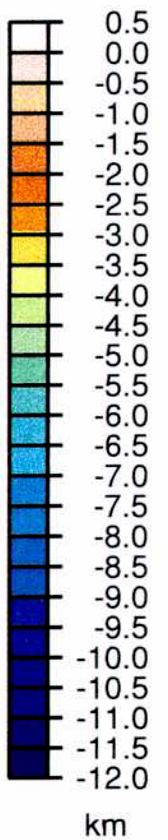
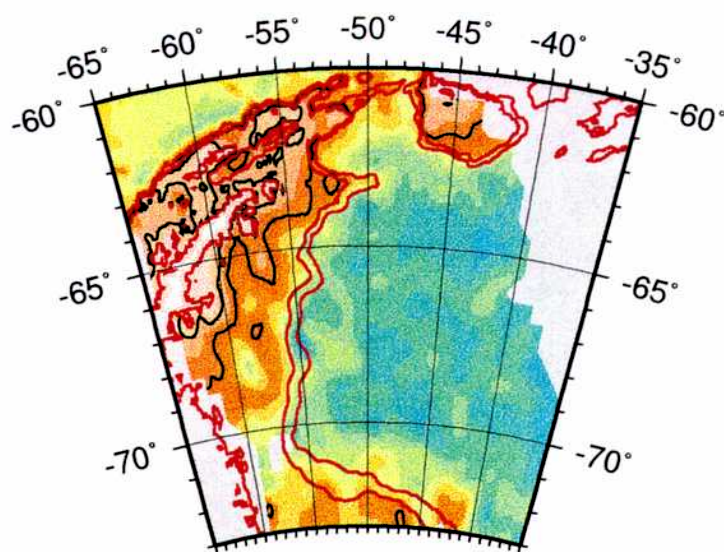
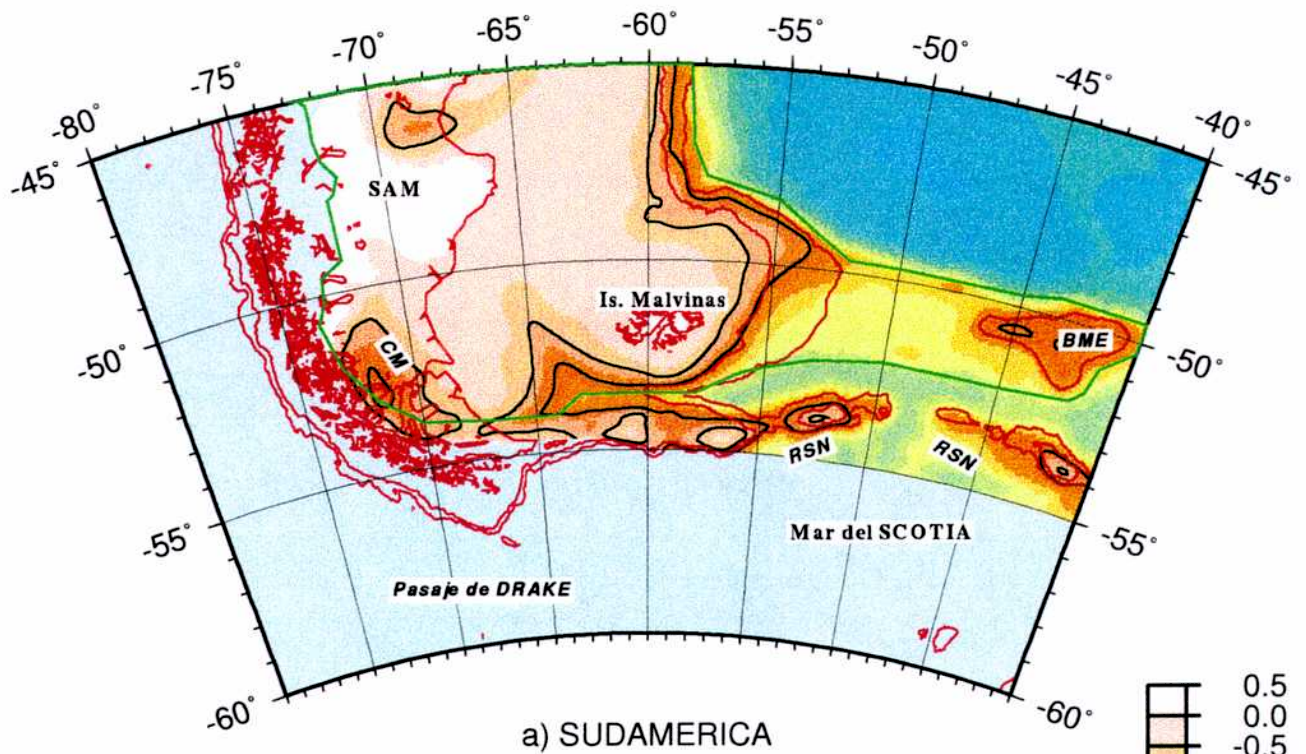
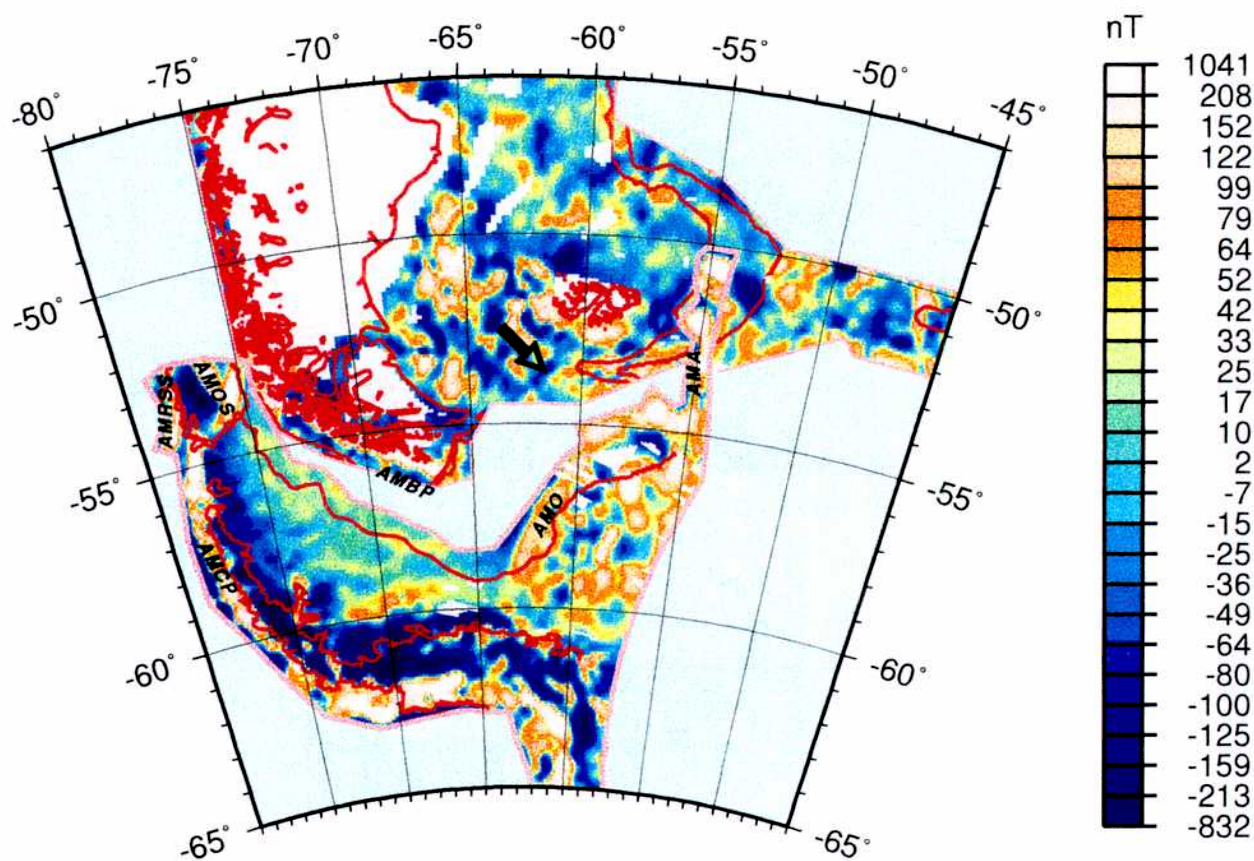


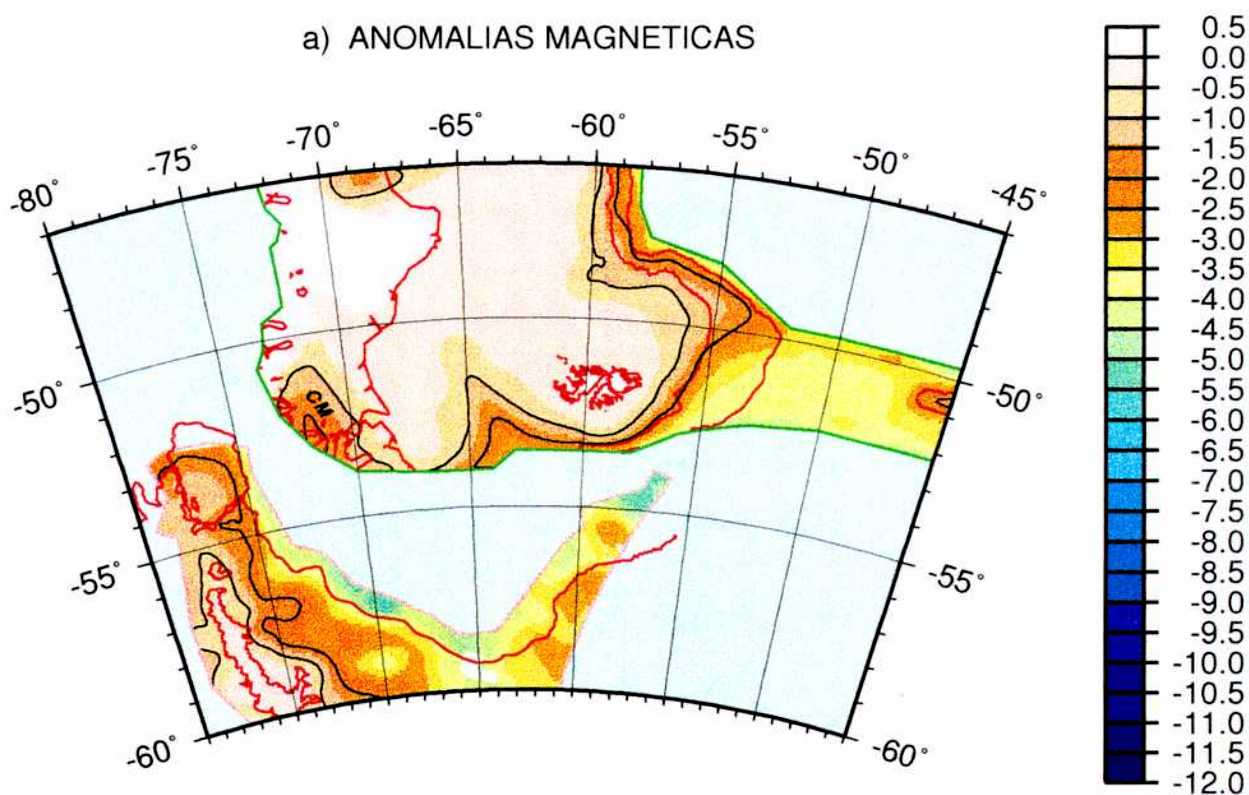
FIGURA 15

FIGURA 16

RECONSTRUCCION A



a) ANOMALIAS MAGNETICAS

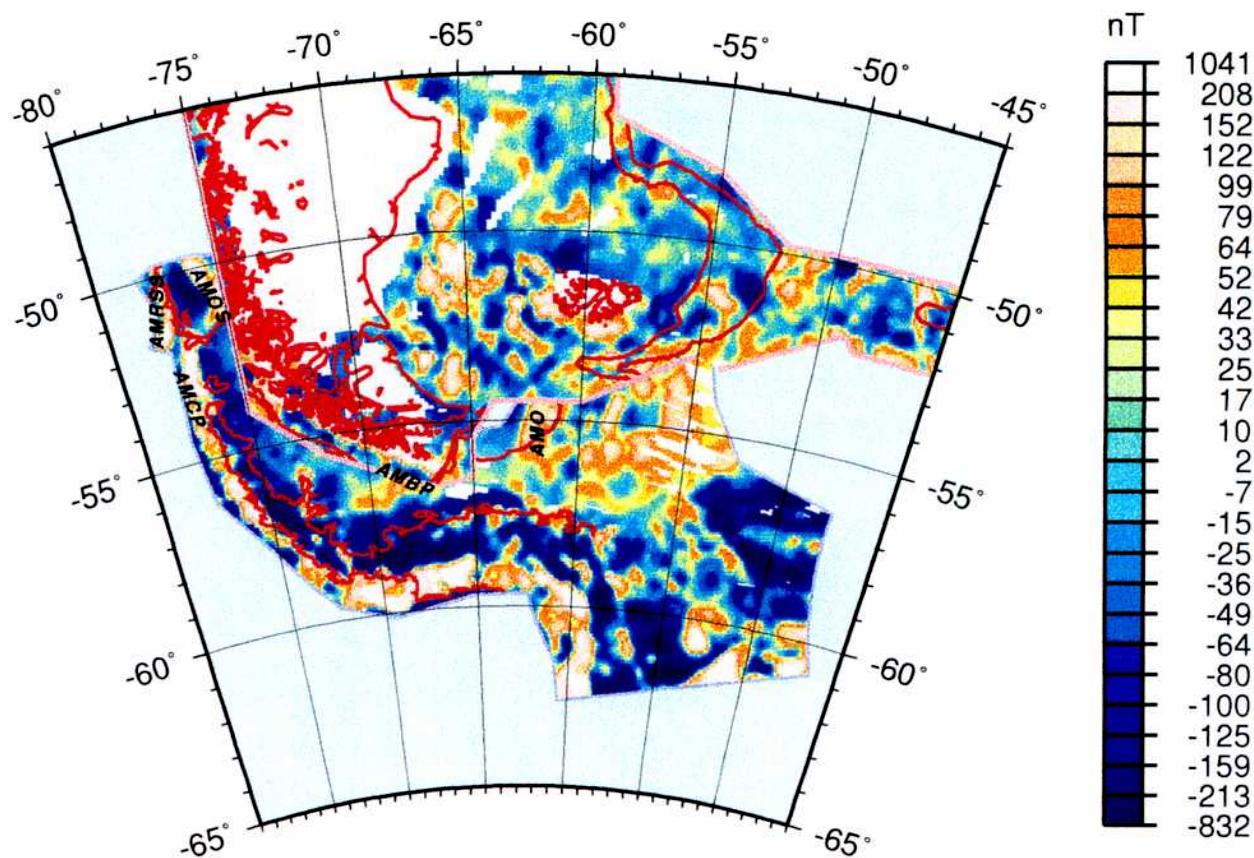


b) PALEOTOPOGRAFIA DEL BASAMENTO

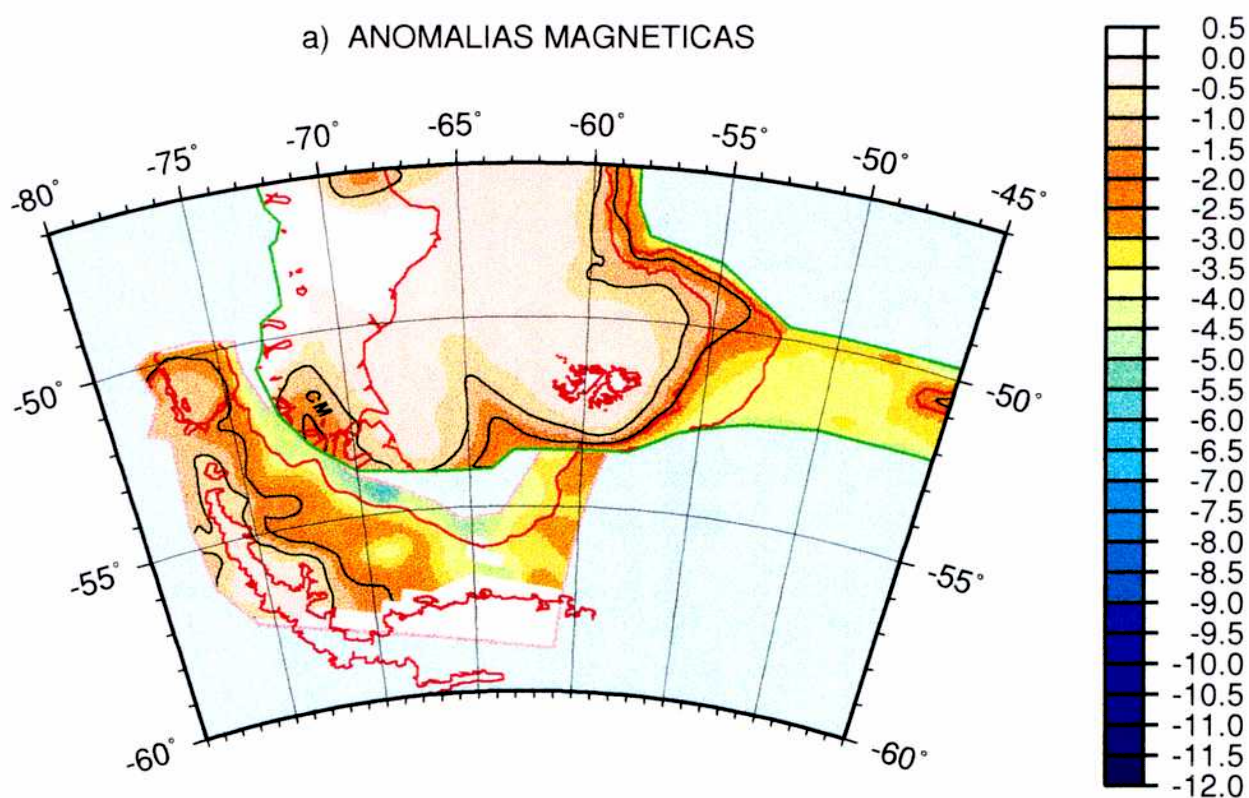
km

FIGURA 17

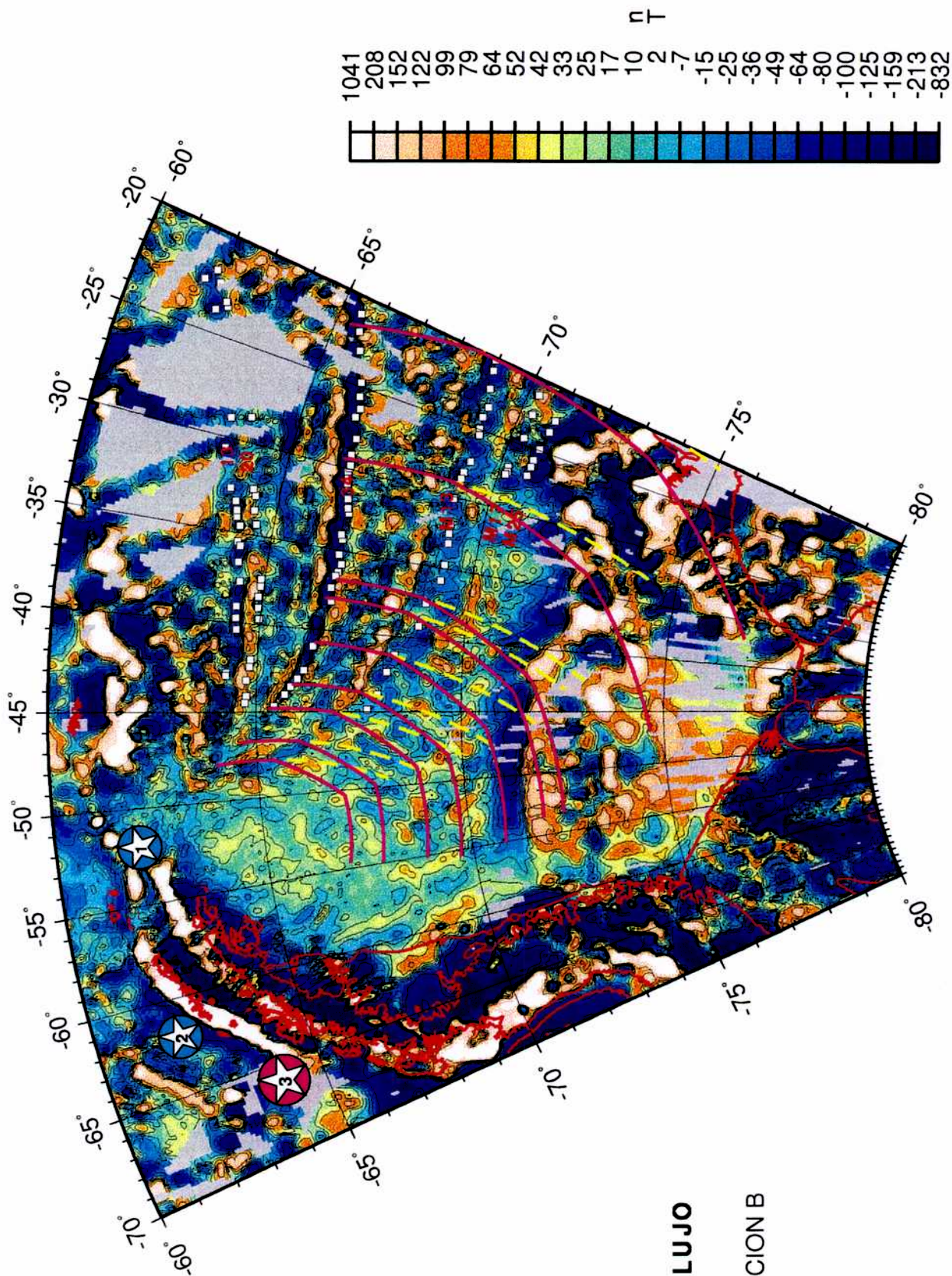
RECONSTRUCCION C



a) ANOMALIAS MAGNETICAS

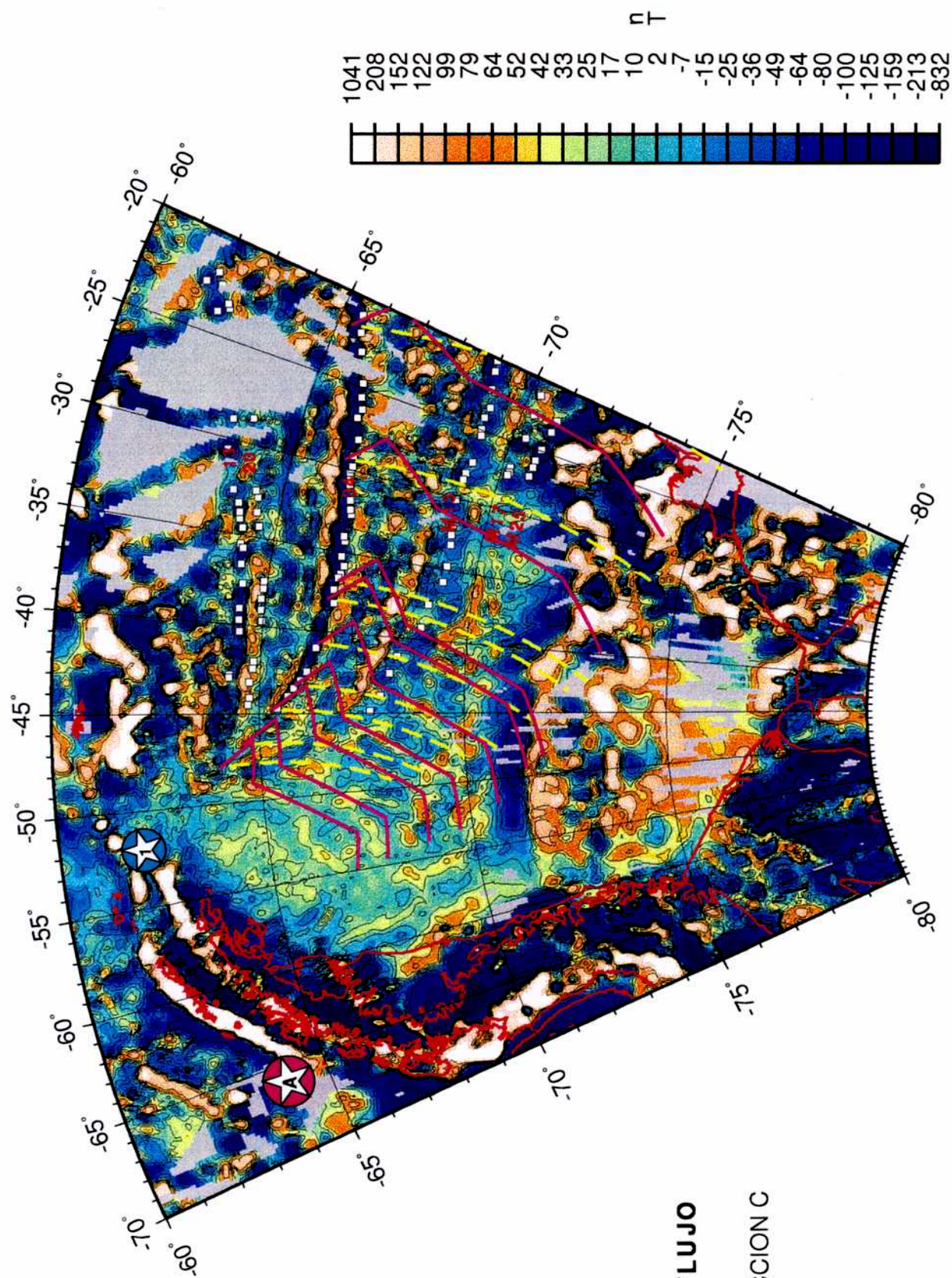


b) PALEOTOPOGRAFIA DEL BASAMENTO



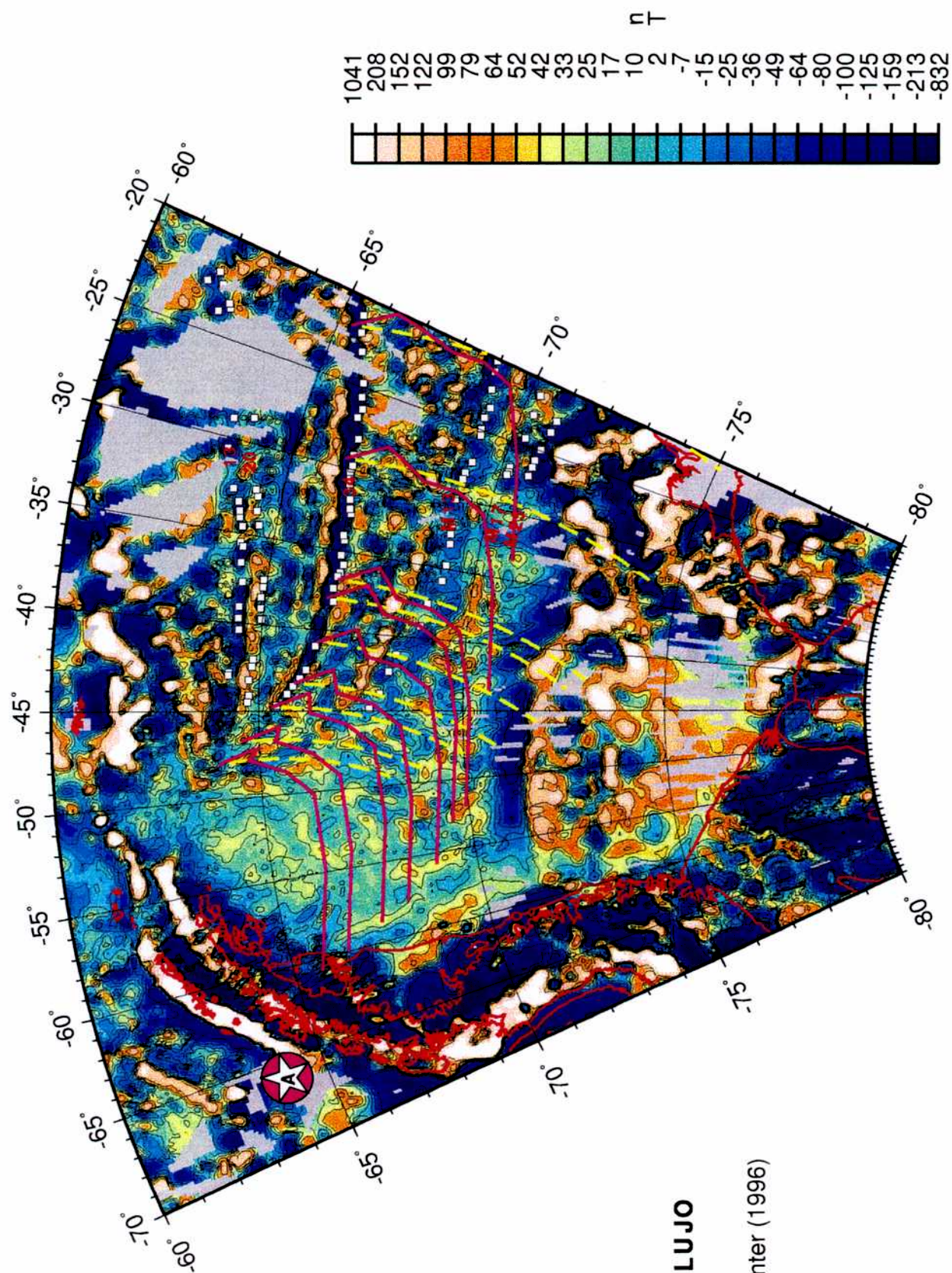
LINEAS DE FLUJO
RECONSTRUCCION B

FIGURA 18



LINEAS DE FLUJO
RECONSTRUCCION C

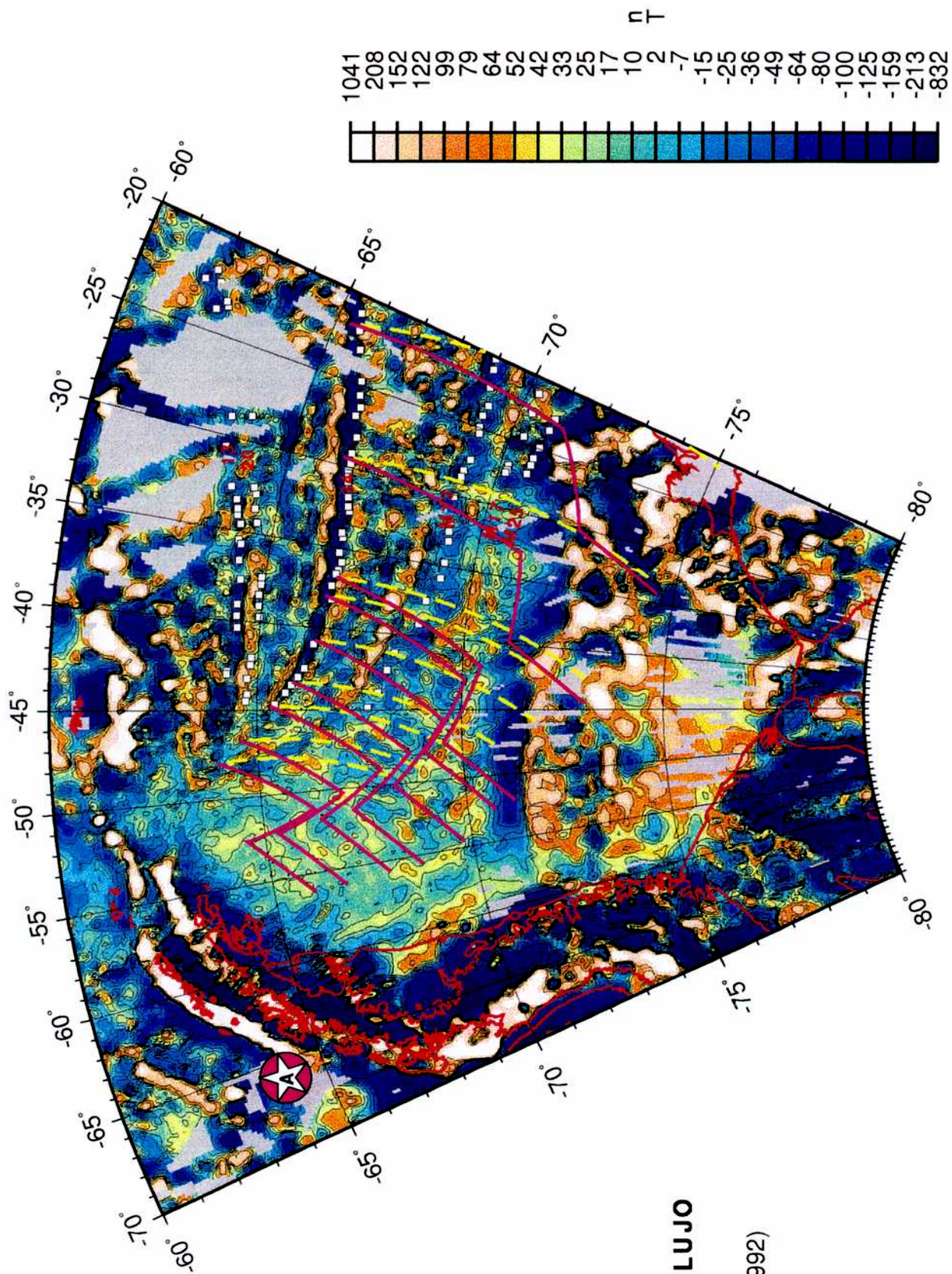
FIGURA 19



LINEAS DE FLUJO

Livernore & Hunter (1996)

FIGURA 20

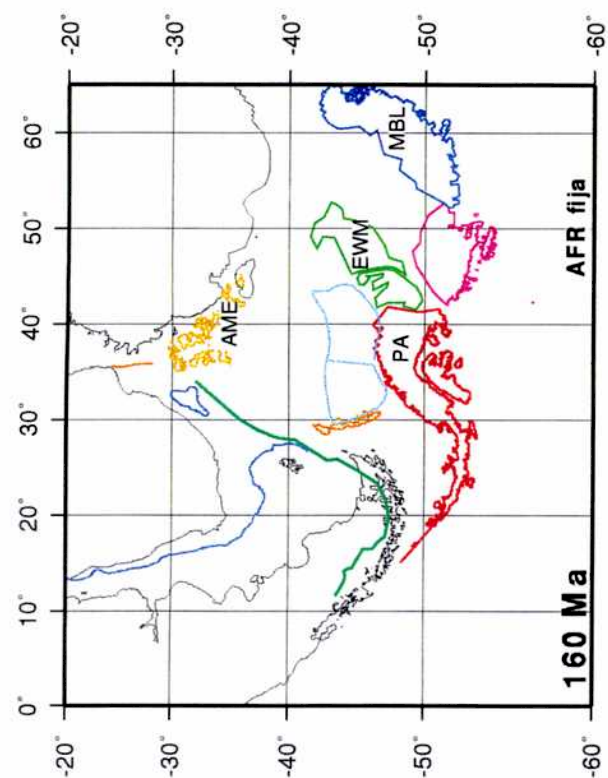


LINEAS DE FLUJO

Laaveer et al. (1992)

FIGURA 21

FIGURA 22



RECONSTRUCCION C

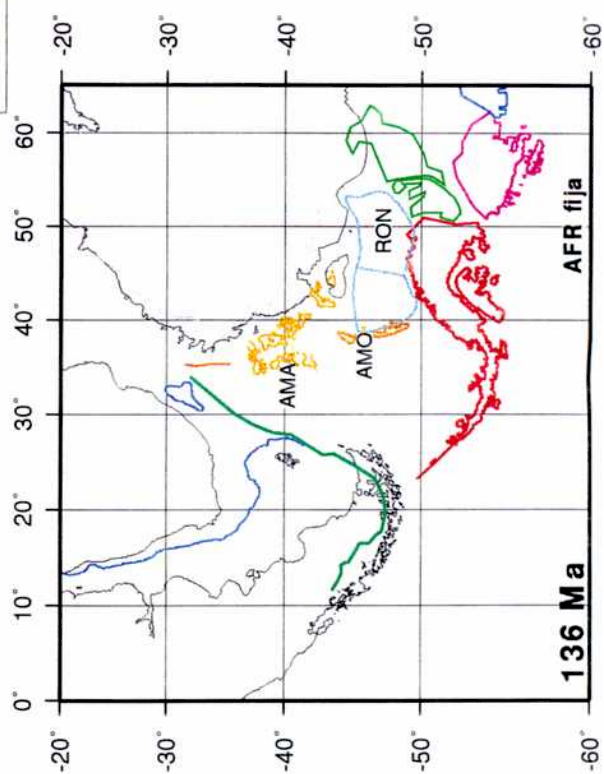
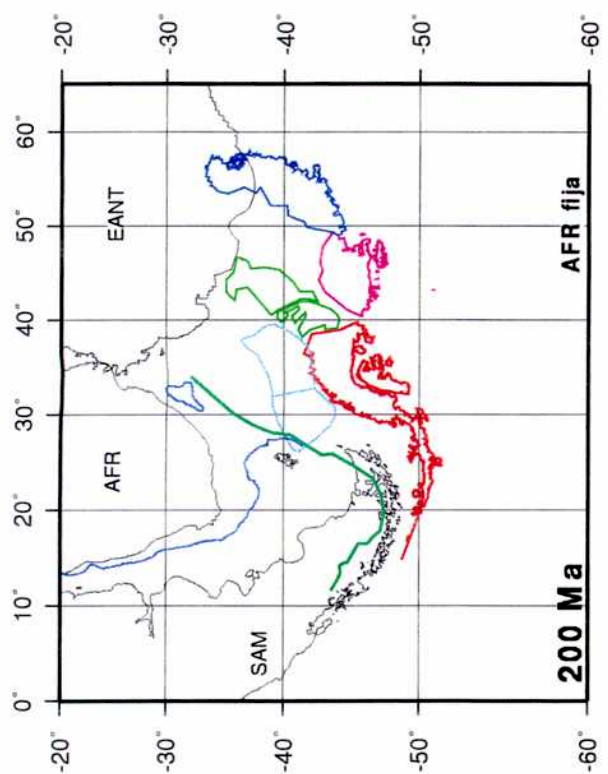
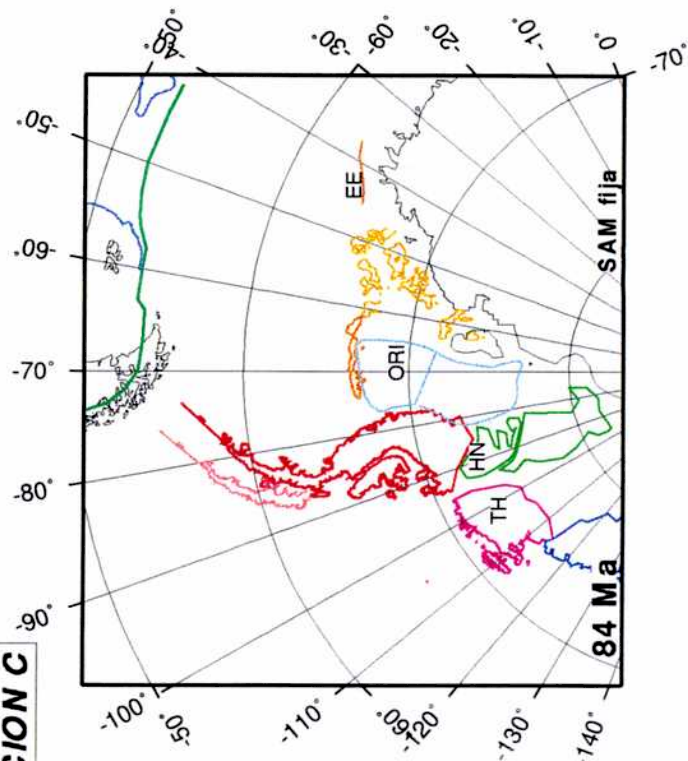
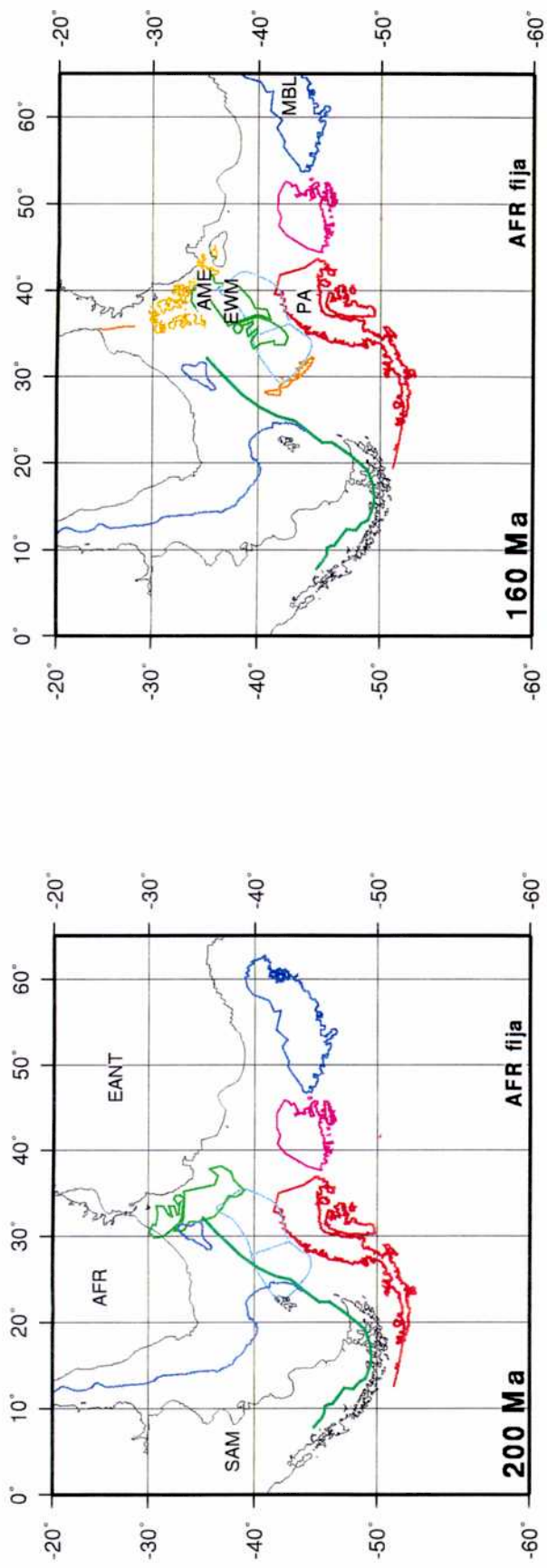


FIGURA 23



Lawver et al., 1992

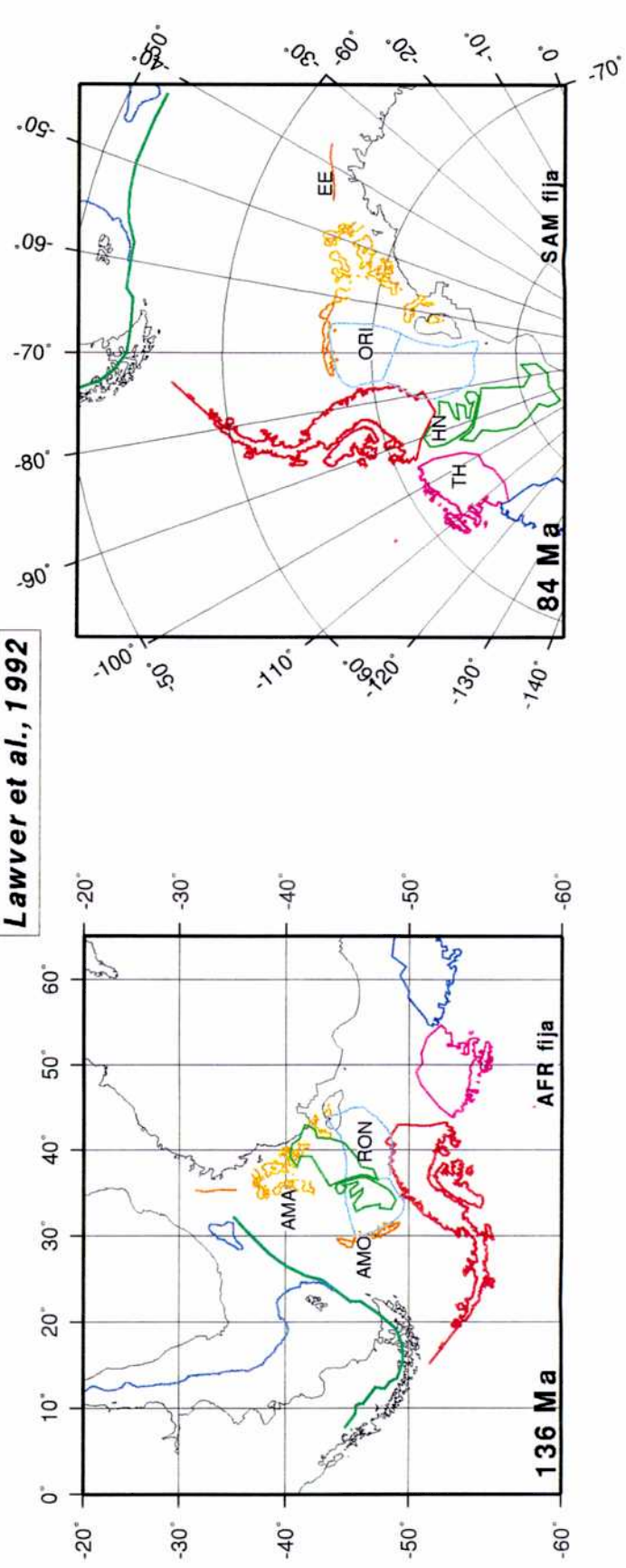
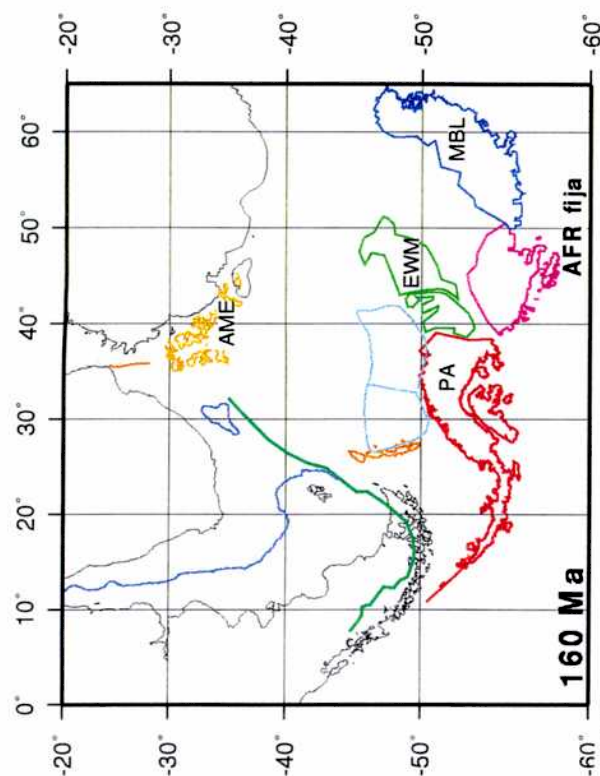
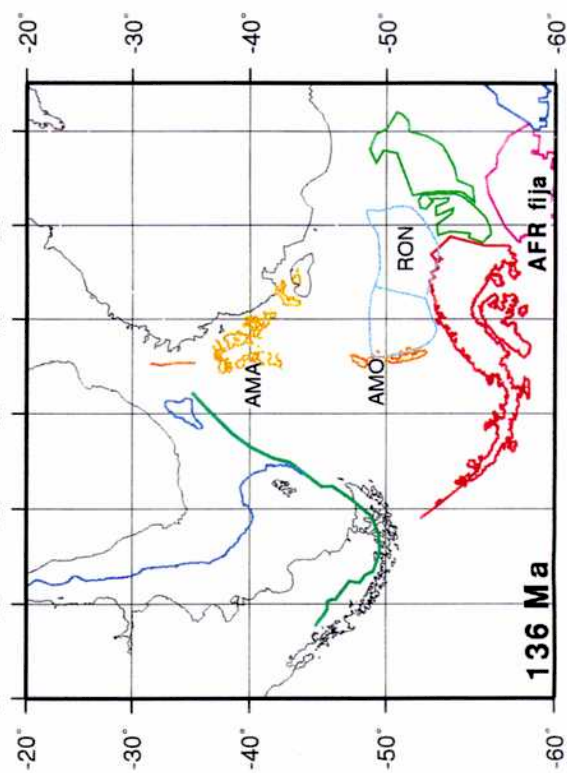
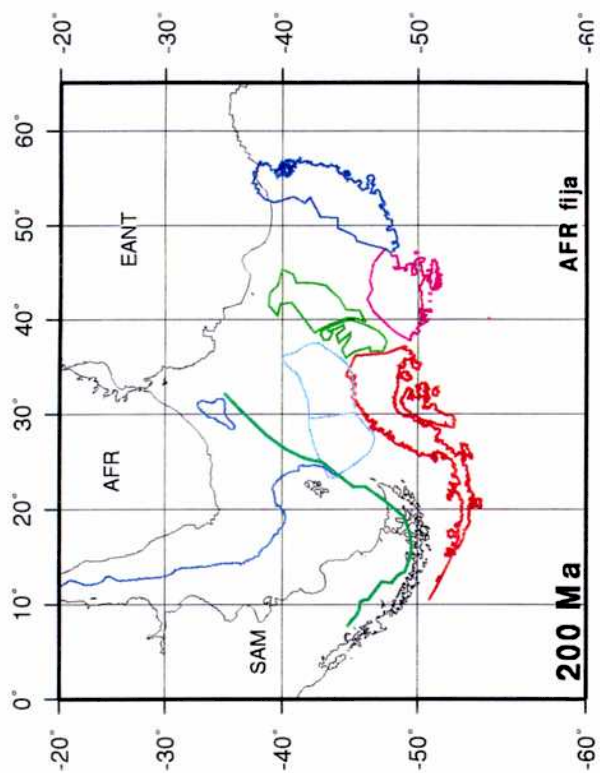
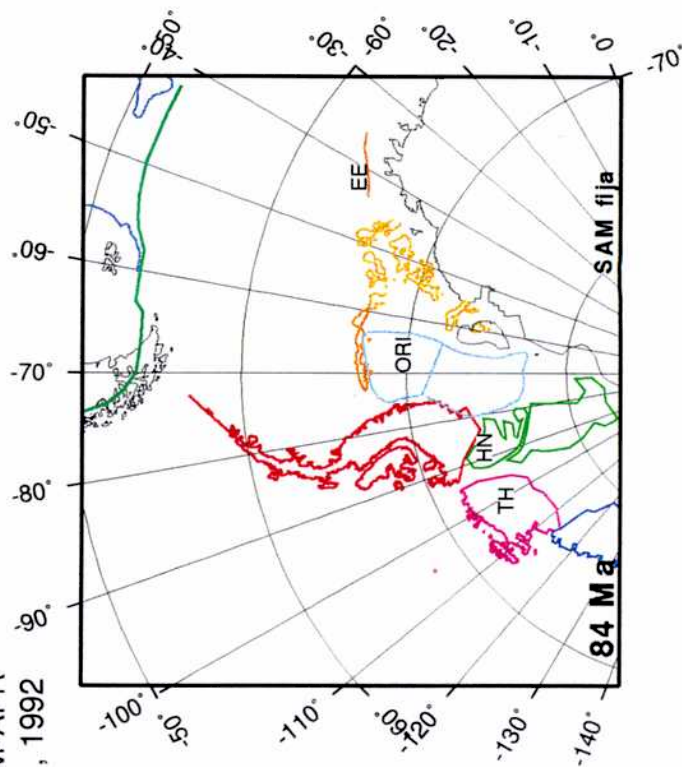


FIGURA 24



Rec. C con polos SAM-AFR
de Lawver et al., 1992



RESUMEN Y CONCLUSIONES

El primer relevamiento geomagnético satelitario global completo tuvo lugar con la serie de satélites POGO que operaron entre los años 1965 y 1971. Del análisis de estos datos se encontró que es posible detectar la contribución de las rocas magnetizadas de la corteza terrestre en el campo magnético total. Esto dio lugar a la planificación de una nueva misión, esta vez dedicada especialmente al estudio de la litósfera, el Programa Magsat. El satélite Magsat fue lanzado el 30 de octubre de 1979, y estuvo operando hasta el 11 de junio de 1980.

Para aislar la componente litosférica del campo total medido por el satélite, es necesario remover la contribución del campo principal y eliminar la contribución externa. Se han intentado numerosos métodos de reducción de los datos para lograrlo. Nosotros hemos hecho nuestro propio intento, trabajando con los datos Magsat en la región comprendida entre los límites geográficos 90°W - 10°W, 80°S - 10°S, que comprende los territorios de Argentina, Chile, y partes del océano Atlántico Sur y Antártida.

Hemos separado los datos en diferentes conjuntos para analizar su consistencia. La separación en diferentes horas locales (que corresponden a diferentes orientaciones geográficas de las trayectorias) nos muestra que, si bien los datos del amanecer están más contaminados por la contribución ionosférica, son más adecuados para resolver las estructuras en la zona antártica, por el ángulo con que las intersecan, que es de alrededor de 80°. La separación en conjuntos de diferentes alturas resultó en una consistencia aceptable, excepto al Sur de los 75° de latitud, en que la perturbación externa es muy difícil de eliminar.

Elaboramos cuatro mapas de anomalías litosféricas, uno para cada conjunto. Nos muestran que la zona continental no posee anomalías intensas y que hay una anomalía sobre el Océano Atlántico que es de extensión areal y amplitud muy grandes. Si bien hay indicaciones de que esta anomalía contiene componentes del campo ionosférico no totalmente eliminados, la ubicación que tiene, con centro justo al Este de la plataforma de Malvinas, la hace coincidente con una región anómala para el campo medido en superficie por relevamientos marinos. Su origen tiene que ver con la apertura del Océano Atlántico.

Respecto a los métodos de reducción de datos podemos concluir que para completar la remoción de componentes no deseadas (restos de influencia del campo interno y campos ionosféricos cuasi-estables), después de la depuración primaria, es necesario, básicamente, que se utilicen filtros pasabanda bidimensionales, y que la elección de la banda se haga buscando la minimización de las diferencias amanecer - anochecer.

Hemos estudiado la correlación entre datos aeromagnéticos de alta densidad con el campo de anomalías Magsat para una región que comprende el Norte de la Península Antártica, las islas Shetland del Sur y el estrecho de Bransfield. Por medio de modelos bi y tridimensionales, pudimos demostrar que las fuentes de las anomalías observadas por el satélite son las variaciones en la estructura de la corteza resultantes de actividad volcánica y plutónica relacionadas con la paleo subducción en el margen Pacífico de la Península Antártica.

La aptitud de poder asignar fuentes corticales a las anomalías satelitarias nos impulsó a extender el cometido de modelación a una escala más allá de la zona cubierta por datos aeromagnéticos, abarcando los márgenes de Antártida Oeste y

de todo el mar de Weddell. De esta modelación se pudieron extraer interesantes inferencias, como la continuación de la Serie Intrusiva Andina hasta la isla Thurston, y la existencia de corteza oceánica anómala adyacente al margen de la Tierra de la Reina Maud, en una zona donde relevamientos sísmicos previos detectaron reflectores con inclinación hacia el mar, que indican la presencia de efusiones volcánicas.

Quedó comprobado entonces que, pese a que la contribución del campo magnético externo es muy grande en la señal satelitaria, especialmente a altas latitudes, es de todos modos posible detectar la contribución proveniente de rocas magnetizadas en la litósfera. Otra conclusión obtenida es que la técnica de Arkani-Hamed y Strangway (1985) es hasta el momento la más conveniente para la reducción de los datos con miras a separar la contribución de la litósfera.

Con los datos aeromagnéticos es posible obtener información de mayor resolución que con los satelitarios. La contrapartida es que no tienen cobertura global.

Hemos investigado las técnicas de inversión de datos magnéticos para determinar la profundidad de las fuentes que generan las anomalías, y hemos llegado a la conclusión que las técnicas lineales son las que producen mejores resultados prácticos cuando se trabaja con conjuntos de datos grandes. Estas técnicas se dividen en dos grupos principales, según las suposiciones hechas sobre el origen de las anomalías magnéticas: 1) las que denominamos *espectrales*, en las cuales se supone que la magnetización de la corteza tiene un alto grado de aleatoriedad; son mejor aplicables a corteza oceánica y en modo regional; 2) las que denominamos *espaciales*, que son aquellas con las cuales se intenta determinar las posiciones de los vértices que definen los cuerpos magnéticos; son de mayor resolución pero difíciles de automatizar como para que no haga falta la inspección visual al decidir sobre aceptación o rechazo de estimadores.

Hemos desarrollado una nutrida experimentación con dos métodos de cada clase.

El método *espectral 1*, basado en análisis de Fourier, nos permite detección automática de fuentes profundas produciendo resultados razonables en escala regional. Lo hemos aplicado a los datos de 37 perfiles aeromagnéticos, obteniendo un estimador de profundidad cada 10 km. En la zona de cobertura de los datos USAC hemos grillado estos estimadores, generando mapas de profundidad al basamento y espesor sedimentario.

El método *espectral 2* (de Phillips) se basa en el cálculo de autocorrelaciones con el método de máxima entropía. Tuvimos que modificar mucho el programa original, que tenía errores en los algoritmos numéricos. Es prácticamente insensible al valor absoluto de la profundidad de las fuentes. Puede servir como filtro para un análisis semi empírico con imágenes.

El método *espacial 1* (deconvolución de Werner) se basa en una regresión múltiple para el ajuste de los parámetros que determinan un vértice. Es de alta resolución, aunque los resultados son muy sensibles al método de cálculo de la derivada horizontal de la anomalía magnética. Requiere inspección visual de los estimadores.

El método *espacial 2* (método de O'Brien) consiste en una auto regresión espacial de la derivada horizontal del campo. Arroja como resultado la ubicación y profundidad de los vértices. Su resolución puede ser excelente, pero se deteriora muy rápidamente con el aumento de la relación señal ruido. También requiere inspección visual.

Los resultados obtenidos para la región del mar de Weddell nos muestran que la profundidad del basamento aumenta sensiblemente a partir de la costa de la Península Antártica y la presencia de una cuña sedimentaria aproximadamente paralela al margen, con eje en el borde de la plataforma continental, que supera en partes los 12 km de espesor. Es esta la zona de corteza más antigua (jurásica) del mar de Weddell. La existencia de esta cuenca es compatible con la extrapolación de resultados de estudios geológicos y geofísicos hechos en zonas costeras. El basamento se eleva hacia el Este de la cuña, coincidiendo con un brusco cambio en edad de la corteza debido a la particular evolución que tuvo el mar de Weddell, generado por la deriva de la Península Antártica desde una posición adyacente al Sur de Sudamérica hasta la posición en que ahora se encuentra.

El cociente entre las transformadas de Fourier de un perfil de anomalías gravimétricas de aire libre y del correspondiente perfil topográfico constituye lo que se denomina *función de admitancia*. Analizando su variación con el número de onda se puede extraer información sobre las propiedades elásticas de la corteza y sobre los modos de compensación isostática, para lo cual ha sido utilizada en zonas continentales y oceánicas así como también en márgenes continentales pasivos.

Analizamos teórica y numéricamente el comportamiento de esta función en márgenes continentales de tipo Atlántico, encontrando las siguientes diferencias con respecto a regiones oceánicas: 1) no es independiente de la batimetría; 2) su parte imaginaria no se anula, salvo para números de onda muy bajos; 3) tiende asintóticamente a un valor promedio constante con picos y valles intercalados, en lugar de decaer exponencialmente.

Trabajamos con datos gravimétricos aéreos, marinos y derivados de altimetría satelitaria en la región del mar de Weddell Oeste, junto con datos batimétricos de la compilación GEBCO. Con ellos se mostramos cómo, mediante el uso de la fase de la función de admitancia, pudimos corregir errores en la batimetría a partir de los datos de gravedad, y elaborar un nuevo mapa batimétrico para la zona, en el que se observa que el margen resulta desplazado alrededor de 100 km hacia el Oeste respecto al mapa GEBCO entre los 66° y 70° Sur.

La posición de la Península Antártica y demás componentes de Antártida Occidental en el supercontinente de Gondwana ha sido y sigue siendo objeto de debate. Su evolución posterior está estrechamente ligada a la apertura del Mar de Weddell.

El análisis de una nueva compilación de datos magnéticos en este mar, que incluye además todos sus márgenes y la Península Antártica, nos ha permitido formular una nueva propuesta sobre la ubicación inicial y movimientos de deriva que siguieron a la ruptura hasta la época de la anomalía magnética 34 (84 Ma). Hemos utilizado también datos de paleotopografía y anomalías magnéticas en el Sur de Sudamérica y la plataforma de Malvinas y analizado la yuxtaposición de márgenes en el ajuste Jurásico.

La corteza del mar de Weddell se generó casi exclusivamente por la separación entre Antártida Oeste y Sudamérica, siendo la excepción la posibilidad de que la posición inicial del punto triple al abrirse el Océano Atlántico haya estado en el centro de este mar y permanecido allí por un período de 20 Ma.

La posición inicial de la Península Antártica se ubica en el margen SO de Sudamérica en compatibilidad con la propuesta proveniente de estudios geológicos de que se separó con la formación de la cuenca marginal de Rocas Verdes. Los

movimientos subsiguientes se subdividen en cuatro etapas, que globalmente implican una rotación dextrógira de casi 90° en conjunción con una traslación hacia el Sur si se toma Sudamérica como referencia. Si se considera que todos los bloques continentales que componen Antártida Oeste compartieron estos movimientos, los resultados son razonables en el sentido de que no se producen superposiciones de masas continentales, y son entonces compatibles con la idea generalizada de que si hubieron desplazamientos relativos entre estos bloques, no fueron demasiado grandes, por lo menos a partir de los 140 Ma.

La discontinuidad entre el fondo oceánico creado por deriva entre Antártida y Sudamérica por un lado y entre Antártida y África por otro estaría ubicado aproximadamente a la longitud 20° W, llegando hasta el margen de Antártida Este.