

MODELIZACIÓN NUMÉRICA DE PROCESOS DE DELAMINACIÓN ASIMÉTRICA Y REMOCIÓN CONVECTIVA: COMPARACIÓN CON MODELOS DE EVOLUCIÓN DEL MAR DE ALBORÁN

J.L. Valera¹, A.M. Negredo¹ y A. Villaseñor²

1 Departamento de Física de la Tierra, Astronomía y Astrofísica I, Facultad Ciencias Físicas, Universidad Complutense de Madrid, 28040 Madrid. jvalera@fis.ucm.es, anegredo@fis.ucm.es

2 Instituto de Ciencias de la Tierra «Jaume Almera», CSIC, Lluís Solé i Sabarís s/n, 08028 Barcelona. antonio@ija.csic.es

Resumen: Hasta la fecha se han propuesto diferentes modelos conceptuales sobre la formación del Mar de Alborán. Estos modelos se basan en diferentes mecanismos para explicar la aparición de extensión dentro de un marco regional de compresión entre África y Eurasia. En este estudio utilizamos un algoritmo de modelización numérica termo-mecánica para evaluar de manera cuantitativa y comparada dos de los mecanismos propuestos: la remoción convectiva «in situ» de una raíz litosférica, y la delaminación asimétrica de manto litosférico que se propaga lateralmente. Los resultados muestran que el primer mecanismo no produce adelgazamiento cortical ni litosférico significativo, mientras que el mecanismo de delaminación reproduce de manera satisfactoria las características principales del Mar de Alborán y zonas circundantes: la distribución de adelgazamiento/engrosamiento, la ocurrencia de sismicidad de profundidad intermedia y la estructura del manto superior deducida de las imágenes de tomografía sísmica. Se muestra que la corteza inferior puede alcanzar profundidades de 100-150 km en algunas zonas estrechas debido al arrastre viscoso que ejerce el «slab» de manto litosférico en hundimiento.

Palabras clave: modelización numérica termo-mecánica, remoción convectiva, delaminación continental, Mar de Alborán.

Abstract: Different conceptual models for the formation of the Alboran Sea have been proposed to date. These models are based on different mechanisms to explain the presence of extension within a regional context of compression between Africa and Eurasia. In this study we have developed a numerical algorithm for thermo-mechanical modelling to evaluate in a quantitative and comparative way two of the main proposed mechanisms: the «in situ» convective removal of a lithospheric root, and the laterally propagating asymmetric delamination of lithospheric mantle. Our results show that the first mechanism does not produce any lithospheric or crustal significant thinning, whereas the delamination mechanisms is shown to successfully reproduce first order features of the Alboran Sea and surrounding zones: the thinning/thickening distribution, the occurrence of intermediate depth seismicity and the upper mantle structure imaged by seismic tomography. The lower crust is shown to be able to reach depths of 100-150 km in some narrow areas, due to the mechanically-driven viscous drag of the downwelling mantle.

Key-words: thermo-mechanical numerical modelling, convective removal, continental delamination, Alboran Sea.

Valera, J.L., Negredo, A.M. y Villaseñor, A. (2007). Modelización numérica de procesos de delaminación asimétrica y remoción convectiva: comparación con modelos de evolución del Mar de Alborán. *Revista de la Sociedad Geológica de España*, 20 (3-4): 287-300.

La evolución del Mar de Alborán ha despertado un gran interés durante los últimos años debido a la complejidad de su evolución. A pesar del marco regional de compresión entre las placas africana y euroasiática, desde el Mioceno inferior esta zona ha sufrido extensión y adelgazamiento de una corteza previamente engrosada. La extensión ocurrió simultáneamente con la formación de cabalgamientos y acortamiento en las zonas externas de la cordillera Bético-Rifeña (*e.g.*, García-Dueñas *et al.*, 1992; Comas *et al.*, 1992). Según el estudio de Torné *et al.* (2000),

que integra datos sísmicos, gravimétricos, de elevación y de flujo de calor superficial, la estructura actual se caracteriza por la presencia de corteza continental adelgazada, cuyo espesor varía desde unos 36 km bajo las zonas internas de las cordilleras Bética y Rif, hasta los 15-20 km de espesor en el centro del Mar de Alborán; y por la presencia de manto litosférico adelgazado, con un espesor que varía entre 140 km en el Arco de Gibraltar hasta menos de 50 km en la región más oriental de la Cuenca de Alborán. Estos resultados coinciden en líneas generales con los obtenidos por

Fullea *et al.* (2007) quienes utilizan datos de elevación y geoide para calcular el espesor cortical y litosférico bajo la hipótesis de isostasia local. Por su parte, el modelo tridimensional de Fullea (2008), que integra observaciones de flujo de calor superficial, elevación y anomalías de gravedad y de geoide, predice unos espesores litosféricos considerablemente más elevados en el Arco de Gibraltar, superando los 180 km en el Estrecho de Gibraltar.

Diferentes autores han propuesto varios modelos conceptuales para explicar la evolución en el Neógeno del Mar de Alborán. Aquí resumimos los más representativos. Un primer conjunto de modelos propone un mecanismo de remoción convectiva (Fig. 1A; ver Houseman y Molnar, 2001 y sus referencias para una explicación más detallada de este mecanismo). Según Platt y Vissers (1989), la convergencia entre África y Eurasia generó un orógeno que era gravitacionalmente inestable debido a que la raíz litosférica era más fría y densa que el manto circundante. Como resultado de esto, el manto litosférico se hundió y fue progresivamente reemplazado por material astenosférico, menos denso. El material litosférico en descenso, según este modelo conceptual, se desprendió y hundió en la astenosfera dejando una corteza engrosada y un manto litosférico adelgazado.

Un segundo conjunto de modelos se basa en el mecanismo de delaminación (García-Dueñas *et al.*, 1992; Docherty y Banda, 1995; Seber *et al.*, 1996; Mézcua y Rueda, 1997; Platt *et al.*, 1998). El proceso físico de la delaminación fue propuesto por Bird (1979). Este autor propuso que, dado un conducto astenosférico a través del manto litosférico que conectara la astenosfera y la corteza inferior, el material astenosférico fluiría lateralmente a lo largo de la base de la corteza, desgajando el manto litosférico, que se hundiría en la astenosfera debido al contraste de densidades. Calvert *et al.* (2000) propusieron un

modelo conceptual de evolución para el Mar de Alborán, basado en una modificación del modelo de Platt y Vissers (1989), para explicar los resultados de su detallado estudio tomográfico. Este modelo evolutivo se basaba en un mecanismo de delaminación de un manto litosférico previamente engrosado por la convergencia entre las placas tectónicas de África y Eurasia (Fig. 1B). Según este modelo, la sismicidad subcortical intermedia ocurre en la parte superior de un «slab» o laja de litosfera que se hunde en la astenosfera.

Diferentes estudios con tomografías sísmicas de ondas P y S muestran que esta sismicidad intermedia se localiza en un área de baja velocidad sísmica, lo que se ha interpretado como indicativo de subducción activa de corteza continental bajo la Cordillera Bética y el Mar de Alborán (Serrano *et al.*, 1998; Morales *et al.*, 1999). A profundidades mayores (entre 200 y 700 km), numerosos estudios de tomografía sísmica (*e.g.*, Blanco y Spakman, 1993; Calvert *et al.*, 2000; Spakman y Wortel, 2004), ponen en evidencia la existencia de una marcada anomalía de alta velocidad de las ondas sísmicas bajo la Cordillera Bética y el Mar de Alborán, orientada en dirección aproximadamente suroeste-noreste y con buzamiento hacia el sureste. Esos mismos estudios muestran la presencia de una zona de bajas velocidades sísmicas bajo la costa sureste de la Península Ibérica, la cual se interpreta como debida a un proceso de desprendimiento del «slab» tanto en modelos de delaminación (Fig. 1B; Calvert *et al.*, 2000) como de subducción (Spakman y Wortel, 2004).

La figura 2 muestra una sección vertical del modelo tomográfico global de ondas P de Villaseñor *et al.* (2003) que cruza, de noroeste a sudeste, la Cuenca del Guadalquivir, el Arco de Gibraltar y el Mar de Alborán. Esta sección vertical es aproximadamente perpendicular a la dirección de la anomalía de alta velocidad de ondas P observada en el manto superior bajo la Cordillera Bética y el Mar de Alborán. Además, dicha sección coincide con la

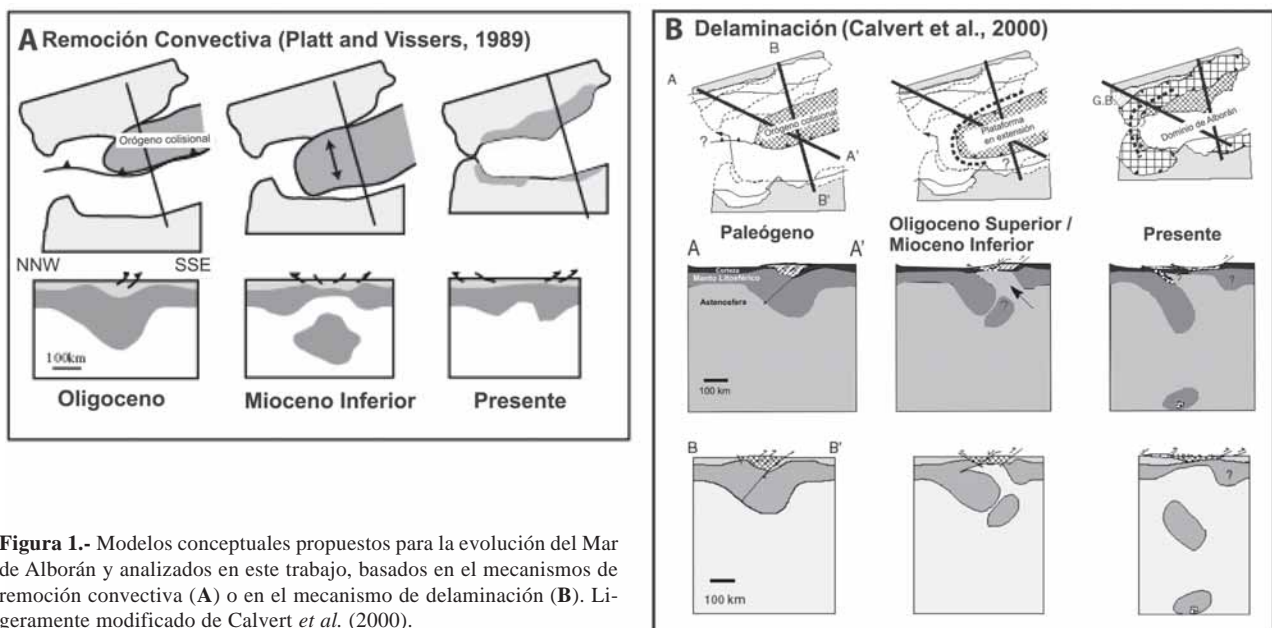


Figura 1.- Modelos conceptuales propuestos para la evolución del Mar de Alborán y analizados en este trabajo, basados en el mecanismos de remoción convectiva (A) o en el mecanismo de delaminación (B). Ligeramente modificado de Calvert *et al.* (2000).

sección AA' que utilizan Calvert *et al.* (2000) para ilustrar su modelo de delaminación continental (Fig. 1B). Esta imagen tomográfica es consistente con las imágenes previas (Serrano *et al.*, 1998; Morales *et al.*, 1999) que mostraban que la sismicidad de profundidad intermedia ocurre en un área de baja velocidad de ondas P.

Un tercer conjunto de modelos explican la evolución de esta zona como el resultado de la

verticalización y retroceso («roll-back») de un «slab» que subduce hacia el este, bien de forma activa (*e.g.*, Gutscher *et al.*, 2002) o extinguida (*e.g.*, Lonergan y White, 1997), de litosférica continental (Morales *et al.*, 1999) u oceánica (*e.g.*, Gutscher *et al.* 2002, Duggen *et al.*, 2003, 2004, 2005), situado bajo la actual posición del Arco de Gibraltar (*e.g.*, Lonergan y White, 1997; Spakman y Wortel, 2004) o en el centro del Golfo de Cádiz (Gutscher *et al.*, 2002), o con una zona de

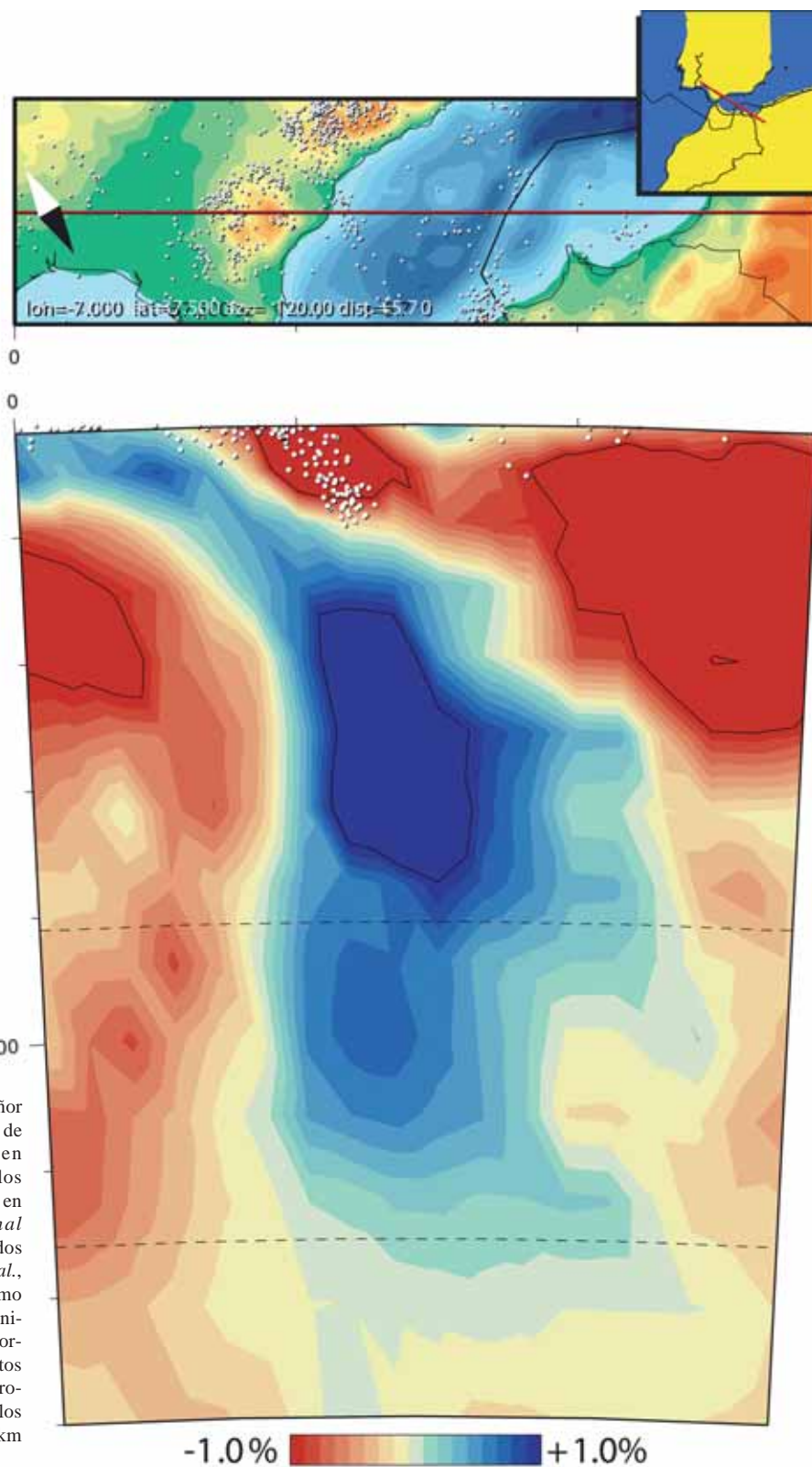


Figura 2.- Imagen tomográfica de Villaseñor *et al.* (2003), basada en un modelo global de propagación de ondas P. La imagen tomográfica ha sido obtenida usando los tiempos de llegada de terremotos listados en los boletines del «International Seismological Centre» (ISC), reprocesados usando la metodología EHB (Engdahl *et al.*, 1998). El método de inversión es el mismo de Bijwaard *et al.* (1998), pero con un significativo aumento de datos gracias a la incorporación de tiempos de llegada de terremotos regionales. Los círculos blancos son la proyección sobre la imagen tomográfica de los terremotos ocurridos en una banda de 100 km de ancho centrada en la sección.

cabalgamientos activos que se extendería hasta las montañas submarinas del Banco de Goringe en el Atlántico oriental (e.g., Royden, 1993).

En este trabajo hemos desarrollado y aplicado un nuevo código numérico en lenguaje MATLAB llamado TEMESCH para simular la evolución termomecánica de la litosfera durante una remoción convectiva «in situ» y durante un proceso de delaminación. Con nuestras simulaciones numéricas perseguimos evaluar comparativa y cuantitativamente ambos modelos conceptuales a fin de evaluar cuál de estos dos procesos geodinámicos reproduce mejor las características de primer orden del Mar de Alborán. En el caso de la delaminación, nuestro objetivo es reproducir numéricamente el modelo conceptual propuesto por Calvert *et al.* (2000), considerando que es el modelo conceptual de delaminación más completo y mejor fundamentado de los propuestos para la zona.

Cabe destacar que el objetivo de la presente modelización no es reproducir en detalle la evolución de una zona tan compleja, con una marcada geometría tridimensional a escala litosférica, sino evaluar cuantitativamente procesos geodinámicos que involucran a todo el manto superior. Para estos procesos, atendiendo a la estructura de velocidades sísmicas y a los modelos conceptuales propuestos, la hipótesis de flujo bidimensional adoptada en este estudio puede ser aceptable en una primera aproximación.

Al adoptar una aproximación de tipo viscoso y no elástico, no podemos simular apropiadamente aspectos significativos de la subducción, como el acoplamiento entre la placa subducente y la placa superior, por lo que nos hemos centrado en la comparación entre los mecanismos propuestos de remoción convectiva y delaminación. Compararemos nuestros resultados con imágenes recientes de tomografía sísmica de la zona, la distribución de sismicidad y el adelgazamiento/engrosamiento de corteza y manto litosférico en diferentes regiones.

Ecuaciones fundamentales

Los procesos de delaminación y remoción convectiva son consecuencia del balance de fuerzas de flotabilidad o empuje, por lo que pueden ser descritos por las ecuaciones de conservación de la masa, momento y energía. Hemos desarrollado un código dinámica y térmicamente auto-consistente para resolver estas ecuaciones. Nuestra formulación físico-matemática está basada en el estudio de Schmeling (1989), pero nosotros lo hemos desarrollado de modo dimensional. Hemos aplicado las siguientes hipótesis: primero, consideramos flujo bidimensional; segundo, despreciamos las fuerzas inerciales. Esta hipótesis sólo puede ser aplicada para flujos muy viscosos; esto es, fluidos con un elevado número de Prandtl. Y en tercer lugar, aplicamos la Aproximación de Boussinesq Extendida (EBA, en sus siglas en inglés). Tal y como explican Spiegel y Veronis (1960), la Aproximación de Boussinesq puede resumirse en dos afirmaciones: «(1) las fluctuaciones en

densidad que aparecen con la advección resultan principalmente de efectos térmicos, y (2) en las ecuaciones de conservación de masa y momento, las variaciones de densidad pueden ser despreciadas excepto cuando están multiplicadas por la aceleración de la gravedad en la fuerza de flotabilidad». En comparación con la Aproximación de Boussinesq, la EBA incluye el efecto térmico de la compresión (e.g., Tritton, 1988; Schmeling, 1989; Ita y King, 1994). Despreciar las fuerzas inerciales en un flujo viscoso bajo la aproximación EBA implica asumir que el fluido es incompresible. El código incluye la posibilidad de considerar la transformación de fase de olivino a polimorfos de alta presión con estructura de espinela, cuya fase final es la ringwoodita o α -olivino. Por simplicidad, hablaremos siempre de ringwoodita como producto final de la transición de fase, omitiendo la transición intermedia de olivino a wadsleyita o β -olivino.

Bajo las hipótesis mencionadas, las ecuaciones de conservación de la masa y del momento se pueden combinar para obtener el sistema de ecuaciones de Navier-Stokes (1):

$$\frac{\partial P}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) \right] \quad (1)$$

$$\frac{\partial P}{\partial z} + \rho g = \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial u_z}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial z} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial u_z}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial z} \right) \right]$$

Aquí, x y z son las coordenadas espaciales horizontal y vertical (z se considera positiva hacia abajo, en el mismo sentido que la gravedad); P es la presión; m es la viscosidad del fluido; u_x y u_z son las componentes del vector velocidad; ρ es la densidad; y g es la aceleración de la gravedad.

Siguiendo el procedimiento clásico de aplicar derivadas cruzadas a cada término y restar una ecuación de otra, podemos eliminar el término de la presión. Reescribimos la ecuación en función de la «función de corriente» Ψ y obtenemos la ecuación (2), ecuación no lineal de cuarto orden. Añadiendo la ecuación de conservación de la energía (3) obtenemos el siguiente sistema de ecuaciones:

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho g) = 4 \frac{\partial^2}{\partial x \partial z} \left[\mu \frac{\partial^2}{\partial x \partial z} \Psi \right] + \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \left[\mu \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \Psi \right] \quad (2)$$

$$\left(1 + \frac{L_T}{C_p} \frac{\partial \beta}{\partial T} \right) \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u_x \frac{\partial T}{\partial x} + u_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \frac{H}{C_p} - \frac{1}{\rho C_p} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) \right] + \left(\frac{\alpha g T}{C_p} + \frac{L_T}{C_p} \frac{\partial \beta}{\partial z} \right) u_z + \frac{8\mu}{\rho C_p} \dot{\epsilon}_{xx} \dot{\epsilon}_{zz} \quad (3)$$

donde la velocidad está relacionada con la función de corriente por las ecuaciones:

$$u_x = \frac{\partial \Psi}{\partial z} = \Psi_z; \quad u_z = -\frac{\partial \Psi}{\partial x} = -\Psi_x \quad (4)$$

En la ecuación (3) L_T es el calor latente intercambiado en la transformación de fase; C_p es el calor específico; b es la fracción de material transformado en la transición de fase (es decir, fracción de ringwoodita); T es la temperatura; H es la producción radiogénica de calor; k es la conductividad térmica; a el coeficiente de expansión térmica y $\dot{\epsilon}_{ij}$ son las componentes del tensor velocidad de deformación. Las fuentes de calor consideradas, términos de la derecha en la ecuación (3), incluyen la producción radiogénica de calor, la conducción, el calentamiento adiabático, el calor latente liberado en la transición de fase (junto con el término con L_T en la izquierda de la ecuación) y el calentamiento por cizalla o disipación viscosa. Los valores de los parámetros usados están listados en la Tabla I.

La densidad y la viscosidad son fuertemente dependientes de la temperatura y son responsables del acoplamiento entre las ecuaciones del movimiento (2) y de la temperatura (3). El dominio de nuestro modelo abarca todo el manto superior e incluye cuatro capas: corteza superior, corteza inferior, manto litosférico y astenosfera (con astenosfera nos referimos a todo el manto superior por debajo de la litosfera). Consideramos densidad y viscosidad constantes para la corteza superior e inferior (2800 kg/m^3 , 10^{23} Pa s en la corteza superior; 3050 kg/m^3 , 10^{20} Pa s en la corteza inferior). Estos valores de viscosidad, menores en la corteza inferior, tienen en cuenta la mayor movilidad de la corteza inferior y la mayor rigidez de la corteza superior (e.g., Marotta *et al.*, 1998; Schott y Schmeling, 1998). Adoptamos la hipótesis, comúnmente utilizada en los modelos térmicos, de suponer que el límite entre el manto litosférico y la astenosfera es sólo térmico (1350°C) y no composicional. La ecuación de estado utilizada para el manto, con densidad dependiente de la temperatura y de la fase mineralógica (olivino o ringwoodita), es:

$$\rho = \rho_0(1 - \alpha T) + \Delta\rho_{ol-rw}\beta \quad (5)$$

donde ρ_0 es la densidad de referencia y $\Delta\rho_{ol-rw}$ es la diferencia entre la densidad de la ringwoodita y el olivino, nula en los modelos numéricos que no incluyen esta transición. En el manto, siguiendo a Rüpke *et al.* (2004), utilizamos una ley de viscosidad newtoniana, dependiente exponencialmente de la temperatura y con un aumento con la profundidad que simula el incremento en viscosidad en la zona de transición, bajo los 450 km de profundidad:

$$\mu(T, z) = \mu_0\mu(z)\exp\left[b\left(\frac{T_0}{T} - 1\right)\right] \quad (6)$$

$$\mu(z) = 1 + \left(\frac{250-1}{2}\right)\left\{1 + \tanh[0.01(z-450)]\right\} \quad (7)$$

b es el parámetro que caracteriza la dependencia de la viscosidad con la temperatura, T_0 es la temperatura de referencia en la base del manto litosférico. El valor máximo de la viscosidad en el manto ha sido fijado a $2.5 \times 10^{22} \text{ Pa s}$. Los valores de todos estos parámetros vienen recogidos también en la Tabla I.

Cuando consideramos la transición de fase, para calcular la fracción (b) de ringwoodita y sus derivadas a cualquier temperatura y profundidad, y la profundidad a la que la transición de fase ocurre, hemos seguido el enfoque propuesto por Schmeling *et al.* (1999) y Tezlaff y Schmeling (2000). Negredo *et al.* (2004) explican este punto con mayor detalle.

En este estudio presentaremos algunos modelos numéricos con valores dependientes de la temperatura para la densidad y viscosidad del manto litosférico y astenosfera, resolviendo el sistema acoplado de ecuaciones (2) y (3). En estas primeras aplicaciones del código, por simplicidad no consideraremos los efectos del calentamiento por cizalla ni los efectos debidos a la transición de fase. Por lo que ambos términos serán anulados en la ecuación de la conservación de la energía (3). Posteriormente presentaremos algunos modelos numéricos considerando la transición de olivino a ringwoodita a fin de mostrar sus efectos.

Método numérico

Para resolver la ecuación de movimiento hemos aplicado un esquema de diferencias finitas centradas de segundo orden. Consideraremos condiciones de contorno de «deslizamiento libre» («*free slip*»); esto es, esfuerzos de cizalla nulos en todos los contornos. (Fig. 3). La solución de la ecuación en cada nodo se calcula en términos de los 12 nodos más cercanos. La matriz del sistema es cuadrada, simétrica y diagonalmente dominante, con sólo 12 diagonales no nulas. El sistema puede resolverse utilizando un método muy robusto de factorización triangular superior e inferior por eliminación Gaussiana con «pivote parcial» que viene incluido en el código MATLAB estándar.

La ecuación térmica se resuelve aplicando un esquema Implícito de Diferencias Alternadas (ADI en inglés) centrado de segundo orden, que resuelve implícitamente la variable dependiente en una dirección en el tiempo $p + 1/2$ y, después, en la otra dirección en el tiempo $p + 1$. Cada paso (de 0.5 Ma) se resuelve aplicando el Algoritmo de Thomas (Negredo *et al.*, 2004 para explicaciones más detalladas). Las condiciones de contorno para la temperatura son temperatura fija en superficie (0°C) y flujo de calor constante en la base (Q_b). Imponemos flujo de calor horizontal cero en los contornos laterales (Fig. 3).

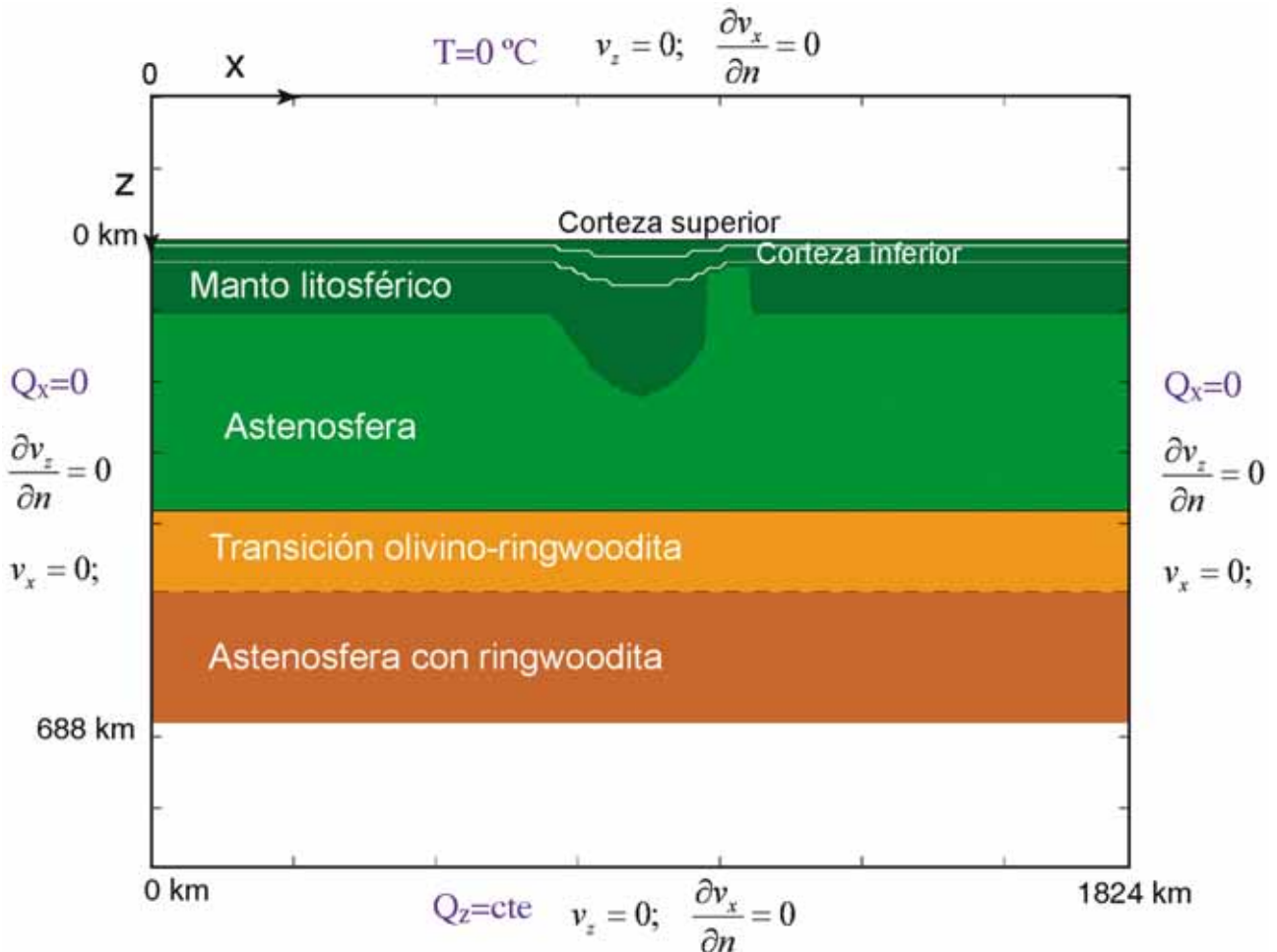


Figura 3.- Dominio del modelo para delaminación incluyendo la geometría inicial y las condiciones de contorno. La geometría inicial para el modelo de remoción convectiva es sin canal y con una perturbación simétrica. Consideramos condiciones de desplazamiento libre o «free slip» (esfuerzos de cizalla nulos) en todos los contornos. Las condiciones iniciales de temperatura son temperatura fija en la superficie y flujo de calor constante en la base y flujo de calor horizontal nulo en los contornos laterales. El modelo también incluye la posibilidad de considerar la transformación de olivino a ringwoodita.

Hemos usado dos mallas diferentes: una malla euleriana con nodos fijos y una malla lagrangiana con «marcadores» móviles que transportan las propiedades del material. La malla euleriana es una caja cartesiana de dimensión horizontal doble que la vertical (de 1824 x 688 km) con 115 x 44 nodos en las direcciones x y z respectivamente, y un paso de malla de 16 km. La malla lagrangiana tiene tres veces más marcadores que nodos en cada dirección. La extensión horizontal de la caja es suficientemente grande para evitar efectos de borde.

El estado inicial considerado para el modelo de remoción convectiva asume la presencia de un área de litosfera orogénica, con raíz cortical y litosférica, y supone que la convergencia ya ha cesado. Imponemos una distribución inicial de material y , según esta distribución, calculamos nuestro estado inicial térmico. Siguiendo a Schott y Schmeling (1998), consideramos una raíz orogénica de forma sinusoidal en el modelo físico. La amplitud de onda de la perturbación w se calcula con la expresión:

$$w = h + w_{\max} \cos\left(\frac{2\pi(x - x_{\text{pert}})}{\lambda}\right) \quad (8)$$

donde h es el espesor de la capa no perturbada; w_{\max} es la amplitud máxima de la perturbación; x es la coordenada horizontal; x_{pert} es la posición de la perturbación (normalmente la mitad de la extensión horizontal); y λ es la longitud de onda de la perturbación (ver Tabla I). Los espesores iniciales (no perturbados) de la corteza inferior (22 km), superior (15 km) y del manto litosférico (120 km) son modificados según esta ecuación para simular la raíz litosférica, hasta casi duplicar el espesor inicial de cada capa en el centro de la perturbación. De esta manera tenemos un espesor cortical inicial máximo de 64 km en la zona orogénica, coherente con los 60 km utilizados en los cálculos térmicos de Platt *et al.* (1998). Las isothermas de cada capa están desplazadas también hacia abajo siguiendo el espesor de cada capa de material. Este estado inicial es diferente del que consideran Morency y Doin (2004), quienes imponen una estructura cortical sobrepuesta al estado inicial térmico calculado. Los perfiles verticales de viscosidad y densidad en el estado inicial, calculados en una columna no perturbada y en otra situada en el centro de la perturbación, considerados para este modelo pueden encontrarse en la figura 4. Estos valores

fueron escogidos para reproducir la evolución del Mar de Alborán y son compatibles con los valores dados en la modelización litosférica de Torné *et al.* (2000). Para la corteza inferior hemos considerado valores relativamente elevados de la densidad, acordes con los utilizados comúnmente en la modelización litosférica de zonas orogénicas (*e.g.*, Jiménez-Munt *et al.*, 2008) y en modelos numéricos de evolución de orógenos (*e.g.*, Schott y Schmeling, 1998). Para evitar la complejidad numérica de trabajar con numerosos cuerpos, hemos adoptado estos mismos valores de densidad en la zona no perturbada. De esta manera, la densidad cortical media resultante en la zona no perturbada (2967 kg/m^3) dista de cualquiera de los valores deducidos en la región. Sin embargo, puesto que la evolución del modelo depende fundamentalmente de las características de la zona engrosada, consideramos que haber utilizado valores de densidad excesivamente elevados en la zona no perturbada no afecta significativamente a los resultados.

La convergencia de los resultados ha sido contrastada variando la resolución espacial y temporal. Además, hemos realizado pruebas de sensibilidad para escoger la resolución espacial que permite un mejor compromiso entre la calidad de la solución y el tiempo

de cálculo. Al igual que otros códigos similares (*e.g.*, Schmeling y Marquart, 1991), TEMESCH se vuelve inestable con contrastes muy fuertes de viscosidad. En nuestro caso, la inestabilidad está relacionada con los algoritmos de interpolación utilizados. Hemos realizado más de treinta ejecuciones del código combinando diferentes métodos de interpolación y los mejores resultados se obtuvieron utilizando el Método V4 de MATLAB para la interpolación de nodos a marcadores, e interpolación lineal para la interpolación de marcadores a nodos. El método V4, basado en el algoritmo de Sandwell (1987), está optimizado para la interpolación desde una malla fija a una nube irregular de puntos, mientras que es demasiado lento para el proceso inverso.

Resultados

Modelo de remoción convectiva

El primer modelo conceptual que hemos analizado con nuestro código termo-mecánico completamente acoplado es el modelo de remoción convectiva.

La evolución se muestra en la figura 5. La raíz litosférica, más fría y densa que el manto circundante, se hunde de modo continuo hasta la base del manto

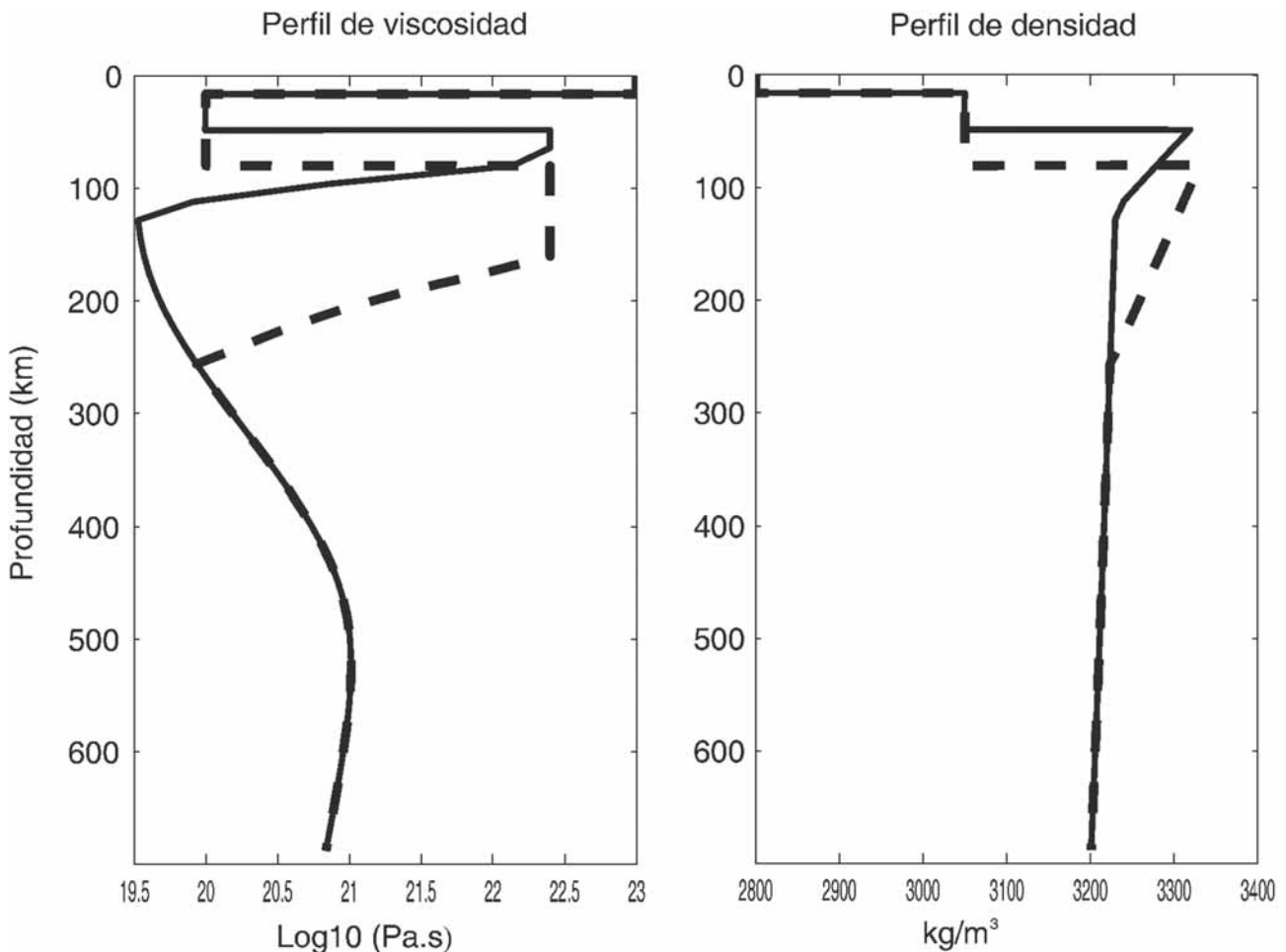


Figura 4.- Perfiles verticales de densidad y viscosidad calculados en el estado inicial en una columna no perturbada (línea continua) y en una columna situada en el centro de la perturbación que simula el orógeno (línea discontinua).

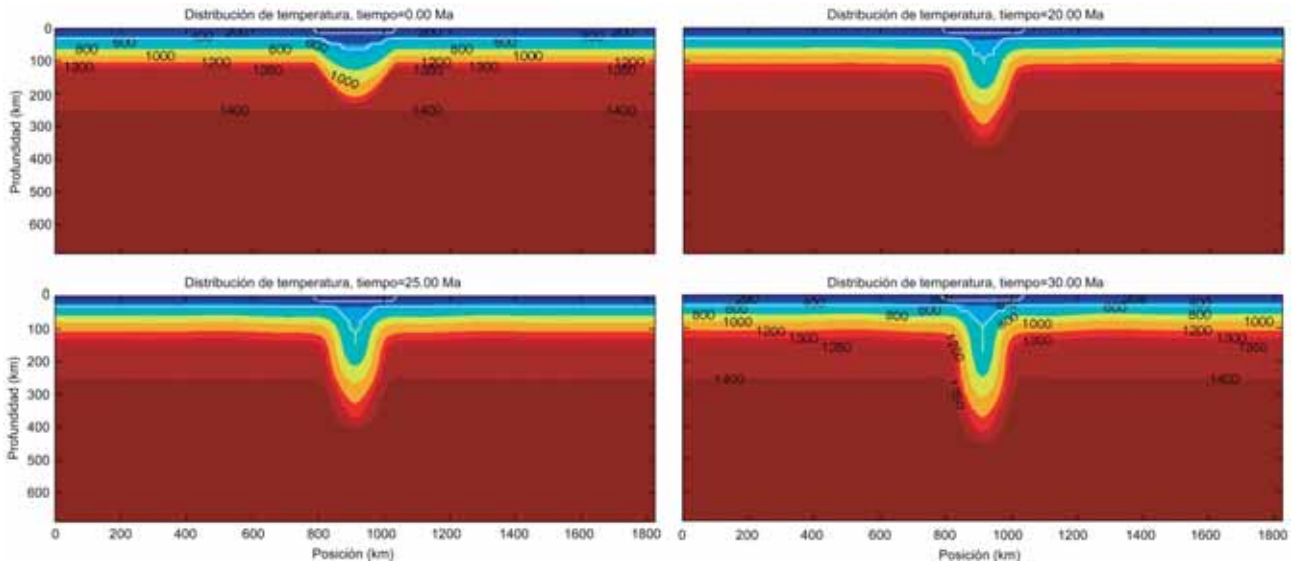


Figura 5.- Evolución del modelo de remoción convectiva con parámetros dependientes de la temperatura. Los colores marcan las isotermas (en °C). Las líneas blancas indican la base de la corteza superior e inferior. No se observa adelgazamiento litosférico ni cortical. El manto litosférico descende hacia la base del manto superior sin que se observe ruptura ni desprendimiento del material.

superior debido a que el contraste de densidades ejerce una flotabilidad negativa. Tras 30 Ma de evolución, según nuestro modelo numérico este mecanismo no produce un adelgazamiento significativo en la litosfera ni en la corteza. No se obtiene la ruptura y desprendimiento del «slab» previsto por el modelo. En la sección de Discusión se comparan nuestros resultados con los obtenidos en otros modelos de evolución de raíces litosféricas.

Modelo de delaminación

Los resultados de la aplicación de nuestro código TEMESCH al modelo de delaminación son más interesantes. Nuestro objetivo es comprobar desde las leyes físicas el modelo conceptual de delaminación propuesto por Calvert *et al.* (2000). Para hacer esto,

comenzamos con el mismo estado inicial que hemos considerado en el modelo de remoción convectiva; pero, siguiendo a Bird (1979), imponemos un «conducto» vertical que conecte la corteza inferior con la astenosfera atravesando el manto litosférico. Este «conducto» es el desencadenante del proceso de delaminación al permitir que el material astenosférico, más caliente y menos denso, fluya lateralmente por la Moho y reemplace el material litosférico más frío y más denso. Schott y Schmeling (1998) proponen una amplia zona de baja viscosidad de más de 200 km de ancho que facilite la intrusión de material astenosférico en la Moho. Nuestro «conducto» tiene unas dimensiones inferiores. La presencia de este «conducto» se muestra crucial para reproducir el proceso de delaminación. Como posibles orígenes de este conducto, Turcotte (1983) propone que la astenosfera asciende a través de

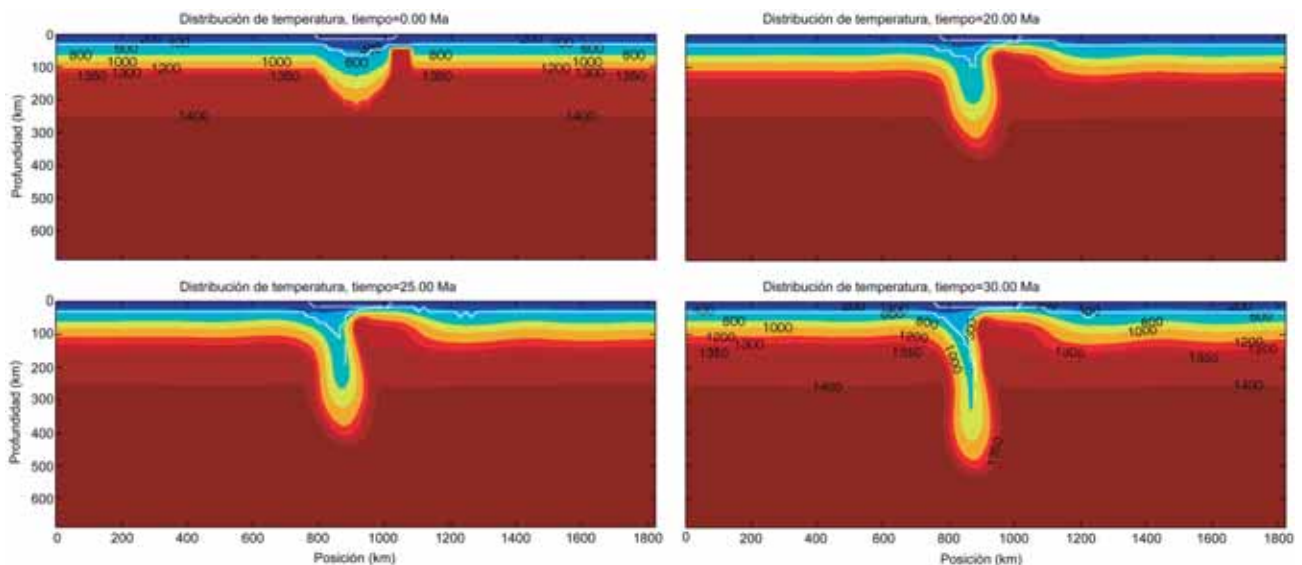


Figura 6.- Evolución del modelo de delaminación con parámetros dependientes de la temperatura. La representación es la misma que en la figura anterior. Hay material de la corteza inferior hasta profundidades de unos 150 km arrastrada por el «slab» descendente. El manto litosférico se recupera progresivamente bajo la corteza inferior por relajación térmica.

Símbolo en las ecuaciones	Significado	Valor
g	Aceleración de la gravedad	9.8 m s^{-2}
w_{max-LC}	Amplitud máxima de la perturbación en la corteza inferior	33 km
w_{max-UC}	Amplitud máxima de la perturbación en la corteza superior	15 km
w_{max-L}	Amplitud máxima de la perturbación en el manto litosférico	121.8 km
C_p	Calor específico	$1.3 \times 10^3 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$
L_T	Calor latente liberado en la transformación ol-rw	0 (no considerado)
$\Delta\rho_{ol-rw}$	Cambio de densidad por la transformación de fase ol-rw	181 kg m^{-3} (sólo en Fig. 7)
α	Coefficiente de expansión térmica	$3.7 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$
k	Conductividad térmica	$3.2 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$
h_{LC}	Espesor de la corteza inferior	22 km
h_{UC}	Espesor de la corteza superior	15 km
h_L	Espesor del manto litosférico	120 km
	Extensión horizontal	1824 km
	Extensión vertical	688 km
Q_b	Flujo de calor basal	0.014 W m^{-2}
	Límite máximo para la viscosidad del manto	$2.5 \times 10^{22} \text{ Pa s}$
λ	Longitud de onda de la perturbación	487.2 km
b	Parámetro de la Ley de Rüpke	15
	Paso temporal	0.5 Ma
x_{pert}	Posición de la perturbación	912 km
H_p	Producción de calor radiogénico cortical	$8 \times 10^{-7} \text{ W m}^{-3}$
T_0	Temperatura en la base del manto litosférico	1350 °C

Tabla I.- Parámetros utilizados en los modelos

una línea volcánica asociada a una zona de subducción. Según Schott y Schmeling (1998) esta zona de baja viscosidad podría ser el relictos de una subducción previa, en la cual las reacciones de deshidratación de los minerales del «slab» liberasen agua, creando una zona hidratada y de baja viscosidad sobre el «slab». A diferencia de estos autores, nosotros suponemos que esta zona de baja viscosidad está constituida por material astenosférico (Fig. 3). En este sentido, Arcay *et al.* (2007) realizan simulaciones numéricas de subducción en 2D incorporando el flujo inducido en la cuña de manto situada sobre el «slab» (*mantle wedge flow*). Su modelo termo-mecánico incluye el efecto de debilitamiento por presencia de agua en las rocas del manto. Sus resultados muestran que, para factores elevados de debilitamiento por agua, este efecto produce un fuerte adelgazamiento térmico en la placa superior en toda la zona hidratada. Este tipo de proceso sería consistente, una vez alcanzada la colisión continental, con la geometría inicial desencadenante del proceso de delaminación asimétrica considerada en nuestros modelos (Fig. 3).

La evolución que calculamos (Fig. 6) es completamente diferente de la obtenida con el modelo de remoción convectiva (Fig. 5). En una primera etapa

(0-20 Ma), el material astenosférico asciende por el «conducto», ensanchándolo y provocando la migración lateral de la corteza inferior hacia la izquierda. En una segunda etapa (20-30 Ma) podemos ver cómo la raíz litosférica, desplazada también hacia la izquierda por el material astenosférico ascendente, se hunde progresivamente en el manto por su contraste de densidad positivo. Tras dejar evolucionar el modelo 30 Ma, la astenosfera está en contacto con la corteza inferior, lo que produce previsiblemente una elevación topográfica y extensión. La corteza está adelgazada en ciertas zonas, especialmente la corteza inferior, de viscosidad menor. Hasta profundidades de 150 km encontramos material procedente de la corteza inferior arrastrado por el hundimiento del «slab» litosférico. Las pruebas de sensibilidad que hemos realizado revelan que se requiere la migración lateral de la posición del «slab» en delaminación para obtener adelgazamiento en la corteza y en el manto litosférico. Esta migración sólo sucede para valores relativamente bajos de viscosidad en la corteza inferior, manto litosférico y astenosfera, como los considerados en los modelos presentados. Con viscosidades elevadas, la evolución predicha es similar a la del modelo de remoción convectiva, con un hundimiento «in situ» del

material litosférico sin obtener adelgazamiento litosférico. Es necesario un estudio paramétrico detallado de las condiciones necesarias para la ocurrencia de esta migración lateral del punto de delaminación, que se observa fundamental en el proceso de la delaminación. El área de máximo adelgazamiento litosférico migra hacia la localización del descenso del material litosférico, mientras en la zona donde comienza la delaminación ($x \approx 1100$ km) se vuelve a recuperar progresivamente material litosférico por relajación térmica.

En conclusión, podemos decir que nuestro modelo numérico es capaz de reproducir adecuadamente las características de primer orden del modelo conceptual propuesto por Calvert *et al.* (2000).

Efecto de la transformación olivino-ringwoodita

Los modelos previamente presentados han sido calculados sin tener en cuenta el efecto que ejercería la transformación exotérmica de fase olivino a polimorfos de alta presión, que tiene lugar aproximadamente a 410 km de profundidad. Esta transformación se produce a una profundidad menor en el interior del «slab» que en el manto circundante, produciendo un contraste positivo de densidad dentro del mismo. Este contraste aumenta la tracción del «slab» («slab pull») y, por tanto, incrementa la velocidad de hundimiento del material arrastrado.

Dos grupos de investigación independientes (Green *et al.*, 1990; Kirby *et al.*, 1991), basándose en experimentos de deformación utilizando hielo y un óxido de germanio con estructura de olivino, han propuesto que los terremotos profundos podrían estar relacionados con inestabilidades de cizalla asociadas a la transformación de olivino a polimorfos de alta presión. Esta transformación de fase podría ser cinéticamente inhibida en «slabs» fríos que se introdujeran en la zona de transición en el manto (*e.g.*, Rubie, 1984), creándose una zona con forma de cuña de olivino metaestable que podría persistir hasta profundidades de 660 km (Kirby *et al.*, 1996). Esto podría explicar la ocurrencia de terremotos profundos y la ampliamente reconocida correlación entre la profundidad máxima de la sismicidad con el estado térmico de la litosfera que subduce (*e.g.*, Kirby *et al.*, 1996). La posibilidad de presencia de olivino metaestable requiere velocidades de subducción altas en «slabs» fríos y, por tanto, formados por litosfera vieja (*e.g.*, Kirby *et al.*, 1996; Negro *et al.*, 2004). Ninguno de nuestros modelos de mecanismos de remoción convectiva o delaminación presentan las condiciones necesarias para obtener una zona de olivino metaestable. Sin embargo, el efecto de flotabilidad negativa debido al aumento de densidad del «slab» al producirse la transformación es muy marcado.

La figura 7 muestra el modelo de delaminación considerado previamente, pero incluyendo esta vez el efecto dinámico de la transformación olivino-

ringwoodita. Utilizando los mismos valores para las variables, se observa como el proceso de delaminación claramente se acelera: es decir, se alcanza en menos de 30 Ma un estado equivalente al estado final del modelo sin transformación de fase; o, lo que es lo mismo, en el mismo tiempo de evolución (30 Ma) el «slab» en este modelo ha profundizado más que en el modelo que no incluye el efecto de la transformación de fase. Este aceleramiento es debido al aumento de densidad que ocurre en el interior del «slab» y al consiguiente aumento de la fuerza gravitatoria que arrastra el material delaminado hacia la base del manto superior.

Discusión de los resultados

En este trabajo hemos realizado un estudio cuantitativo de los procesos de remoción convectiva y delaminación continental comúnmente propuestos, junto con los modelos de subducción, como responsables de la evolución del Mar de Alborán en el Neógeno. Al haber utilizado la misma metodología para el estudio de ambos procesos, somos capaces de discutir, en términos comparativos, los resultados que se infieren de nuestra modelización. Esta comparación permite destacar que, aceptando nuestras hipótesis, el único proceso capaz de producir adelgazamiento litosférico y cortical significativo es la delaminación con migración lateral de un «slab» litosférico.

Junto con este adelgazamiento litosférico y cortical situado bajo la cuenca de Alborán, nuestra modelización predice un notable engrosamiento cortical bajo el Arco de Gibraltar provocado por la corteza inferior arrastrada por el «slab» litosférico hasta profundidades de 150 km de profundidad (Fig. 6). Este material de corteza inferior a altas profundidades posiblemente está sometido a velocidades de deformación internas muy altas y, por tanto, podría estar relacionado con la ocurrencia de terremotos de profundidad intermedia, que, en la parte occidental del Mar de Alborán alcanzan profundidades máximas de hasta 130 km. Estos terremotos presentan ejes de tensión casi verticales (Buforn *et al.*, 1991), lo cual es compatible con la tensión generada por la flotabilidad negativa del «slab» delaminado. Por otra parte, los numerosos estudios de sísmica de reflexión, refracción y de campos potenciales (*e.g.*, Torné *et al.*, 2000; Fullea *et al.*, 2007; ver referencias en ambos estudios) muestran que el espesor de la corteza en toda la zona no supera los 35-40 km. Cabe remarcar que nuestro modelo predice que el arrastre de la corteza inferior se produce en una zona muy estrecha, lo cual es compatible con la reducida anchura de la banda de sismicidad intermedia. Además es previsible que el material cortical al profundizarse haya sufrido metamorfismo de alta presión aumentando su densidad respecto a los valores típicos de corteza. Por estos motivos es cuestionable la capacidad de los estudios sísmicos y de campos potenciales para detectar una estructura cortical como la que predice el modelo (ver discusión en Leech, 2001).

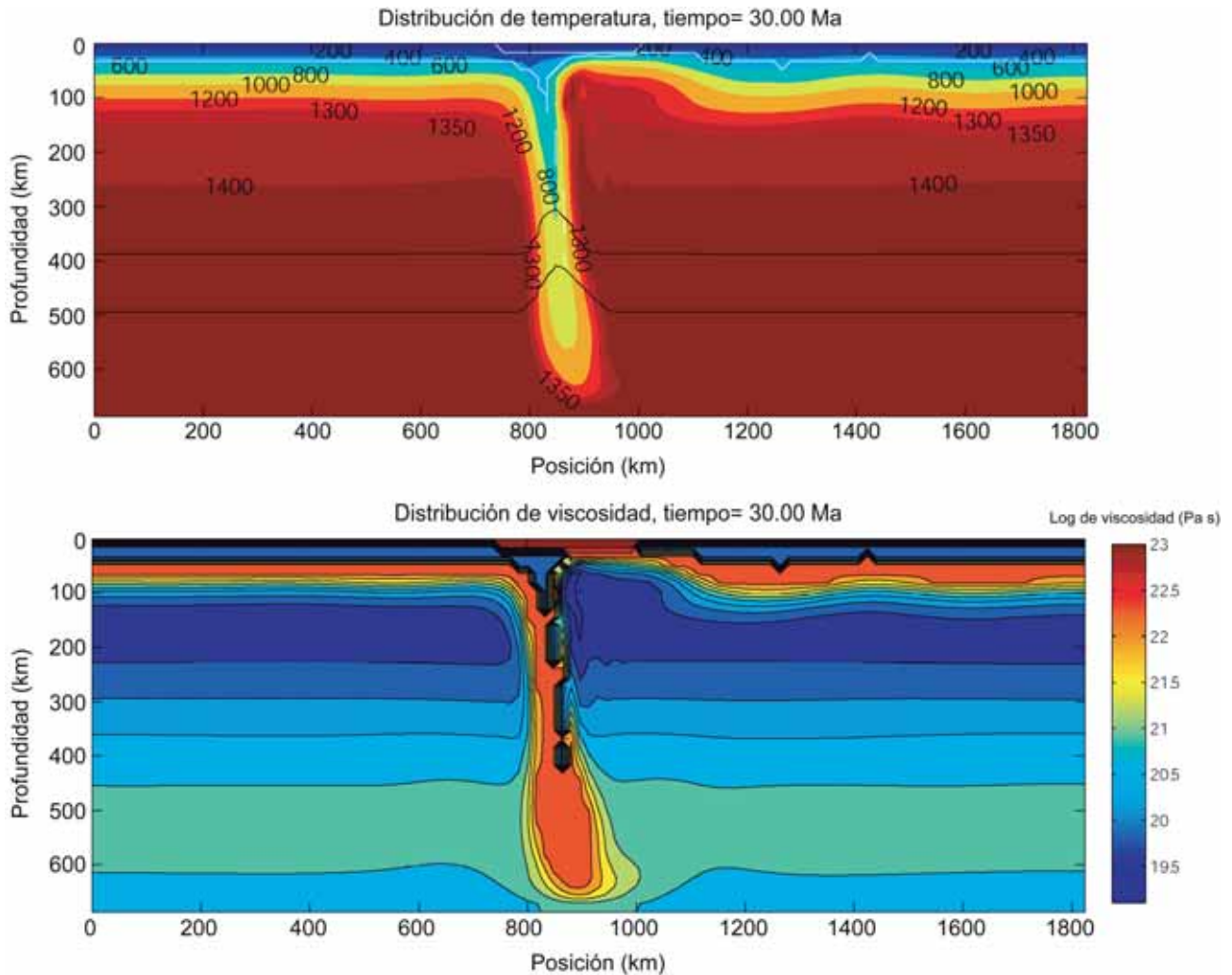


Figura 7.- Predicciones de distribución de temperatura y viscosidad después de 30 Ma de evolución de un modelo de delaminación con los mismos parámetros que el mostrado en la figura 6, pero incluyendo el efecto de la transformación olivino-ringwoodita. Esta transformación aumenta la densidad del «slab» y por tanto acelera el proceso de delaminación.

Como se puede constatar, hay una clara similitud entre la estructura del manto superior descrita por la imagen tomográfica de Villaseñor *et al.* (2003) (Fig. 2) y la predicha por los modelos de delaminación tras 30 Ma de evolución sin incluir el efecto de la transición de fase (Fig. 6), y aún mayor al incluir dichos efectos (Fig. 7). La anomalía de baja velocidad por encima del «slab» es consistente con el material de corteza inferior arrastrado por el manto litosférico hasta profundidades de en torno a 100-150 km predicho por nuestro modelo. En esta situación, la sismicidad de profundidad intermedia podría estar relacionada con las altas velocidades de deformación en esta corteza continental. Por tanto, nuestros resultados apoyan la idea de Serrano *et al.* (1998) de que la ocurrencia de sismicidad de profundidad intermedia en una zona de baja velocidad de ondas sísmicas está relacionada con la presencia de material menos denso que el manto circundante (y, por tanto, sísmicamente más lento) proveniente de la corteza inferior, siendo el candidato más probable la eclogita.

Sin embargo, una imagen tomográfica muy similar en la misma zona ha sido interpretada por Gutscher *et*

al. (2002) como la imagen de un «slab» de litosfera oceánica del Mesozoico. Según estos autores, la anomalía de baja velocidad que se observa encima del «slab» sería consistente con un flujo de material inducido en la «cuña» astenosférica («corner flow») que se crea entre el «slab» en subducción y la placa superior. Tal y como señalan Calvert *et al.* (2000), las imágenes tomográficas no permiten discriminar entre los procesos de subducción y delaminación, pues ambos presentan una distribución de velocidades de ondas sísmicas muy similar. Sin embargo, hay una característica que, hasta donde entendemos, claramente contradice la interpretación de subducción oceánica, y es el hecho de que los terremotos de profundidad intermedia no describen una típica zona de Wadati-Benioff a lo largo de la parte superior del «slab» oceánico sino que se localizan en el área de baja velocidad de ondas sísmicas interpretada por Gutscher *et al.* (2002) como «cuña» de material astenosférico.

La continuidad que presenta la anomalía de alta velocidad de ondas P a lo largo de todo el manto superior de acuerdo con esta imagen tomográfica (Fig. 2),

también indica que la ruptura y desprendimiento de la raíz litosférica que postula el modelo conceptual de remoción convectiva (Fig. 1A; Platt y Vissers, 1989), no ha ocurrido, al menos, en el área del Arco de Gibraltar.

Nuestra modelización físico-numérica se muestra capaz de reproducir satisfactoriamente las principales características del modelo conceptual de delaminación propuesto por Calvert *et al.* (2000) (Fig. 1B), si bien en la sección estudiada no se llega al desprendimiento del «slab» bajo las Béticas orientales como proponen estos autores. Por el contrario, no es capaz de reproducir, con las hipótesis consideradas (por ejemplo, reología lineal), la evolución del proceso de remoción convectiva tal y como lo proponen Platt y Vissers (1989) (Fig. 1A). Según nuestros resultados, la raíz litosférica se hunde hasta la base del modelo sin desprenderse del manto litosférico superior y sin adelgazarse significativamente. Este resultado coincide con los de numerosos estudios previos de evolución de raíces litosféricas, que muestran que la elevada viscosidad de la litosfera impide un adelgazamiento significativo de la misma, tanto usando reologías lineales (Marotta *et al.*, 1998, 1999) como no lineales (Conrad y Molnar, 1997; Schott y Schmeling 1998). Incluso en los modelos de Marotta *et al.* (1999), donde se fuerza una ruptura mecánica de la raíz litosférica introduciendo un canal de baja viscosidad (debida a la alta temperatura) en la parte superficial de la raíz, tampoco se consigue un adelgazamiento significativo del manto litosférico. Según el estudio de Schott y Schmeling (1998), sólo en el caso en que se introduce una reología débil *quasi* frágil en la litosfera se llega a obtener un fuerte adelgazamiento del manto litosférico y desprendimiento de la raíz litosférica. Estos autores relacionan esta reología débil con la posible presencia de agua libre, que produciría una disminución del factor de presión en el poro y por tanto una disminución de resistencia a la ruptura frágil.

Gemmer y Houseman (2007) presentan un modelo puramente dinámico para la evolución del sistema Alpes-Cárpatos-Cuenca Panónica. Esta zona comparte interesantes características con la región Alborán y cordillera Bético-Rifeña, como son la formación de la cuenca de manera simultánea a la deformación contraccional de los orógenos circundantes. Según ese modelo, la presencia de una raíz cortical de baja densidad (generada por la convergencia entre Europa y Adria) produciría ascenso astenosférico en la zona de la cuenca y hundimiento del manto litosférico bajo los orógenos circundantes, resultando en una geometría que asemeja a un «slab» delaminado o a una zona de subducción que retrocede. Los aspectos más problemáticos del estudio de Gemmer y Houseman (2007) son, a nuestro juicio, que no permite distinguir entre la corteza superior y la inferior y que requiere valores extremadamente bajos de viscosidad en el manto litosférico (del orden de 2×10^{20} Pa s), para que se produzca un adelgazamiento cortical y litosférico significativo bajo la cuenca.

Entre las principales limitaciones de la modelización que presentamos está el hecho de que su simplicidad, con hipótesis como la de flujo bidimensional, no permite reproducir en detalle la evolución de la zona, que presenta una estructura litosférica marcadamente tridimensional. En cambio, nos hemos concentrado en procesos que afectan a todo el manto superior, sin considerar su interacción con procesos que afectan a la litosfera como la convergencia en dirección NNO-SSE entre África y Eurasia. Nuestro enfoque ha sido evaluar de manera cuantitativa modelos conceptuales propuestos previamente para la zona de Alborán y discutir qué características de primer orden son más acordes a cada modelo.

Conclusiones

En este trabajo hemos desarrollado nuevos algoritmos numéricos que nos han permitido evaluar de un modo cuantitativo y comparado dos modelos conceptuales comúnmente propuestos para explicar la evolución del Mar de Alborán durante el Neógeno. Hemos comparado nuestros resultados numéricos con observaciones en la región como imágenes tomográficas, la distribución de la sismicidad de profundidad intermedia, y adelgazamiento/engrosamiento de la corteza y el manto litosférico para analizar qué mecanismo geodinámico es más acorde a las características generales de la zona.

El modelo diseñado para reproducir la remoción convectiva predice un descenso del material de la raíz litosférica hasta la base del manto superior sin desprenderse del material en la placa superior, y sin producir un adelgazamiento significativo en la corteza o en el manto litosférico. Este mecanismo no resulta, considerando nuestras hipótesis, compatible con las observaciones.

Por el contrario, nuestra modelización físico-numérica indica que el modelo de delaminación de manto litosférico continental con migración lateral del «slab» delaminado (como propone el modelo conceptual de Calvert *et al.*, 2000; Fig. 1B) reproduce satisfactoriamente las características de primer orden en la evolución del Mar de Alborán, como el adelgazamiento de la corteza y del manto litosférico en el área de la cuenca, junto con el engrosamiento simultáneo de la corteza por encima del «slab» de manto litosférico en descenso bajo el Arco de Gibraltar. Este adelgazamiento/engrosamiento de la corteza afecta fundamentalmente a la corteza inferior, menos viscosa. El modelo presentado aquí incluyendo el efecto de la transformación olivino-ringwoodita muestra como el aumento de la densidad en el interior del «slab» acelera el hundimiento del material litosférico de modo significativo (Fig. 7).

El modelo predice que el material de la corteza inferior es mecánicamente arrastrado hasta profundidades de unos 150 km por acoplamiento

viscoso con el «slab» de manto litosférico en descenso. El modelo de delaminación también es consistente con la estructura del manto superior que se infiere a partir de las imágenes de tomografía sísmica (Fig. 2). Al contrario de los estudios que sugieren una subducción activa de litosfera oceánica (Gutscher *et al.*, 2002), nuestro modelo de delaminación continental explica la ocurrencia de sismicidad de profundidad intermedia con hipocentros localizados en áreas de baja velocidad sísmica. Nuestro modelo sugiere que esta sismicidad podría estar relacionada con la presencia de corteza continental muy deformada a altas profundidades, en acuerdo con estudios previos (*e.g.*, Serrano *et al.*, 1998).

Agradecimientos

Los autores agradecen a los editores (M. Fernández y J. I. Soto) y a un revisor anónimo por las críticas constructivas que han contribuido de manera notable a mejorar este artículo. La investigación realizada se ha financiado con los proyectos del Plan Nacional del MEC CTM2006-13666-C02-02/MAR, CTM2005-08071-C03-03/MAR; y la financiación de Grupos de Investigación de la UCM. Este trabajo es una contribución del equipo Consolider-Ingenio 2010 CSD2006-00041 (TOPO-IBERIA). La financiación de J.L. Valera procede de una beca pre-doctoral UCM. La figura 2 se ha creado con el programa gráfico P desarrollado por Wim Spakman. Por último, queremos expresar nuestra admiración y reconocimiento al Prof. Víctor García-Dueñas, y mencionar que las discusiones que mantuvimos con él hace años fueron una fuente de inspiración para los trabajos que se recogen en este artículo.

Referencias

Arcay, E., Tric, E. y Doin, M.P. (2007): Slab surface temperature in subduction zones: Influence of the interplate decoupling depth and upper plate thinning processes. *Earth and Planetary Science Letters*, 255: 324-338.

Bijwaard, H., Spakman, W. y Engdahl, E.R. (1998): Closing the gap between regional and global travel time tomography. *Journal of Geophysical Research*, 103: 30055-30078.

Bird, P. (1979): Continental delamination and the Colorado Plateau. *Journal of Geophysical Research*, 84: 7561-7571.

Blanco, M.J. y Spakman, W. (1993): The P-wave velocity structure of the mantle below the Iberian Peninsula: evidence for subducted lithosphere below southern Spain. *Tectonophysics*, 221: 13-34.

Bufo, E., Udías, A. y Madariaga, R. (1991): Intermediate and deep earthquakes in Spain. *Pure and Applied Geophysics*, 136: 375-393.

Calvert, A., Sandvol, E., Seber, D., Barazangi, M., Roecker, S., Mourabit, T., Vidal, F., Alguacil, G. y Jabour, N. (2000): Geodynamic Evolution of the Lithosphere and Upper Mantle Beneath the Alboran Region of the Western Mediterranean: Constraints from Travel Time Tomography. *Journal of Geophysical Research*, 105: 10871-10898.

Comas, M.C., García-Dueñas, V. y Jurado, M. J. (1992): Neogene tectonic evolution of the Alboran Basin from MCS data. *Geo-Marine Letters*, 12: 157-164.

Conrad, C.P. y Molnar, P. (1997): The growth of Rayleigh-Taylor-type instabilities in the lithosphere for various

rheological and density structures. *Geophysical Journal International*, 129: 95-112.

Docherty, C. y Banda, E. (1995): Evidence for eastward migration of the Alboran sea based on regional subsidence analysis: a case for basin formation by delamination of the subcrustal lithosphere?. *Tectonics*, 14: 804-818.

Duggen, S., Hoernle, K., van den Bogaard, P., Rüpke, L. y Phipps-Morgan, J. (2003): Deep roots of the Messinian salinity crisis. *Nature*, 422: 602-606.

Duggen, S., Hoernle, K., van den Bogaard, P. y Harris, C. (2004): Magmatic evolution of the Alboran Region: the role of subduction in forming the western Mediterranean and causing the Messinian Salinity Crisis. *Earth and Planetary Science Letters*, 218: 91-108.

Duggen, S., Hoernle, K., van den Bogaard, P. y Garbe-Schönberg, D. (2005): Post-collisional transition from subduction to intraplate-type magmatism in the Westernmost Mediterranean: Evidence for continental-edge delamination of subcontinental lithosphere. *Journal of Petrology*, 46, 1155-1201, doi: 10.1093/petrology/egi013.

Engdahl, E.R., van der Hilst, R. y Buland, R.P. (1998): Global teleseismic earthquake relocation with improved travel times and procedures for depth determination. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 88: 3295-3314.

Fullea, J. (2008): *Development of numerical methods to determine the lithospheric structure combining geopotential, lithostatic and heat transport equations. Application to the Gibraltar arc system.* Tesis doctoral, Univ. Barcelona, 240 p.

Fullea, J., Fernández, M., Zeyen, H. y Vergés, J. (2007): A rapid method to map the crustal and lithospheric thickness using elevation, geoid anomaly and thermal analysis. Application to the Gibraltar Arc System, Atlas Mountains and adjacent zones. *Tectonophysics*, 430: 97-117.

García-Dueñas, V., Balanyá, J.C. y Martínez-Martínez, J.M. (1992): Miocene extensional detachments in the outcropping basement of the northern Alboran basin (Betics) and their tectonic implications. *Geo-Marine Letters*, 12: 88-95.

Gemmer, L. y Houseman G.A. (2007): Convergence and extension driven by lithospheric gravitational instability: evolution of the Alpine-Carpathian-Pannonian system. *Geophysical Journal International*, 168: 1276-1290.

Green, H.W., Young, T.E., Walker, D. y Scholz, C.H., (1990): Anticrack-associated faulting at very high pressure in natural olivine. *Nature*, 348, 720-722.

Gutscher, M.-A., Malod, J., Rehault, J.-P., Contrucci, I., Klingelhoefer, F., Mendes-Victor, L. y Spakman, W. (2002): Evidence for active subduction beneath Gibraltar. *Geology*, 30, 12: 1071-1074.

Houseman, G. y Molnar, P. (2001): Mechanisms of lithospheric rejuvenation associated with continental orogeny. En: *Continental Reactivation and Reworking* (Miller, J.A., Holdsworth, R.E., Buick, I.S. y Hand, M., Eds.). *Geological Society of London, Special Publications*, 184: 13-38.

Ita, J. y King, S.D. (1994): Sensivity of convection with an endothermic phase change to the form of governing equations, initial conditions, boundary conditions and equation of state. *Journal of Geophysical Research*, 99: 15919-15938.

Jiménez-Munt, I., Fernández, M., Vergés, J. y Platt, J.P. (2008): Lithosphere structure underneath the Tibetan plateau inferred from elevation, gravity and geoid anomalies. *Earth and Planetary Science Letters*, 267: 276-289.

Kirby, S.H., Durham, W.B. y Stern, L.A. (1991): Mantle phase

- changes and deep-earthquake faulting in subducting lithosphere. *Science*, 252: 216-225.
- Kirby, S.H., Stein, S., Okal, E. y Rubie, D.C. (1996). Metastable mantle phase transformations and deep earthquakes in subducting oceanic lithosphere. *Reviews of Geophysics*, 34: 261-306.
- Lonergan, L. y White, N. (1997): Origin of the Betic-Rif mountain belt. *Tectonics*, 16: 504-522.
- Leech, M.L. (2001): Arrested orogenic development: eclogitization, delamination, and tectonic collapse. *Earth and Planetary Science Letters*, 185: 149-159.
- Marotta, A.M., Fernández, M. y Sabadini, R. (1998): Mantle unrooting in collisional settings. *Tectonophysics*, 296: 31-46.
- Marotta, A.M., Fernández, M. y Sabadini R. (1999): The onset of extension during lithospheric shortening: a two-dimensional thermomechanical model for lithospheric unrooting. *Geophysical Journal International*, 139: 98-114.
- Mézcua, J. y Rueda, J. (1997): Seismological evidence for a delamination process in the lithosphere under the Alboran Sea. *Geophysical Journal International*, 129: F1-F8.
- Morales, J., Serrano, I., Jabaloy, A., Galindo-Zaldivar, J., Zhao, D., Torcal, F., Vidal, F. y González-Lodeiro, F. (1999): Active continental subduction beneath the Betic Cordillera and Alboran Sea. *Geology*, 27: 735-738.
- Morency, C. y Doin, M.P. (2004): Numerical simulations of the mantle lithosphere delamination. *Journal of Geophysical Research*, 109: B03410, doi: 10.1029/2003JB002414.
- Negredo, A.M., Valera, J.L. y Carminati, E. (2004): TEMSPOL: a MATLAB thermal model for deep subduction zones including major phase transformations. *Computers & Geosciences*, 30: 249-258.
- Platt, J.P. y Vissers, R.L.M. (1989): Extensional collapse of the thickened continental lithosphere: A working hypothesis for the Alboran Sea and Gibraltar Arc. *Geology*, 17: 540-543.
- Platt, J.P., Soto, J-I., Whitehouse, M.J., Hurford, A.J. y Kelley, S.P. (1998): Thermal evolution, rate of exhumation, and tectonic significance of metamorphic rocks from the floor of the Alboran extensional basin, western Mediterranean. *Tectonics*, 17: 671-689.
- Royden, L.H. (1993): Evolution of retreating subduction boundaries formed during continental collision. *Tectonics*, 12: 629-638.
- Rubie, D.C. (1984): The Olivine-Spinel transformation and the rheology of subducting lithosphere. *Nature*, 308: 505-508.
- Rüpke, L.H., Phipps-Morgan, J., Hort, M. y Connolly, J.A.D. (2004): Serpentine and the subduction zone water cycle. *Earth and Planetary Science Letters*, 223: 17-34.
- Sandwell, D.T. (1987): Biharmonic Spline Interpolation of GEOS-3 and SEASAT Altimeter Data. *Geophysical Research Letters*, 2: 139-142.
- Schmeling, H. (1989): Compressible convection with constant and variable viscosity: the effect on slab formation, geoid and topography. *Journal of Geophysical Research*, 94: B9, 12463-12481.
- Schmeling, H. y Marquart, G. (1991): The influence of second-scale convection on the thickness on continental lithosphere and crust. *Tectonophysics*, 189: 281-306.
- Schmeling, H., Monz, R. y Rubie, D.C. (1999): The influence of olivine metastability on the dynamics of subduction. *Earth and Planetary Science Letters*, 165: 55-66.
- Schott, B. y Schmeling, H. (1998): Delamination and detachment of a lithospheric root. *Tectonophysics*, 296: 225-247.
- Seber, D., Barazangi, M., Ibenbrahim, A. y Demnati, A. (1996): Geophysical evidence for lithospheric delamination beneath the Alboran Sea and Rif-Betic mountains. *Nature*, 379: 785-790.
- Serrano I., Morales, J., Zhao, D., Torcal, F. y Vidal, F. (1998): P-wave tomographic images in the Central Betics-Alborán Sea (South Spain) using local earthquakes: contribution for a continental collision. *Geophysical Research Letters*, 25: 4031-4034.
- Spakman, W. y Wortel, R. (2004): A tomographic view on western Mediterranean geodynamics. En: *The TRANSMED atlas. The Mediterranean region from crust to mantle* (Cavazza, W., F. Roure, W. Spakman, G. Stampfli y Ziegler, P., Eds.). Springer, 31-52.
- Spiegel, E.A. y Veronis, G. (1960): On the Boussinesq approximation for a compressible fluid. *Astrophysical Journal*, 131: 442-447.
- Tezlaiff, M. y Schmeling, H. (2000): The influence of olivine metastability on deep subduction of oceanic lithosphere. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 120: 29-38.
- Torné, M., Fernández, M., Comas M.C. y Soto, J.I. (2000): Lithospheric structure beneath the Alboran Basin: results from 3D Gravity modeling and tectonic relevance. *Journal of Geophysical Research*, 105: 3209-3228.
- Tritton, D.J. (1988): *Physical Fluid Dynamics*, Oxford Clarendon Press, Oxford Science Publications, 519 p.
- Turcotte, L. (1983): Mechanisms of crustal deformation. *Journal of the Geological Society of London*, 140: 701-724.
- Villaseñor, A., Spakman, W. y Engdahl, E.R. (2003): Influence of regional travel times in global tomographic models. *Geophysical Research Abstracts*, 5: EAE03-A-08614.

Manuscrito recibido el 31 de octubre de 2007
Aceptado el manuscrito revisado el 3 de abril de 2008