

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS
Departamento de Física de la Tierra, Astronomía y Astrofísica I
(Geofísica y Meteorología)



**DESARROLLO Y APLICACIÓN DE MODELOS
NUMÉRICOS TERMOMECAÑICOS DE
PROCESOS DE DELAMINACIÓN CONTINENTAL.**

**MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR
PRESENTADA POR**

Juan-Luis Valera Rubio

Bajo la dirección de la doctora

Ana María Negrodo Moreno

Madrid, 2010

• ISBN: 978-84-692-9954-8

©Juan Luis Valera Rubio, 2009



UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

Facultad de Ciencias Físicas

Depto. De Física de la Tierra, Astronomía y

Astrofísica I (Geofísica y Meteorología)



DESARROLLO Y APLICACIÓN DE MODELOS NUMÉRICOS TERMOMECAÑICOS DE PROCESOS DE DELAMINACIÓN CONTINENTAL

Memoria que presenta para optar al grado de Doctor en Ciencias Físicas

Juan-Luis Valera Rubio

Directora:

Ana María Negrodo Moreno

“...en la Tierra que Alguien puso a tus pies...”

Agradecimientos

Puede parecer un tópico decir que una tesis doctoral no es el fruto del trabajo de una sola persona, de mi trabajo en este caso. Pero lo cierto es que esta tesis no hubiera sido posible sin la aportación de muchas personas.

En primer lugar, no puedo sino darle mi más profundo agradecimiento a Ana Negro, mi directora de Tesis, “mi jefa”, aunque ella no quiera que la llame así porque le hace sentir mayor. Le agradezco su trabajo, su tiempo, su apoyo, sus consejos, así como la confianza que ha depositado en mí desde que un día le pedí ayuda para un “sencillo” trabajo de una asignatura de la carrera y que ha terminado convirtiéndose en mi tesis doctoral. Desde luego, le agradezco muchísimo a su marido, Javi, y a sus hijos, Lucía y Víctor, por la paciencia que han tenido con Ana y conmigo cuando nos quedábamos hasta tarde debatiendo los resultados y, especialmente, durante esta última fase de “mi crisis”.

Agradezco la colaboración a todos los profesores, personal y compañeros del Departamento que me han apoyado en todo momento durante la realización de este trabajo. En particular, quiero agradecer a la Dra. Marisa Osete su confianza en mí y por haber sido, en gran medida, la causa de que me haya apasionado por la Geofísica; y a la Dra. Elisa Buforn por haberme ofrecido mi primera beca en la investigación. Quiero tener también un recuerdo especial para la Dra. Elvira Zurita, que siempre tenía una palabra amable y una sonrisa dispuesta para animar a cualquiera. Estoy seguro de que sigue haciendo lo mismo desde el cielo.

Quiero agradecer a todos aquellos que me han ayudado con sus recomendaciones, que han conocido mi trabajo y me han animado a seguir adelante: el Prof. Dr. Harro Schmelling, de la Goethe Universität que me acogió en Frankfurt durante mi estancia breve y con el que he comenzado una colaboración que, espero, se prolongue en el tiempo y sea muy fructífera científicamente; la Dra. Ivone Jiménez-Munt y el Dr. Antonio Villaseñor, ambos del Instituto de Ciencias de la Tierra Jaume Almera (CSIC). Los dos han colaborado en esta tesis y, sobre todo, han estado siempre pendientes de lo que hacía, enviando referencias, discutiendo resultados o proponiendo nuevas líneas de investigación.

Un reconocimiento especial merecen mis compañeros de tantas horas de comidas, cafés, batidos, e infructuosas quedadas para ir al cine o al paddle (entre otras cosas), por su apoyo, su ánimo y su amistad: Carmen, Tatiana, Paco, Javi P., Jacques, Almudena, Ana, Javier M., Juan, Esther, María, Diana, Yasmina y Tárсило. Estoy seguro de que seguiremos discutiendo para

arreglar el mundo, la universidad y nuestra facultad. Y quedan muchos cafés, cines y libros pendientes por comentar. También a mis compañeros en Frankfurt, especialmente al grupo del P. Walter y a Xavier Legorreta, que hicieron mi estancia allí muy cálida, convirtiéndose en mi familia de acogida, y a los que aún debo muchas visitas.

A todos mis compañeros en mis diferentes líos, que se hicieron cargo y lo sacaron todo adelante cuando tuve que renunciar si no quería morir de infarto antes de acabar la tesis, les estoy muy agradecido. Mientras escribo esto no sé qué será de mí en el futuro, pero espero poder seguir encontrando un hueco para colaborar con esas magníficas iniciativas sobre cine, arte, religión y trabajo con jóvenes.

Mi más sincero agradecimiento a mi familia y a mis amigos, que han soportado días y noches de trabajo, agobios y, sobre todo, mis entusiastas explicaciones sobre un tema que no les interesaba pero que escuchaban por el cariño que me tienen. “Simplemente agradecer” porque son esas personas que están ahí siempre, en todo momento, “los que fueron y son, lo que soy y lo que fui”, y que te sostienen cuando caes o te sujetan cuando te alejas. Ellos son los que forman el tejido sobre el que puede construirse la auténtica felicidad.

Y por supuesto, se lo agradezco todo a Aquel que es el Primero y Último en mi vida; y por quien, literalmente, “todo se ha hecho”.

Este trabajo ha sido realizado gracias a una beca predoctoral que la Universidad Complutense me concedió en mayo de 2005 y a los proyectos BTE2002-02462, CTM2005-08071-C03-03/MAR, CTM2006-13666-C02-02/MAR y Consolider-Ingenio 2010 team CSD2006-00041 (TOPO-IBERIA) del Ministerio de Ciencia y Tecnología; y a la financiación para grupos de investigación de la UCM. Mi estancia en la Universidad de Frankfurt fue financiada por el programa de Estancias Breves de la Universidad Complutense, y se benefició de la ayuda a investigadores visitantes de la Goethe Universität de Frankfurt am Main. Los cálculos de topografía isostática fueron realizados por la Dra. Ivone Jimenez-Munt a partir de mis resultados. Gran parte de los cálculos con el algoritmo TEMESCH fueron realizados en el cluster “Fiswulf” de la Facultad de Físicas mientras que los cálculos con el algoritmo FDCON se realizaron en el cluster del Institut für Meteorologie und Geophysik, de la Goethe Universität.

*“If Geophysics requires mathematics for its treatment,
it is the Earth that is responsible,
not the geophysicist”*

(H. Jeffreys)

Indice

Presentación	1
Parte I: Modelos termomecánicos viscosos	6
1.- Introducción	7
1.1.- Rejuvenecimiento de la litosfera continental	7
1.2.- Objetivos	12
2.- Estudio analítico	15
2.1.- Introducción	15
2.2.- Estudio analítico de la ecuación de movimiento	19
2.2.1.- La ecuación de Navier-Stokes	19
2.2.2.- Leyes constitutivas y reología	23
2.2.3.- La función de corriente	24
2.3.- Estudio analítico de la ecuación térmica	26
2.4.- El acoplamiento termo-mecánico: la densidad y la viscosidad	31
2.5.- La transformación olivino-espínela	35
3.- Estudio numérico de las Ecuaciones Fundamentales	39
3.1.- Solución numérica de la ecuación de movimiento	39
3.1.1.- Discretización de la ecuación de movimiento	39
3.1.2.- Condiciones de contorno de la ecuación de movimiento	43
3.1.3.- Método matricial de resolución de la ecuación de movimiento	47
3.2.- Solución numérica de la ecuación de movimiento	49
3.2.1.- Discretización de la ecuación térmica	49
3.2.2.- El estado térmico inicial y las condiciones de contorno	52
3.2.3.- Aplicación del Algoritmo de Thomas al esquema ADI de la ecuación térmica	55
3.3.- Implementación de los algoritmos	59
3.3.1.- Descripción general del programa TEMESCH (TEmperature and Movement Equation SCHEME)	59
3.3.2.- Diagrama de flujo y descripción de las subrutinas.	62
3.4.- Simulaciones	66
3.4.1 Hundimiento de un cilindro en un fluido.	66
3.4.2 Hundimiento de un cubo en un fluido	68
3.4.3 Modelos mecánicos isoviscosos.	70
3.4.4 Modelos termo-mecánicos isoviscosos	73
4.- Modelización de la delaminación	77
4.1. Antecedentes de modelos termomecánicos de delaminación	77
4.2 Efectos térmicos y mecánicos en modelos termomecánicos de delaminación y remoción convectiva.	81
4.2.1 Introducción	81
4.2.2 Estado inicial y descripción del modelo	82
4.2.3 Resultados con modelos no dependientes de la temperatura	88
4.2.4 Resultados con modelos dependientes de la temperatura	91
4.2.5 Discusión	95

4.2.6 Conclusiones	99
4.3.- Modelización numérica de la propagación lateral de la delaminación de litosfera continental	101
4.3.1.- Introducción	101
4.3.2.- Estado inicial y descripción del modelo	102
4.3.3.- Resultados	105
4.3.4 Conclusiones	125
5.- Aplicación a zonas concretas	129
5.1.- Aplicación a Alborán y la cordillera Bético-Rifeña	129
5.1.1 Introducción	129
5.1.2 Estado inicial y descripción del modelo	136
5.1.3 Discusión de los resultados	137
5.1.4 Conclusiones	142
5.2.- Aplicación a Sierra Nevada, California	143
5.2.1 Introducción	143
5.2.2 Estado inicial y descripción del modelo	148
5.2.3 Resultados y discusión	152
5.2.4 Conclusiones	157
Parte II: Modelos mecánicos visco-plásticos	159
6.- The ‘anisotropic plasticity’	161
Spanish Summary	161
6.1 Introduction	162
6.1.1.- Delamination as a visco-plastic process	162
6.1.2.- Previous studies including visco-plasticity	164
6.1.3.- Objectives	167
6.2.- Methodology	168
6.2.1.- Different methods to incorporate plasticity	168
6.2.2.- Description of the method	169
6.2.3.- Numerical implementation	173
6.3.- Results	176
6.3.1.- Description of the setup	176
6.3.2.- Influence of the friction angle (φ)	178
6.3.3 Influence of the maximum bearable shear stress (τ)	184
6.3.4 Influence of the under-relaxation factor.	187
6.4. Conclusions	191
Conclusions and future work	193
Referencias y Anexos	199
Anexo: English summary	220
Anexo: DVD con programas desarrollados	225

PRESENTACIÓN

Presentación

El estudio de los procesos dinámicos en el interior de la Tierra, como pueden ser la delaminación continental, exige en muchos casos el uso de modelos numéricos o análogos. Manipulando estos modelos en nuestros ordenadores o en nuestros laboratorios podemos elaborar explicaciones sobre la evolución de la litosfera desde una configuración inicial inferida a partir de observables geofísicos y geológicos hasta una situación actual consistente con los observables disponibles. El desarrollo y aplicación de modelos es pues una parte imprescindible en nuestra búsqueda de una mayor comprensión del comportamiento de la Tierra. En esta tesis doctoral nos hemos centrado en los modelos numéricos.

Al elaborar los modelos numéricos, hay dos grandes campos en los que tenemos que trabajar: la modelización de la evolución de la temperatura y la modelización del movimiento del material. Ambos campos están íntimamente relacionados, pues las variables matemáticas que se requieren para describir el movimiento del material dependen fuertemente de la temperatura; y a su vez, la transmisión del calor en la Tierra se produce, en gran medida, como consecuencia del movimiento del material (advección). Los modelos numéricos termomecánicos son aquellos que permiten modelizar ambos campos acopladamente.

Existen dos grandes enfoques sobre cómo modelizar el comportamiento de la Tierra. Por un lado, la Tierra puede representarse como un fluido de alta viscosidad. A pesar de lo extraño que pueda parecer esto para un profano, toda la geodinámica descansa sobre la afirmación de que la Tierra se comporta como un fluido para tiempos de evolución de millones de años, que resultan extraordinariamente grandes para la escala humana, pero adecuados para explicar la evolución de la Tierra. Por otro lado, cuando las deformaciones ocurren en tiempos mucho menores, la modelización del comportamiento de los materiales litosféricos requiere, además, introducir fenómenos descritos por la mecánica del sólido elástico, como son la ruptura frágil de los

materiales y la localización de la deformación en fallas. Ambos enfoques son pues, complementarios, y necesarios para obtener una adecuada comprensión de los procesos dinámicos en el interior de la Tierra.

Un proceso geodinámico que ha sido objeto de infinidad de estudios analíticos, numéricos y análogos, es la subducción oceánica. Desde el advenimiento de la teoría de la Tectónica de Placas, se reconoce éste como el proceso responsable del reciclaje de la litosfera oceánica. Las placas tectónicas oceánicas, densas y rígidas, se hunden en el interior de la Tierra, incluso llegando a penetrar en numerosos casos en el manto inferior. Sin embargo, la renovación o ‘rejuvenecimiento’ de la litosfera continental no es tan sencilla de explicar puesto que la corteza continental es muy boyante y rígida, y actúa como un corcho impidiendo el hundimiento de la placa. La delaminación de manto litosférico continental se presenta como un mecanismo muy efectivo de rejuvenecimiento litosférico. Este mecanismo fue propuesto por Peter Bird a finales de los años 70 (Bird, 1978, 1979) y se basa en que, bajo determinadas circunstancias, el manto litosférico se desgaja progresivamente de la corteza y se hunde en la astenosfera. Si bien la delaminación no es el único proceso propuesto para explicar la renovación del manto litosférico continental, es uno de los menos estudiados, a pesar de que, recientemente, se ha convertido en un mecanismo “de moda”, propuesto en un amplio número de zonas de la Tierra.

Esta tesis doctoral pretende contribuir a cubrir ese vacío, profundizando en el estudio cuantitativo del mecanismo de delaminación continental. El primer objetivo es el estudio a escala litosférica de la delaminación continental con algoritmos propios adecuados. Este objetivo comprende el estudio físico-matemático del mecanismo desde un enfoque viscoso, el desarrollo e implementación de algoritmos numéricos adecuados, el análisis paramétrico del mecanismo de delaminación y su posible aplicación a zonas específicas de la Tierra. El enfoque viscoso permite explicar en gran medida la evolución del mecanismo.

El segundo objetivo es el desarrollo de una metodología nueva que reproduzca la localización de la deformación y la aparición espontánea de fallas, permitiendo la modelización de la delaminación con un enfoque visco-plástico. Este es un campo en el límite del conocimiento actual, con muy pocos grupos de investigación trabajando en él, en el cual esta tesis realiza un primer pero prometedor acercamiento. La delaminación es un marco especialmente adecuado en el que estudiar estos procesos visco-plásticos, pues está gobernado por la interacción de materiales de comportamiento muy diferente ante la fractura, como son los que componen la corteza y el manto litosférico.

La tesis está estructurada en dos partes, si bien la primera es mucho más extensa y completa que la segunda. En la primera parte, que engloba los capítulos 1 a 6, se realiza un estudio detallado de la delaminación con un enfoque viscoso. El capítulo 1 presenta el mecanismo de la delaminación y los estudios previos realizados hasta ahora. Los capítulos 2 y 3 están dedicados al estudio analítico del mecanismo de la delaminación y su implementación en unos códigos numéricos que permitan la modelización de este mecanismo y que sean versátiles y fácilmente manejables para cualquier científico. En el capítulo 4 se presenta una modelización y caracterización del mecanismo de la delaminación en sí mismo, mientras que en el capítulo 5 aplicaremos los resultados obtenidos para reproducir modelos conceptuales de evolución propuestos para zonas concretas de la Tierra.

La segunda parte se desarrolla en el capítulo 6, en donde cambiamos el enfoque viscoso por un enfoque visco-plástico y desarrollaremos una metodología completamente nueva para abordar el segundo objetivo de la tesis. Esta metodología se desarrolló durante una estancia de seis meses en la Goethe University, en Frankfurt am Main, bajo la dirección del prof. Dr. Harro Schmeling. El capítulo 7 resumirá las conclusiones de la tesis y las nuevas líneas abiertas así como el trabajo futuro que puede desarrollarse a continuación de esta tesis.

A fin de optar a la “Mención Europea” en el título de Doctor, esta memoria está escrita en castellano excepto los capítulos 6 y 7, que están redactados en inglés. En los anexos se incluye un resumen de la tesis en inglés.

Los trabajos desarrollados durante el periodo de la tesis doctoral han dado lugar a las siguientes publicaciones:

Valera, J. L., A. M. Negrodo y A. Villaseñor, (2008), *Asymmetric delamination and convective removal numerical modeling: Comparison with evolutionary models for the Alboran Sea region*, Pure appl. geophys., 165, 1683–1706, doi:10.1007/s00024-008-0395-8

Valera, J.L., A.M. Negrodo y A. Villaseñor, (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 Española, 20 (3-4), 287-300

Carminati, E., A.M. Negrodo, J.L. Valera y C. Doglioni, (2005), *Subduction-related intermediate-depth and deep seismicity in Italy: insights from thermal and rheological modelling*, Physics of the Earth and Planetary Interiors, 149, 65-79

Negrodo, 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.

Además, los siguientes manuscritos están actualmente en revisión y preparación:

Valera, J. L. y A.M. Negrodo, (2009), *Lateral propagation of continental lithosphere delamination: insights from thermo-mechanical numerical modeling*, Journal of Geophysical Research (in rev, ref. 2009JB006323)

Valera, J. L., A.M. Negrodo y Jiménez-Munt, I., (2009), *Deep and near-surface consequences of root removal by asymmetric continental delamination*, special thematic volume on TOPO-EUROPE (in prep)

Valera, J. L., A.M. Negrodo, y M.I. Billen, (2009) *Dense root removal by delamination in Sierra Nevada, California: insights from numerical modeling*, (in prep)

El doctorando ha presentado su trabajo en 8 congresos internacionales y uno nacional.

Parte I:
MODELOS TERMOMECÁNICOS VISCOSOS

1.- Introducción.

1.1- Rejuvenecimiento de la litosfera continental

La teoría de la Tectónica de Placas ha permitido comprender y dar una explicación satisfactoria de muchos de los procesos geodinámicos que ocurren en la Tierra. A pesar del escepticismo con que fue aceptada la propuesta inicial de la deriva continental de Wegener en 1912¹, posteriores descubrimientos como, por ejemplo, la expansión del fondo oceánico y la convección en el manto, llevaron a la elaboración de la teoría de la Tectónica de Placas como una gran teoría unificadora de las ciencias de la Tierra que permitía explicar muchas observaciones geológicas y geodinámicas de una forma coherente y homogénea.

La aceptación y la confianza en la teoría de la Tectónica de Placas era tal a mediados-finales del siglo pasado que todo evento geológico tenía que ser resultado de la Tectónica de Placas para ser aceptado, lo cual llevó a algún investigador a expresar su frustración diciendo que “la afirmación de que cada evento geológico tiene que ser resultado de la tectónica de placas es un nuevo dogma que debe ser combatido” (Bird, 1979). Actualmente, la teoría de la Tectónica de Placas sigue siendo aceptada, pero se considera un “marco” en el que estudiar fenómenos geodinámicos, más que una teoría completamente cerrada. De hecho, hay aún ciertos problemas en geodinámica que continúan sin una explicación plenamente satisfactoria dentro del marco estándar de la Tectónica de Placas.

Por ejemplo, la renovación de la litosfera continental es un proceso que aún no se comprende bien. La renovación del manto litosférico oceánico se explica por el proceso de subducción, pero la renovación de la litosfera continental no es tan sencilla de explicar debido a la baja densidad de la corteza continental. Existen, sin embargo, toda una serie de observaciones que indican que el manto litosférico continental puede ser reemplazado por material astenosférico. Las observaciones más significativas incluyen un flujo de calor superficial anómalamente elevado, levantamiento regional, cambio del

¹ Wegener, Alfred. **The Origin of Continents and Oceans**. John Biram, translator. Mineola, New York: Dover Publications, 1966. La primera edición del libro fue en 1912. En posteriores ediciones, Wegener fue añadiendo más evidencias y ampliando su teoría. Su última versión se editó en 1929, un año antes de su prematura muerte durante una expedición científica a Groenlandia.

régimen regional de esfuerzos hacia la extensión y la presencia de slabs (lajas) fríos en el manto superior y actividad magmática en regiones continentales alejadas de zonas de subducción. El mecanismo responsable de este rejuvenecimiento del manto litosférico continental sigue aún debatiéndose, pero las propuestas realizadas en los últimos treinta años pueden agruparse en tres (e.g. Houseman y Molnar, 2001, figura 1.1): el desprendimiento post-subductivo de litosfera continental, la remoción² convectiva, y la delaminación continental. En todos los casos son las fuerzas de empuje asociadas a las diferencias de densidad las que dirigen de manera preeminente la evolución.

La subducción y el posterior desprendimiento de manto litosférico continental (figura 1.1a) arrastrado por la subducción previa de una placa oceánica se ha propuesto como un posible mecanismo capaz de explicar el rejuvenecimiento mencionado. En este mecanismo, el manto litosférico subducido se desprende de la placa superior por la tensión entre el peso de la placa oceánica subducida y el empuje ascendente debido a la flotabilidad de la corteza continental que queda en superficie. En respuesta a esa carga eliminada, puede desarrollarse elevación topográfica de la superficie y extensión, junto con calentamiento de la litosfera por la sustitución del manto litosférico por material astenosférico (e. g. Wortel y Spakman, 1992; Beaumont et al., 1994; Willet y Beaumont, 1994; Yoshioka y Wortel, 1995; Von Blanckenburg y Davies, 1995; Van der Meulen et al., 1998). Sin embargo, estudios recientes de modelización numérica (Gerya et al., 2004; Andrews y Billen, 2007, Zlotnik, 2008) coinciden en que el desprendimiento del slab no produce adelgazamiento litosférico. La subducción continental con posterior desprendimiento del slab ha sido propuesta para explicar la evolución de regiones como el Mar de Alborán (e.g. Zeck, 1996), la región del Zagros, en Irán (e.g. Molinaro et al., 2005), el Himalaya noroccidental (Guillot et al., 2003) o la evolución del Tíbet (e.g. Mugnier y Huyghe, 2006).

² El Diccionario de la Real Academia Española define “remoción” como “acción o efecto de remover”. El Diccionario Panhispánico de Dudas, aclara, sobre “remover”: “No hay por qué censurar su empleo con los sentidos de ‘quitar [algo] de un lugar’ y ‘apartar [a alguien] de su cargo’, suponiendo, erróneamente, que se trata de un calco del inglés *to remove*: son acepciones tradicionales en español, ya presentes en el étimo latino.”

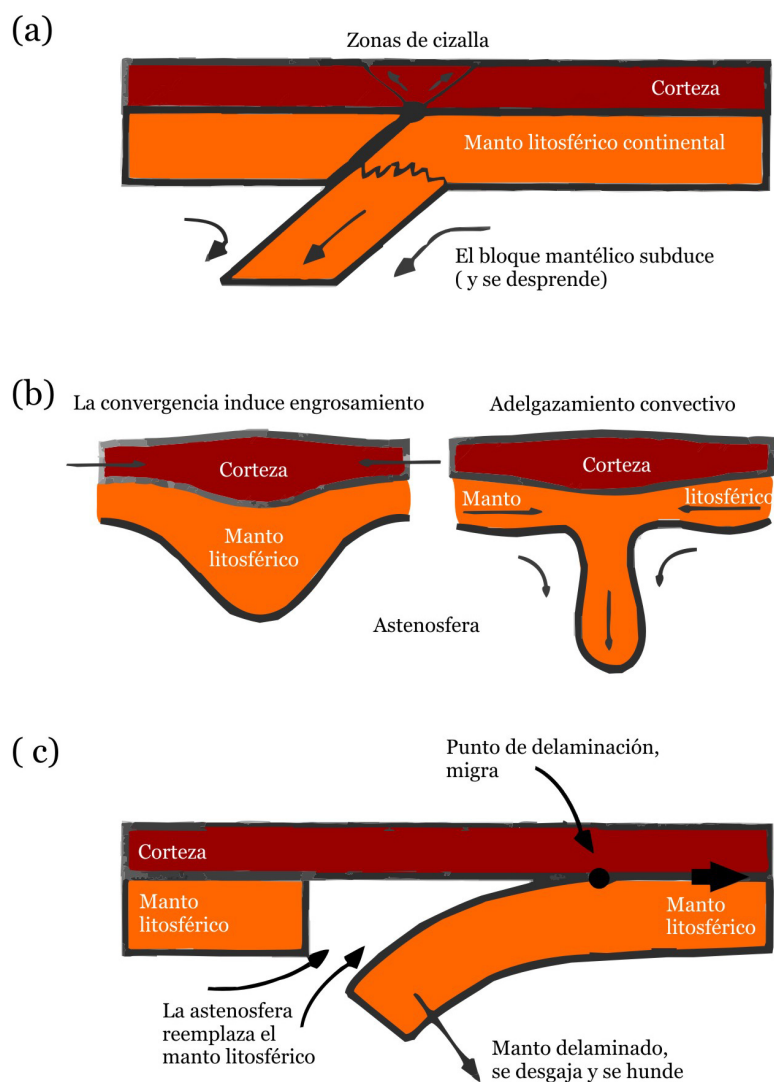


Figura 1.1: Mecanismos de rejuvenecimiento litosférico: (a) subducción y desprendimiento de manto litosférico continental, (b) remoción convectiva, y (c) delaminación. (Modificado de Houseman y Molnar, 2001).

Otro mecanismo propuesto para explicar el rejuvenecimiento de litosfera continental es el de remoción convectiva (figura 1.1b). Este mecanismo fue propuesto en los años 80 y ha sido muy estudiado desde entonces tanto con modelos dinámicos (e.g. Houseman et al., 1981; Platt y England, 1993; Molnar et al., 1998; Houseman y Molnar, 2001; Molnar y Houseman, 2004; Gemmer y Houseman, 2007; Harig et al., 2008) como termo-mecánicos (e.g. Fleitout y Froidevaux 1982; Buck y Toksöz 1983; Lenardic y Kaula 1995; Marotta et al., 1998; 1999; Schott y Schmeling 1998; Göğüş y Pysklywec, 2008a). Este mecanismo se basa en que cuando la litosfera continental sometida a un régimen de convergencia se engrosa para formar un orógeno, el manto litosférico, más denso que la astenosfera sobre la que reposa, puede alcanzar una situación de inestabilidad gravitatoria de Rayleigh-Taylor. El propio peso de esa perturbación

provoca su desprendimiento del manto litosférico, y su hundimiento en la astenosfera. El orógeno, por tanto, pierde su "raíz" litosférica y el resultado es una corteza engrosada con un manto litosférico adelgazado.

La presencia de material astenosférico a bajas profundidades provocaría levantamiento topográfico, aumento del flujo de calor superficial, extensión y magmatismo. Sin embargo, estos modelos presentan serios problemas para reproducir la aparición de adelgazamiento litosférico, como se discutirá posteriormente con más detalle. Algunos autores (e. g. Houseman et al., 2000; Houseman y Molnar, 2001; Molnar y Houseman, 2004, Gemmer y Houseman, 2007) han propuesto una modificación de este modelo basada en la simulación de una "doble gota": la presencia de una corteza gruesa, de baja densidad y baja viscosidad favorece el desarrollo de dos gotas simétricas desplazadas hacia los márgenes de la región modelizada. Con esta variación se obtienen dos zonas de engrosamiento simétricas, con adelgazamiento litosférico entre ambas (gráfico inferior de la figura 1.2).

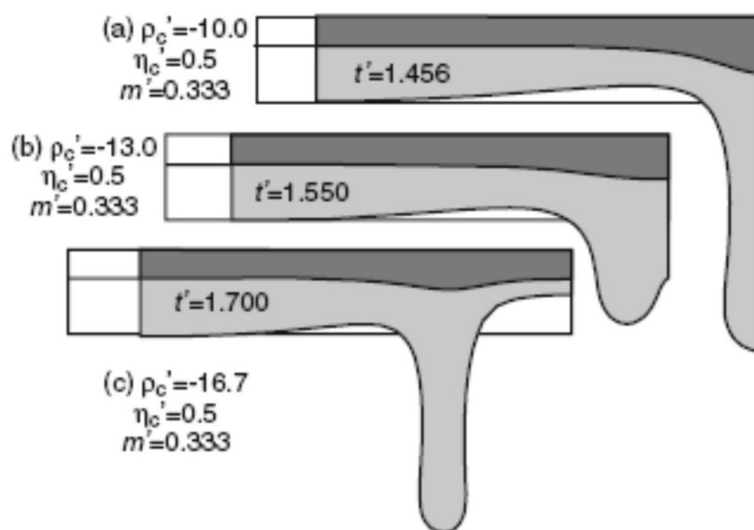


Figura 1.2 Ejemplo de tres modelos (por simetría sólo se muestra la mitad izquierda) en que se muestra que al disminuir la densidad de la corteza se pasa de (a) un engrosamiento axial a (c) dos gotas simétricas. La corteza está coloreada en gris oscuro y el manto litosférico en gris claro. Los valores son números adimensionales que dan los valores relativos de densidad y viscosidad para corteza (ρ'_c y η'_c respectivamente) y el espesor de la corteza en relación al espesor total de la litosfera (m'). ρ'_c está calculada como la diferencia entre la densidad de la corteza y la densidad de la astenosfera (constante) dividido por el incremento de densidad entre manto litosférico y astenosfera. Así, cuanto más negativo es el valor de ρ'_c , menor es la densidad de la corteza. t' es el tiempo adimensional tras el inicio de la convergencia, que en todos los modelos tuvo la misma velocidad. Los rectángulos del fondo muestran los estados iniciales (Molnar y Houseman, 2004).

Sin ánimo de ser exhaustivos, el mecanismo de la remoción convectiva ha sido aplicado al mar de Alborán (e.g. Platt y Vissers, 1989), la llanura Panónica en Europa Central (e.g. Gemmer y Houseman, 2007), la Meseta Tibetana (e.g. England y Houseman, 1989), la región del Transverse Range en California (e.g. Houseman et al., 2000) y las montañas de Sierra Nevada en California (e.g. Saleeby y Foster, 2004).

El mecanismo de delaminación fue propuesto por P. Bird para la evolución de la Meseta del Colorado, EEUU (Bird 1978) y caracterizado como proceso físico en artículos posteriores (Bird 1979, Bird y Baumgardner, 1981). Según Bird, el mecanismo de delaminación propone que, si hubiera una zona de debilidad en el manto litosférico que pusiese en contacto la astenosfera y la corteza inferior, se crearía un contraste lateral de presiones que, con viscosidades de la corteza inferior suficientemente bajas, causaría que el material astenosférico se expandiese lateralmente por la base de la corteza, actuando como una “palanca” o “navaja” y desgajando progresivamente el manto litosférico de la corteza (figuras 1.2c y 1.3). Este manto desgajado o *delaminado* se hundiría en el manto superior por efecto de la gravedad. El ascenso de la astenosfera causaría elevación topográfica, incremento del flujo de calor superficial, extensión y, posiblemente, magmatismo.

La delaminación ha sido propuesta para una gran variedad de zonas, como la Meseta Tibetana (Bird, 1978; Tilmann et al., 2003), la Meseta del Colorado (Bird, 1979), el Mediterráneo occidental (Channel y Mareschal, 1989), el Mar de Alborán (e.g. Seber et al., 1996; Calvert et al., 2000; Valera et al., 2008), el Cinturón Varisco centroeuropeo (Arnold et al., 2001), las montañas de Sierra Nevada en California, EEUU (e.g. Zandt et al., 2004; LePourhiet et al., 2006), la región de Vrancea en Rumania (Knapp et al., 2005), el Atlas marroquí (Fadil et al., 2006) o Anatolia oriental (Göğüş y Pysklywec, 2008b). A pesar de la gran ‘popularidad’ del mecanismo de delaminación continental, la escasez de modelos físicos hace que aspectos fundamentales de este proceso no hayan sido suficientemente estudiados.

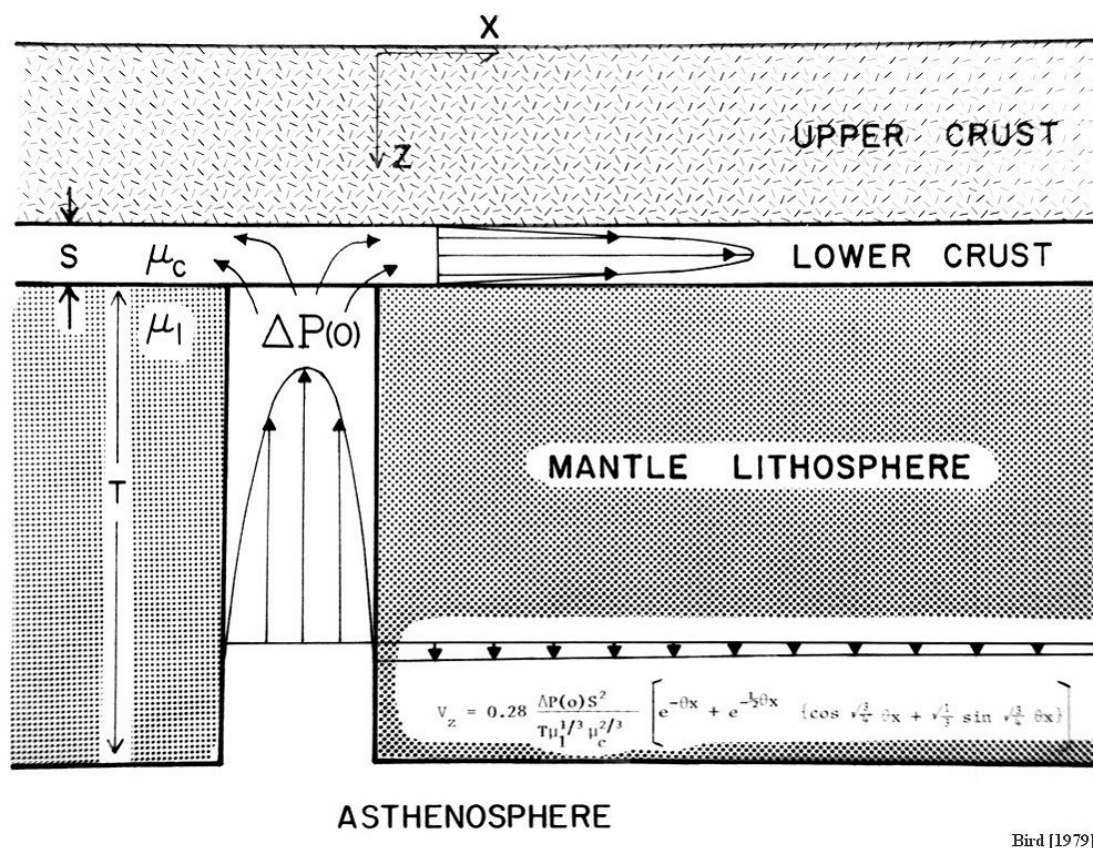


Figura 1.3. Mecanismo de delaminación propuesto por Bird en 1979. Con viscosidades de la corteza inferior (μ_c) suficientemente bajas, el contraste lateral de presiones ΔP provoca el ascenso del material astenosférico y su expansión lateral por la base de la corteza.

Para evitar ambigüedades comunes en la literatura, en donde el término “delaminación” se usa a veces para referirse a cualquier proceso de remoción de material litosférico, conviene aclarar que usaremos el término “delaminación” para referirnos a un proceso en el que se cumplen dos condiciones del modelo de Bird: 1) la astenosfera entra en contacto directo con la corteza, 2) el punto de delaminación, es decir, el punto donde la litosfera se desgaja de la corteza, migra lateralmente (figura 1.1c).

1.2.- Objetivos

El objetivo fundamental de la primera parte de esta tesis es obtener una adecuada caracterización física del proceso de delaminación y sus consecuencias a escala litosférica. Este objetivo se desglosa en tres objetivos particulares.

En primer lugar, desarrollaremos unos algoritmos propios adecuados para el estudio de este proceso. El estudio analítico de las ecuaciones que gobiernan el mecanismo de la

delaminación y su implementación numérica en unos códigos numéricos creados en el curso de esta tesis doctoral ocupan los capítulos 2 y 3 de esta sección.

En segundo lugar, realizaremos una modelización del proceso de delaminación, que permita una comprensión más profunda de los fenómenos implicados, distinguiendo entre los que tienen origen térmico y los que tienen origen puramente mecánico. Es importante estudiar la influencia de la estratificación horizontal de la viscosidad y la densidad, pues ambos parámetros se han mostrado en la literatura como los más importantes en el control del proceso. La remoción convectiva, que es el fenómeno físicamente más parecido a la delaminación, será objeto de estudio comparado, a fin de comprender mejor las características propias de cada mecanismo. Las consecuencias de la migración lateral de la delaminación es otro punto de interés en este estudio. Todas estas cuestiones se abordan en el capítulo 4 de esta sección.

En tercer lugar, utilizaremos nuestro código para reproducir algunos modelos conceptuales basados en el mecanismo de delaminación propuestos en la literatura para zonas concretas, comparando nuestros resultados con las observaciones existentes en la región concreta de estudio. En el capítulo final de la memoria se resumen las principales conclusiones de esta parte de la tesis, que ya habrán sido presentadas en los capítulos correspondientes. Además, tras una discusión de las limitaciones de nuestros modelos, se proponen mejoras futuras, tanto de las hipótesis adoptadas como de los propios algoritmos numéricos.

2.- Estudio analítico de las Ecuaciones Fundamentales

2.1.- Introducción

Desde el punto de vista de la Reología, disciplina que estudia la deformación y flujo de los materiales, un fluido es un material que se deforma continuamente bajo la acción de una fuerza F , o, más propiamente, bajo la acción de un esfuerzo σ . Una fuerza tiene un punto de aplicación local, mientras que un esfuerzo se aplica sobre la unidad de superficie. Esfuerzo es, por tanto, la fuerza por unidad de área actuando en un determinado plano a lo largo de una determinada dirección, y es un concepto más apropiado que fuerza en el estudio del movimiento y deformación de los materiales.

Con esta definición de fluido resulta claro que cuando decimos que la Tierra se puede modelizar como un fluido no estamos diciendo que los materiales del manto o de la corteza tengan la *estructura atómica* propia de los fluidos, menos ordenada que la de los sólidos. El concepto de “fluido”, desde esta óptica, es más amplio y se refiere al comportamiento del material antes que a su estructura. Desde el punto de vista de la estructura atómica, resulta claro que el granito, o el basalto, son sólidos. Pero para estudiar los procesos de deformación a los que se ven sometidos en tiempos geológicos, es adecuado estudiarlos como fluidos. El comportamiento de un material como fluido no es una propiedad intrínseca del material, sino que viene dado por condiciones externas como la temperatura, la presión o la duración del esfuerzo al que está sometido. Esta manera de acercarse al estudio y modelización del comportamiento de la Tierra como un fluido se denomina “enfoque viscoso” y se plantea como un problema de la Dinámica de Fluidos.

El comportamiento fluido no es el único que estudia la Reología: existen otros comportamientos que se explican mejor desde la Mecánica de Sólidos y cuyo estudio podemos abordar con un enfoque que podemos llamar, de manera un tanto laxa, “enfoque elástico”. Un sólido tiene un comportamiento “elástico” cuando la deformación que experimenta bajo la acción de un esfuerzo es instantánea y recupera su estado inicial al liberarse el esfuerzo. Cuando la deformación del sólido sometido a esfuerzo depende del tiempo y no es recuperable, sino que tras liberarse el esfuerzo

persiste una deformación, el sólido tiene un comportamiento “no-elástico”¹. Uno y otro comportamiento están separados por un punto llamado “límite elástico”.

La figura 2.1 muestra el diagrama esfuerzo-deformación para el comportamiento de un sólido hipotético. Dentro del comportamiento elástico, para esfuerzos y deformaciones relativamente pequeños, los materiales con comportamiento elástico muestran una relación lineal entre esfuerzo y deformación, siguiendo la ley de Hooke. Superado un cierto esfuerzo, llamado ‘límite de proporcionalidad’, la Ley de Hooke ya no se cumple y la relación entre esfuerzos y deformación deja de ser lineal.

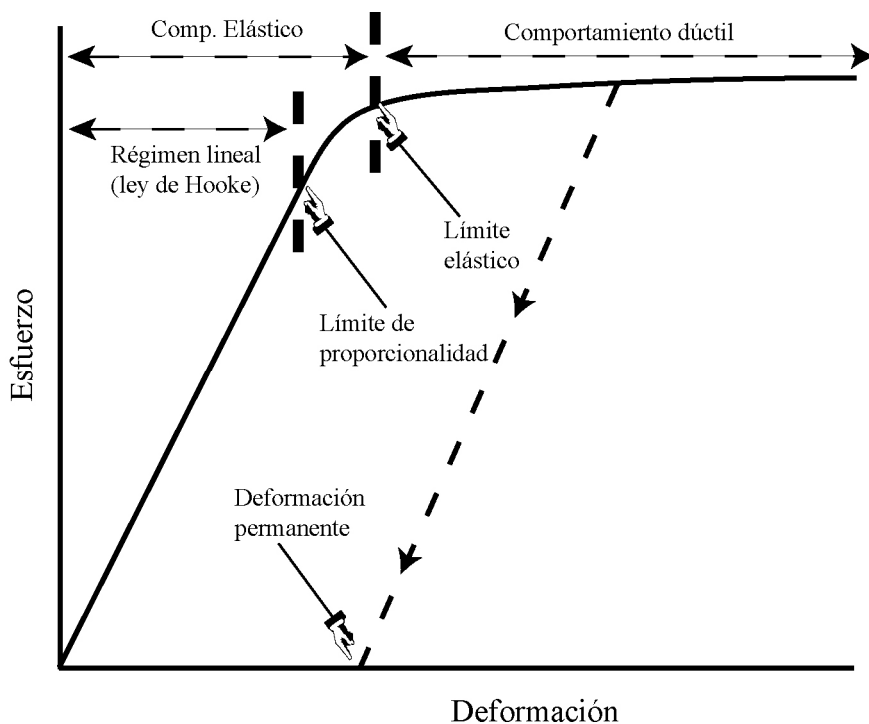


Figura 2.1.: Diagrama esfuerzo-deformación para un sólido hipotético. (Modificado de Lowrie, 2007)

Si el sólido es deformado más allá del “límite elástico”, el sólido ya no recupera su forma original al liberarse el esfuerzo y puede experimentar dos tipos de deformación: frágil o dúctil. La deformación o ruptura frágil es una deformación discontinua localizada en la que el material pierde su continuidad a lo largo de una superficie aproximadamente bien definida. El “límite elástico” en este caso coincide con la resistencia del material a la ruptura. La resistencia a la ruptura depende de las

¹ Según cómo sea la forma de la relación esfuerzo-deformación el comportamiento no-elástico puede recibir diferentes nombres: anelástico, plástico, etc. A lo largo de esta tesis, asumiremos que anelástico, plástico y dúctil son prácticamente sinónimos. Diferencias más precisas pueden verse en Ranalli (1995), Lowrie (2007), o Karato (2008).

condiciones de temperatura y presión, características del entorno y duración del esfuerzo. Si el esfuerzo aplicado no supera la resistencia del sólido a la ruptura, el sólido comienza a experimentar un comportamiento dúctil. Los materiales con comportamiento dúctil se caracterizan porque pequeñas variaciones de esfuerzo producen grandes variaciones de deformación que, además, permanecen al liberarse el esfuerzo, esto es, la deformación no es recuperable. La deformación, dependiente del tiempo, se denomina “flujo plástico” o “plasticidad” y la capacidad del sólido para tener este comportamiento se llama ductilidad. Algunos autores (e.g. Karato, 2008) proponen denominar “fallamiento dúctil” la deformación que, siendo continua e irrecuperable, está localizada; y proponen restringir el término “flujo plástico” a cuando la deformación es homogénea en todo el material. La ductilidad de un sólido depende de la temperatura y de la presión, y materiales que son frágiles a condiciones ambientales pueden comportarse dúctilmente a elevadas temperaturas y presiones.

La ruptura frágil es un fenómeno muy localizado y abrupto, que no puede modelizarse directamente en un medio fluido continuo. Sin embargo, es necesario hacerlo de algún modo si queremos simular la aparición de fallas o zonas localizadas de deformación. La aparición de fallas se simula introduciendo la “deformación plástica”, que permite reproducir deformaciones en el material no recuperables. El uso de la plasticidad para simular la aparición de zonas estrechas de cizalla es el punto principal del capítulo 6 de esta tesis.

Tanto el enfoque “viscoso” como el así llamado “elástico” son complementarios y más aún en Geodinámica, donde coexisten e interactúan procesos que se explican por uno u otro “enfoque”. El enfoque “elástico” es esencial para comprender la transmisión de ondas sísmicas, el “rebote postglacial” o la deformación de las placas tectónicas en la subducción. La fractura “frágil” del material litosférico origina fallamientos en las rocas y terremotos. El comportamiento fluido juega un papel primordial en la estructura térmica de la Tierra y es el responsable del movimiento del manto, que está estrechamente relacionado con la Tectónica de Placas y la deriva continental. Procesos geodinámicos como la delaminación o la remoción convectiva exigen un enfoque viscoso. En realidad, todo el estudio sobre el movimiento del material que compone la Tierra descansa sobre la afirmación de que, para los tiempos de evolución propios de la geología (millones de años), el material se comporta como un fluido.

El comportamiento mecánico de un fluido viene regido, fundamentalmente, por la densidad y la viscosidad. La densidad es la variable que origina las fuerzas de la “flotabilidad” del fluido: su tendencia a seguir la dirección y sentido de la gravedad, cuando el contraste entre la densidad del punto y su entorno es positivo (el punto tiene más densidad que su entorno); o seguir el sentido contrario a la gravedad cuando el contraste es negativo. La viscosidad relaciona los esfuerzos que actúan en un fluido con la tasa de deformación que experimenta. Es una medida de la resistencia del fluido a la deformación producida por los esfuerzos. La densidad y la viscosidad dependen fuertemente de la temperatura y, en menor medida, de la presión. La viscosidad, además, depende de los esfuerzos, a través de la velocidad con que el fluido se deforma debido a esos esfuerzos. La forma que adopta la viscosidad puede ser muy compleja y origina diferentes comportamientos del fluido ante la deformación o *reologías*².

Se considera que bajo las condiciones de presión y temperatura del manto superior hay dos mecanismos por los que puede deformarse de manera dúctil un mineral (e.g. Turcotte y Schubert, 2002). Cada uno de estos mecanismos produce una diferente ley para la viscosidad y, por tanto, una reología diferente. Estos dos mecanismos fundamentales son la deformación por difusión y la deformación por dislocación. En la deformación por difusión, los átomos se difunden a través de la red cristalina cuando el mineral es sometido a esfuerzos. En la deformación por dislocación, son ciertas imperfecciones en la red cristalina las que, al someterse a esfuerzos, migran y, como resultado, deforman la red cristalina. Una explicación detallada y clara de estos mecanismos puede encontrarse en los textos de Ranalli (1995), Turcotte y Schubert (2002), Lowrie (2007) o Karato (2008).

El código numérico que presentamos en este trabajo resuelve las ecuaciones acopladas que rigen el comportamiento de un fluido: la ecuación de movimiento o ecuación de Navier-Stokes y la ecuación térmica o ecuación del calor. De este modo podremos simular y estudiar cómo se comporta la Tierra –concretamente, la litosfera y el manto superior- ante situaciones específicas. El código está diseñado para el estudio de la delaminación, si bien las ecuaciones que resuelve son generales. De esta manera,

² Reología es el término que se refiere por igual a la ciencia que estudia la deformación y el movimiento de un fluido, como se presentó al inicio del capítulo, o al comportamiento mismo del fluido descrito por la ley matemática que relaciona esfuerzos y deformaciones, como se refiere en este caso.

permite afrontar otro tipo de problemas de geodinámica que compartan con la delaminación la necesidad de utilizar un “enfoque viscoso”.

2.2.- Estudio analítico de la ecuación de movimiento

2.2.1.- La ecuación de Navier-Stokes

Para estudiar el movimiento de un fluido, partimos de la segunda ley de Newton:

$$\sum_k F_k = \frac{d(mu)}{dt} \quad (2.1)$$

La variación de la cantidad de movimiento en un fluido (el término de la derecha en la ecuación de Newton) se calcula a partir del producto de la masa de un elemento de fluido por su velocidad. Las fuerzas más importantes que actúan son la gravedad y las fuerzas que están produciendo la deformación, que en mecánica se calculan como la variación espacial del tensor de esfuerzos σ .

La segunda ley de Newton, expresada para un fluido, es la ecuación de conservación del momento:

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + F_i = \frac{D(\rho u)_i}{Dt} \quad (2.2)$$

donde σ es el tensor de esfuerzos; F , las fuerzas externas; ρ es la densidad; u es la velocidad; x las coordenadas espaciales; i, j indican las componentes y t , el tiempo.

Las fuerzas externas que vamos a considerar son únicamente las fuerzas gravitatorias. Definimos F como el peso por unidad de volumen que ejerce el elemento de fluido considerado, y tiene la misma dirección que la gravedad.

$$F_i = \rho g \delta_{iz} \quad (2.3)$$

donde δ es la delta de Kronecker (definida como 1 si $i=j$, 0 si $i \neq j$; en este caso 1 si $i=z$, 0 si $i \neq z$).

Aplicando la expresión (2.3) y desarrollando la expresión matemática de la Derivada Total o Material, la ecuación (2.2) puede expresarse, por tanto, como:

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + \rho g \delta_{iz} = \frac{D\rho}{Dt} u_i + \frac{Du_i}{Dt} \rho \quad (2.4)$$

El término de las fuerzas internas, que son las fuerzas que producen la deformación, es el más interesante en nuestro estudio. El tensor de esfuerzos viscosos o, simplemente, tensor de esfuerzos σ , puede descomponerse en la suma de dos contribuciones:

$$\sigma_{ij} = -P\delta_{ij} + \tau_{ij} \quad (2.5)$$

El primer término son los esfuerzos isotrópicos, dados por la presión P ; el segundo término son los esfuerzos desviatorios τ . Estos esfuerzos vienen dados por la *ley constitutiva* que relaciona los esfuerzos con la velocidad de deformación del fluido. Analizaremos con más detalle la *ley constitutiva* más adelante.

Utilizando la expresión (2.5), la ecuación de movimiento queda expresada de esta forma:

$$-\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \rho g \delta_{iz} = \frac{D\rho}{Dt} u_i + \rho \frac{Du_i}{Dt} \quad (2.6)$$

En el estudio que estamos realizando vamos a seguir la formulación de Schmeling (1989), pero haremos el desarrollo matemático en forma dimensional. Adoptamos las hipótesis más utilizadas en la literatura, que son las siguientes:

- Consideraremos un fluido en dos dimensiones, una vertical y una horizontal. La coordenada vertical z apuntará en la dirección de la gravedad.

- Consideraremos despreciables las fuerzas inerciales. Esto es, vamos a admitir que las fuerzas inerciales son mucho menores que el resto de las fuerzas. En nuestro caso concreto consideramos que las aceleraciones inerciales son mucho menores que la aceleración gravitatoria. Esto implica considerar que estamos trabajando con fluidos muy viscosos. Esta aproximación es corriente al modelizar el comportamiento de la Tierra, donde las viscosidades son del orden de $10^{18} - 10^{25}$ Pa s. En la literatura, es frecuente utilizar los ‘números adimensionales’ para caracterizar un fluido y su movimiento. Por tanto, es muy frecuente encontrar expresada esta hipótesis como que el número adimensional de Prandtl es muy grande (e.g. Schubert et al., 2001). Este número relaciona la viscosidad (o difusividad del momento) y la conductividad (o difusividad del calor). Números de Prandtl grandes significan que la viscosidad es mucho mayor que la conductividad: el fluido es muy viscoso.
- Utilizaremos la *Aproximación de Boussinesq* (BA, en sus siglas en inglés), que consiste en considerar despreciable la variación de cualquier variable termodinámica, incluida la densidad. Las variaciones de densidad se toman en consideración únicamente cuando tienen efecto sobre la flotabilidad del material; es decir, cuando estén acopladas a la gravedad (Boussinesq, 1903; Spiegel y Veronis, 1960). Esta aproximación es comúnmente utilizada para modelizar procesos geodinámicos. Puede encontrarse una explicación más detallada de esta Aproximación en los textos de Tritton (1988), Lliboutry (1997) y Schubert et al. (2001), entre otros.

Estudiemos más a fondo las implicaciones de las hipótesis.

El primer término de la derecha de la ecuación (2.6) debe anularse en la BA dado que incluye variaciones de la densidad sin consecuencias gravitatorias al no aparecer la gravedad.

Por tanto:

$$\frac{D\rho}{Dt} = 0 \tag{2.7}$$

Nótese que la ecuación de conservación de la masa es:

$$\frac{1}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} = -\nabla \cdot \vec{u} \quad (2.8)$$

Por lo tanto, la *BA* significa considerar el fluido como incompresible a efectos de la ecuación del movimiento. Es importante señalar que no estamos asumiendo que la densidad sea constante: con la *BA* lo que se afirma es que las variaciones de densidad no ejercen una influencia considerable excepto en lo que se refiere a los efectos gravitatorios. Por esta razón, podremos más adelante introducir dependencias de la densidad con la temperatura y la fase mineralógica, siguiendo a diferentes autores, ya citados, que utilizan estas mismas hipótesis. En cierta manera, se puede afirmar que la *BA* es una relajación de la hipótesis de incompresibilidad. Si el manto fuera perfectamente incompresible, la convección, controlada por el efecto gravitatorio de las variaciones de densidad, no sería posible. La *BA* es la manera más sencilla de tratar con fluidos incompresibles que, al mismo tiempo, permite la convección en el manto.

El segundo término de la derecha en la ecuación (2.6) es el término de las fuerzas inerciales, término que despreciamos por la segunda hipótesis considerada.

De este modo, la ecuación de movimiento (2.6) queda:

$$\frac{\partial P}{\partial x_i} - \rho g \delta_{iz} = \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (2.9)$$

ecuación que se conoce en la literatura como Ecuación de Navier-Stokes³ y que expresa el balance en el fluido entre las fuerzas de presión (primer término de la izquierda), las fuerzas gravitatorias (segundo término de la izquierda) y las fuerzas viscosas (término de la derecha). Al haber desaparecido la dependencia explícita con el tiempo, la ecuación adopta una forma *elíptica* y se dice que el problema es *cuasi-estático*.

³ La denominación de estas ecuaciones en la literatura es a veces confusa. Algunos autores (e.g. Llibouty, 1997) denominan así a la ecuación primitiva (2.2). Otros autores (e.g. Schubert et al., 2001) consideran que la ecuación de Navier-Stokes es la que hemos indicado. En general, en la literatura se denomina *ecuación de Navier-Stokes* a la ecuación que rige el movimiento de un fluido en cualquiera de sus formas. Nosotros indicaremos con ese nombre la ecuación (2.9) o sus variaciones directas.

2.2.2.- Leyes constitutivas y reología

La ecuación de Navier-Stokes que hemos presentado está expresada en función de los esfuerzos desviatorios τ . La ley que explicita la forma en que estos esfuerzos se relacionan con la *velocidad de deformación del fluido* $\dot{\epsilon}$ se denomina *ley constitutiva*, y expresa el comportamiento del material ante las deformaciones.

De forma general, esta es una ecuación tensorial del tipo:

$$\tau_{ij} = C_{ijkl} \dot{\epsilon}_{kl} \quad (2.10)$$

La velocidad de deformación del fluido $\dot{\epsilon}$ viene dada por la expresión:

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.11)$$

La traza de este tensor $\dot{\epsilon}_{ij}$ es el cambio de volumen en un elemento de fluido (dilatación) mientras que los componentes fuera de la diagonal expresan la deformación por cizalla. El tensor C_{ijkl} es un tensor de cuarto orden y 81 elementos. Si consideramos que las fuerzas son conservativas y aplicamos condiciones de simetría e isotropía, los 81 elementos se reducen a dos, y la ley constitutiva se escribe:

$$\tau_{ij} = \lambda \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} + 2\mu \dot{\epsilon}_{ij} \quad (2.12)$$

donde μ es la *viscosidad dinámica*, primer coeficiente de Lamé (que en Teoría de Elasticidad –propia de sólidos- se denomina también coeficiente de rigidez o módulo de cizalla) y λ es el segundo coeficiente de viscosidad o segundo coeficiente de Lamé. Aplicando la hipótesis de fluido incompresible, ese término se anula independientemente del valor de λ . Así, la ecuación constitutiva para un fluido isótropo incompresible queda:

$$\tau_{ij} = 2\mu \dot{\epsilon}_{ij} \quad (2.13)$$

Como se indicó en la introducción (apartado 2.1), la viscosidad puede depender, en términos generales, de la temperatura, la presión y la velocidad de deformación. Esta ecuación permite la caracterización de fluidos en función de su comportamiento ante la aplicación de esfuerzos:

- Si la relación entre esfuerzos y la velocidad de deformación es lineal (por tanto, la viscosidad depende sólo de temperatura y/o presión, pero no es función de la velocidad de deformación), la reología se denomina Newtoniana. Microscópicamente, el mecanismo de deformación por difusión predice una relación lineal.
- Si esa relación no es lineal, (y, por tanto, la viscosidad depende de la velocidad de deformación) la reología se denomina No-Newtoniana. El mecanismo de deformación por dislocación predice una relación no lineal.

Seguiremos el desarrollo matemático utilizando de forma genérica la densidad ρ y la viscosidad μ sin especificar qué ecuación sigue cada una. Más adelante, tras presentar la ecuación de la temperatura, explicitaremos cómo se calcula la densidad y la viscosidad y su relación con el resto de variables.

2.2.3.- La función de corriente

La ecuación de Navier-Stokes (2.9), tras incluir las ecuaciones (2.11) y (2.13) queda de la siguiente manera:

$$\frac{\partial P}{\partial x_i} - \rho g \delta_{iz} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right) \quad (2.14)$$

Desarrollando los términos para cada componente, obtenemos:

$$\begin{aligned} \frac{\partial P}{\partial x} &= \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) \right] \\ \frac{\partial P}{\partial z} + \rho g &= \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial u_z}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial z} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial u_z}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) \right] \end{aligned} \quad (2.15)$$

Aplicando derivadas cruzadas y restando las ecuaciones resultantes (una para cada coordenada) podemos eliminar la presión. Nos interesa eliminarla porque es una incógnita para la que es difícil establecer condiciones de contorno.

Obtenemos así otra formulación de la ecuación de Navier-Stokes:

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho g) = 2 \frac{\partial^2}{\partial x \partial z} \mu \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} - \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \left[\mu \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) \right] \quad (2.16)$$

que es una ecuación elíptica no lineal de tercer orden. El mismo resultado podría obtenerse aplicando el operador rotacional a la ecuación (2.14).

Para facilitar los cálculos, reduciendo el número de incógnitas, nos interesa expresar la ecuación (2.16) de una manera más sencilla. Para un fluido bidimensional incompresible, se puede definir las velocidades como provenientes de una función potencial (es decir, de divergencia nula) definida a partir de la ecuación de conservación de masas. Esta función potencial se denomina *función de corriente* y se expresa como:

$$u_x = \frac{\partial \Psi}{\partial y} = \Psi_y; \quad u_y = -\frac{\partial \Psi}{\partial x} = -\Psi_x \quad (2.17)$$

Puede comprobarse que, de este modo, se cumple la ecuación de conservación de masas para un fluido incompresible:

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 = \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \quad (2.18)$$

Con esta notación, la ecuación de Navier-Stokes o del movimiento resulta ser:

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho g) = 4 \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \left[\mu \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \Psi \right] + \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \left[\mu \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \Psi \right] \quad (2.19)$$

Esta es la ecuación fundamental para el movimiento que consideraremos en este trabajo. Gracias al uso de la función de corriente hemos pasado de tener que resolver el sistema

de ecuaciones (2.15) a resolver una única ecuación, si bien se trata de una ecuación elíptica no lineal de cuarto orden, frente al sistema de segundo orden. Nótese que el término de la izquierda, el término de flotabilidad, contiene la densidad. Por la *Aproximación de Boussinesq*, esa densidad aún puede ser considerada variable, dado que es el término que tiene consecuencias gravitatorias. Para obtener la ecuación, ya hemos aplicado que en todos los demás términos los efectos de la variación de la densidad son despreciables frente a la fuerza gravitatoria. Esta ecuación es equivalente a la de Schmeling et al. (1999) pero expresada en forma dimensional.

Si considerásemos una viscosidad constante, la ecuación (2.19) se simplificaría hasta obtener la ecuación biarmónica (2.20), inhomogénea si la densidad es variable (ecuación de Poisson) u homogénea si la consideramos constante (ecuación de Laplace).

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho g) = \mu \left(\frac{\partial^4}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4}{\partial y^4} \right) \Psi = \mu \nabla^4 \Psi \quad (2.20)$$

2.3.- Estudio analítico de la ecuación térmica

La aplicación de la segunda ley de la termodinámica a un elemento de fluido de densidad ρ exige considerar todas las posibles fuentes de calor que producen un aumento en la entropía s . La ecuación completa es (e.g. Schubert et al., 2001):

$$\rho T \frac{Ds}{Dt} = \Phi - \frac{\partial q_i}{\partial x_i} + \rho H - Q_L \quad (2.21)$$

donde se expresa que el aumento de entropía con el tiempo (término de la izquierda) es la suma de las aportaciones realizadas por el calor generado en la disipación viscosa (primer término de la derecha, Φ), el calor intercambiado por la conducción térmica (segundo término de la derecha), el calor generado internamente en el fluido (tercer término de la derecha) y el calor latente liberado en las transiciones de fase que puedan ocurrir en el fluido (Q_L).

El término de la disipación viscosa Φ o *función disipación* se calcula a partir del tensor de esfuerzos viscosos y la velocidad (e.g. Schubert et al., 2001):

$$\Phi = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (2.22)$$

Incorporando en esta expresión las ecuaciones (2.11) y (2.13), obtenemos:

$$\Phi = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \mu \left(2 \frac{\partial u_x}{\partial x} + 2 \frac{\partial u_x}{\partial z} + 2 \frac{\partial u_z}{\partial x} + 2 \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) \quad (2.23)$$

Y aplicando la condición de incompresibilidad, ecuación (2.18), obtenemos:

$$\Phi = 2\mu \left[\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right] \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) = 2\mu (2\dot{\epsilon}_{xz}) = 8\mu (\dot{\epsilon}_{xz})^2 \quad (2.24)$$

El término de la conducción se calcula a partir de la *ley de Fourier* para la conducción del calor:

$$q_i = -k \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (2.25)$$

donde q es el flujo de calor, k es la conductividad térmica y T la temperatura.

En el tercer término de la ecuación térmica, H es el coeficiente de producción radiactiva de calor. El término del calor latente liberado en las transiciones de fase Q_L se calcula a partir de la derivada total de la cantidad de material que ha cambiado de fase:

$$Q_L = -\rho L_T \frac{D\beta}{Dt} \quad (2.26)$$

donde β es el coeficiente que nos indica qué porcentaje de un componente ha cambiado de fase y L_T es el calor latente liberado en la transformación de fase. Consideraremos que β sólo depende de la temperatura y la profundidad. Desarrollando la expresión de la derivada total, obtenemos:

$$\frac{D\beta}{Dt} = \frac{\partial\beta}{\partial T} \frac{DT}{Dt} + \frac{\partial\beta}{\partial z} \frac{Dz}{Dt} = \frac{\partial\beta}{\partial T} \frac{DT}{Dt} + \frac{\partial\beta}{\partial z} u_z \quad (2.27)$$

Así pues, el término de la ecuación (2.21) que estamos considerando resulta ser:

$$Q_L = -\rho L_T \left(\frac{\partial\beta}{\partial T} \frac{DT}{Dt} + \frac{\partial\beta}{\partial z} u_z \right) \quad (2.28)$$

Vamos a desarrollar el término de la izquierda de la ecuación (2.21). Aplicando las leyes termodinámicas, podemos desarrollar la entropía, dependiente de la temperatura y de la presión, como:

$$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_{P,\beta} dT + \left(\frac{\partial s}{\partial P} \right)_{T,\beta} dP \quad (2.29)$$

Con este desarrollo de la entropía estamos introduciendo la *Aproximación de Boussinesq Extendida* (EBA, en sus siglas en inglés). Esta aproximación modifica la *Aproximación de Boussinesq* (BA) enunciada anteriormente permitiendo la inclusión de los efectos térmicos del aumento de presión (e.g. Schmeling, 1989; Ita y King, 1994; Schott y Schmeling, 1998). Dado que sólo tiene consecuencias térmicas, esta *Aproximación Extendida* no tiene ningún efecto sobre la ecuación de movimiento ya presentada.

Las derivadas parciales de la expresión anterior son relaciones de Maxwell conocidas en las que:

$$\left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_{P,\beta} = \frac{C_p}{T} \quad (2.30)$$

$$\left(\frac{\partial s}{\partial P} \right)_{T,\beta} = - \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_{P,\beta} = - \frac{\alpha}{\rho} \quad (2.31)$$

donde C_p es el calor específico medio de la litosfera y del manto a presión constante, V es el volumen y α es el coeficiente de expansión térmica. Por tanto, el desarrollo de la entropía (2.29) queda:

$$ds = \frac{C_p}{T} dT - \frac{\alpha}{\rho} dP \quad (2.32)$$

Calculando entonces la Derivada Total, obtenemos:

$$\frac{Ds}{Dt} = \frac{C_p}{T} \frac{DT}{Dt} - \frac{\alpha}{\rho} \frac{DP}{Dt} \quad (2.33)$$

Si sustituimos las ecuaciones (2.22), (2.25), (2.28) y (2.33) en la ecuación (2.21) obtenemos:

$$\rho T \left(\frac{C_p}{T} \frac{DT}{Dt} - \frac{\alpha}{\rho} \frac{DP}{Dt} \right) = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(k \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) + \rho H - \rho L_T \left(\frac{\partial \beta}{\partial T} \frac{DT}{Dt} + \frac{\partial \beta}{\partial z} u_z \right) \quad (2.34)$$

Podemos desarrollar aún más los términos de la izquierda de la igualdad a fin de clarificar su significado.

Usando la definición de derivada total, podemos escribir esos términos de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} \rho C_p \frac{DT}{Dt} - T \alpha \frac{DP}{Dt} &= \rho C_p \left(\frac{DT}{Dt} - \frac{T \alpha}{\rho C_p} \frac{DP}{Dt} \right) = \\ &= \rho C_p \left\{ \frac{\partial T}{\partial t} + u(\nabla \cdot T) - \frac{T \alpha}{\rho C_p} \left[\frac{\partial P}{\partial t} + u(\nabla \cdot P) \right] \right\} \end{aligned} \quad (2.35)$$

Vamos a considerar que la presión es hidrostática y, por tanto, sólo tiene variación en la componente vertical (componente z , con la dirección y sentido de la aceleración gravitatoria) y depende sólo de la gravedad:

$$\frac{\partial P}{\partial z} = \rho g; \quad \frac{\partial P}{\partial t} = 0; \quad \frac{\partial P}{\partial x} = 0 \quad (2.36)$$

Aplicando esta hipótesis en (2.35) obtenemos:

$$\rho C_p \frac{DT}{Dt} - T \alpha \frac{DP}{Dt} = \rho C_p \left[\frac{DT}{Dt} - \frac{T \alpha}{\rho C_p} \left(\frac{\partial P}{\partial t} + u_z \frac{\partial P}{\partial z} \right) \right] = \rho C_p \left(\frac{DT}{Dt} - \frac{\alpha T u_z g}{C_p} \right) \quad (2.37)$$

Merece la pena señalar que el último término de la ecuación anterior, el que incluye la gravedad, es un resultado de haber considerado la *EBA*. Si considerásemos la *BA*, éste término no habría aparecido.

Introduciendo la expresión obtenida en (2.37) en la ecuación (2.34) obtenemos que la ecuación del calor se expresa:

$$\begin{aligned} \rho C_p \left(\frac{DT}{Dt} - \frac{\alpha T u_z g}{C_p} \right) = \\ = \tau_{ij} \frac{\partial u_{ij}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(k \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) + \rho H - \rho L_T \left(\frac{\partial \beta}{\partial T} \frac{DT}{Dt} + \frac{\partial \beta}{\partial z} u_z \right) \end{aligned} \quad (2.38)$$

Reagrupando términos, puede escribirse como:

$$\left(1 + \frac{L_T}{C_p} \frac{\partial \beta}{\partial T} \right) \frac{DT}{Dt} = -u_z \left(\frac{L_T}{C_p} \frac{\partial \beta}{\partial z} - \frac{\alpha T g}{C_p} \right) + \frac{\tau_{ij}}{\rho C_p} \frac{\partial u_{ij}}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho C_p} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(k \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) + \frac{H}{C_p} \quad (2.39)$$

Esta ecuación puede desarrollarse más si aplicamos algunas hipótesis. Hemos visto ya que vamos a considerar la *Aproximación de Boussinesq Extendida*. Esta aproximación incluye todo lo que se ha desarrollado ya para la ecuación del movimiento. Por tanto, el fluido que consideramos es incompresible. Si aplicamos esta consideración y expresamos el tensor de esfuerzos a partir de las velocidades siguiendo la ecuación (2.13), la ecuación (2.39) puede desarrollarse para obtener:

$$\begin{aligned} \left(1 + \frac{L_T}{C_p} \frac{\partial \beta}{\partial T} \right) \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u_x \frac{\partial T}{\partial x} + u_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \\ \frac{H}{C_p} + \frac{1}{\rho C_p} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) \right] + u_z \left(\frac{\alpha g}{C_p} T - \frac{L_T}{C_p} \frac{\partial \beta}{\partial z} \right) + \frac{8\mu}{\rho C_p} (\dot{\epsilon}_{xz})^2 \end{aligned} \quad (2.40)$$

Los términos de la izquierda de la igualdad representan el cambio de calor debido al cambio de temperatura en un punto fijo y la advección. El primer término de la derecha

expresa el calentamiento de origen radiogénico; el segundo término de la derecha representa la conducción de calor; el término con la gravedad describe el calentamiento adiabático (considerar este término no despreciable es un efecto de aplicar la *EBA* frente a la *BA*); el que contiene L_T representa el calor latente liberado en la transformación de fase de olivino a espinela y el último término expresa el calentamiento viscoso o por rozamiento, proveniente de la función de disipación.

Nótese que para obtener esta ecuación no hemos hecho ninguna hipótesis sobre la viscosidad; y que las hipótesis realizadas sobre la densidad son las mismas que se aplicaron en la ecuación de movimiento. Por tanto, sigue siendo válido poder considerar viscosidades y densidades variables, exactamente igual que vimos para la ecuación de movimiento, y tanto la ecuación térmica (2.40) como la ecuación de movimiento (2.19) pueden resolverse simultáneamente.

Por simplicidad, en nuestro código vamos a considerar despreciable el calentamiento por disipación viscosa o calentamiento por cizalla y consideraremos constante la conductividad térmica k . Este último parámetro ha sido habitualmente considerado constante en la literatura y en los modelos publicados. Recientes estudios han considerado una variación de la conductividad térmica con la profundidad (e.g. Schmeling y Bussod, 1996; Schubert et al., 2001; Marton et al., 2004), especialmente en el manto inferior, aunque aún no está demasiado clara la forma de esa variación.

Finalmente, la ecuación térmica que resolveremos numéricamente es similar a la de Schmeling et al. (1999), pero expresada en forma dimensional:

$$\left(1 + \frac{L_T}{C_p} \frac{\partial \beta}{\partial T}\right) \left(\frac{\partial T}{\partial t} + v_x \frac{\partial T}{\partial x} + v_z \frac{\partial T}{\partial z}\right) = \frac{H}{C_p} + \frac{k}{\rho C_p} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}\right) + u_z \left(\frac{\alpha g}{C_p} T - \frac{L_T}{C_p} \frac{\partial \beta}{\partial z}\right) \quad (2.41)$$

2.4.- El acoplamiento termo-mecánico: la densidad y la viscosidad

La necesidad de resolución simultánea de las ecuaciones del movimiento y de la temperatura viene dada por que hay ciertas variables que son resueltas en la ecuación de movimiento (las velocidades) que intervienen en la ecuación térmica; y variables de la ecuación térmica (las temperaturas) que condicionan los valores de ciertos parámetros

de la ecuación de movimiento (la densidad y la viscosidad). Podemos llamar a estas variables comunes (la densidad, la viscosidad y la velocidad) las *variables de acoplamiento*. La presencia de estas tres variables de acoplamiento complica la resolución del sistema.

La densidad es una variable termodinámica cuyo valor para cada material depende de la temperatura y de la presión. La ecuación que expresa esas relaciones se denomina “ecuación de estado”. Una expresión sencilla para la ecuación de estado muy frecuente en la literatura es la siguiente:

$$\rho = \rho_0 (1 - \alpha T + \beta P) \quad (2.42)$$

donde ρ_0 es la densidad de referencia (a presión y temperatura nula), α es el coeficiente de dilatación térmica y β es el coeficiente de compresibilidad adiabática. No obstante, esta ecuación puede adoptar formas muy complejas, puesto que las relaciones funcionales que expresan la dependencia de la densidad con la temperatura o con la presión no son sencillas. Por ejemplo, trabajos recientes han ajustado el coeficiente de dilatación térmica a un polinomio de cuarto orden (e.g. Schutt y Lesher, 2006) o han estudiado el efecto de la presión sobre este coeficiente (e.g. Kreutzmann et al., 2004; Afonso et al., 2005)

Por simplicidad, en el código numérico desarrollado no hemos considerado la dependencia de la densidad con la presión y hemos asumido que el coeficiente de dilatación térmica es constante. Incluir variaciones directamente dependientes de la presión en nuestro código es difícil, puesto que la formulación basada en la función de corriente elimina la presión como variable. Sí hemos incluido, sin embargo, el aumento de densidad producido por las transiciones de fase. Pero este punto se desarrollará más adelante.

La viscosidad es la variable termodinámica que parametriza el comportamiento mecánico de un fluido y depende de la temperatura, en menor medida de la presión y puede depender o no de la velocidad de deformación del fluido en función de la reología que se considere, tal y como se ha explicado ya anteriormente. Determinar el tipo de reología que realmente tiene el manto superior es un campo de investigación muy

activo. Las dos fuentes de información fundamentales son el estudio del “rebote postglacial” y medidas de laboratorio sobre los minerales que se encuentran en el manto superior. Con los datos obtenidos en estos estudios, se ha estimado que la viscosidad del manto superior tiene valores medios de 10^{21} Pa s (e.g. Ranalli, 1995; Schubert et al., 2001). Para hacerse una idea de lo grande que puede ser este valor, la miel a temperatura ambiente tiene una viscosidad de sólo 6 Pa s y la viscosidad de la lava volcánica puede tomarse como 10^5 Pa s. A pesar de lo alto del valor de la viscosidad del manto superior, en tiempos geológicos el movimiento en el manto puede calificarse de vigoroso, estando fuertemente implicado en la Tectónica de Placas.

La mayoría de los modelos de rebote postglacial asumen reología lineal para el manto (e.g. Ranalli 1995, Karato, 2008). Se ha propuesto que los desarrollos matemáticos del rebote postglacial con reología lineal pueden ser reproducidos también con una reología no lineal (e.g. Schmeling, 1987, Turcotte y Schubert, 2002). Sin embargo, las ecuaciones matemáticas utilizadas han sido discutidas (e.g. Karato, 2008) y las medidas de laboratorio muestran que los minerales del manto superior sometidos a altas presiones y temperaturas presentan una reología no-lineal (e.g. Kirby, 1983). También los recientes experimentos de deformación en condiciones similares a las del manto superior muestran que el mecanismo de deformación dominante en el manto superior es el de deformación por dislocación y, por tanto, la reología es no-newtoniana (Cordier y Rubie, 2001; Couvy et al., 2004; Li et al., 2003, 2004; Mainprice et al., 2005). Las muestras de rocas (xenolitos, peridotitas, etc.) así como estudios de anisotropía sísmica (e.g. Nettles y Dziewonski, 2008) corroboran esta interpretación. Sin embargo, otros autores han propuesto, basándose en nuevas medidas de laboratorio y otros estudios geofísicos, que a profundidades de 200-250 km podría haber una transición de modo que a profundidades mayores el mecanismo de deformación predominante sería el de difusión (Karato, 1992; Karato et al., 1993, 1995; Deuss y Woodhouse, 2004; Karato 2008).

Comparada con la reología lineal, la reología no-lineal es muy sensible a pequeños cambios en la velocidad de deformación, lo cual dificulta controlar las variaciones locales de la viscosidad, aunque favorece la localización de la deformación (e.g. Christensen, 1984; Houseman y Molnar, 1997; Gemmer y Houseman, 2007). Por el contrario, la reología lineal facilita que el manto litosférico se comporte de forma

coherente, produciendo un comportamiento más parecido al de una “placa”. A pesar de ser una simplificación, la reología lineal nos permite analizar el comportamiento mecánico, puesto que reproduce, en primera aproximación, las propiedades medias de un medio discontinuo. Por esta razón, muchos trabajos recientes también utilizan reología lineal en sus modelos (Marotta et al., 1998; 1999; 2006; Conrad y Gurnis, 2003; Marquart y Schmeling, 2004; Enns et al., 2005; Conrad y Lithgow-Bertelloni 2006; Conrad et al., 2007; Manea y Gurnis, 2007). Teniendo todo esto en consideración, hemos elegido una ley lineal dependiente de la temperatura para la reología. Los valores que ofrece esta ley no deben interpretarse como los valores exactos y puntuales de la viscosidad real, sino como unos valores “efectivos” de la viscosidad que podemos estudiar y controlar más fácilmente que en el caso no-lineal a fin de comprender mejor los procesos.

Existen muchas expresiones, según diferentes modelos, para la ley de la viscosidad (e.g. Ranalli, 1995; Lliboutry, 1997; Schubert et al., 2001; Karato, 2008). En nuestro caso, hemos incluido una ley newtoniana exponencialmente dependiente de la temperatura para la viscosidad (Rüpke et al., 2004):

$$\mu(T, z) = \mu_0 \mu(z) \exp \left[b \left(\frac{T_0}{T} - 1 \right) \right] \quad (2.43)$$

$$\mu(z) = 1 + 124.5 \left\{ 1 + \tanh \left[0.01(z - 450) \right] \right\} \quad (2.44)$$

donde μ_0 es la viscosidad de referencia para cada material; b es un parámetro que caracteriza la dependencia con la temperatura; y T_0 es la temperatura de referencia en la base del manto litosférico. La ley escogida incluye una dependencia con la profundidad que simula el incremento de viscosidad que ocurre aproximadamente a 450 km de profundidad.

2.5.- La transformación olivino-espinela

La ecuación del calor (2.41) incluye como término fuente el calor latente que se libera o absorbe en las transformaciones de fase mineralógicas. De entre todas las transiciones que suceden en la litosfera (corteza y manto litosférico) y en el manto superior, la más importante es la que comienza a unos 410 km de profundidad (inicio de la zona de transformación), coincidiendo con la discontinuidad en la velocidad de las ondas sísmicas. A tales profundidades el olivino, el mineral más común en el manto superior, experimenta sucesivas reacciones exotérmicas que lo transforman en polimorfos de alta presión con estructura de espinela. Esta transformación sucede en varios estadios. En primer lugar el olivino se transforma en wadsleyita o β -olivino y, posteriormente, una nueva transformación lo transforma en ringwoodita o γ -olivino. Por simplicidad, nos referiremos a todos estos compuestos con el nombre de la estructura, espinela.

La discontinuidad en la velocidad de propagación de las ondas sísmicas a 410 km de profundidad se relacionó casi desde su descubrimiento con la transformación de fase que experimenta el olivino (Bernal, 1936). Esta transformación de fase ha sido muy estudiada desde entonces mediante experimentos de laboratorio (e.g. Akimoto y Fujisawa, 1968; Akaogi et al., 1989; Katsura y Ito, 1989), no sólo para poder explicar la naturaleza de la discontinuidad de los 410 km, sino por su posible relación con la ocurrencia de terremotos profundos, que son los que ocurren en la banda de profundidades de 300 a 660-700 km. 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, propusieron 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 retrasada en slabs fríos que se introdujeran en la zona de transformación en el manto (figura 2.2), creándose una zona con forma de cuña de olivino metaestable que podría persistir hasta profundidades de 660 km (e.g. Rubie, 1984; Kirby et al., 1996; Schmeling et al., 1999, Negredo et al., 2004). 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).

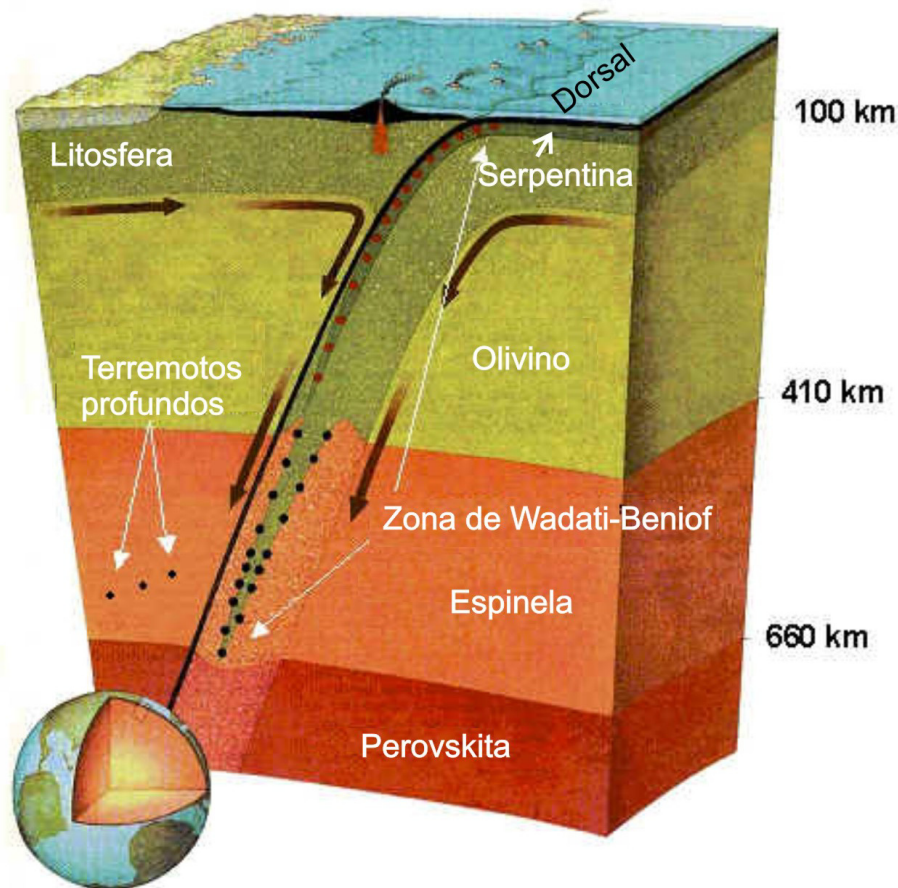


Figura 2.2. Imagen mostrando una cuña de olivino metaestable en el interior de un slab de subducción. (Modificada de Green et al., 1994)

Dado que los terremotos profundos se producen justo en el rango de profundidades de metaestabilidad del olivino, es natural pensar que ambos procesos puedan estar relacionados. Esta teoría, que comenzó a mediados de los años 50, fue muy discutida al considerarse que, si el terremoto estuviera relacionado con una transformación de fase, su mecanismo focal sería de tipo implosivo, mientras que todas las pruebas indicaban que el mecanismo focal de estos terremotos señalaba hacia una fractura de cizalla similar a las que originan los terremotos superficiales. Con las nuevas elaboraciones, que relacionan la presencia de olivino metaestable con la creación de un nuevo tipo de defectos cristalinos denominados “anticracks” o con inestabilidades adiabáticas de cizalla, esta teoría ha cobrado nuevo vigor (e.g. Green, 1994; Kirby et al., 1996; Green 2003) e incluso ha habido ya propuestas de zonas sismogénicas concretas en donde se cree haber detectado la presencia de la cuña de olivino metaestable: en el slab de la fosa Mariana (Kaneshima et al., 2007) o en el slab del Pacífico bajo Japón (Jiang et al., 2008). Sin embargo, la relación entre el olivino metaestable y los terremotos profundos sigue en discusión y los últimos estudios parecen indicar que, aunque no pueda

descartarse, la transformación de fase del olivino no debe ser el único proceso involucrado en la sismicidad profunda, especialmente para profundidades superiores a los 530 km (e.g. Wiens, 2001; Mosenfelder et al., 2001; Marton et al., 2004; Estabrook, 2004; o véase Houston, 2007 para una revisión reciente).

Para introducir este importantísimo cambio de fase en nuestro código numérico, seguimos el enfoque que propusieron Schmeling et al. (1999) y utilizamos sus diagramas de fase simplificados a partir de datos de Akaogi et al. (1989) (figura 2.3). Como se puede ver en la figura 2.3, las líneas 1% ($\beta=0.01$) y 99% ($\beta=0.99$) separan los regímenes controlados por el olivino y la espinela. Las líneas verticales representan la transformación desde el olivino en estado metaestable a espinela que ocurren a unos 600 °C y sólo son atravesadas por la geoterma de un slab litosférico frío que se esté hundiendo en el manto (bien por subducción, bien por adelgazamiento convectivo). El límite superior del intervalo de transformación de fase en el manto no perturbado por la subducción (z_{tr2}) viene dada por la intersección entre la geoterma inicial de la astenosfera y la línea superior del diagrama de fase. Se observa que corresponde al valor esperado de unos 400 km de profundidad. Podemos ahora calcular z_{tr1} sustituyendo $T_{z_{tr2}} + \Delta T$ en la ecuación de la línea inferior de la transformación de fase.

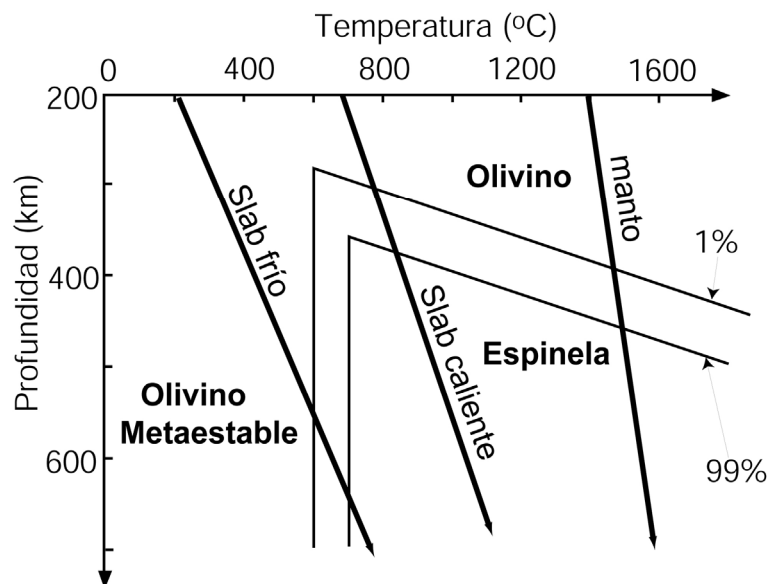


Figura 2.3: Diagrama simplificado de equilibrio de fases de la transformación olivino-epinela. Las líneas grises muestran la fracción de espinela β expresada en porcentajes de 1 % y 99 %. Las líneas negras gruesas representan geotermas (relaciones temperatura-profundidad) características de una lámina que subduce fría, caliente y del manto. Modificado de Schmeling et al. (1999).

A partir de este diagrama simplificado podemos calcular, en función de la temperatura y de la profundidad, la fracción de espinela β así como sus derivadas parciales respecto a la temperatura y la profundidad. Por simplicidad, se considera que β también aumenta linealmente desde $\beta=0$ (no hay espinela) en la zona de olivino y olivino metaestable, hasta $\beta=1$ (sólo espinela) en la región de espinela. Puesto que la espinela es más densa que el olivino, la transformación de fase provoca variaciones de densidad. Por tanto, la ecuación de estado (2.42) se modifica para nuestro código y vendrá dada por:

$$\rho = \rho_0 (1 - \alpha T) + \Delta\rho_{ol-sp} \beta \quad (2.45)$$

donde ρ_0 es la densidad de referencia de cada material a temperatura cero y $\Delta\rho_{ol-sp}$ es el incremento de densidad debido a la transformación de fase. En nuestro caso, la variación de densidad que introduce la transformación de fase de olivino a espinela es menor del 6%: $\Delta\rho_{ol-sp}=181 \text{ kg/m}^3$ frente a un valor de referencia para la litosfera de $\rho_L=3300 \text{ kg/m}^3$.

3.- Estudio numérico de las Ecuaciones Fundamentales

Este capítulo está dedicado a la explicación detallada de la resolución numérica de las ecuaciones físicas descritas en el capítulo anterior. Se describe aquí también cómo esas ecuaciones se implementan en un código numérico auto-consistente que resuelve de manera acoplada las ecuaciones de la temperatura y el movimiento.

3.1.- Solución numérica de la ecuación de movimiento

3.1.1- Discretización de la ecuación de movimiento

A fin de crear un programa que simule las condiciones del movimiento del manto en la Tierra, vamos a aplicar un esquema de diferencias finitas para obtener la ecuación numérica. Partimos de la ecuación (2.19). A pesar de que podamos utilizar la ecuación (2.20) para modelos con viscosidades constantes, utilizaremos siempre la ecuación completa dado que permitirá trabajar con viscosidades constantes y variables.

Para la resolución numérica de la ecuación, utilizaremos como método numérico la *Aproximación de Diferencias Finitas*. En general, todos los métodos numéricos de aproximación consisten, en esencia, en aproximar una función continua (y sus derivadas) por expresiones que toman valores en sólo un número finito y discreto de puntos. El dominio continuo de la función se sustituye, por tanto, por un dominio discontinuo (discreto) o malla, compuesto por un número limitado de puntos o nodos. Cada nodo se identifica por los subíndices (i,j) , i es el índice de la coordenada horizontal, j es el índice de la coordenada vertical, donde:

$$i=1, 2, 3 \dots, I-1$$

$$j=1, 2, 3 \dots, J-1$$

La malla tendrá $I-1$ nodos internos en la dirección horizontal y $J-1$ nodos internos en la dirección vertical. La correspondencia entre los índices y las coordenadas es directamente:

$$x=i\Delta x$$

$$z=j\Delta z$$

donde Δx y Δz son el “paso de malla” o distancia entre nodos en la dirección horizontal y vertical, respectivamente (figura 3.1).

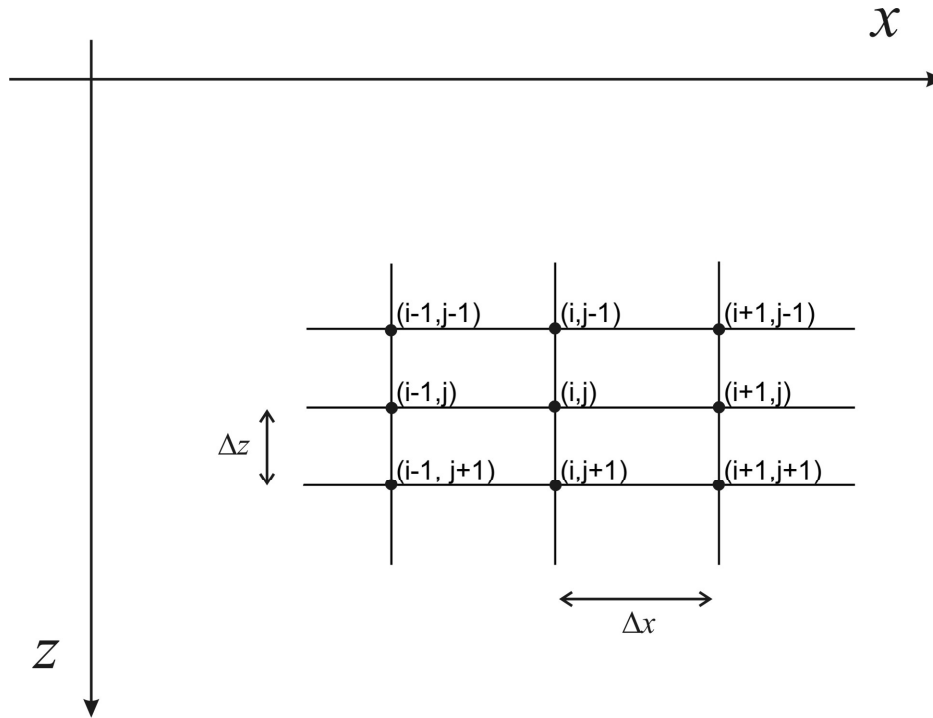


Figura 3.1. Malla discreta para las diferencias finitas. La coordenada vertical apunta hacia abajo para seguir la dirección de la gravedad.

La Aproximación de Diferencias Finitas consiste en aproximar las derivadas parciales de las ecuaciones diferenciales con cocientes de incrementos, obtenidos a partir de desarrollos de Taylor (e. g. Anderson, 1995). Utilizaremos unas expresiones en diferencias centradas (es decir, la aproximación en un nodo se calcula a partir de nodos cercanos distribuidos simétricamente antes y después de él), de orden dos, cuyas expresiones son:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Gamma}{\partial x} &= \frac{1}{\Delta x} \left(\Gamma_{i+1/2,j} - \Gamma_{i-1/2,j} \right) + O(h^2) \\ \frac{\partial^2 \Gamma}{\partial x^2} &= \frac{1}{\Delta x^2} \left(\Gamma_{i+1,j} - 2\Gamma_{i,j} + \Gamma_{i-1,j} \right) + O(h^2) \\ \frac{\partial^2 \Gamma}{\partial x \partial z} &= \frac{1}{\Delta x \Delta z} \left(\Gamma_{i+1/2,j+1/2} - \Gamma_{i+1/2,j-1/2} - \Gamma_{i-1/2,j+1/2} + \Gamma_{i-1/2,j-1/2} \right) + O(h^2) \end{aligned} \quad (3.1)$$

expresiones en donde hemos llamado Γ a la función continua genérica que estamos aproximando, e indicamos como $\Gamma_{i,j}$ la evaluación de la función Γ en el nodo (i,j) .

La Aproximación de Diferencias Finitas implica despreciar los términos de orden igual o superior a dos en las expresiones (3.1), es decir, aproximar las derivadas por los cocientes indicados. Aplicando estas expresiones directamente sobre la ecuación (2.19), obtenemos la siguiente ecuación en diferencias finitas:

$$\begin{aligned} & \frac{g}{\Delta x} \left(\rho_{i+\frac{1}{2},j} - \rho_{i-\frac{1}{2},j} \right) = \\ & = 4 \left(\frac{\Theta_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}} - \Theta_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}} - \Theta_{i-\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}} + \Theta_{i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}}{\Delta x \Delta z} \right) \left(\mu_{i,j} \frac{\Psi_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}} - \Psi_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}} - \Psi_{i-\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}} + \Psi_{i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}}{\Delta x \Delta z} \right) + \\ & + \left(\frac{\Theta_{i,j+1} - 2\Theta_{i,j} + \Theta_{i,j-1}}{\Delta z^2} - \frac{\Theta_{i+1,j} - 2\Theta_{i,j} + \Theta_{i-1,j}}{\Delta x^2} \right) \left(\mu_{i,j} \frac{\Psi_{i,j+1} - 2\Psi_{i,j} + \Psi_{i,j-1}}{\Delta z^2} - \frac{\Psi_{i+1,j} - 2\Psi_{i,j} + \Psi_{i-1,j}}{\Delta x^2} \right) \end{aligned} \quad (3.2)$$

donde, por simplificar la notación, hemos indicado con notación de “operadores” la tercera expresión (3.1). Así, por ejemplo, el “operador” $\Theta_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}$ significa evaluar la expresión sobre la que el operador actúa en el punto $(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2})$. Esto es:

$$\left(\Theta_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}} \right) (\Gamma_{i,j}) = \Gamma_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}$$

Operando de este modo sobre la ecuación (3.2), obtenemos la expresión en diferencias finitas para la ecuación del movimiento de un fluido:

$$\begin{aligned} g \frac{\partial \rho}{\partial x} = & AA\Psi_{i,j} + A\Psi_{i+2,j} + B\Psi_{i+1,j+1} + C\Psi_{i+1,j} + D\Psi_{i+1,j-1} + E\Psi_{i,j+2} + F\Psi_{i,j+1} + \\ & + G\Psi_{i,j-1} + H\Psi_{i,j-2} + I\Psi_{i-1,j+1} + J\Psi_{i-1,j} + K\Psi_{i-1,j-1} + L\Psi_{i-2,j} \end{aligned} \quad (3.3)$$

donde los coeficientes son:

$$\begin{aligned}
 AA &= \frac{4}{\Delta x^2 \Delta z^2} \left(\mu_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}} + \mu_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}} + \mu_{i-\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}} + \mu_{i-\frac{1}{2},j-1} \right) + \\
 &\quad + \frac{\mu_{i,j+1}}{\Delta z^4} + \frac{\mu_{i,j-1}}{\Delta z^4} + \frac{\mu_{i-1,j}}{\Delta x^4} + \frac{\mu_{i+1,j}}{\Delta x^4} + 4\mu_{i,j} \left(\frac{1}{\Delta x^2} - \frac{1}{\Delta z^2} \right)^2 \\
 A &= \frac{\mu_{i+1,j}}{\Delta x^4} \\
 B &= \frac{4\mu_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}}{\Delta x^2 \Delta z^2} - \frac{\mu_{i,j+1}}{\Delta x^2 \Delta z^2} - \frac{\mu_{i+1,j}}{\Delta x^2 \Delta z^2} \\
 C &= \frac{-4}{\Delta x^2 \Delta z^2} \left(\mu_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}} + \mu_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}} \right) - \frac{2\mu_{i+1,j}}{\Delta x^2} \left(\frac{1}{\Delta x^2} - \frac{1}{\Delta z^2} \right)^2 - \frac{2\mu_{i,j}}{\Delta x^2} \left(\frac{1}{\Delta x^2} - \frac{1}{\Delta z^2} \right)^2 \\
 D &= \frac{4\mu_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}}{\Delta x^2 \Delta z^2} - \frac{\mu_{i,j-1}}{\Delta x^2 \Delta z^2} - \frac{\mu_{i+1,j}}{\Delta x^2 \Delta z^2} \\
 E &= \frac{\mu_{i,j+1}}{\Delta z^4} \\
 F &= \frac{-4}{\Delta x^2 \Delta z^2} \left(\mu_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}} + \mu_{i-\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}} \right) + \frac{2\mu_{i,j+1}}{\Delta z^2} \left(\frac{1}{\Delta x^2} - \frac{1}{\Delta z^2} \right)^2 + \frac{2\mu_{i,j}}{\Delta z^2} \left(\frac{1}{\Delta x^2} - \frac{1}{\Delta z^2} \right)^2 \\
 G &= \frac{-4}{\Delta x^2 \Delta z^2} \left(\mu_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}} + \mu_{i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}} \right) + \frac{2\mu_{i,j-1}}{\Delta z^2} \left(\frac{1}{\Delta x^2} - \frac{1}{\Delta z^2} \right)^2 + \frac{2\mu_{i,j}}{\Delta z^2} \left(\frac{1}{\Delta x^2} - \frac{1}{\Delta z^2} \right)^2 \\
 H &= \frac{\mu_{i,j-1}}{\Delta z^4} \\
 I &= \frac{4\mu_{i-\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}}{\Delta x^2 \Delta z^2} - \frac{\mu_{i,j+1}}{\Delta x^2 \Delta z^2} - \frac{\mu_{i-1,j}}{\Delta x^2 \Delta z^2} \\
 J &= \frac{-4}{\Delta x^2 \Delta z^2} \left(\mu_{i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}} + \mu_{i-\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}} \right) - \frac{2\mu_{i-1,j}}{\Delta x^2} \left(\frac{1}{\Delta x^2} - \frac{1}{\Delta z^2} \right)^2 - \frac{2\mu_{i,j}}{\Delta x^2} \left(\frac{1}{\Delta x^2} - \frac{1}{\Delta z^2} \right)^2 \\
 K &= \frac{4\mu_{i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}}{\Delta x^2 \Delta z^2} - \frac{\mu_{i,j-1}}{\Delta x^2 \Delta z^2} - \frac{\mu_{i-1,j}}{\Delta x^2 \Delta z^2} \\
 L &= \frac{\mu_{i-1,j}}{\Delta x^4}
 \end{aligned} \tag{3.4}$$

El esquema así obtenido es un esquema “de 12 vecinos”. Se denomina así porque para obtener el valor en un punto (i,j) necesitamos los valores de 12 nodos (i,j) a su alrededor (figura 3.2).

En resumen, hemos obtenido la ecuación (3.3) aplicando un esquema de discretización en diferencias finitas y luego desarrollando los términos. Este es un método utilizado también por Schmeling & Marquart (1991). De este modo, el esquema de discretización sólo requiere términos de hasta orden dos, lo cual hace que el esquema sea más estable.

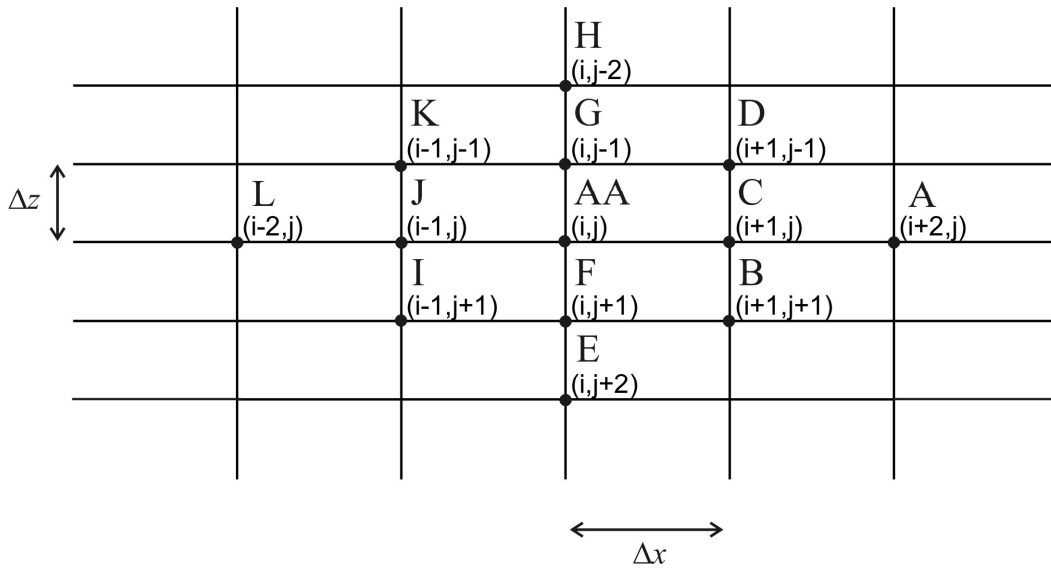


Figura 3.2. Esquema de 12 vecinos con los coeficientes de cada nodo

Es fácil comprobar analíticamente (no se muestra) que, si aplicamos viscosidad constante a la ecuación en diferencias finitas (3.3), obtenemos el mismo resultado que discretizando directamente la ecuación biarmónica (2.20).

3.1.2.- Condiciones de contorno de la ecuación de movimiento

Una vez obtenida la ecuación que rige el movimiento, tenemos que imponer las condiciones de contorno.

Vamos a considerar condiciones de “free slip” o de deslizamiento libre, que son muy frecuentemente usadas en la literatura. Estas condiciones implican que la velocidad normal a la frontera sea nula y la derivada normal de la velocidad tangencial también se anule.

$$v_n = 0; \quad \frac{\partial v_t}{\partial n} = 0 \tag{3.5}$$

Es decir, aplicada a nuestro dominio, las condiciones de contorno son las que se muestran en la figura (3.3).

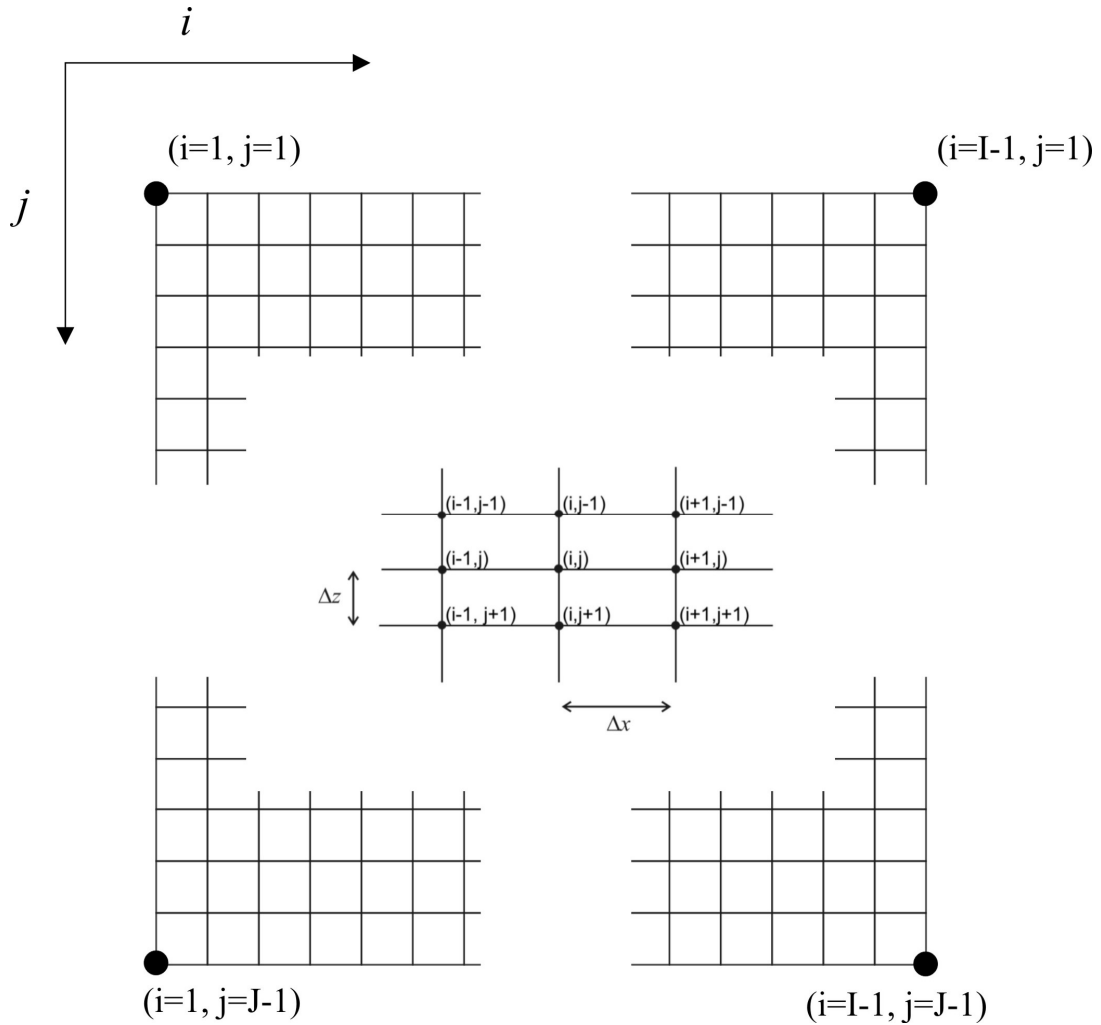


Figura 3.3: Malla de nodos internos.

En los contornos superior e inferior operan la misma condición. Vamos a exponer en detalle el desarrollo para la frontera superior. El desarrollo para la frontera inferior y los laterales es idéntico.

Consideremos la primera condición:

$$v_z \Big|_{z=0} = 0 \tag{3.6}$$

Utilizando la notación de la función de corriente, la condición se expresa:

$$-\frac{\partial \Psi}{\partial x} \Big|_{z=0} = 0 \tag{3.7}$$

Aplicando el esquema de diferencias finitas centradas a la condición de contorno, para incluir los nodos con los valores en las fronteras necesitamos añadir dos filas ($j=0$ y $j=J$). Así, obtenemos:

$$\left. \frac{\partial \Psi}{\partial x} \right|_{z=0} = 0 \Rightarrow \left. \frac{\Psi_{i+1,j} - \Psi_{i-1,j}}{2\Delta x} \right|_{j=0} = 0 \Rightarrow \Psi_{i+1,0} = \Psi_{i-1,0} \quad (3.8)$$

Por lo que podemos imponer, como condición de contorno, $\Psi = 0$ en la frontera superior ($j=0$).

A partir de la segunda condición:

$$\left. \frac{\partial v_x}{\partial z} \right|_{z=0} = 0 \quad (3.9)$$

expresada en notación de la función de corriente:

$$\left. \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right|_{z=0} = 0 \quad (3.10)$$

podemos, de la misma manera, aplicar el esquema de diferencias finitas y obtener:

$$\left. \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right|_{z=0} = 0 \Rightarrow \left. \frac{\Psi_{i,j+1} - 2\Psi_{i,j} + \Psi_{i,j-1}}{2\Delta z} \right|_{j=0} = 0 \quad (3.11)$$

Como, por la condición anterior, $\Psi = 0$ en la fila $j=0$, $\Psi_{i,0} = 0$, obtenemos:

$$\left(\Psi_{i,j+1} - 2\Psi_{i,j} + \Psi_{i,j-1} \right) \Big|_{j=0} = 0 \Rightarrow \Psi_{i,-1} = -\Psi_{i,1} \quad (3.12)$$

Luego podemos imponer $\Psi_{i,-1} = -\Psi_{i,1}$ en la fila $j=-1$.

Las mismas consideraciones matemáticas son válidas para la frontera inferior, por lo que podemos imponer $\Psi = 0$ en la frontera $j=J$ y $\Psi_{i,J+1} = -\Psi_{i,J-1}$ en la fila $j=J+1$.

Por tanto, necesitamos añadir dos filas más ($j=-1$ y $j=J+1$) para incluir las condiciones de contorno.

De un modo exactamente análogo, podemos obtener las condiciones de contorno para los laterales, que resultan ser:

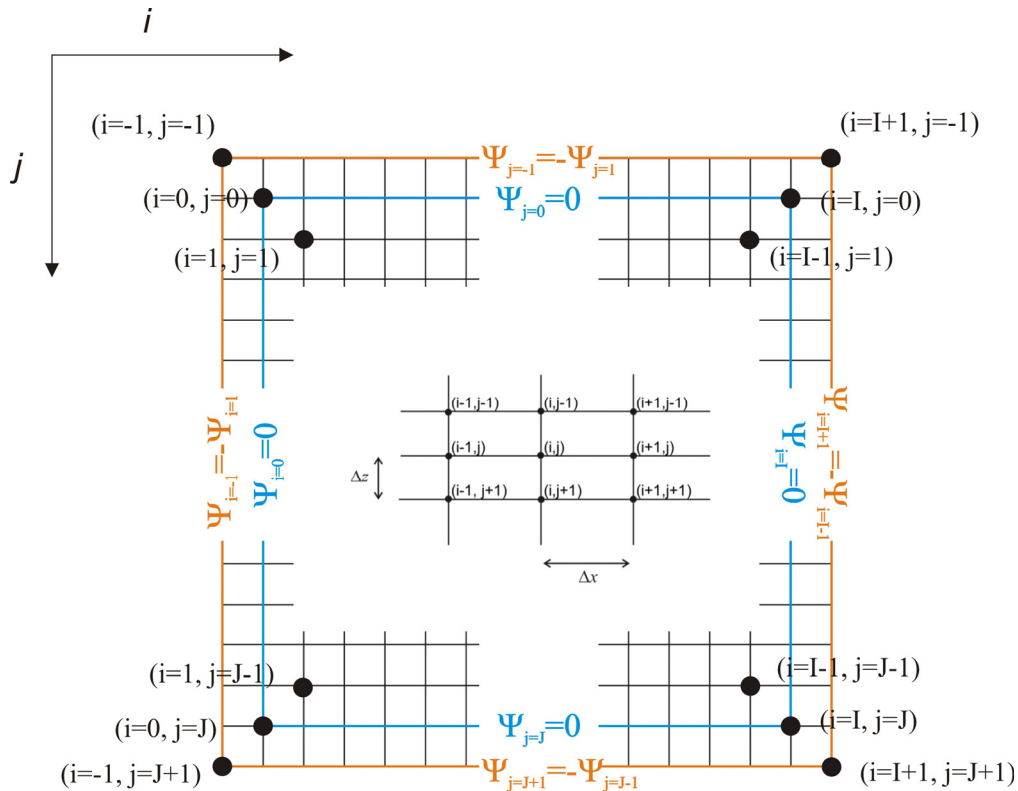


Figura 3.4: Condiciones de contorno discretizadas proyectadas sobre la malla. En comparación con la figura 3.3, ha sido necesario añadir dos filas ($j=0$ y $j=J$) y dos columnas más ($i=0$, $i=I$), en azul, para incluir la primera condición de contorno; y otras dos filas más ($j=-1$, $j=J+1$) y otras dos columnas más ($i=-1$, $i=I+1$), en naranja, para resolver bien la segunda condición de contorno.

$\Psi = 0$ en las fronteras izquierda ($i=0$) y derecha ($i=I$)

$\Psi_{-1,j} = -\Psi_{1,j}$ en la columna $i=-1$ y

$\Psi_{I+1,j} = -\Psi_{I,j}$ en la columna $i=I+1$.

Por tanto, necesitamos incluir en la malla dos columnas más ($i=0, i=I$) para expresar la primera condición de contorno, y otras dos columnas más ($i=-1, i=I+1$) para incluir la segunda condición.

La aparición de los términos $\Psi_{i,-1}, \Psi_{i,J+1}, \Psi_{-1,j}, \Psi_{I+1,j}$ es la causa de que se necesite incluir filas extra. Así, resumiendo, las ecuaciones de contorno quedan tal y como se indica en la figura (3.4).

3.1.3.- Método matricial de resolución de la ecuación de movimiento

Tenemos que resolver la ecuación en diferencias finitas (3.3). Es una ecuación de doce vecinos que expresa, en componentes, para $I-1$ valores de i y $J-1$ valores de j , un sistema de $(I-1) \times (J-1)$ ecuaciones (una para cada nodo) con $(I-1) \times (J-1)$ incógnitas (valores de Ψ en cada nodo). Son ecuaciones que, al haber sido discretizadas, son lineales e inhomogéneas, que pueden expresarse en modo matricial, habiendo aplicado ya las condiciones de contorno, como:

$$M\psi=b \tag{3.13}$$

Las condiciones de contorno nos dan información sobre los valores de las incógnitas y, por tanto, están incluidas en la Matriz M, determinando su forma y sus valores.

La matriz M del sistema tiene muchos elementos nulos (matriz “rala” o, en inglés, “*sparse*”), con sólo trece diagonales no nulas. Por ejemplo, una matriz de un sistema 4×6 tendría la forma que se muestra en la figura (3.5). Y matrices mayores conservarían la forma mostrada en la figura (3.6).

La matriz M construida con los coeficientes de la ecuación (3.3), es una matriz que, en todos los casos, es cuasi-simétrica, diagonalmente dominante y está bien condicionada, lo que asegura que el sistema se pueda resolver.

3.- Estudio numérico de las Ecuaciones Fundamentales

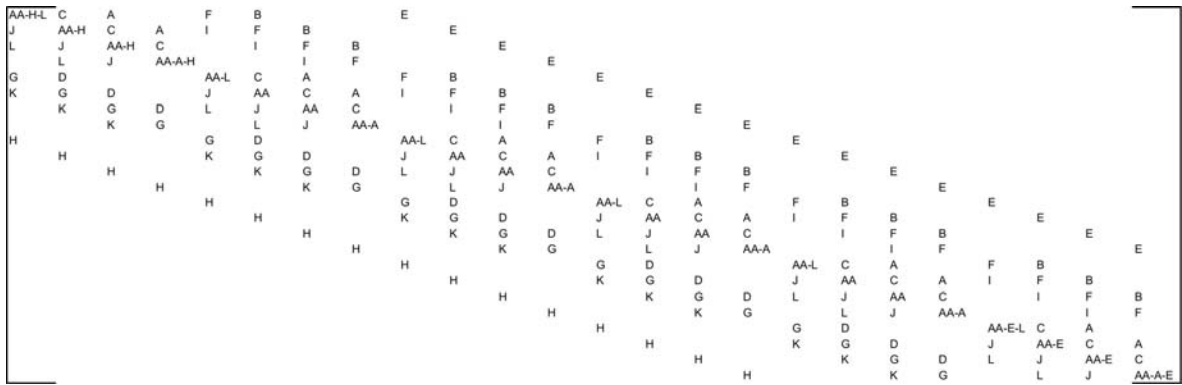


Figura 3.5: Forma de la matriz de un sistema 4x6 obtenida con la ecuación (3.3)

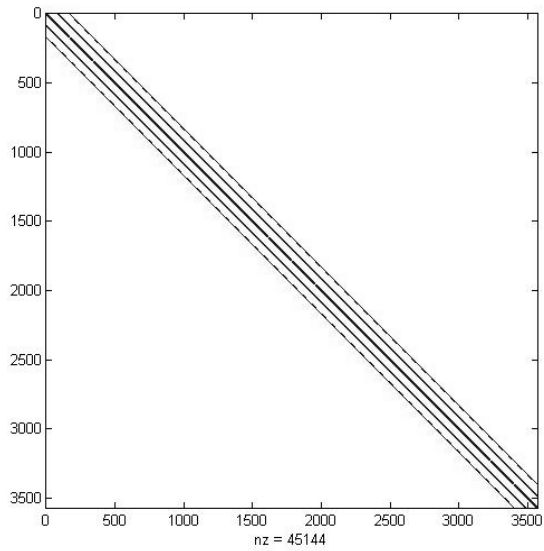


Figura 3.6: matriz 3600x3600, sólo 45144 elementos son no nulos. Sólo hay 13 diagonales no nulas.

3.2.- Solución numérica de la ecuación térmica

3.2.1.- Discretización de la ecuación térmica

Para resolver numéricamente la ecuación de la energía (2.41) hemos utilizado el algoritmo TEMSPOL, que aplica el Método Implícito de Direcciones Alternantes (*ADI* en sus siglas en inglés) y la ecuación resultante se resuelve por el Método de Doble Recorrido o Algoritmo de Thomas.

De manera esquemática, el método *ADI* funciona dividiendo el paso temporal en dos subpasos. En el primer subpaso ($p+1$), se mantiene constante la coordenada vertical y se resuelve la variable dependiente en la coordenada horizontal. En el segundo subpaso ($p+2$), se procede al revés, fijando la coordenada horizontal y resolviendo la variable dependiente para la coordenada vertical. En ambos casos, se obtiene un sistema de ecuaciones que puede resolverse por el Algoritmo de Thomas (e.g. Morton y Mayers 1994). Este algoritmo recorre la malla dos veces: en la primera, expresa cada solución en función de las soluciones anteriores hasta llegar a la última, en la que aplica la condición de contorno para resolverla y volver a recorrer la malla en dirección contraria resolviendo cada solución.

A continuación procederemos a detallar el método y la formulación en diferencias finitas. En lo que sigue, los subíndices i, j corresponderán a las coordenadas espaciales y el superíndice p al tiempo. Vamos a usar la siguiente convención para la descripción de la malla:

$$\begin{aligned}
 x &= (i-1)\Delta x & i &= 1, 2, \dots, I+1 \\
 z &= (j-1)\Delta z & j &= 1, 2, \dots, J+1 \\
 t &= p\Delta t & p &= 1, 2, \dots, P
 \end{aligned}
 \tag{3.14}$$

Consideremos la expresión en diferencias finitas de la ecuación (2.41) en la que las derivadas de la temperatura respecto a x son evaluadas en el paso temporal $p+1$ y las derivadas respecto de z en el p . Todas las derivadas son de primer orden. Utilizaremos la expresión de diferencias centradas para las derivadas en las coordenadas espaciales:

$$\frac{\partial \Gamma}{\partial x} = \frac{1}{\Delta x} \left(\Gamma_{i+1/2,j} - \Gamma_{i-1/2,j} \right) + O(h^2) \quad (3.15)$$

y diferencias adelantadas para las derivadas temporales:

$$\frac{\partial \Gamma}{\partial x} = \frac{1}{\Delta x} \left(\Gamma_{i+1,j} - \Gamma_{i,j} \right) + O(h^2) \quad (3.16)$$

donde, como hicimos previamente, hemos llamado Γ a la función continua genérica que estamos aproximando, e indicamos como $\Gamma_{i,j}$ la evaluación de la función Γ en el nodo (i,j) . En estas dos ecuaciones anteriores, x ha jugado el papel de una variable genérica. Así, en el punto de malla i, j la ecuación térmica en diferencias finitas en el paso $p+1$ resulta ser:

$$\begin{aligned} R_{i,j}^p \left(\frac{T_{i,j}^{p+1} - T_{i,j}^p}{\Delta t} + v_{x,i,j}^p \frac{T_{i+1,j}^{p+1} - T_{i-1,j}^{p+1}}{2\Delta x} + v_{z,i,j}^p \frac{T_{i,j+1}^p - T_{i,j-1}^p}{2\Delta z} \right) &= \frac{H_{i,j}^p}{\rho_{i,j}^p c_p} + \\ + \frac{K}{\rho_{i,j}^p c_p} \left(\frac{T_{i+1,j}^{p+1} - 2T_{i,j}^{p+1} + T_{i-1,j}^{p+1}}{\Delta x^2} + \frac{T_{i,j+1}^p - 2T_{i,j}^p + T_{i,j-1}^p}{\Delta z^2} \right) &+ v_{z,i,j}^p \left(\frac{\alpha g T_{abs\ i,j}^p}{c_p} - \frac{L_T}{c_p} \left(\frac{\partial \beta}{\partial z} \right)_{i,j}^p \right) \end{aligned} \quad (3.17)$$

donde

$$R_{i,j}^p = 1 + \frac{L_T}{c_p} \left(\frac{\partial \beta}{\partial T} \right)_{i,j}^p \quad (3.18)$$

Tras agrupar términos en la expresión anterior, se obtiene:

$$A_i T_{i-1,j}^{p+1} + B_i T_{i,j}^{p+1} + C_i T_{i+1,j}^{p+1} = D_i \quad i=2, \dots, I; j=2, \dots, J; p=1, \dots, P \quad (3.19)$$

en donde los coeficientes son:

$$A_i = -\frac{R_{i,j}^p}{2\Delta x} v_{x,i,j}^p - \frac{K}{\rho_{i,j}^p c_p \Delta x^2}, \quad (3.20)$$

$$B_i = \frac{R_{i,j}^p}{\Delta t} + \frac{2K}{\rho_{i,j}^p c_p \Delta x^2}, \quad (3.21)$$

$$C_i = \frac{R_{i,j}^p}{2\Delta z} v_{z,i,j}^p - \frac{K}{\rho_{i,j}^p c_p \Delta x^2} \quad y \quad (3.22)$$

$$D_i = \frac{R_{i,j}^p}{\Delta t} T_{i,j}^p - \frac{R_{i,j}^p}{2\Delta z} v_{z,i,j}^p (T_{i,j+1}^p - T_{i,j-1}^p) + \frac{K}{\rho_{i,j}^p c_p \Delta z^2} (T_{i,j+1}^p - 2T_{i,j}^p + T_{i,j-1}^p) + \\ + v_{z,i,j}^p \left(\frac{\alpha g T_{abs,i,j}^p}{c_p} - \frac{L_T}{c_p} \left(\frac{\partial \beta}{\partial z} \right)_{i,j}^p \right) + \frac{H_{i,j}^p}{\rho_{i,j}^p c_p} \quad (3.23)$$

Hemos reservado los índices $i=l, j=l, i=l+1, j=j+1$ para las condiciones de contorno. Obtendremos una ecuación como ésta en cada punto de la j -ésima fila, completando un juego de $I-l$ ecuaciones. Este conjunto de ecuaciones da una temperatura en cada paso temporal $p+1$ en cada punto de la j -ésima fila en función de variables conocidas en el paso de tiempo p . Aplicamos entonces el Algoritmo algebraico de Thomas para resolver este conjunto de ecuaciones. El desarrollo de este algoritmo viene detallado en la siguiente sección.

De manera análoga, consideremos ahora la expresión en diferencias finitas de la ecuación (2.41) en la que las derivadas de la temperatura respecto a x son evaluadas en el paso temporal $p+1$ y las derivadas respecto de z en el $p+2$. Al igual que en el paso anterior, utilizaremos la expresión de diferencias centradas para las derivadas en las coordenadas espaciales y diferencias adelantadas para las derivadas temporales. Así, en el punto de malla i, j la ecuación en el paso $p+2$ resulta ser:

$$R_{i,j}^p \left(\frac{T_{i,j}^{p+2} - T_{i,j}^{p+1}}{\Delta t} + v_{x,i,j}^p \frac{T_{i+1,j}^{p+1} - T_{i-1,j}^{p+1}}{2\Delta x} + v_{z,i,j}^p \frac{T_{i,j+1}^{p+2} - T_{i,j-1}^{p+2}}{2\Delta z} \right) = \frac{H_{i,j}^p}{\rho_{i,j}^p c_p} + \\ + \frac{K}{\rho_{i,j}^p c_p} \left(\frac{T_{i+1,j}^{p+1} - 2T_{i,j}^{p+1} + T_{i-1,j}^{p+1}}{\Delta x^2} + \frac{T_{i,j+1}^{p+2} - 2T_{i,j}^{p+2} + T_{i,j-1}^{p+2}}{\Delta z^2} \right) + v_{z,i,j}^p \left(\frac{\alpha g T_{abs,i,j}^{p+1}}{c_p} - \frac{L_T}{c_p} \left(\frac{\partial \beta}{\partial z} \right)_{i,j}^{p+1} \right) \quad (3.24)$$

que, tras agrupar términos, vuelve a tener una expresión del tipo:

$$A_j T_{i,j-1}^{p+2} + B_j T_{i,j}^{p+2} + C_j T_{i,j+1}^{p+2} = D_j \quad (3.25)$$

donde

$$A_j = -\frac{R_{i,j}^p}{2\Delta z} v_{xi,j}^p - \frac{K}{\rho_{i,j}^p c_p \Delta z^2}, \quad (3.26)$$

$$B_j = \frac{R_{i,j}^p}{\Delta t} + \frac{2K}{\rho_{i,j}^p c_p \Delta z^2}, \quad (3.27)$$

$$C_j = \frac{R_{i,j}^p}{2\Delta z} v_{zi,j}^p - \frac{K}{\rho_{i,j}^p c_p \Delta z^2} \quad (3.28)$$

$$D_j = \frac{R_{i,j}^p}{\Delta t} T_{i,j}^{p+1} - \frac{R_{i,j}^p}{2\Delta x} v_{xi,j}^p (T_{i+1,j}^{p+1} - T_{i-1,j}^{p+1}) + \frac{K}{\rho_{i,j}^p c_p \Delta x^2} (T_{i+1,j}^{p+1} - 2T_{i,j}^{p+1} + T_{i-1,j}^{p+1}) + v_{zi,j}^p \left(\frac{\alpha g T_{absi,j}^{p+1}}{c_p} - \frac{L_T}{c_p} \left(\frac{\partial \beta}{\partial z} \right)_{i,j}^{p+1} \right) + \frac{H_{i,j}^p}{\rho_{i,j}^p c_p} \quad (3.29)$$

Obtendremos una ecuación como esta en cada punto de la *i-ésima* columna, completando un juego de *J-1* ecuaciones simultáneas. Los *I-1* conjuntos de *J-1* ecuaciones obtenidas en el tiempo *p+2* se resuelven aplicando el Algoritmo de Thomas. De este modo, la temperatura en el tiempo *p+2* se obtiene de la temperatura en el tiempo *p* en dos pasos temporales. Una ecuación implícita en *x* (ecuación (3.19)) es la que se usa para el primer paso temporal y una ecuación implícita en *z* (ecuación (3.25)) para el segundo. La aplicación del Algoritmo de Thomas exige conocer las condiciones de contorno, que pasamos a detallar a continuación.

3.2.2.- El estado térmico inicial y las condiciones de contorno

La distribución de temperaturas en el estado inicial para una litosfera continental se calcula con una geoterma para la corteza T_{cort} y el manto litosférico T_{mlit} dada por la solución estacionaria de la ecuación de la energía (ecuación 2.41), considerando L_T nulo y temperatura nula en superficie. La ecuación de la geoterma inicial para la corteza es:

$$T_{cort}(Z) = -\frac{H}{2k} z^2 + \left(\frac{T_L}{L} - \frac{H}{2kL} h_c^2 + \frac{H}{k} h_c \right) z \quad (3.30)$$

donde h_c es el espesor de la corteza, T_L indica la temperatura en la base de la placa litosférica, y L es el espesor de la litosfera. Esta relación considera una producción de

calor limitada a la corteza y con una temperatura $T= 0$ °C en la superficie. La temperatura inicial para el manto litosférico en el caso continental viene dada por:

$$T_{mit}(z) = \left(\frac{T_L}{L} - \frac{H}{2kL} h_c^2 \right) z + \frac{H}{2k} h_c^2 \quad (3.31)$$

El programa también incluye la posibilidad de simular la evolución de litosfera oceánica, que se calcula con el *modelo térmico de placa* GDH1 de Stein y Stein (1992).

$$T_{lit}(z, t') = T_L \left(\frac{z}{L} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{n\pi} \sin\left(\frac{n\pi z}{L}\right) \exp\left(-\frac{n^2 \pi^2 k t'}{\rho c_p L^2}\right) \right) \quad (3.32)$$

donde t' es el tiempo transcurrido desde la formación de la litosfera en la dorsal oceánica -es decir, la edad de la litosfera-.

Consideramos el perfil adiabático para la temperatura inicial en la astenosfera:

$$T(z) = T_L \exp\left(\frac{g\alpha}{c_p}(z - z_a)\right) \quad z_{tr2} < z \leq z_a \quad (3.33)$$

Incluimos también un incremento total de temperatura ΔT causado por el calor latente liberado durante la transformación olivino-espinela, que comienza a una profundidad que llamaremos z_{tr2} y termina a z_{tr1} (figura 3.7). En este intervalo, el incremento de temperatura viene dado por (Turcotte y Schubert, 2002):

$$\Delta T = \frac{L_T}{c_p} \quad (3.34)$$

Aceptaremos que este incremento térmico sucede de manera lineal desde la temperatura $T_{z_{tr2}}$ a la profundidad z_{tr2} hasta $T_{z_{tr1}}$ a z_{tr1} :

$$T(z) = \frac{\Delta T}{z_{tr2} - z_{tr1}} (z_{tr2} - z) + T_{z_{tr2}} \quad z_{tr1} \leq z \leq z_{tr2} \quad (3.35)$$

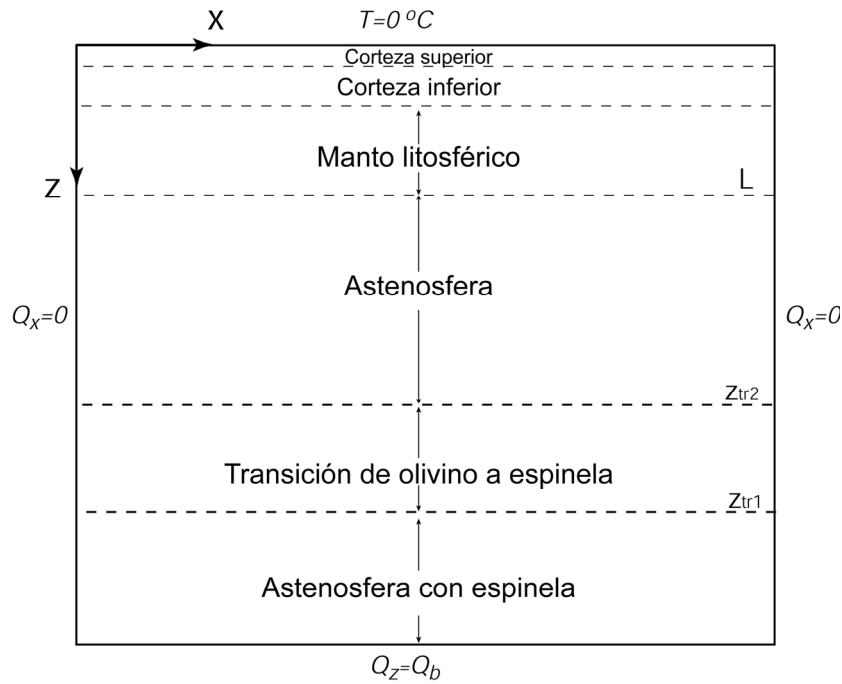


Figura 3.7. Estructura del material y condiciones de contorno térmicas que se aplican en TEMSPOL.

En la zona subyacente a la transformación, la temperatura inicial viene dada por:

$$T(z) = (T_{z_{tr2}} + \Delta T) \exp\left(\frac{g\alpha}{c_p}(z - z_{tr1})\right) \quad 0 \leq z \leq z_{tr1} \quad (3.36)$$

Las condiciones de contorno que consideramos (figura 3.7) son:

- $T=0^\circ\text{C}$ en la superficie
- Flujo horizontal de calor nulo en las fronteras laterales:

$$q = 0 = -k \frac{\partial T}{\partial x} \quad (3.37)$$

- Flujo vertical de calor constante (Q_b) en la base del modelo:

$$q = Q_b = -k \frac{\partial T}{\partial z} \quad (3.38)$$

El flujo se calcula como el producto entre el gradiente vertical de la geoterma inicial en la base del modelo y la conductividad térmica, según la ley de Fourier (ecuación 2.25).

Si aplicamos diferencias adelantadas a la ecuación (3.37) según el esquema (3.16), obtenemos, para la frontera izquierda ($i=1$):

$$0 = -k \frac{T_{i+1,j} - T_{i,j}}{\Delta x} \Big|_{i=1} \Rightarrow 0 = T_{2,j} - T_{1,j} \quad (3.39)$$

Por lo que obtenemos que:

$$T_{1,j} = T_{2,j} \quad (3.40)$$

Para la frontera derecha ($i=I+1$), aplicamos diferencias retrasadas a la ecuación (3.37):

$$0 = -k \frac{T_{i,j} - T_{i-1,j}}{\Delta x} \Big|_{i=I+1} \Rightarrow 0 = T_{I+1,j} - T_{I,j} \quad (3.41)$$

Obteniendo:

$$T_{I+1,j} = T_{I,j} \quad (3.42)$$

En la base del modelo ($j=J+1$), aplicamos diferencias retrasadas a la ecuación (3.38):

$$Q_b = -k \frac{T_{i,j} - T_{i,j-1}}{\Delta z} \Big|_{j=J+1} = -k \frac{T_{i,J+1} - T_{i,J}}{\Delta z} \quad (3.43)$$

Y obtenemos:

$$T_{i,J+1} = T_{i,J} - \frac{Q_b}{k} \Delta z \quad (3.44)$$

3.2.3.- Aplicación del Algoritmo de Thomas al esquema ADI de la ecuación térmica

Consideremos el sistema de ecuaciones (3.19) obtenidas en el paso temporal $p+1$:

$$A_i T_{i-1,j} + B_i T_{i,j} + C_i T_{i+1,j} = D_i \quad i=2,3\dots I \quad (3.45)$$

donde para aligerar la notación hemos omitido los superíndices temporales. El Algoritmo de Thomas actúa reduciendo este sistema de ecuaciones a una forma matricial triangular superior, mediante la eliminación de T_{i-1} en cada ecuación.

Consideremos que las primeras k ecuaciones del sistema anterior (3.45) han sido reducidas a la forma:

$$T_{i,j} - w_i T_{i+1,j} = g_i \quad i = 1, 2, \dots, k \quad (3.46)$$

La última de estas ecuaciones será:

$$T_{k,j} - w_k T_{k+1,j} = g_k \quad (3.47)$$

y la siguiente ecuación, expresada en su forma original sería:

$$A_{k+1} T_{k,j} + B_{k+1} T_{k+1,j} + C_{k+1} T_{k+2,j} = D_{k+1} \quad (3.48)$$

Despejamos $T_{k,j}$ de estas dos últimas ecuaciones, (3.47) y (3.48), y reagrupando términos, obtenemos:

$$T_{k+1,j} - \frac{-C_{k+1}}{B_{k+1} + A_{k+1} w_k} T_{k+2,j} = \frac{D_{k+1} - A_{k+1} g_k}{B_{k+1} + A_{k+1} w_k} \quad (3.49)$$

Si comparamos esta ecuación con la expresión simplificada (3.46) resulta que podemos obtener los coeficientes w_i y g_i a partir de las siguientes relaciones de recurrencia:

$$w_i = \frac{-C_i}{B_i + A_i w_{i-1}} \quad g_i = \frac{D_i - A_i g_{i-1}}{B_i + A_i w_{i-1}} \quad i=2, 3, \dots, I \quad (3.50)$$

Los valores iniciales pueden obtenerse aplicando en la ecuación simplificada (3.46) la condición de flujo de calor horizontal nulo en las fronteras laterales (3.40), $T_{1,j} = T_{2,j}$, luego:

$$w_1 = 1 \quad g_1 = 0$$

Podemos usar estos valores iniciales para, a través de las relaciones de recurrencia (3.50), calcular todos los coeficientes w_i y g_i . Luego podemos calcular el último valor de T aplicando de nuevo la condición de contorno en la otra frontera $T_{l+1,j} = T_{l,j}$ en la ecuación (3.45):

$$T_{l+1,j} = \frac{g_l}{1 - w_l} \quad (3.51)$$

De este modo, a partir del valor ya conocido de $T_{l+1,j}$, la ecuación (3.46) nos permite calcular los valores $T_{l,j}$, $T_{l-1,j}$, en orden, terminando con $T_{2,j}$. Este cálculo es estable siempre que se cumpla que $|w_i| < 1$.

En el siguiente paso temporal $p+2$, las derivadas de la temperatura con respecto a z son evaluadas en $p+2$, y las derivadas con respecto a x son evaluadas en el intervalo temporal $p+1$. Ahora tenemos que aplicar las condiciones de contorno en las fronteras inferior ($j=J+1$) y superior ($j=1$) del modelo.

El sistema de ecuaciones al que se aplica el Algoritmo de Thomas es, ahora, la ecuación (3.25), obtenida para el paso $p+2$:

$$A_j T_{i,j-1} + B_j T_{i,j} + C_j T_{i,j+1} = D_j \quad (3.52)$$

donde, nuevamente, hemos omitido los superíndices p por claridad. Siguiendo un proceso análogo al descrito para el paso $p+1$, podemos considerar que las primeras k ecuaciones del sistema han sido reducidas a la forma:

$$T_{i,j} - w_j T_{i,j+1} = g_j \quad j=1,2,\dots,k \quad (3.53)$$

La última ecuación con esta forma será:

$$T_{i,k} - w_k T_{i,k+1} = g_k \quad (3.54)$$

Y la siguiente ecuación, en su forma original, será:

$$A_{k+1}T_{i,k} + B_{k+1}T_{i,k+1} + C_{k+1}T_{i,k+2} = D_{k+1} \quad (3.55)$$

Despejando $T_{i,k}$ de las ecuaciones (3.54) y (3.55) y reagrupando, obtenemos:

$$T_{i,k+1} - \frac{-C_{k+1}}{B_{k+1} + A_{k+1}w_k} T_{i,k+2} = \frac{D_{k+1} - A_{k+1}g_k}{B_{k+1} + A_{k+1}w_k} \quad (3.56)$$

Comparando esta ecuación con la ecuación (3.54) obtenemos unas leyes de recurrencia idénticas a las anteriores:

$$w_j = \frac{-C_j}{B_j + A_j w_{j-1}} \quad g_j = \frac{D_j - A_j g_{j-1}}{B_j + A_j w_{j-1}} \quad j=2,3,\dots,J \quad (3.57)$$

Comparando la condición de flujo basal constante (3.44) con la ecuación (3.54) obtenemos:

$$w_{J+1} = 1 \quad g_{J+1} = \frac{Q_b}{K} \Delta z \quad (3.58)$$

Podemos aplicar ahora las ecuaciones de recurrencia (3.57) para encontrar sucesivamente todos los demás coeficientes w_j y g_j .

Finalmente, con la condición de temperatura superficial constante de 0 °C, por la que $T_{i,1} = 0$, podemos aplicar de nuevo la ecuación (3.53) para calcular las temperaturas $T_{i,J-1}, \dots, T_{i,1}$.

3.3.- Implementación de los algoritmos

3.3.1.- Descripción general del programa TEMESCH (TEmperature and Movement Equation SCHEME)

Tras obtener las ecuaciones discretizadas del movimiento y de la temperatura con sus respectivas condiciones de contorno, hemos elaborado un programa en lenguaje MATLAB © que implementa los algoritmos explicados en los apartados anteriores. En todo este apartado, por comodidad, se usará $N=I-1$ como el número de nodos internos en horizontal y $M=J-1$ como el número de nodos en vertical.

El programa trabaja con dos mallas diferentes:

- una malla euleriana definida por la posición fija de los $N \times M$ nodos, en los cuales se resuelven las ecuaciones de movimiento y temperatura. Otros programas similares utilizan una malla más fina para la resolución de la ecuación de la temperatura que para la resolución de la ecuación de movimiento (e.g. Schott y Schmeling, 1998). El coste computacional en tiempo que exige la resolución de la ecuación de movimiento es mucho mayor que el que exige la resolución de la ecuación térmica, por lo que al aumentar la resolución del mallado para la ecuación térmica incrementan la precisión en el cálculo de las temperaturas, respecto a la precisión en el cálculo de velocidades, a un coste computacional relativamente bajo. Sin embargo, por simplicidad y por economizar tiempo de cómputo, hemos decidido utilizar la misma resolución en ambas mallas, estrategia que también es ampliamente utilizada en la literatura (e.g. Schmeling y Marquart, 1991; Morency et al., 2002; Gerya et al., 2004).
- una malla “deformable”, lagrangiana, definida por la posición de unos “marcadores”. “Deformable” en el sentido de que los marcadores se desplazan con el campo de velocidades obtenido y, por tanto, la malla se deforma siguiendo el movimiento del fluido. La malla que definen los marcadores es más densa que la de nodos. El programa está preparado, actualmente, para trabajar con mallas de marcadores de una a cuatro veces más densa que la malla de nodos, pero la modificación para aumentar ese número es muy sencilla. Los marcadores

transportan consigo las propiedades físicas del material (densidad, viscosidad) sin que experimenten cambios. Este algoritmo está basado en el enfoque de ‘partícula-en-celda’ (‘particle-in-cell’), originalmente desarrollado por Harlow y Welsh (1965) que ha sido extensamente aplicado en códigos de modelización basados en diferencias finitas (e.g. Schmeling y Marquart, 1991; Moresi et al., 2003; 2007b; Tackley y Xie, 2003; Gerya y Yuen, 2003a y b; Ruedas et al., 2004; O’Neill et al., 2006; Gerya y Yuen, 2007; Popov y Sobolev, 2008).

El programa TEMESCH calcula un estado térmico inicial en función del tipo de material presente en cada nodo y su posición, utilizando las geotermas descritas en el apartado 3.2.2. Con estas temperaturas, y con la densidad y viscosidad iniciales, resuelve la ecuación de movimiento para obtener las velocidades iniciales. Interpola a los marcadores la velocidad y las temperaturas, junto con el resto de propiedades físicas (densidad, viscosidad). Se mueven los marcadores según los valores de las componentes de la velocidad, arrastrando con ellos los valores de densidad y viscosidad. Acto seguido se calculan las propiedades físicas de cada nodo promediando las propiedades de los marcadores más cercanos y se vuelve a resolver la ecuación térmica. Con las nuevas temperaturas obtenidas se calculan unos nuevos valores para densidad y viscosidad que se introducen en la ecuación de movimiento, para calcular los nuevos valores de velocidad en cada nodo. Hacemos avanzar el paso temporal y volvemos a interpolar los nuevos valores a los marcadores, repitiendo este proceso hasta alcanzar el tiempo final de evolución (figura 3.8).

Para contrastar la fiabilidad de las interpolaciones que se realizan en el programa, se realizaron más de 30 ejecuciones con diferentes combinaciones de los métodos de interpolación en dos dimensiones incluidos en MATLAB. Finalmente se comprobó que los mejores resultados (teniendo en cuenta la exactitud de la solución y el tiempo de cómputo) para la interpolación de los valores de los nodos a los marcadores se obtenían el Método *V4* de MATLAB, basado en el algoritmo de Sandwell (1987). Este algoritmo utiliza las funciones de Green del operador biarmónico para interpolar a una curva (o superficie en 2D) de mínima curvatura una nube de puntos irregularmente distribuidos. Por tanto, es un algoritmo optimizado para la interpolación de valores desde una malla regular a una malla dispersa o nube de puntos irregular.

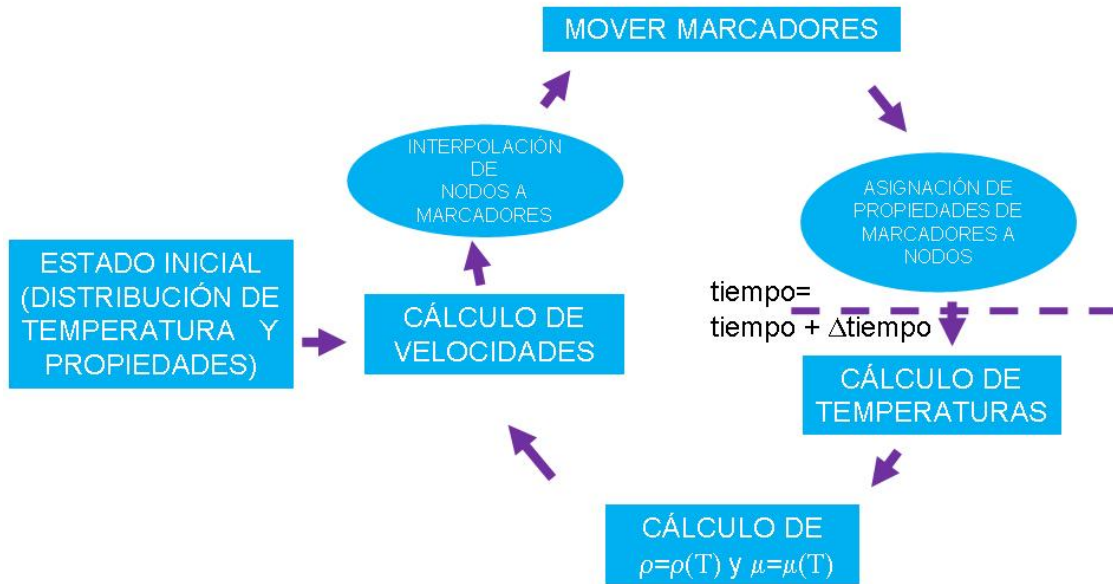


Figura 3.8. Diagrama simplificado del código TEMESCH

Se ha comprobado la convergencia de los resultados variando los parámetros temporales y geométricos de la malla. Dentro de las limitaciones que nos impone la capacidad física de las CPU's utilizadas, los resultados obtenidos verifican que el programa es estable. Las limitaciones que se obtienen están relacionadas con la gestión de la memoria. El método de resolución matricial que se utiliza crea una matriz de dimensiones (NxM, NxM) , pues cada fila de la matriz corresponde a un único nodo de la malla. Para valores altos de N y M , las matrices generadas ocupan un gran espacio en la memoria del ordenador, ralentizando el cálculo y, en ocasiones, desbordando la capacidad de cómputo. En un ordenador personal Pentium IV, con 2Gb de memoria RAM y 12Gb de memoria virtual, la máxima dimensión de la matriz que admite el entorno MATLAB es aproximadamente de 5100x5100.

Es necesario que el usuario introduzca valores del paso de malla y del paso temporal suficientemente bajos para permitir que se cumpla el Criterio de Courant-Friedrich-Levy (Criterio CFL). Este criterio de estabilidad establece que en cada paso temporal el avance espacial de un nodo no sea superior al paso de malla (e.g. Anderson, 1995).

3.3.2.- Diagrama de flujo y descripción de las subrutinas.

El programa incluye numerosas subrutinas que van realizando las diferentes tareas, tal y como se presenta en el diagrama de flujo del programa (figura 3.9). El programa empieza con tres subrutinas de preparación: *choice_model*, *parameters* y *calc_param*.

En la subrutina *Choice_model* se introducen diferentes parámetros que seleccionan el tipo de modelo que se quiere ejecutar: la geometría del estado inicial, dependiente o no de la temperatura, incluyendo o no la transformación de olivino a espinela y parámetros similares.

La subrutina *Parameters* es la que incluye los parámetros de entrada, como las viscosidades y densidades de referencia de cada material, los espesores de cada capa, el número de nodos en horizontal y en vertical, los tamaños de los pasos de malla espaciales (en horizontal y en vertical) y temporal, el número de iteraciones temporales y algunos parámetros físicos como la aceleración de la gravedad, la conductividad térmica o la edad de la litosfera -necesaria para las ecuaciones del estado térmico inicial de la litosférica oceánica, etc.

Calc_param es una sencilla subrutina que cambia las dimensiones de los parámetros de entrada al Sistema Internacional de unidades y realiza algunos otros cálculos preparatorios.

La subrutina *Init_state* es la subrutina que diseña el estado inicial del modelo. Para ello invoca a varias subrutinas: en función de las opciones dadas en *choice_model*, esta subrutina llama a la subrutina que dibuja la geometría inicial del modelo. Actualmente el programa está preparado para trabajar con hasta seis materiales diferentes, aunque introducir un número mayor es sencillo. Además de dibujar la geometría inicial del programa y asignar las propiedades físicas a los nodos (densidad y temperatura) en función de su posición y de la geometría inicial, *Init_state* calcula un estado térmico inicial en función de la posición de cada nodo y del tipo de material presente, utilizando las geotermas descritas en el apartado 3.2.2. Si se considera la transformación de fase de olivino a espinela, se incluye también el aumento en la densidad producido por la transformación.

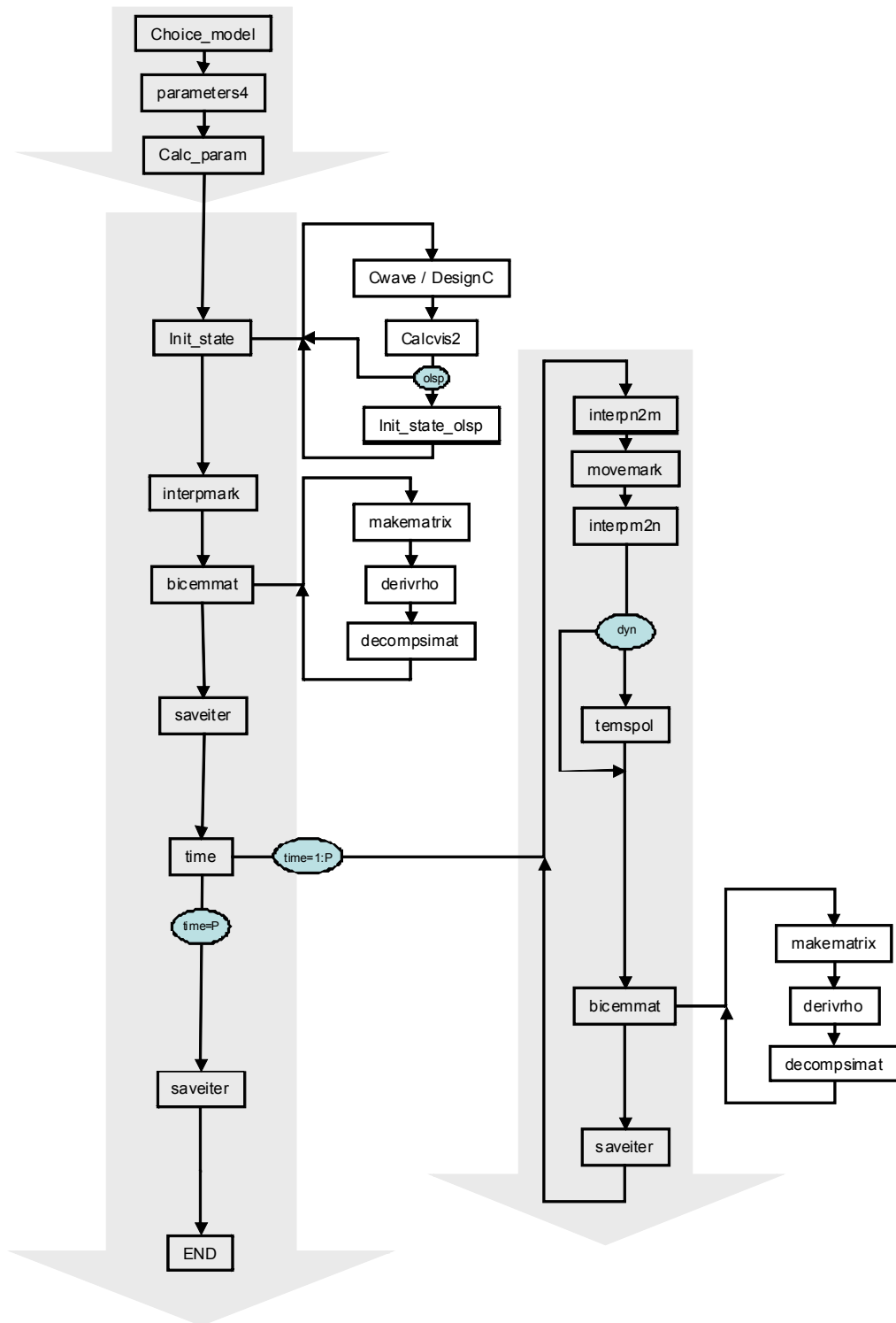


Figura 3.9: Diagrama de flujo del programa TEMESCH. Las cajas ovaladas azules marcan puntos de decisión. Si el modelo no incluye el cálculo de la temperatura, la variable “dyn” hará que se salte la ejecución de la subrutina TEMSPOL. La variable “time” es el contador temporal; si el tiempo ha terminado, dejará de entrarse en el bucle y el programa terminará.

Interpmark crea la distribución inicial de marcadores, asignándoles la densidad y viscosidad que les corresponde en función de la geometría inicial diseñada.

Bicemmat es la subrutina clave que resuelve la ecuación de movimiento. Incluye varias subrutinas. Una importante función interna es *Makematrix*. Esta función es la que genera la matriz M del sistema en función de las dimensiones N , M . La construcción de la matriz está condicionada a las condiciones de contorno que se apliquen. La función es capaz de generar matrices con condiciones de contorno de *deslizamiento libre* o “*free slip*” (las condiciones que hemos considerado en el análisis numérico en el capítulo anterior) y condiciones de contorno en las que se impone un valor fijo en las fronteras para la función de corriente Ψ . Implementar nuevas condiciones de contorno exige implementar un algoritmo diferente que genere las nuevas matrices.

Como mecanismo de control, esta subrutina permite estudiar nodos concretos y comprobar qué valores de viscosidad están teniéndose en cuenta para calcular los 12 coeficientes que, según la ecuación (3.3) se necesitan para calcular el valor de la función de corriente Ψ en ese nodo específico.

La subrutina *Bicemmat* construye los términos independientes del sistema inhomogéneo (3.13), que exigen calcular la derivada de la densidad. Esta derivada se hace a través de la subrutina *derivrho*. Tanto la matriz M calculada por *Makematrix*, como la matriz b de los términos inhomogéneos se almacenan como matrices ralas de MATLAB, a fin de ahorrar espacio en la memoria. Para resolver el sistema se aplica el algoritmo de eliminación Gaussiana.

Esta subrutina termina llamando a la función *decompsimat*, que deriva numéricamente la función de corriente según las ecuaciones para obtener los valores de la velocidad horizontal y vertical en cada nodo. Esta derivada numérica se hace con un esquema de diferencias centradas para todos los nodos excepto para la primera fila y la primera columna en la que utiliza un esquema de diferencias adelantadas; y para la última fila y la última columna en la que utiliza un esquema de diferencias retrasadas, a fin de evitar los “efectos de borde” en la derivada (e. g. Anderson, 1995).

Tras hacer una copia de los resultados de esta iteración inicial o iteración 0, entramos en el bucle de evolución temporal.

La subrutina *Interpn2m* interpola a los marcadores las velocidades calculadas en los nodos por la subrutina *Bicemmat*.

La subrutina *Movemark* es la encargada de mover los marcadores. Para ello, utilizamos el método de Euler para calcular la nueva posición de cada marcador multiplicando cada componente de la velocidad por el paso temporal y sumándolo a la posición anterior. Aunque este método es de primer orden, Moresi et al (2002, 2003) comentan que no encuentran beneficio en utilizar algún algoritmo de orden superior. Popov y Sobolev (2008) argumentan que este método tiene mayor estabilidad a pesar de perder precisión en comparación con otros métodos.

Interpm2n es la subrutina que realiza la asignación de las propiedades desde los marcadores a los nodos. Para ello, realiza una media aritmética entre las propiedades (densidad y viscosidad) de los marcadores situados en un radio Δx (*incx*) del nodo. Si no hay suficientes marcadores en ese radio, se duplica el radio y se calcula la media aritmética de los marcadores en este entorno cercano. El valor promediado es asignado al nodo.

Si el modelo no es puramente dinámico (opción que puede determinarse en *choice_model*), la siguiente subrutina será *temspol*, encargada de calcular la distribución de temperaturas. Esta subrutina es la implementación del Algoritmo de Thomas para resolver la ecuación térmica, que se ha explicado con detalle previamente. En función de si estamos considerando o no dependencia con la temperatura, opción controlada en *choice_model*, se utilizarán las expresiones (2.42) y (2.43) para calcular los valores de densidad y viscosidad en cada nodo o se utilizarán valores constantes en cada material.

El modelo vuelve ahora a calcular las velocidades en los nodos con los recién calculados valores de densidad y viscosidad, llamando nuevamente a la subrutina *bicemmat*.

Finalmente, la subrutina *Saveiter* salva cada *itersave* iteraciones las variables calculadas. El parámetro *itersave* es uno de los parámetros numéricos de entrada que se dan en la subrutina *Parameters*. La subrutina escribe en un fichero *model.dat* los parámetros geométricos y físicos más importantes, así como el tiempo real de cómputo (medido como tiempo de uso de la CPU del ordenador) de toda la evolución estudiada.

Una vez calculada la última iteración, el código vuelve a salvar los últimos resultados (por si la última iteración no coincide con un múltiplo de *itersave*) antes de acabar.

3.4.- Simulaciones

Presentamos en este apartado muy brevemente algunas ejecuciones de control y algunas comparaciones que permiten mostrar la validez y aplicabilidad del programa y el tipo de resultados esperables. El capítulo siguiente se dedica a un análisis completo y comparativo de algunas ejecuciones del programa aplicado a regiones concretas.

3.4.1 Hundimiento de un cilindro en un fluido.

Un problema sencillo que permite comprobar el correcto funcionamiento de la parte mecánica del código es el hundimiento de un cilindro rígido en un fluido viscoso. El estado inicial en dos dimensiones es sencillo: un cilindro infinito de densidad 3300 kg/m^3 y 20 km de radio, con viscosidad suficientemente alta como para mantener la rigidez relativa del mismo (10^{25} Pa s), que se hunde por efecto de la gravedad en un fluido menos viscoso (viscosidad 10^{20} Pa s) y menos denso (densidad 3200 kg/m^3) que el cilindro. Las dimensiones de la caja son 270 km de alto y 750 km de largo y el cilindro está situado con el centro en las coordenadas $(375 \text{ km}, 67.5 \text{ km})$. El paso temporal es de 0.05 Ma , el paso espacial es de 5 km y se cumple el criterio de CFL a lo largo de la evolución. Ninguna propiedad depende de la temperatura, por lo que es un problema estrictamente mecánico.

La figura 3.10 muestra las isolíneas de la función de corriente en el estado inicial y tras 2 Ma de evolución. El círculo negro marca la posición del cilindro denso. La distribución de las isolíneas es perfectamente simétrica y se demuestra que, a lo largo de

la evolución y las diferentes interpolaciones de nodos a marcadores y de marcadores a nodos, el cilindro no muestra deformación.

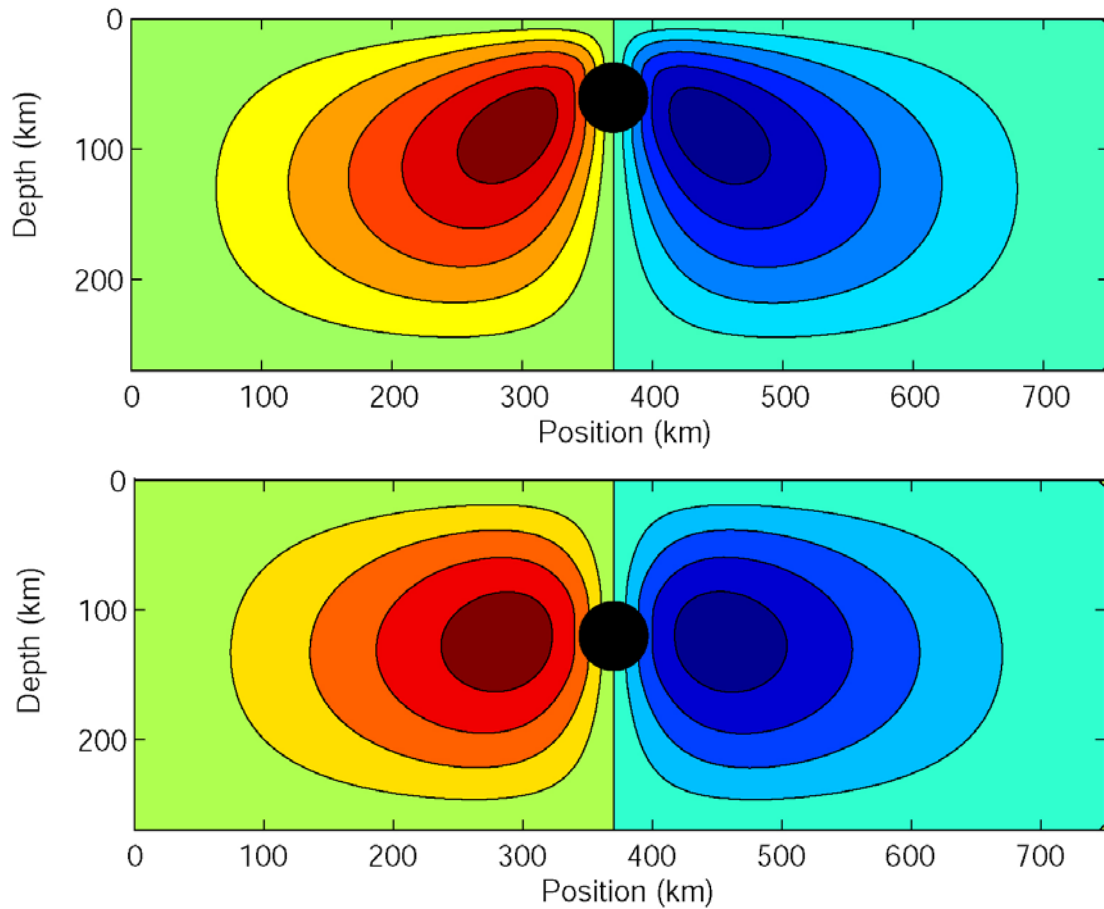


Figura 3.10. Test del hundimiento de un cilindro. Los colores muestran las isolíneas de la función de corriente en el estado inicial (arriba) y tras 2 Ma de evolución (abajo). El círculo negro muestra la posición del cilindro denso.

La ventaja de este problema es que la fuerza de resistencia a la caída de un cilindro en una caja de dimensiones finitas tiene solución analítica. Igualando la fuerza de resistencia con la fuerza de empuje de Arquímedes, es fácil obtener la velocidad de caída del cilindro (Popov y Sobolev, 2008, a partir de Slezkin, 1955¹):

$$v_c = \frac{1}{4} \left(\ln k - \frac{k^2 - 1}{k^2 + 1} \right) \frac{r^2 \Delta \rho g}{\mu_f}, \quad k = \frac{b}{r} \quad (3.59)$$

donde μ_f es la viscosidad del fluido, r es el radio del cilindro, $\Delta \rho$ es el exceso de densidad del cilindro y b es la distancia característica entre el cilindro y la pared vertical

¹ Tesis doctoral escrita en ruso.

de la caja. En nuestra configuración, b vale 355 km. Con estos valores, la velocidad “teórica” que deberíamos obtener es de 58.6 km/Ma. La velocidad media de caída, medida entre el tiempo inicial y tras 2 Ma de evolución, es de 57.5 km, lo que supone menos de un 2% de error relativo.

Este sencillo modelo muestra que el algoritmo de solución de la ecuación de movimiento permite trabajar con fuertes contrastes de viscosidad, conservando la forma de los cuerpos y calculando comportamientos y evoluciones correctamente.

3.4.2 Hundimiento de un cubo en un fluido

Este segundo problema nos permitirá comprobar el comportamiento del código al enfrentarse a geometrías más complejas, con aristas y picos. Por economía en el tiempo de cómputo, en esta ocasión la caja será más pequeña, cuadrada, de 51 nodos de lado, rellena con un fluido de viscosidad 10^{21} Pa s y densidad 3200 kg/m^3 . En su interior situamos un cubo rectangular (rectángulo en 2D) de 8 nodos de altura y 9 de longitud, más denso (3300 kg/m^3) y con una viscosidad constante pero que variaremos en diferentes ejecuciones entre valores de 10^{21} Pa s y 10^{25} Pa s. El rectángulo tiene sus vértices entre los nodos (22,14) y (30, 21). Ninguna propiedad dependerá de la temperatura, pues queremos comprobar el comportamiento del algoritmo de resolución de la ecuación de movimiento. El paso de malla es de 20 km y el paso temporal es de 0.1 Ma, cumpliendo el criterio CFL.

El resultado de diferentes modelos se muestra en la figura 3.11. Se muestran las posiciones del cuerpo para tiempos de evolución idénticos. La velocidad de caída no se mantiene constante, como era de esperar. A pesar de que el medio en el que el cuerpo se hunde es siempre el mismo y su densidad se mantiene constante, al variar la viscosidad se producen deformaciones en la geometría que aumentan la superficie del cuerpo. En el caso del cuerpo con viscosidad idéntica al medio (figura 3.11b), la deformación suaviza los contornos dando al cuerpo una geometría tipo “bala” que acelera su caída. Para valores altos de la viscosidad, donde esta deformación es menor (figura 3.11c) o ya no se observa (figura 3.11d), la velocidad de caída se mantiene constante, puesto que la geometría se conserva y la dinámica de la caída no depende del valor absoluto del contraste de viscosidad.

Esta sencilla prueba demuestra que el código TEMESCH es capaz de resolver adecuadamente la evolución de modelos con geometrías complejas que incluyan picos o aristas definidas. Además, se ha mostrado que, como cabía esperar, la deformación del cuerpo desaparece con fuertes contrastes de viscosidad, mientras que es alta para contrastes bajos.

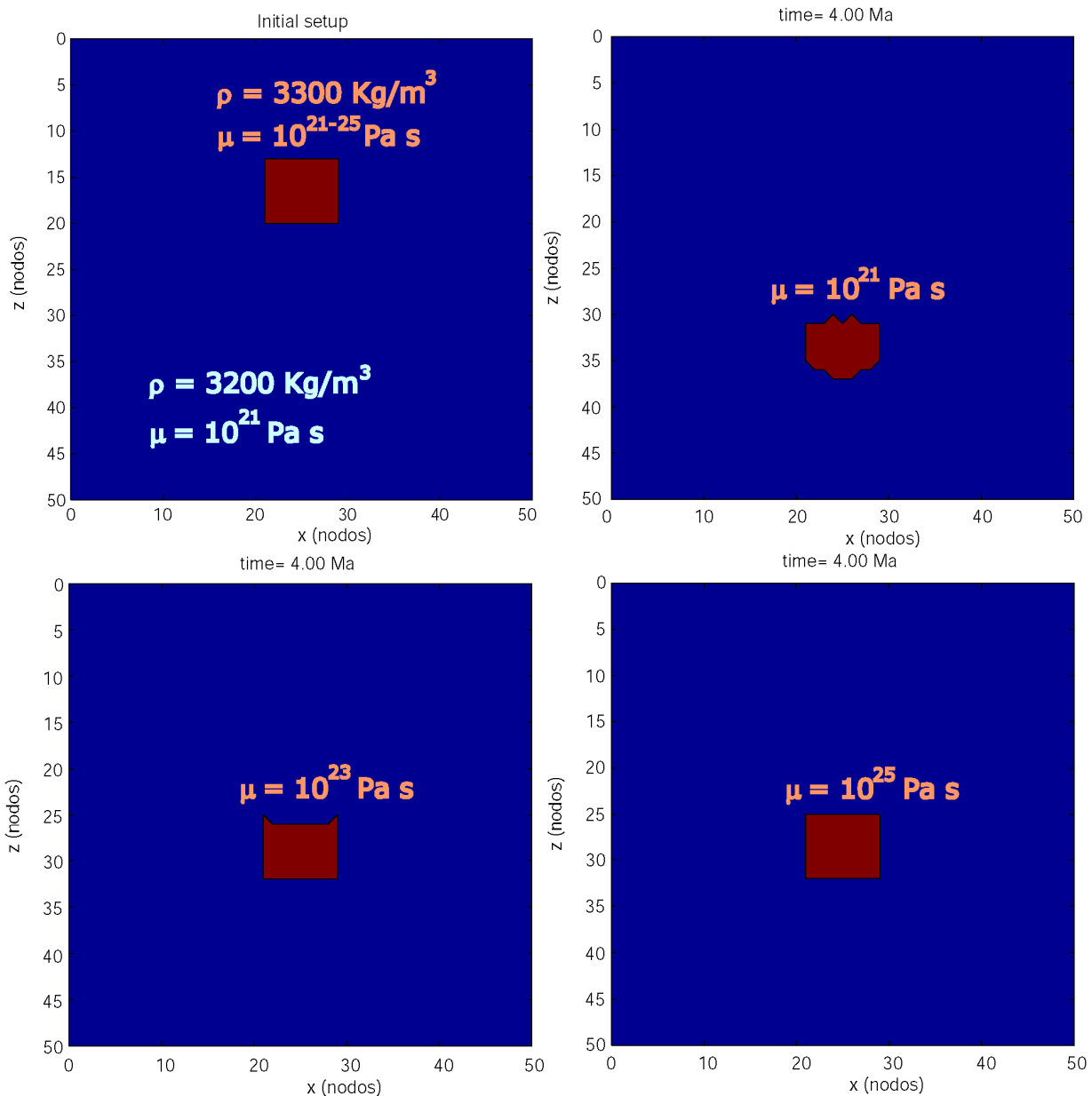


Figura 3.11. Test del hundimiento de un cubo. Se muestran las posiciones de un cubo con diferentes viscosidades para tiempos de evolución idénticos.

3.4.3 Modelos mecánicos isoviscosos.

Una primera comparación que permite ver la calidad de nuestros resultados y la estabilidad de las soluciones calculadas sería la comparación de los resultados obtenidos para un modelo isoviscoso con la versión puramente mecánica y con los obtenidos con un algoritmo totalmente diferente.

Para ello, se implementó un código diferente en MATLAB que resuelve mediante diferencias finitas la ecuación biarmónica (2.20) obtenida analíticamente bajo la condición de viscosidad constante. Este código, que denominamos BISEM, resuelve numéricamente la ecuación dividiéndola en dos ecuaciones de Poisson encadenadas:

$$\nabla^2 \Psi = \tilde{\Psi} \tag{3.60}$$

$$\nabla^2 \tilde{\Psi} = \frac{g\rho}{\mu}$$

El algoritmo para la resolución de la ecuación biarmónica a través de estas ecuaciones enlazadas, bajo condiciones de contorno de “free slip”, está publicado en la literatura (e. g. Carnahan et al., 1979). Hemos aplicado ambos códigos a una misma geometría inicial, consistente en una litosfera continental orogénica, con una zona engrosada (raíz cortical y litosférica). Consideramos que la zona engrosada puede modelizarse con una forma sinusoidal, que llega a duplicar el espesor respecto a la zona no perturbada. La amplitud de onda de la perturbación w se calcula con la expresión:

$$w = h + w_{\max} \cos\left(\frac{2\pi(x - x_{\text{pert}})}{\lambda}\right) \tag{3.61}$$

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 del centro de la perturbación (normalmente la mitad de la extensión horizontal); y λ es la longitud de onda de la perturbación. La litosfera no perturbada tendrá 112 km de espesor, compuesta por una corteza superior de 16 km y una corteza inferior de 24 km de

espesor, lo que suman 40 km de espesor cortical inicial, y un manto litosférico de 72 km de espesor. La malla consta de 87x44 nodos, con un paso espacial de 16 km y un paso temporal de 0.5 Ma, cumpliendo el criterio CFL. El estado inicial se muestra en la figura 3.12a. Los valores de los parámetros utilizados se listan en la Tabla 3.1

Los resultados obtenidos tras 50 Ma de evolución con el código BISEM y con el código TEMESCH se muestran en las figura 3.12 b y c. Se puede apreciar la gran similitud entre ambos resultados. Durante todo el proceso, las similitudes entre ambos modelos son muy altas: la diferencia entre un resultado y otro nunca difiere en más de un nodo.

Tabla 3.1 – Valores para el modelo isoviscoso

Modelo	Densidad (kg.m ⁻³)				Log (viscosidad) (log(Pa.s))
	<i>Astenosfera</i>	<i>Manto litosférico</i>	<i>Corteza inferior</i>	<i>Corteza superior</i>	
BISEM	3300	3400	2900	2800	22
TEMESCH	3300	3400	2900	2800	22

Dado que esta comparación sólo nos interesaba para establecer que nuestro algoritmo aplicado a una versión isoviscosa es comparable a algoritmos muy conocidos en la literatura que resuelven la ecuación biarmónica (donde la viscosidad es constante), sólo presentamos estos resultados sin entrar en más detalles. Estos resultados ilustran que el programa TEMESCH es estable en su versión puramente mecánica y que presenta resultados físicamente plausibles. En el capítulo siguiente se presentarán los resultados de la aplicación de este código a configuraciones más complejas.

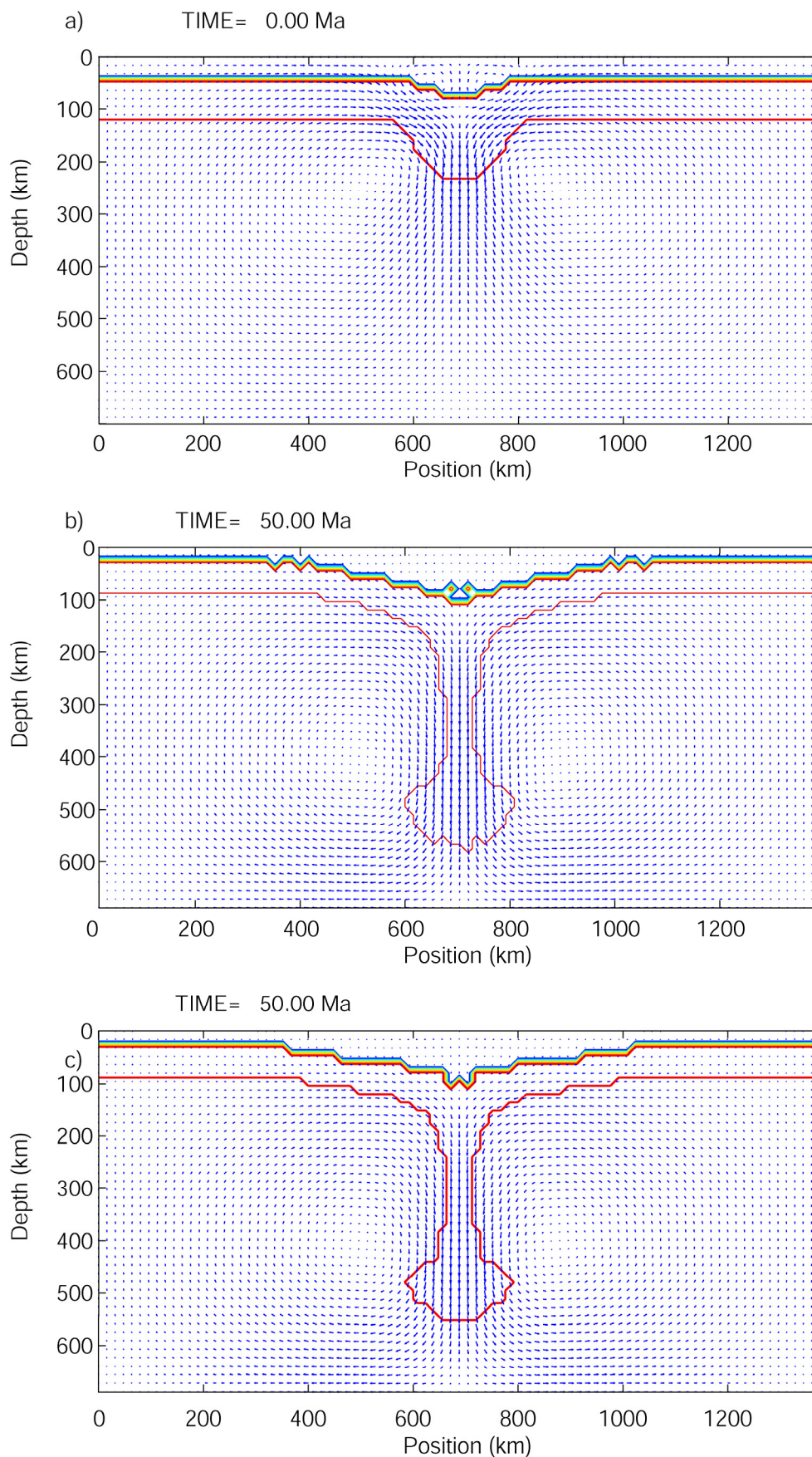


Figura 3.12 – Resultados de la comparación para modelos isoviscosos entre el código BISEM y el código TEMESCH sin considerar dependencia con la temperatura. El estado inicial se muestra en la figura a). Se puede apreciar la gran similitud entre los resultados obtenidos tras 50 Ma de evolución (b) con el código BISEM y (c) con el código TEMESCH.

3.4.4 Modelos termo-mecánicos isoviscosos

Al igual que hemos hecho antes, la primera comparación que realizamos utiliza un modelo isoviscoso. Compararemos los resultados entre un modelo puramente mecánico (sin acoplamiento termo-mecánico, con parámetros constantes) y un modelo termo-mecánico (con parámetros dependientes de la temperatura). Si anulamos el efecto de la producción de calor y del incremento de densidad debido a la transformación de fase de olivino a espinela, las diferencias entre ambos serán debidas únicamente al efecto de la dependencia de la densidad con la temperatura. En la tabla 3.4 aparecen los valores de los parámetros físicos comunes a todas las simulaciones.

Para hacer este análisis, consideraremos la misma geometría que se ha usado para el modelo isoviscoso calculado previamente (figura 3.12). El criterio CFL se sigue cumpliendo en toda la evolución. Las densidades utilizadas en la ejecución con parámetros constantes serán valores medios de la distribución de densidad inicial obtenida para cada material en la ejecución con parámetros termodependientes. La tabla 3.2 muestra los parámetros de entorno y la tabla 3.3 muestra los valores de densidad y viscosidad que se han utilizado en esta simulación. En el caso de la ejecución con acoplamiento termo-mecánico, los valores mostrados son los valores de referencia que se utilizan en las ecuaciones (2.42) y (2.43). La corteza se mantendrá en todo caso con densidad constante, sin incluir ninguna dependencia de la temperatura. Puesto que nos interesa aislar el efecto que produce el acoplamiento termo-mecánico, en las ejecuciones mostradas consideraremos una única capa de corteza.

La figura 3.13 muestra la evolución de los resultados, presentando las distribuciones de densidad superpuestas a la distribución de velocidad. Las líneas en color son líneas de igual densidad a 2900, 3100, 3200, 3230 y 3270 kg/m³

En primer lugar cabe destacar que el proceso que considera parámetros dependientes de la temperatura es más lento que considerando parámetros constantes. Considerar que la densidad del material es constante en cada capa introduce fuertes contrastes de densidad en las interfaces que aceleran el proceso. En cambio, el reequilibrio térmico al que tiende el material litosférico que se hunde, frío y más denso, con la astenosfera, más caliente y menos densa, reduce el contraste de densidad de la litosfera al contacto con la

astenosfera, frenando su hundimiento. En global, puede verse que, con los parámetros utilizados, la densidad en la perturbación es mayor para el caso puramente mecánico que para el caso termo-mecánico, por efecto del reequilibrio térmico.

Tabla 3.2 Parámetros de entorno usuales utilizados en el programa

Símbolo	Significado	Valor
k	Conductividad térmica	$3.2 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$
C_p	Calor específico	$1.3 \times 10^3 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$
α	Coeficiente de expansión térmica	$3.7 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$
$\Delta\rho_{ol-sp}$	Incremento de densidad debido a la transformación olivino-espínela	181 kg m^{-3}
L_T	Calor latente liberado en la transformación olivino-espínela	90 kJ kg^{-1}
T_0	Temperatura en la base de la litosfera	$1450 \text{ }^\circ\text{C}$
g	Aceleración de la gravedad	9.8 m s^{-2}

Tabla 3.3 – Valores para las simulaciones isoviscosas

Modelo	Densidad (kg.m^{-3})				Log (viscosidad) ($\log(\text{Pa.s})$)
	<i>Astenosfera</i>	<i>Manto litosférico</i>	<i>Corteza inferior</i>	<i>Corteza superior</i>	
Dependientes de T	$3400(1-\alpha T)$	$3400(1-\alpha T)$	2900	2900	22
No dependientes de T	3200	3270	2900	2900	22

Este mismo efecto de reequilibrio térmico causa que la litosfera no perturbada en el caso de parámetros termo-dependientes no se adelgace en comparación con el caso de parámetros no dependientes de la temperatura. En este, la litosfera no perturbada se adelgaza en tanto que el material litosférico es arrastrado hacia mayores profundidades.

Se observa también que el estrechamiento del material litosférico en hundimiento en su parte superior, la que permanece en contacto con la “base” original de la litosfera, es mayor en el modelo con parámetros no dependientes de la temperatura (figura 3.13 e) que en el modelo termo-mecánico (figura 3.13 f). Este efecto, denominado en inglés “efecto necking”, puede observarse (no se muestra) para tiempos de evolución mucho

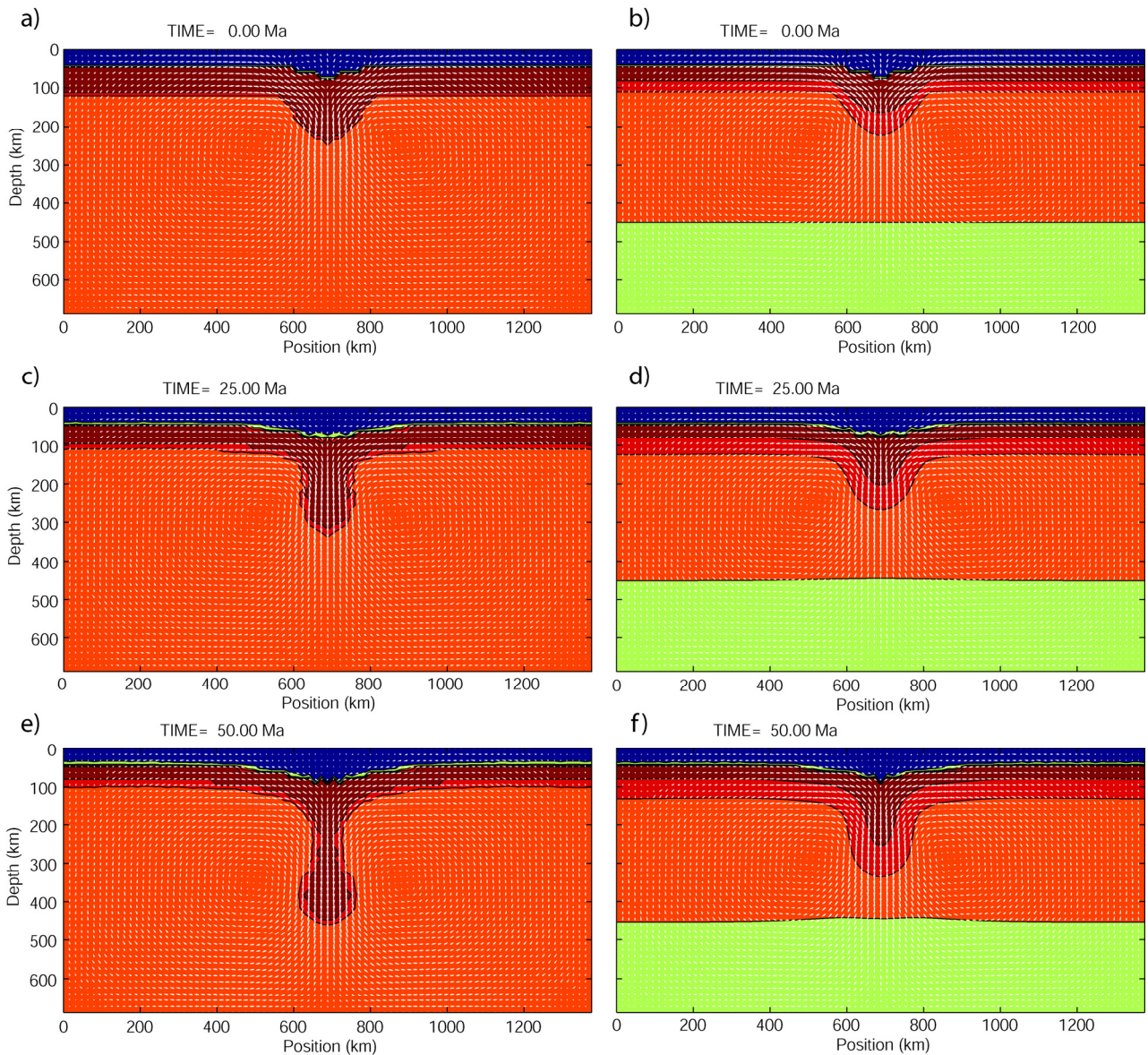


Figura 3.13. Comparación entre modelos térmicamente desacoplados o acoplados.

mayores en el modelo termo-mecánico. Al ser ambos modelos isoviscosos con la misma viscosidad, no podemos pensar que la diferencia en la viscosidad pueda estar relacionada con este efecto, como podría deducirse en una primera impresión. Más bien la causa hay que buscarla en las diferencias de densidad entre ambos modelos. En efecto, tras 25 Ma de evolución, puede verse como la inestabilidad que se está desarrollando es más densa en el caso puramente mecánico (figura 3.13 c) que en el caso termo-mecánico (figura 3.13 d). Este exceso de densidad provoca una aceleración en el proceso de hundimiento que no se observa al considerar la dependencia de la densidad con la temperatura. Este “tirón gravitatorio” ha provocado que la anchura de la perturbación sea menor en el modelo con parámetros no dependientes de la temperatura para $t=25$ Ma y, del mismo modo, este “tirón” provoca el estrechamiento del “cuello”

de la inestabilidad que se observa muy claramente en el modelo desacoplado al final del proceso. El comportamiento de la corteza, que en ambos casos es desacoplado, es muy similar en los dos modelos.

En conclusión, comprobamos que el código TEMESCH, al resolver la ecuación de la temperatura de manera acoplada a la ecuación del movimiento, permite incluir adecuadamente la dependencia de los parámetros con la temperatura y esta dependencia produce efectos significativos que deben ser evaluados con mayor detalle.

4.- Modelización de la delaminación

4.1. Antecedentes de modelos termomecánicos de delaminación

Después de los primeros estudios físicos (Bird, 1978, 1979; Bird y Baumgardner, 1981), fue necesario el suficiente avance computacional para poder desarrollar modelos termomecánicos que reprodujeran satisfactoriamente la delaminación. (e.g. Schott y Schmeling, 1998; Schott et al., 1999; Schott et al., 2000a, b; Morency y Doin, 2004; Göğüş y Pysklywec, 2008a, b, Valera et al., 2008).

A diferencia de la propuesta original de Bird (Bird, 1979), Schott y Schmeling (1998) parten de un estado inicial orogénico (perturbación de Rayleigh-Taylor) e introducen una amplia zona de baja viscosidad (200 km de ancho o mayores) adyacente a la raíz orogénica que permite la ruptura de la simetría y el ascenso del material astenosférico (figura 4.1a). Sus resultados mostraban como la astenosfera entraba en contacto con la corteza inferior, provocando el desgajamiento y posterior hundimiento del manto litosférico. Aunque sus resultados no mostraban migración lateral de la delaminación, sí se aprecia un engrosamiento cortical y puede deducirse un adelgazamiento cortical que no fue estudiado de forma sistemática (figura 4.1b). Los estudios de estos autores se centraron en las condiciones para que ocurra la delaminación y mostraron la necesidad de la presencia de una corteza superior de baja densidad y de una corteza inferior de baja viscosidad que permita el desacoplamiento entre el manto litosférico y la corteza superior para reproducir la delaminación del manto litosférico. Mostraron también que es necesario utilizar reologías débiles en el manto litosférico para obtener un adelgazamiento litosférico significativo y el desprendimiento de la raíz litosférica.

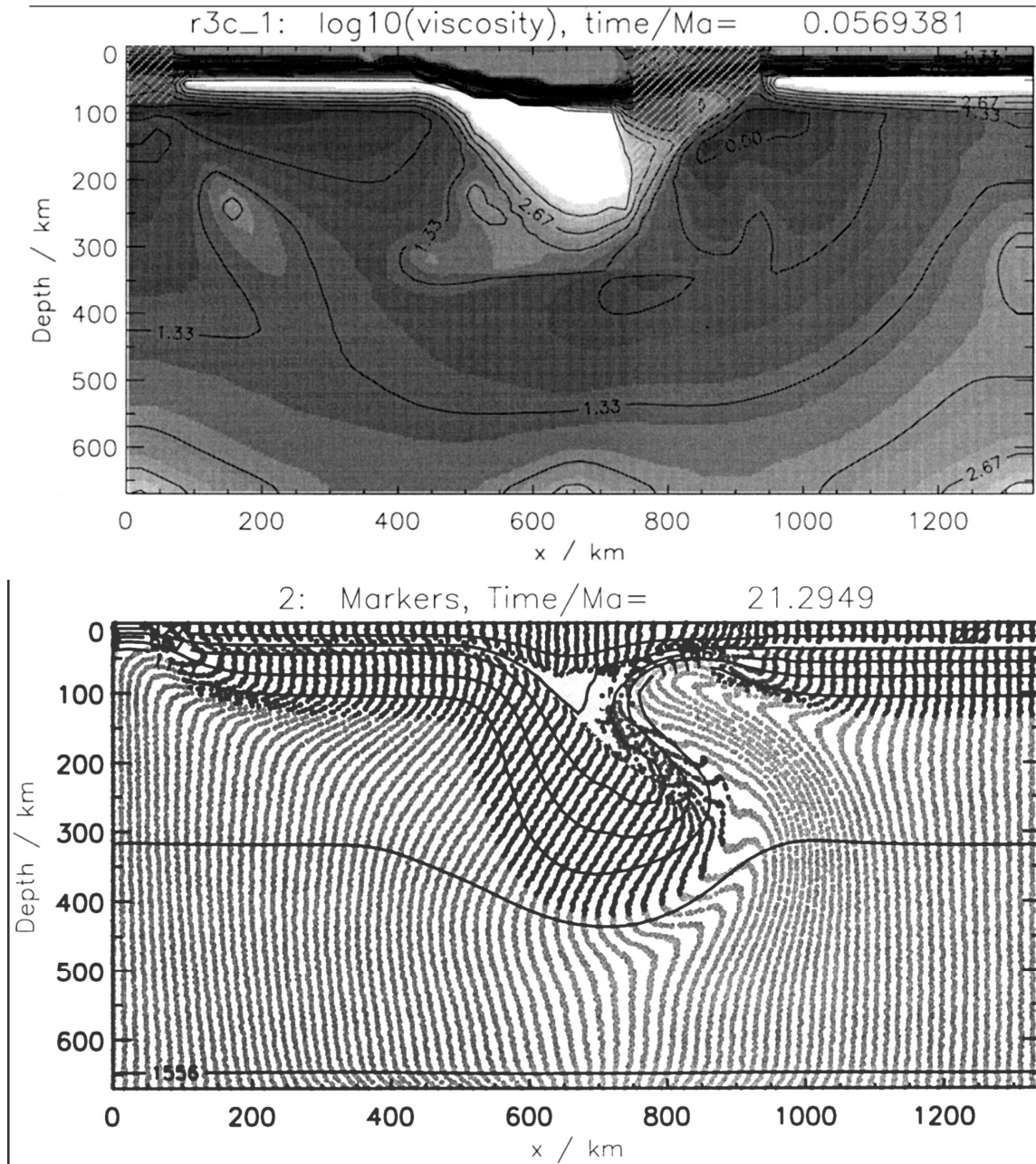


Figura 4.1: (a) Estado inicial del modelo de Schott y Schmeling (1998) mostrando la amplia zona de baja viscosidad a la derecha de la perturbación (zona rayada en gris claro). Los grados de gris indican la viscosidad: los oscuros indican baja viscosidad, los claros indican alta viscosidad. Este modelo calcula la viscosidad dependiente de la temperatura y de la velocidad de deformación, pero trunca los resultados en un mínimo de 10^{20} Pa s (zona negra correspondiente a la corteza inferior) y un máximo de 10^{25} Pa s (zona blanca correspondiente al manto litosférico). (b) Estado final de uno de los modelos presentados por Schott y Schmeling (1998) Se observa claramente como la astenosfera (gris claro) desgaja el manto litosférico debido al desacoplamiento mecánico que produce la corteza inferior (en blanco en esta imagen).

Morency y Doin (2004) presentaron un detallado estudio en el que investigaron con simulaciones termo-mecánicas las condiciones para el inicio y la propagación de la delaminación continental en una litosfera de espesor constante con una estructura cortical superpuesta a la estructura térmica. En su modelización, la delaminación comienza con el desarrollo espontáneo de un fuerte adelgazamiento del manto litosférico en una zona de unos 100 km de ancho en la que la Moho alcanza temperaturas máximas. Se forma así un “conducto astenosférico” que pone en contacto la astenosfera y la corteza. Luego, la propagación horizontal del desprendimiento a lo largo de la Moho conduce al hundimiento del manto litosférico en la astenosfera (figura 4.2). Morency y Doin (2004) obtuvieron que la delaminación se propagaba en tanto que la corteza fuera suficientemente gruesa (que, en su modelo, causaba bajas viscosidades y altas temperaturas de la Moho) y observaron que pequeñas variaciones en la viscosidad de la Moho impedían la delaminación, pero no obtuvieron ningún criterio sobre la viscosidad de la Moho que definiera las áreas en que la delaminación podría propagarse una vez empezada, ni estudiaron con detalle la influencia de la viscosidad de la Moho. Estos autores tampoco analizaron la deformación cortical que podría obtenerse como resultante del mecanismo de delaminación.

Recientemente, Göğüş y Pysklywec (2008a) presentaron un modelo de delaminación que partía de un estado inicial con una litosfera de espesor uniforme sobre la que se imponía una zona de baja viscosidad. Ésta zona permite el ascenso de la astenosfera hasta la base de la corteza y su posterior propagación horizontal por la Moho. Adyacente a la zona de baja viscosidad, se imponía una zona de alta densidad para facilitar el hundimiento del manto litosférico y permitir la progresión de la delaminación (figura 4.3a). Estos autores no pretendían estudiar las condiciones de inicio de la delaminación sino, más bien, establecían unas condiciones favorables a la delaminación y estudiaban las consecuencias en ciertos observables (figura 4.3b). En su modelización el manto litosférico y la astenosfera tenían composición (densidad) diferente, independiente de su estado térmico, lo cual no permitía obtener la recuperación del manto litosférico por relajación térmica.

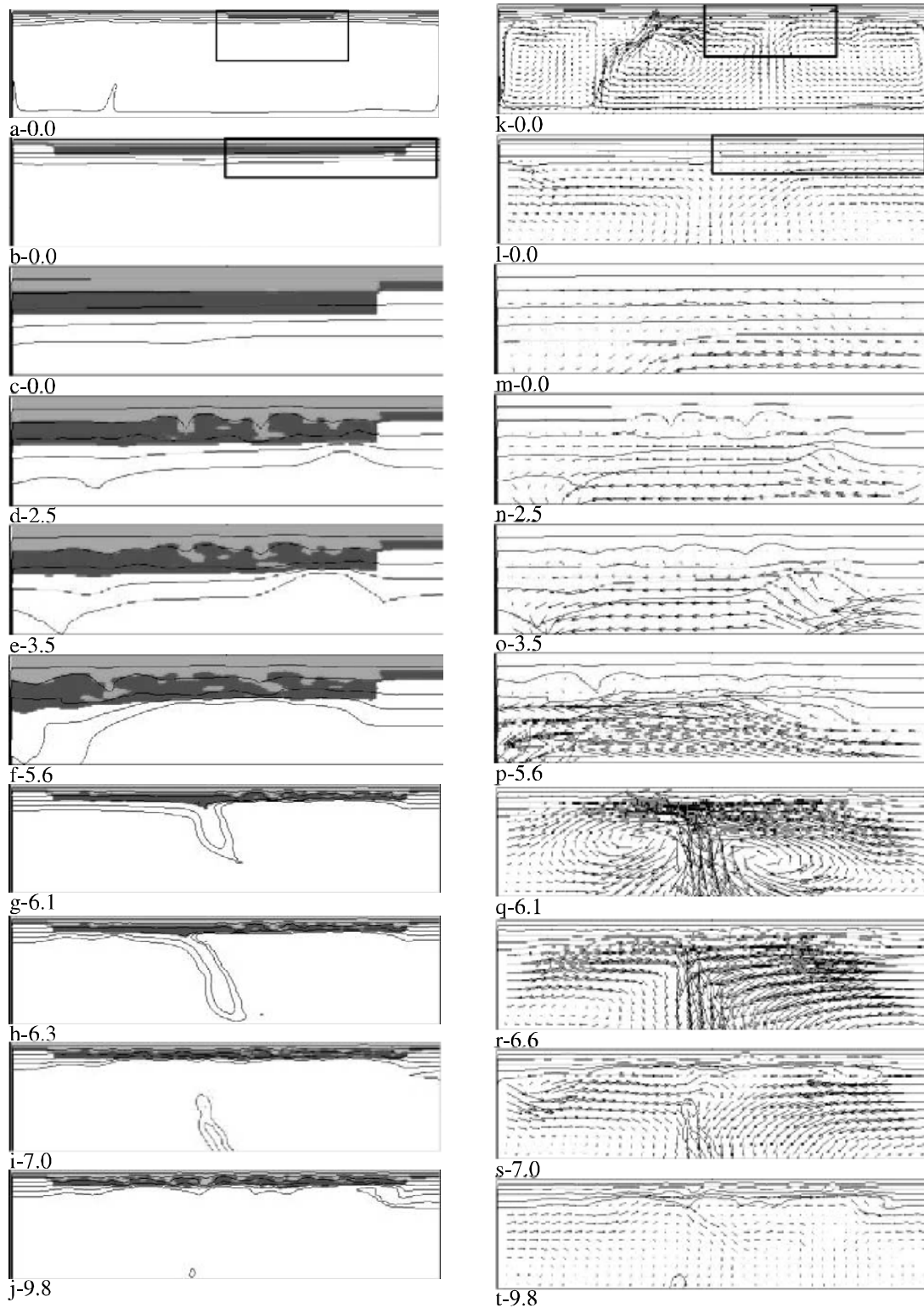


Figura 4.2. Modelo de Morency y Doin (2004). (a-j) Evolución de la temperatura a diferentes momentos de tiempo (en Ma). Las áreas gris claro, gris oscuro y blanca representan la corteza superior, inferior y el manto respectivamente. (k-t) Evolución de la distribución de la velocidad para diferentes momentos de tiempo (en Ma). Los recuadros negros localizan las áreas mostradas en subsiguientes vistas ampliadas.

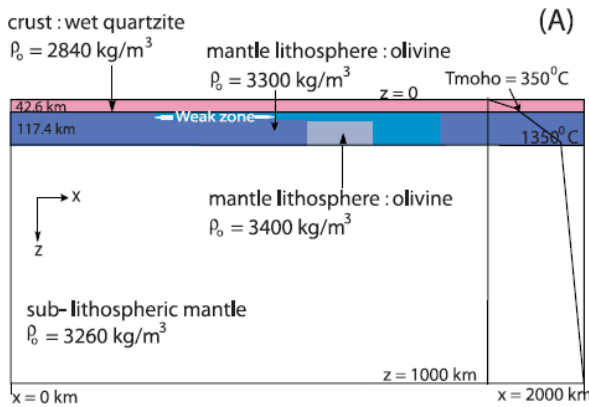
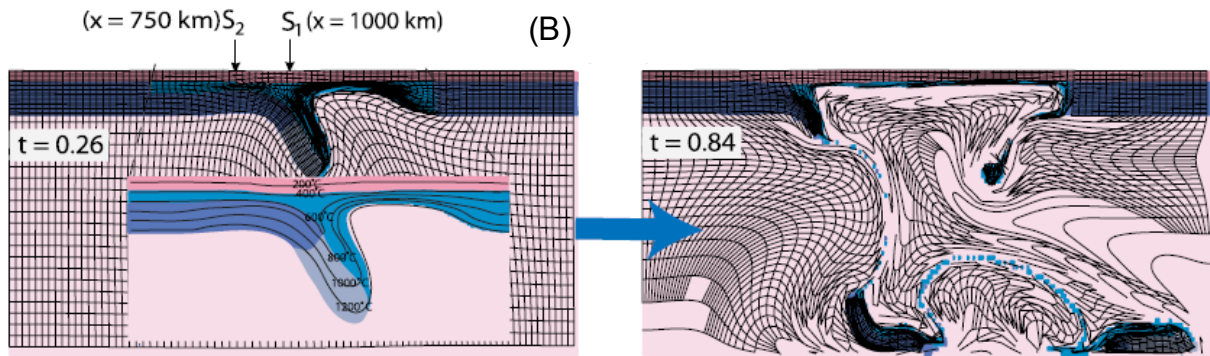


Figura 4.3. (a) Estado inicial del modelo de delaminación de Gögüş y Pysklywec (2008a), (b) estado intermedio en el que se ve la progresión de la delaminación y (c) estado final.



4.2 Efectos térmicos y mecánicos en modelos termomecánicos de delaminación y remoción convectiva.

4.2.1 Introducción

Tras haber explicado el código numérico TEMESCH que se ha desarrollado a lo largo de esta tesis, en este apartado vamos a evaluar de forma cuantitativa y comparada la evolución de los mecanismos de remoción convectiva y de delaminación. Tal y como se explicó en el primer capítulo de esta tesis, ambos mecanismos se han propuesto para explicar la remoción de manto litosférico que se ha inferido en diversas zonas a partir de diferentes observables, como son el levantamiento topográfico, la aparición de

extensión local, un incremento anómalo del flujo de calor superficial así como la presencia de slabs fríos en el manto superior y actividad magmática en regiones alejadas de zonas de subducción.

A pesar de que la remoción convectiva y la delaminación son mecanismos conceptualmente muy diferentes, en algunas zonas como el Mar de Alborán o las montañas de Sierra Nevada en California se han propuesto ambos mecanismos para explicar la evolución de la región, creándose una fuerte controversia y un debate muy activo. En este trabajo hemos aplicado el código numérico TEMESCH para modelizar ambos mecanismos y así realizar un estudio comparado de su evolución. Compararemos resultados de modelos con parámetros dependientes de la temperatura y con parámetros constantes a fin de estudiar qué características de cada mecanismo son fundamentalmente mecánicas o están fuertemente condicionadas por la temperatura. Una mejor comprensión de la evolución de estos mecanismos nos permitirá determinar qué observables pueden caracterizar cada uno de ellos y por tanto contribuirá a discernir qué mecanismo puede ser más adecuado para una zona concreta.

4.2.2 Estado inicial y descripción del modelo

El mecanismo de delaminación, así como el de remoción convectiva, es consecuencia de las fuerzas de flotabilidad actuando sobre la litosfera y astenosfera. Por tanto, el proceso físico está gobernado por las ecuaciones acopladas de conservación de la masa, el momento y la energía. Así, ambos mecanismos pueden ser modelizados con nuestro código TEMESCH, que ha sido explicado en detalle en los capítulos anteriores.

Los modelos presentados utilizan una malla euleriana rectangular, de “relación de aspecto” (*aspect ratio*) 2, con una resolución de 173 x 86 nodos en las direcciones x- y z-, un paso de malla de 8 km y un paso temporal de 0.25 My, que permite cumplir el criterio CFL a lo largo de toda la evolución. La malla lagrangiana tiene tres veces más marcadores que nodos en cada dirección. El tamaño del dominio del modelo es

suficientemente grande para evitar efectos de borde. El dominio del modelo incluye cuatro materiales diferentes: corteza superior, corteza inferior, manto litosférico y astenosfera. Con astenosfera nos referimos a todo el manto superior sublitosférico.

Inspirándonos en el modelo conceptual para la evolución del mar de Alborán propuesto por Calvert et al. (2000, figura 4.4), diseñamos un estado inicial caracterizado por la presencia de un área de litosfera orogénica, con raíz cortical y litosférica. Esta raíz orogénica puede representar la parte no sostenida de un slab después de una subducción (Schott y Schmeling, 1998) o manto litosférico engrosado debido a una colisión continental o convergencia intraplaca (e.g. Houseman y Molnar, 2001). En cualquier caso, se considera que la convergencia ya ha cesado. La forma de la perturbación es sinusoidal, siguiendo la ecuación (3.61). Los espesores de la corteza inferior, superior y el manto litosférico son modificados siguiendo esa expresión para simular una raíz litosférica. El espesor perturbado de cada capa duplica el espesor original. Nuestro estado inicial es significativamente diferente del considerado por Morency y Doin (2004), que superponen una estructura cortical al estado térmico inicial calculado.

La figura 4.5 resume las condiciones de contorno y el estado inicial explicados en los capítulos 2 y 3. Los valores de los parámetros utilizados en estos modelos se muestran en la tabla 4.1.

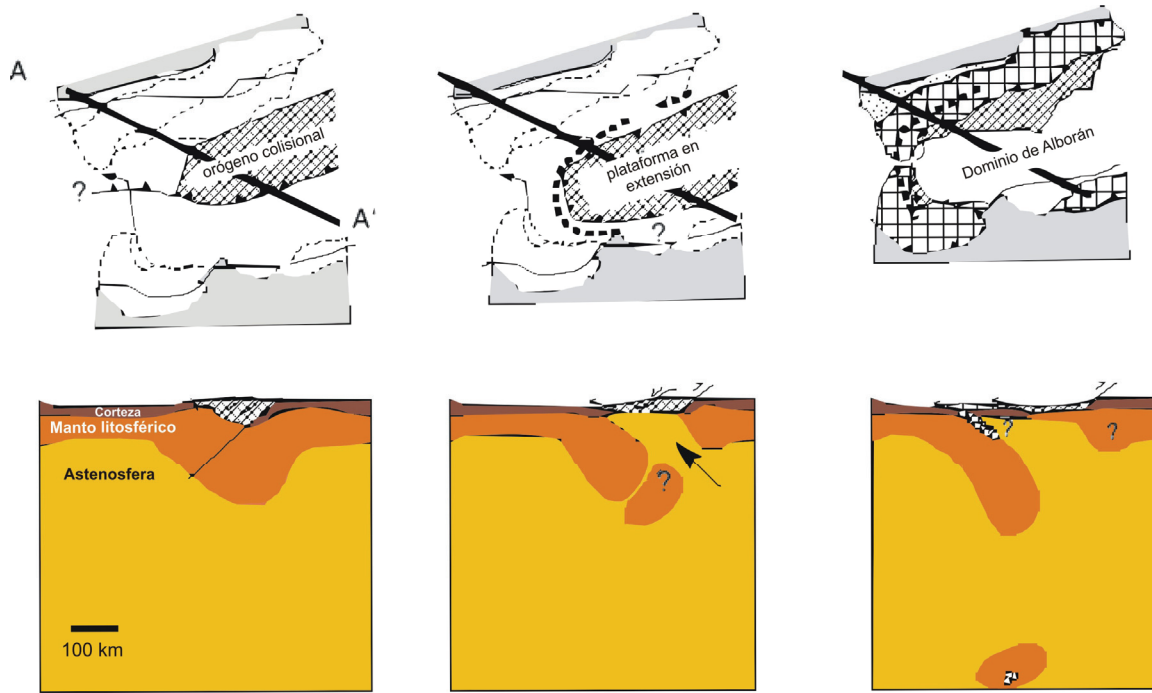


Figura 4.4. Modelo de Calvert et al. (2000) en el que nos inspiramos para nuestro estado inicial. Modificado del artículo original.

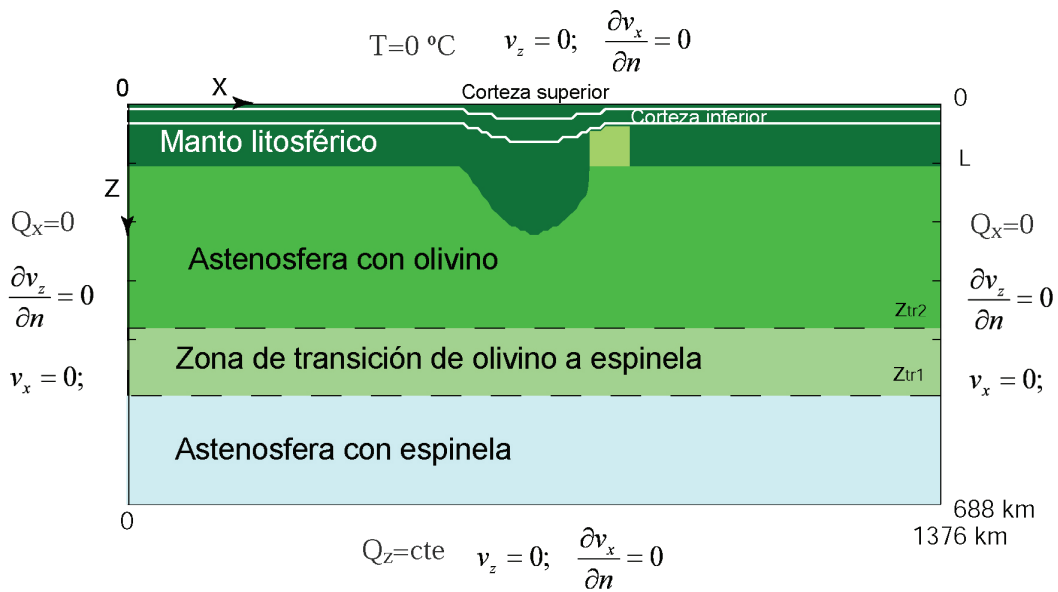


Figura 4.5 Dominio del modelo y condiciones de contorno. Explicación en el capítulo 3. La única diferencia entre los modelos de remoción convectiva y de delaminación es la ausencia o presencia (respectivamente) del conducto de baja viscosidad situado a la derecha de la perturbación.

Tabla 4.1: Parámetros fijos utilizados en todos los modelos

Símbolo	Significado	Valor
g	Aceleración de la gravedad	9.8 m s^{-2}
w_{max_L}	Amplitud máxima de la perturbación en la litosfera	121.8 km
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
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-sp	$-9 \times 10^4 \text{ J/Kg}$
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
L	Espesor litosférico	120 km.
	Extensión horizontal	1376 km
	Extensión vertical	680 km
Q_b	Flujo de calor basal	1.4 mW m^{-2}
$\Delta\rho_{ol-sp}$	Incremento de densidad por la transformación ol-sp	181 kg m^{-3}
λ	Longitud de onda de la perturbación	487.2 km
b	Parámetro de la Ley de Rüpke	15
	Paso temporal	0.25 Ma
x_{pert}	Posición de la perturbación	688 km
H_p	Producción radiogénica de calor	$8 \times 10^{-7} \text{ W m}^{-3}$
T_0	Temperatura en la base de la litosfera	1350 °C
μ_{max}	Valor máximo permitido a la viscosidad	$2.5 \times 10^{22} \text{ Pa s}$
	Valor mínimo permitido a la viscosidad	10^{17} Pa s

En el modelo no dependiente de la temperatura consideraremos que cada capa de material tiene valores de densidad y viscosidad constantes. La corteza superior será más viscosa y menos densa que la corteza inferior. Los valores adoptados permiten simular la rigidez de la corteza superior y la mayor movilidad de la corteza inferior (e.g. Schott y Schmeling, 1998). El manto litosférico será más denso y viscoso que la astenosfera.

Los valores usados en cada modelo están resumidos en la tabla 4.2. 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 en éste apartado los mismos valores de densidad en la zona no perturbada. Hemos realizado pruebas que muestran que los resultados no varían significativamente respecto a considerar valores de densidad más bajos en la zona no perturbada puesto que la evolución del modelo depende fundamentalmente de las características de la zona engrosada.

Tabla 4.2: Valores usados en cada modelo.

		Corteza superior	Corteza inferior	Manto litosférico	Astenosfera
Modelos no dependientes de la temperatura	Densidad (kg m^{-3})	2800	3050	3225	3200
	Viscosidad (Pa s)	10^{23}	10^{20}	10^{22}	10^{20}
Modelos dependientes de la temperatura	Densidad (kg m^{-3})	2800	3050	$3400(1-\alpha T)$	$3400(1-\alpha T)$
	Viscosidad de referencia				
	μ_0 (Pa s) (ver ecuación 2.43)	10^{23}	10^{20}	2.5×10^{19}	2.5×10^{19}

En el modelo con parámetros dependientes de la temperatura, las geotermas iniciales para la corteza y la litosfera y las condiciones de contorno han sido presentadas en el apartado 3.2.2. En la zona orogénica, las isotermas son desplazadas hacia abajo siguiendo la forma del espesor de cada capa. Asumimos que la densidad y la viscosidad siguen las ecuaciones mostradas en el capítulo 2: una ley newtoniana dependiente de la profundidad y exponencialmente dependiente de la temperatura para la viscosidad (ecuación 2.43) y una ley linealmente dependiente de la temperatura para la densidad (ecuación 2.45). En este modelo el límite entre el manto litosférico y la astenosfera es sólo térmico, sin diferencia composicional entre ambos. La figura 4.6 muestra los

perfiles verticales de densidad y viscosidad en el estado inicial, para una columna no perturbada y para otra columna situada en el centro de la perturbación.

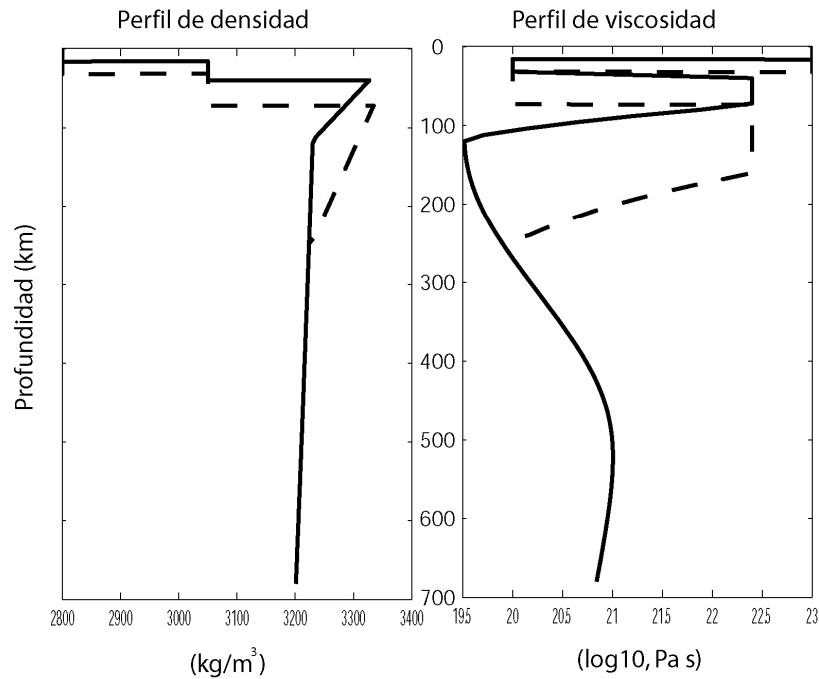


Figura 4.6. Perfiles verticales de densidad y viscosidad en el estado inicial, para una columna no perturbada (línea continua) y para otra columna situada en el centro de la perturbación (línea discontinua).

Varios estudios de remoción convectiva muestran que, debido a la elevada resistencia del manto litosférico a bajas temperaturas (cerca de la corteza), sólo puede ser rápidamente desprendida una delgada capa de material litosférico con valores de viscosidad intermedios entre la parte más rígida del manto litosférico y la astenosfera (Buck y Toksöz, 1983; Houseman y Molnar, 1997). Para evitar este efecto y reforzar el comportamiento de capa coherente del manto litosférico, hemos incluido una limitación en la viscosidad de la litosfera: los valores máximo y mínimo permitidos son de 2.5×10^{22} Pa s y 10^{17} Pa s respectivamente. Por simplicidad, no consideraremos el efecto de la transformación del olivino en espinela salvo en el último de los modelos presentados, y supondremos que la densidad y la viscosidad no dependen de la

temperatura en la corteza superior e inferior. Los valores utilizados en estos modelos están listados en la Tabla 4.2.

Para modelizar la delaminación, y siguiendo la propuesta de Bird (1979), hemos impuesto junto a la raíz litosférica un estrecho ‘conducto de baja viscosidad’ de material astenosférico que conecta la corteza inferior y la astenosfera. Este ‘conducto’ está constituido por material astenosférico, que tiene la misma composición que el manto litosférico que le rodea pero está a mayor temperatura y, por tanto, tiene menor viscosidad. A diferencia de Göğüş y Pysklywec (2008a), que diseñan un estado inicial completamente diferente para su modelización de la remoción convectiva y de la delaminación, en este estudio la única diferencia en el estado inicial entre un proceso y otro es la presencia de este ‘conducto’.

4.2.3 Resultados con modelos no dependientes de la temperatura

Modelo de remoción convectiva

El primer mecanismo que reproducimos con nuestro código TEMESCH sin incluir el acoplamiento térmico es el mecanismo de adelgazamiento convectivo simétrico o remoción convectiva. El estado inicial ha sido previamente descrito. Los valores de densidad y viscosidad, constantes en cada capa, se presentan en la Tabla 4.2. La evolución se muestra en la figura 4.7. La raíz litosférica, más fría y densa que el manto circundante, se hunde en la astenosfera 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 ruptura o desprendimiento de la raíz sino que el manto litosférico alcanza los 350 km de profundidad sin discontinuidad.

Modelo de delaminación

Aplicamos ahora nuestro código TEMESCH sin considerar acoplamiento térmico al mecanismo de delaminación. El estado inicial es el mismo que el anterior, pero incluyendo ahora el “conducto de baja viscosidad” tal y como ha sido previamente explicado. Los valores de densidad y viscosidad son exactamente los mismos que en el caso de remoción convectiva.

La evolución obtenida (figura 4.8) es completamente diferente de la obtenida para el modelo de remoción convectiva (figura 4.7). En una primera etapa (0-15 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 (15-30 Ma) podemos ver cómo la raíz litosférica, desplazada también hacia la izquierda por el material astenosférico ascendente, se hunde progresivamente en el manto circundante 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 aumento del flujo de calor superficial y, posiblemente, fusión parcial y actividad volcánica debido a la descompresión de la astenosfera. La corteza está adelgazada en ciertas zonas, especialmente la corteza inferior, de viscosidad menor. Hay una fuerte succión de material procedente de la corteza inferior, arrastrado hasta altas profundidades por el hundimiento del slab litosférico. Este material cortical arrastrado adopta una forma alargada y estrecha muy similar a la que adopta la corteza oceánica en zonas de subducción.

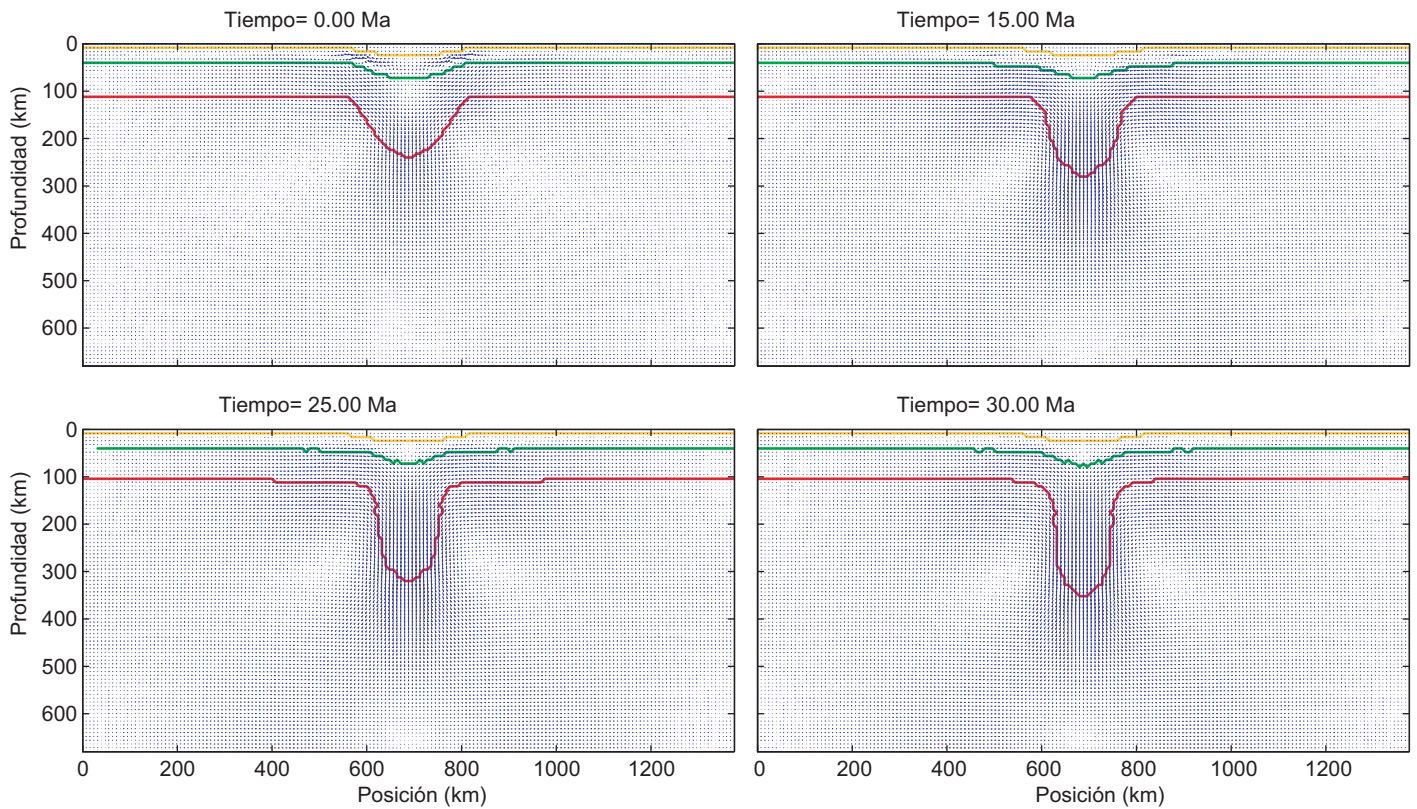


Figura 4.7. Evolución de un modelo no dependiente de la temperatura de remoción convectiva. Las líneas de colores indican las bases de la corteza superior (amarillo), inferior (verde) y manto litosférico (rojo). Las flechas azules indican la velocidad de movimiento del material. No se observa adelgazamiento litosférico ni cortical significativo. No se observa tampoco desprendimiento del manto litosférico.

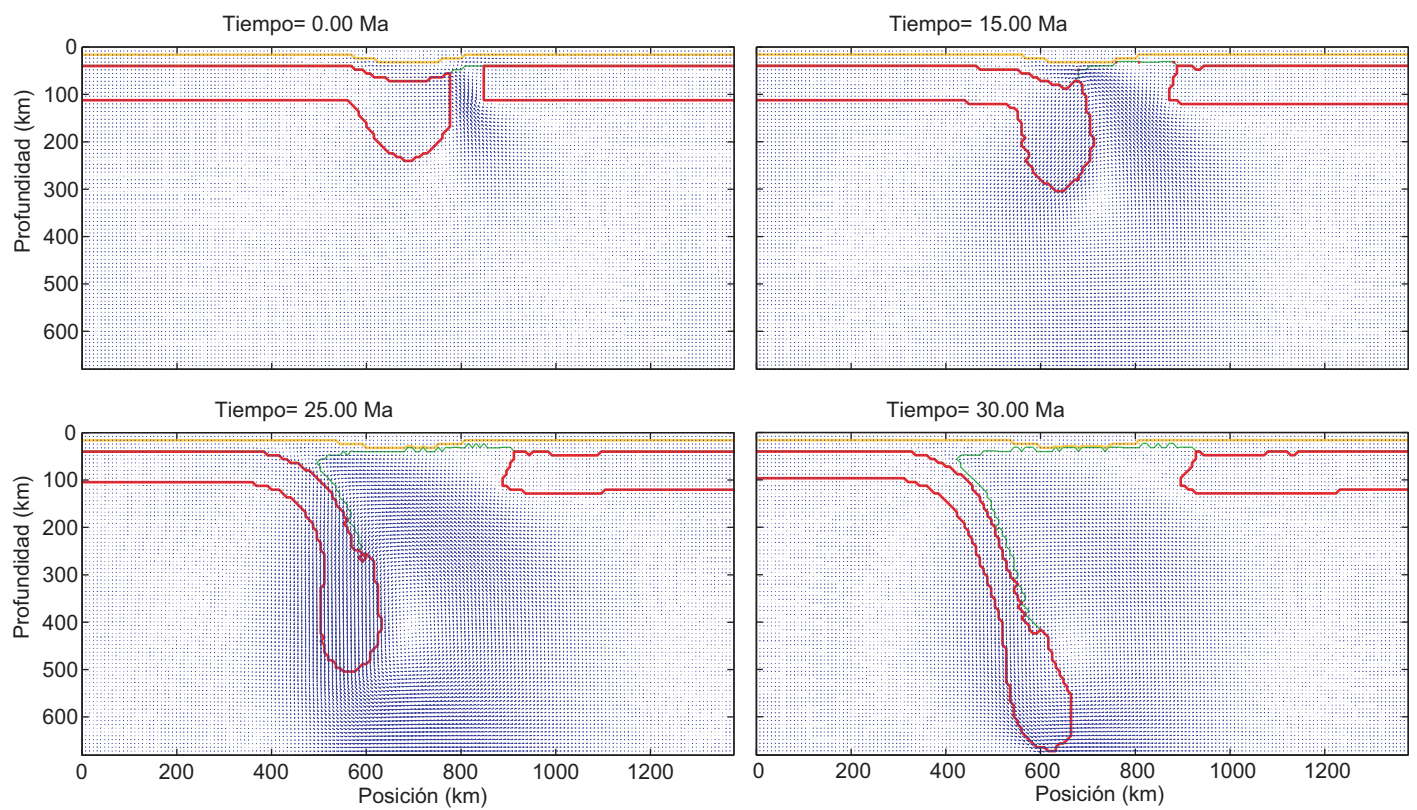


Figura 4.8. Evolución de un modelo no dependiente de la temperatura de delaminación. Las líneas de colores indican las bases de la corteza superior (amarillo), inferior (verde) y manto litosférico (rojo). Las flechas azules indican la velocidad de movimiento del material. Hay material cortical arrastrado hasta altas profundidades por el slab en hundimiento. El área de contacto entre la astenosfera y la corteza inferior se extiende unos 450 km.

4.2.4 Resultados con modelos dependientes de la temperatura

Modelo de remoción convectiva

Al igual que en el apartado anterior, comenzaremos analizando con nuestro código termo-mecánico completamente acoplado el modelo de remoción convectiva. El estado inicial es el mismo que antes, y los valores de densidad y viscosidad de referencia se muestran en la tabla 4.2.

La evolución de este mecanismo, cualitativamente muy similar a la obtenida con el modelo no dependiente de la temperatura, se muestra en la figura 4.9. La raíz litosférica, debido a su flotabilidad negativa, se hunde en la astenosfera sin obtenerse un adelgazamiento significativo en la litosfera ni en la corteza y sin producirse desprendimiento de la raíz. Tras dejar que el sistema evolucione 30 Ma, el manto litosférico, definido por la isoterma 1300 °C, ha alcanzado ya los 500 km de profundidad.

Modelo de delaminación

Los resultados de la aplicación del código TEMESCH al modelo de delaminación son más interesantes. Utilizamos el mismo estado inicial que hemos considerado en el modelo de remoción convectiva, pero imponemos el ‘conducto’ vertical de material astenosférico que conecta la corteza inferior con la astenosfera atravesando el manto litosférico.

La evolución que calculamos (figuras 4.10) es bastante similar a la obtenida con el modelo no dependiente de la temperatura (figura 4.8). Las etapas que describen la evolución son las mismas que en el modelo previo. Tras 30 Ma de evolución, obtenemos que la astenosfera está en contacto con la corteza inferior. El adelgazamiento

cortical observado se acomoda fundamentalmente en la corteza inferior. Encontramos material procedente de la corteza inferior arrastrado hasta grandes profundidades por el hundimiento del slab litosférico. Sin embargo, en este modelo es asumible que la profundidad de la Moho (como límite continuo) alcanza profundidades de 150 km. El material cortical arrastrado adopta una forma alargada similar a la observada en las zonas de subducción oceánica.

El área de máximo adelgazamiento litosférico migra hacia la localización del material litosférico en descenso, mientras que en la zona donde comienza la delaminación ($x \approx 800$ km) se vuelve a recuperar progresivamente material litosférico por relajación térmica. Por lo tanto, la zona afectada por adelgazamiento litosférico en este modelo (figura 4.10) es más estrecha que la región en la que la astenosfera está en contacto con la corteza inferior en el modelo independiente de la temperatura (figura 4.8). Esta diferencia entre ambos modelos previsiblemente ejercerá una gran influencia en la evolución de la topografía (elevación/subsidencia) inferida con cada modelo.

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 con estructura de espinela, que comienza aproximadamente a 410 km de profundidad, tal y como se explicó en el apartado 2.5. 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 slab. Este contraste aumenta la tracción del slab (“*slab pull*”) y, por tanto, incrementa la velocidad de hundimiento del material arrastrado.

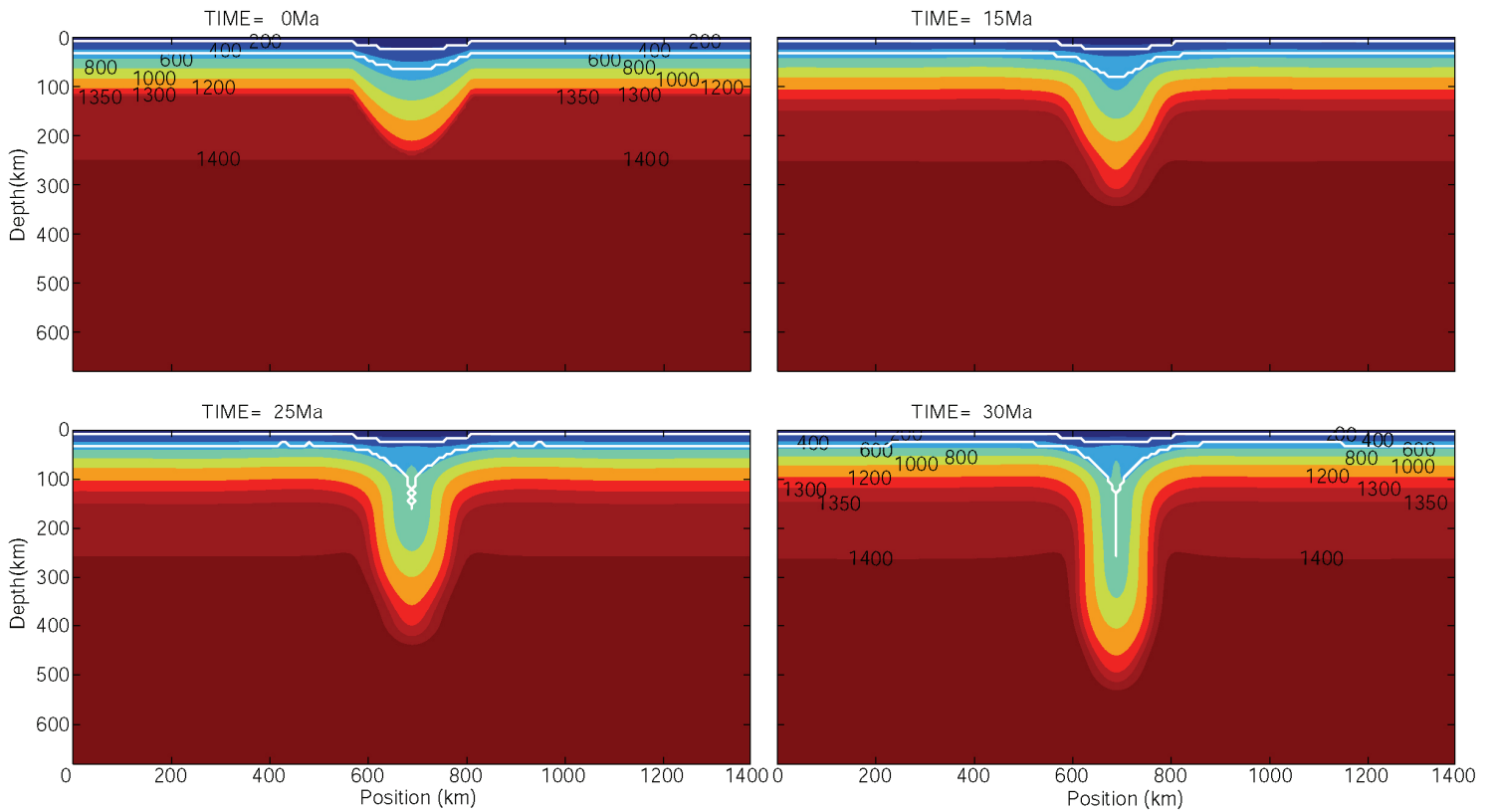


Figura 4.9 Evolución del modelo termo-mecánico de remoción convectiva. Los colores muestran las isothermas. Las líneas blancas señalan las bases de la corteza superior e inferior. No se observa adelgazamiento cortical ni litosférico significativo. El manto litosférico desciende hasta la base del manto superior sin producirse ruptura o desprendimiento.

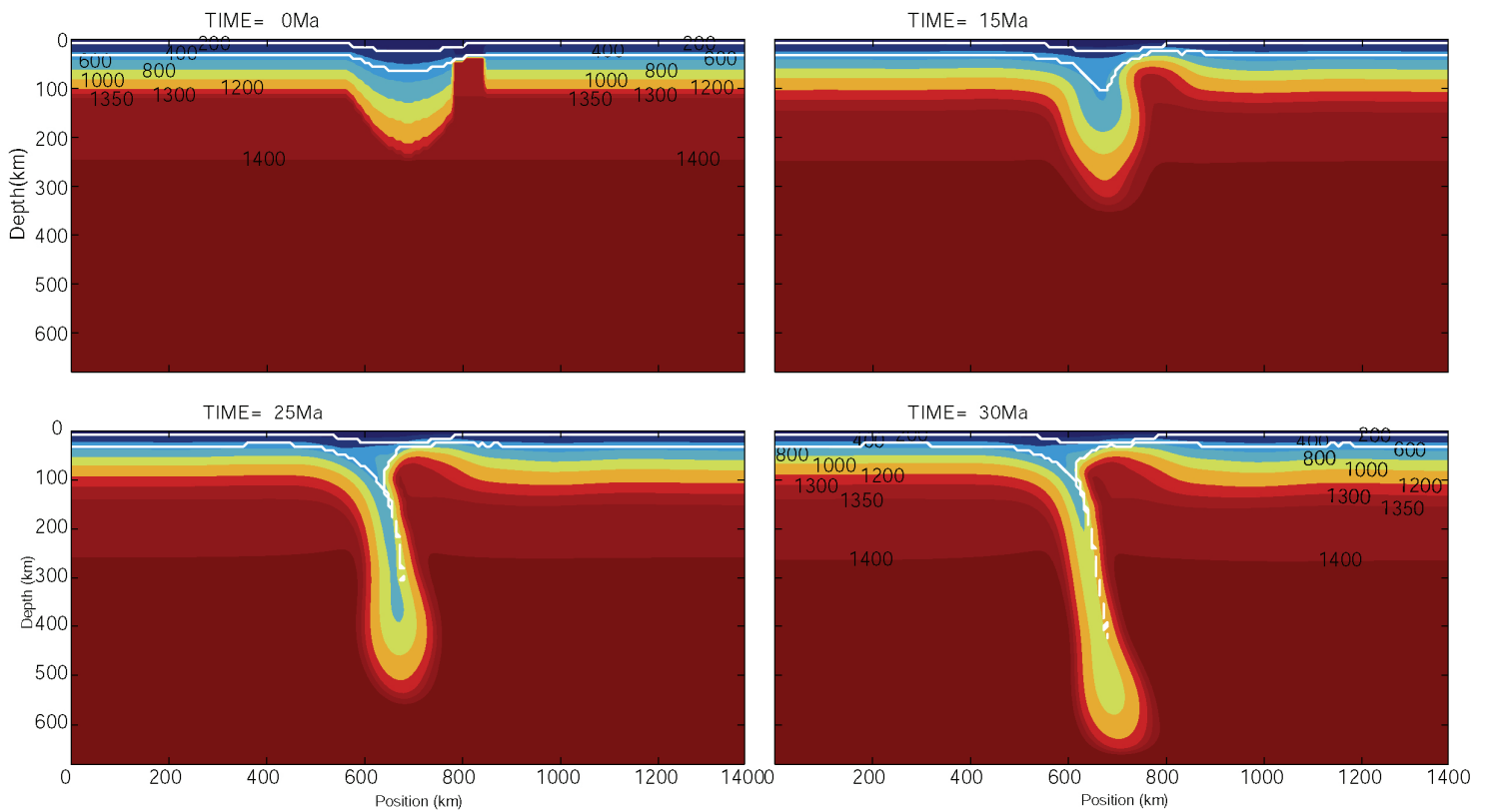


Figura 4.10 Evolución del modelo termo-mecánico de delaminación. Los colores muestran las isothermas. Las líneas blancas señalan las bases de la corteza superior e inferior. Hay material cortical alcanzando profundidades de hasta 150 km arrastrado por el *slab* en hundimiento. El manto litosférico se recupera progresivamente por relajación térmica bajo la corteza inferior.

La figura 4.11 muestra un modelo de delaminación con exactamente los mismos parámetros que los utilizados para generar el modelo de la figura 4.10, excepto que en este nuevo modelo hemos incluido el aumento de densidad y la liberación de calor latente asociados con la transformación de olivino a espinela en la “zona de transición”. Tal y como se esperaba, el incremento en la flotabilidad negativa del slab acelera su hundimiento en la astenosfera, y el slab alcanza la base del manto superior aproximadamente tras 25 Ma de evolución. Cuando esto sucede, la parte inferior del slab se dobla y comienza a moverse horizontalmente en sentido opuesto a la migración de la delaminación.

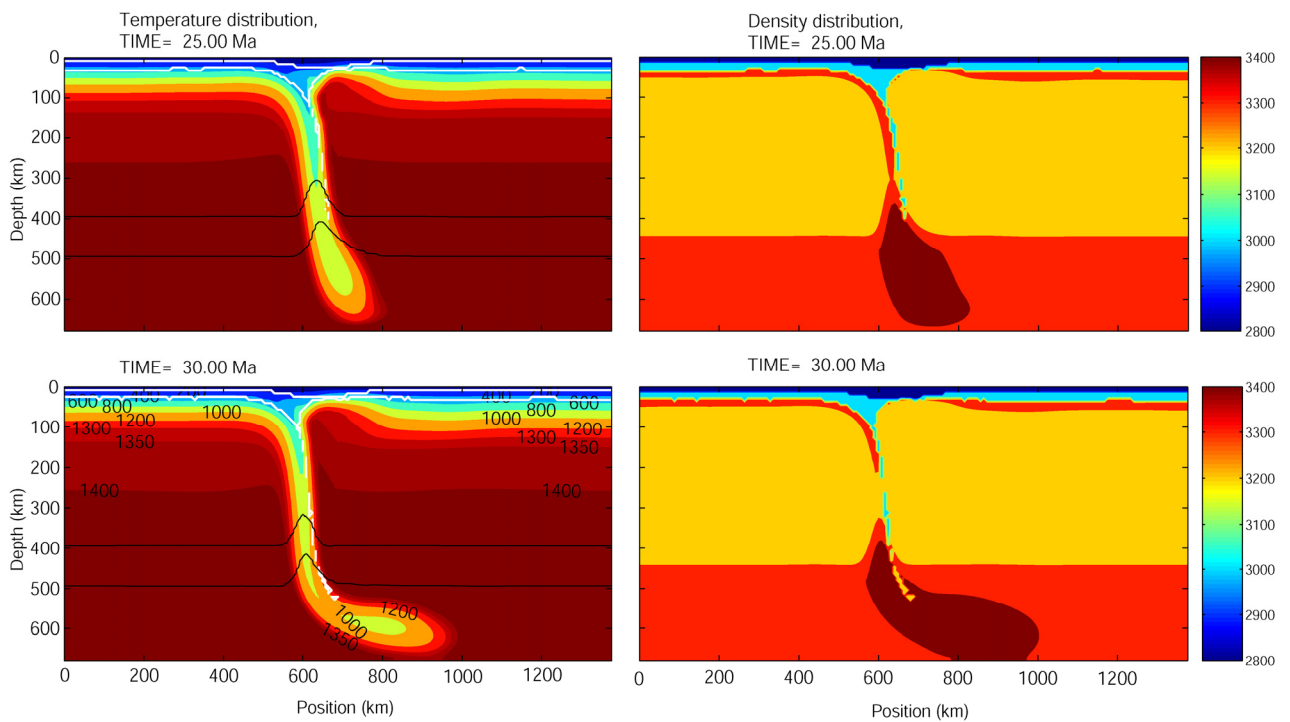


Figura 4.11. Evolución de un modelo termo-mecánico de delaminación incluyendo los efectos de la transformación de olivino a espinela. El incremento en la flotabilidad negativa del slab acelera su hundimiento en la astenosfera. La columna de la izquierda muestra la distribución de temperaturas. Los colores muestran las isotermas, en °C. La columna de la derecha muestra la distribución de densidades. Los colores muestran las isolíneas de densidad, en kg/m^3 .

4.2.5 Discusión

En este estudio hemos realizado un análisis cuantitativo y comparado de los mecanismos de remoción convectiva y de delaminación comúnmente propuestos para explicar la evolución de numerosas zonas como el Mar de Alborán o las montañas de Sierra Nevada en California. Al haber utilizado la misma metodología para reproducir ambos mecanismos, somos capaces de discutir en términos comparativos las implicaciones geodinámicas de nuestra modelización.

Hemos presentado resultados con modelos dependientes e independientes de la temperatura. Aunque ambos modelos producen resultados cualitativamente similares, puede observarse que el manto litosférico en el modelo de remoción convectiva dependiente de la temperatura alcanza mayores profundidades al hundirse en el manto que en el modelo de remoción convectiva independiente de la temperatura, mientras que en los modelos para la delaminación, las profundidades alcanzadas son muy similares. La explicación para esto es sencilla. Elegimos los valores de densidad en el manto litosférico y la astenosfera para el modelo independiente de la temperatura de tal manera que la velocidad de hundimiento en el modelo de delaminación fuera similar a la del modelo dependiente de la temperatura, para poder compararlos. Utilizar esos mismos valores en la modelización de la remoción convectiva produce las diferencias observadas debido a que la masa total de la perturbación es mucho mayor en el modelo dependiente de la temperatura.

Según nuestra modelización de la remoción convectiva, la raíz litosférica se va hundiendo sin producirse ruptura o desprendimiento de la misma y sin causar un adelgazamiento litosférico significativo a niveles superficiales. Este resultado coincide con los de numerosos estudios previos de evolución de una raíz litosférica, que muestran que la elevada viscosidad de la litosfera no permite un adelgazamiento significativo del manto litosférico, ni utilizando reología lineal (Marotta et al., 1998, 1999) ni reología no lineal (Conrad y Molnar, 1997; Schott y Schmeling, 1998). Ni siquiera se obtiene este adelgazamiento en los modelos de Marotta et al. (1999) en los

que se ha forzado un desprendimiento mecánico de la raíz litosférica respecto al manto litosférico no perturbado introduciendo en la parte superior de la raíz un canal de baja viscosidad (figura 4.12). Según Schott y Schmeling (1998), sólo utilizando una reología débil *cuasi-frágil* en la litosfera es posible obtener un adelgazamiento significativo en el manto litosférico y el desprendimiento de la raíz litosférica. Estos autores explican que esta reología débil puede ser debida a la presencia de agua liberada en reacciones de deshidratación, que disminuiría la presión del poro facilitando una reducción en la resistencia frágil.

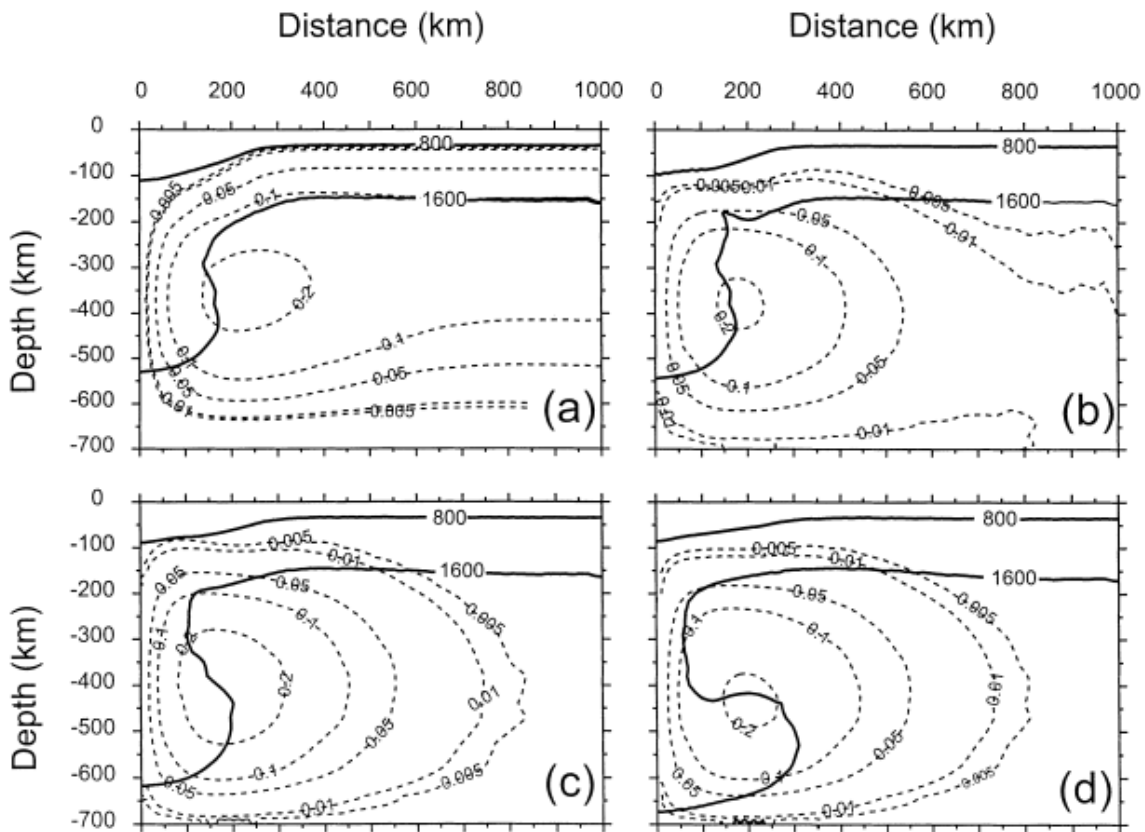


Figura 4.12. Modelo de remoción convectiva de Marotta et al., (1999) en el que se ha forzado una ruptura mecánica introduciendo una zona de baja viscosidad en los nodos en los que los esfuerzos de cizalla y las velocidades de deformación son máximos. Se muestran las isotermas de 800 K (Moho) y 1600 K (base del manto litosférico) y las líneas de corriente para tiempos de (a) 45 Ma, tiempo en donde se introduce la ruptura mecánica, (b) 46 Ma, (c) 52 Ma y (d) 75 Ma.

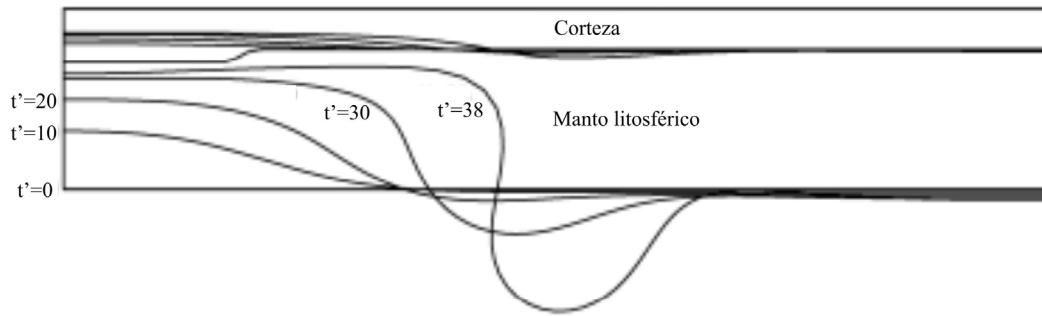
Gemmer y Houseman (2007) mostraron un estudio puramente dinámico basado en el mecanismo de remoción convectiva para la evolución del sistema Alpino-Carpatiano-Panónico. Según estos modelos, la presencia de una raíz cortical de baja densidad

provocó el ascenso de material astenosférico en la cuenca y descenso de material litosférico bajo los orógenos circundantes. La geometría final es similar a la creada por un slab delaminado o por la retirada de una fosa de subducción (figura 4.13a). De nuevo, el modelo de Gemmer y Houseman (2007) exige valores de la viscosidad del manto litosférico extremadamente bajos (alrededor de 2×10^{20} Pa s) para producir adelgazamiento cortical y litosférico significativo bajo la cuenca entre las dos “gotas” simétricas.

Göğüş y Pysklywec (2008) presentaron dos modelos de remoción convectiva con reología no lineal, pero en uno de ellos la viscosidad no dependía de la temperatura. Los valores de viscosidad en el manto litosférico que utilizaban eran, nuevamente, muy bajos. Estos autores no obtuvieron adelgazamiento cortical con sus modelos y sólo obtuvieron adelgazamiento en el manto litosférico para su modelo con reología no dependiente de la temperatura pero dependiente con una ley de potencia de la velocidad de deformación (figura 4.13b). Este resultado indica que la temperatura ejerce un fortísimo efecto estabilizador que puede superar el efecto de localización de la deformación que produce la dependencia con la velocidad de deformación en la reología no lineal.

De los resultados presentados aquí, y teniendo en cuenta las hipótesis y aproximaciones utilizadas, se obtiene que el único mecanismo capaz de producir un significativo adelgazamiento cortical y litosférico es la delaminación con migración lateral de litosfera continental. Asociado a este adelgazamiento, nuestro modelo predice también que el hundimiento del material litosférico produce un arrastre viscoso de la corteza inferior, lo cual resulta en un fuerte engrosamiento de la misma. La Moho puede alcanzar profundidades de hasta 100-150 km, aunque el material cortical arrastrado se desprende y puede alcanzar profundidades mayores.

a) Topografía de la Moho y de la base de la litosfera (Modelo de Referencia de Gemmer & Houseman, 2007)



b) Distribución de material para un modelo de Remoción Convectiva (DRIP-2) de Gogus & Pysklywec (2008)

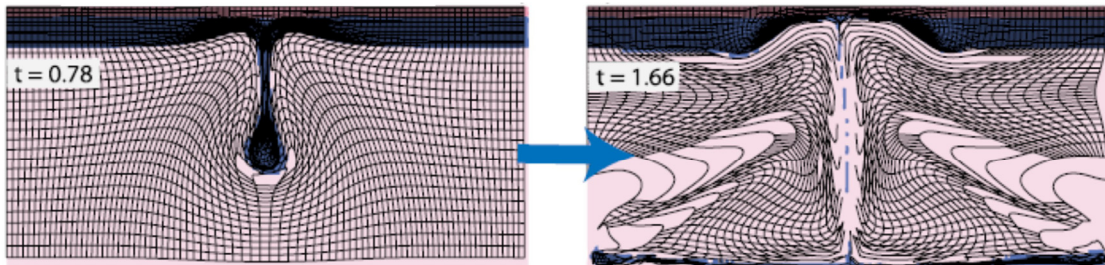


Figura 4.13. (a) Modelo de referencia del estudio de Gemmer y Houseman (2007). El modelo tiene simetría respecto al eje de la izquierda, por lo que la zona de adelgazamiento se encuentra entre las dos “gotas” simétricas. (b) Modelo del estudio de Göğüş y Pysklywec (2008). Obtienen adelgazamiento litosférico sólo para el modelo con reología no lineal pero independiente de la temperatura y con una viscosidad del manto litosférico muy baja.

Tal y como se desprende de la comparación entre los mecanismos de remoción convectiva y delaminación, la presencia del ‘conducto astenosférico’ a través del manto litosférico es crucial para reproducir el mecanismo de delaminación. Este conducto desencadena la delaminación al permitir que el material astenosférico, más caliente y menos denso, reemplace el material litosférico más frío y denso. Sin la presencia de este canal, la perturbación litosférica se desprende ‘in situ’, siguiendo el mecanismo de remoción convectiva. Puesto que este ‘conducto’ se revela tan importante, el origen, la geometría y la naturaleza de este ‘conducto de baja viscosidad’ será objeto de estudio y discusión en el siguiente apartado.

Una limitación del modelo es que se ha introducido una densidad que sólo depende de la temperatura siguiendo la aproximación tradicional de los modelos térmicos de placa. Sin embargo, estudios recientes basados en petrofísica y geoquímica muestran que la

astenosfera acomoda considerables variaciones laterales de densidad (Afonso et al., 2008), lo que afectaría a la formulación de los modelos numéricos previos.

4.2.6 Conclusiones

El objetivo de este apartado era estudiar de manera cuantitativa y comparada los mecanismos de remoción convectiva y delaminación, mediante una modelización que no incluya la dependencia de la viscosidad y la densidad con la temperatura y otra modelización que sí incluya esta dependencia. Gracias a este estudio comparado podemos comprender mejor qué efectos produce esta dependencia térmica y qué características de cada uno de los mecanismos estudiados son esencialmente mecánicas.

En este trabajo, a diferencia de estudios previos, hemos considerado un estado inicial para la remoción convectiva y la delaminación que difiere únicamente en la presencia de un 'conducto de baja viscosidad'. Nuestros resultados muestran que este conducto astenosférico resulta esencial para el desarrollo de la delaminación, ya que permite el ascenso de material astenosférico. En el próximo apartado se presentará un estudio y discusión más detallados sobre el origen y naturaleza de este 'conducto'.

De nuestros resultados se desprende que el modelo de remoción convectiva no es capaz de producir un adelgazamiento significativo litosférico o cortical ni con modelos no acoplados ni con modelos acoplados. Por el contrario, el adelgazamiento litosférico y cortical es inherente al mecanismo de delaminación, apareciendo en las dos clases de modelización. El adelgazamiento litosférico pone en contacto la astenosfera con la corteza inferior.

La principal diferencia entre los modelos dependientes e independientes de la temperatura es que la anchura de la zona adelgazada es menor en los modelos termodependientes. Esto es debido a que, puesto que consideramos que no existe

diferencia composicional entre la astenosfera y el manto litosférico sino que la diferencia es exclusivamente térmica, se produce una recuperación de manto litosférico por relajación térmica al contacto de la astenosfera caliente con la corteza inferior más fría. Asociado al adelgazamiento litosférico y cortical, nuestros modelos predicen un engrosamiento cortical provocado por el arrastre viscoso de material cortical que ejerce el material litosférico delaminado al hundirse. Este patrón de engrosamiento/adelgazamiento, ligado a la migración de la delaminación es uno de los rasgos más característicos del mecanismo de delaminación y requiere un estudio más detallado que se presentará en el siguiente apartado.

Se observa un efecto importante debido al efecto de flotabilidad negativa causado por el aumento de densidad del slab al producirse la transformación olivino-espínela. Este incremento de densidad aumenta la tracción del slab ("*slab pull*") y, por tanto, la velocidad de hundimiento del material litosférico arrastrado es mayor, acelerando el desarrollo del mecanismo.

4.3.- Modelización numérica de la propagación lateral de la delaminación de litosfera continental.

4.3.1.- Introducción

Los resultados del apartado anterior destacan las consecuencias tan importantes que tiene la estructura litosférica para la propagación lateral de la delaminación. En particular, se ha señalado el papel desencadenante del ‘conducto de baja viscosidad’ y de qué manera la corteza inferior participa en el desarrollo del mecanismo al verse arrastrada por el material litosférico delaminado. Se han observado también las radicales diferencias en la deformación de la corteza y de la litosfera entre las evoluciones del mecanismo de delaminación y el de remoción convectiva. El simultáneo engrosamiento cortical obtenido delante del punto de delaminación y el adelgazamiento cortical obtenido detrás de este punto muestran el papel tan relevante que juega la migración lateral de la delaminación en la estructura litosférica resultante.

En este apartado nos vamos a centrar en el análisis de las condiciones físicas que favorecen esta migración lateral. En particular, nuestro objetivo es estudiar la influencia de la estratificación de la viscosidad así como del efecto de las variaciones en la densidad de la corteza inferior en la zona engrosada, habida cuenta del papel crucial de esta capa en el desarrollo de la delaminación. Prestaremos especial atención a la propagación de ese patrón de engrosamiento/adelgazamiento cortical simultáneo tan directamente relacionado con la migración de la delaminación. Presentaremos también una discusión sobre el origen, geometría y naturaleza del ‘conducto de baja viscosidad’ que permite el ascenso del material astenosférico hasta la base de la corteza, desencadenando así la delaminación.

4.3.2.- Estado inicial y descripción del modelo

En este trabajo hemos utilizado el mismo método numérico descrito en el apartado 4.2.2. Hemos utilizado el código TEMESCH presentado en esta tesis, aunque para este apartado en concreto se han despreciado los efectos de la transformación de fase del olivino a polimorfos de alta presión con estructura de espinela. Las condiciones de contorno y estado inicial se muestran en la figura 4.5. Los valores de los parámetros utilizados se muestran en la Tabla 4.1.

La geometría inicial es prácticamente idéntica al trabajo anterior, con la salvedad de que hemos introducido una diferenciación en la corteza inferior. Hemos asignado valores de densidad mayores en la corteza inferior en la zona perturbada ('corteza inferior orogénica') que en la zona no perturbada. Este aumento de la densidad ha sido relacionada con la presencia de eclogita en zonas orogénicas (e.g. Leech, 2001, Jull y Kelemen, 2001; Lustrino, 2005) y es consistente con los modelizaciones numéricas previas de orógenos (Schott y Schmeling, 1998; Jiménez-Munt, 2008).

Tal y como se explicó en el apartado 2.4, utilizamos una viscosidad dependiente de la temperatura para el manto litosférico y la astenosfera. La viscosidad calculada con una ley así debe ser considerada como una 'viscosidad efectiva' cuya variación podemos controlar y modificar fácilmente a fin de explorar su efecto en el mecanismo de delaminación. Asumir una reología no lineal dificulta el uso de la viscosidad como un parámetro de estudio, puesto que la fuerte dependencia con la velocidad de deformación produce una distribución de viscosidad mucho más compleja. La figura 4.14 muestra los perfiles de viscosidad y densidad utilizados en el Modelo de Referencia de este trabajo en el estado inicial. La única diferencia respecto a los perfiles mostrados en el apartado anterior (figura 4.6) son los valores de densidad utilizados para la corteza en la corteza inferior no perturbada. Los valores de viscosidad media para el manto litosférico están en el rango de los valores usados en estudios previos (e.g. Schott y Schmeling, 1998; Marotta et al., 1999; 2006; Morency y Doin, 2004; Gerya et al., 2004; Göğüş y

Pysklywec, 2008a). Los valores de densidad y viscosidad utilizados tanto para este modelo como para todos los demás están listados en la Tabla 4.3.

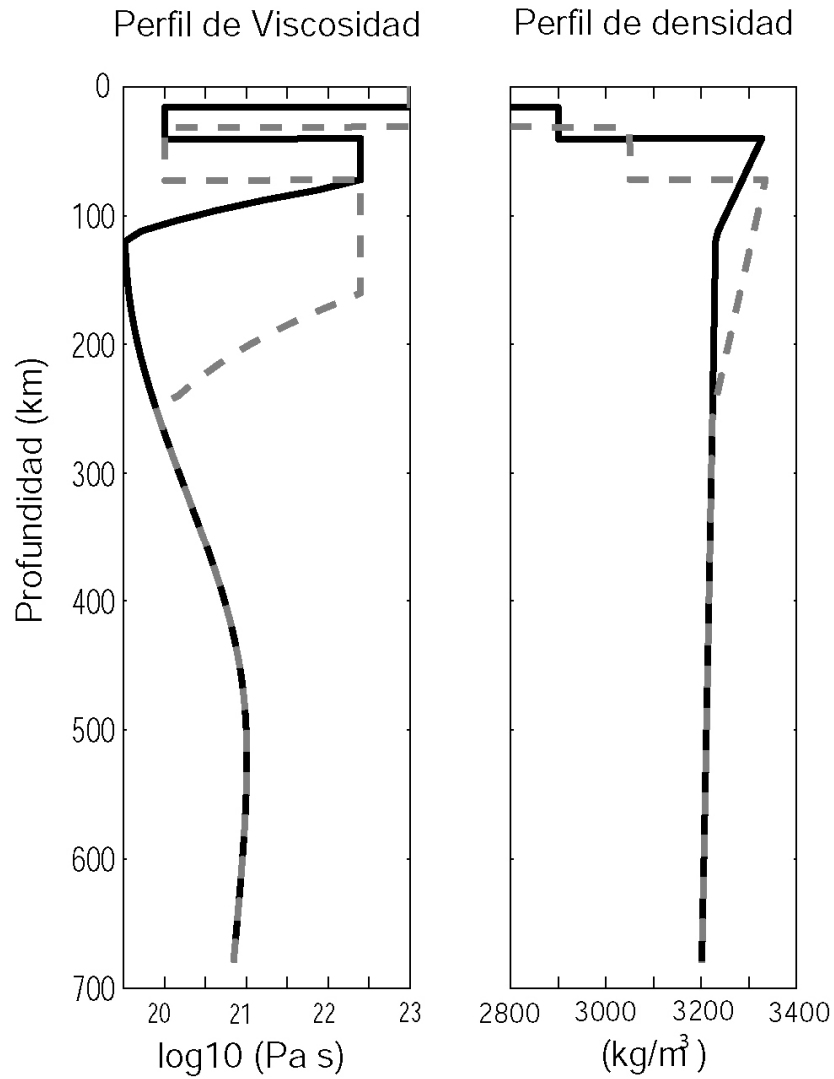


Figura 4.14. Perfiles verticales de viscosidad y densidad obtenidos para el estado inicial del Modelo de Referencia, tomados en una columna no perturbada (línea negra continua) y en una columna en el centro de la perturbación (línea gris discontinua).

4.- Modelización de la delaminación

Tabla 4.3. Parámetros variables que describen cada modelo. La viscosidad media ha sido calculada en el límite izquierdo del modelo (zona no perturbada), en la primera iteración. Los modelos LM71, LM72.2, LM72.3, LM72.4 no se muestran en la tabla porque tienen los mismos parámetros que el MR. Su única diferencia es la anchura del conducto.

Modelo	Corteza superior		Corteza inferior no orogénica		Corteza inferior orogénica		Manto litosférico				Astenosfera		
	ρ	μ_{UC}	ρ	μ_{npLC}	ρ	μ_{LC}	ρ_0	μ_0	μ_{mean}	μ_{max}	ρ_0	μ_0	μ_{mean}
	(kg m ⁻³)	(Pa s)	(kg m ⁻³)	(kg m ⁻³)	(kg m ⁻³)	(Pa s)	(kg m ⁻³)	(Pa s)	(Pa s)	(Pa s)	(kg m ⁻³)	(Pa s)	(Pa s)
MR	2800	10 ⁻²³	2900	10 ²⁰	3050	10 ²⁰	3400	2.5x10 ¹⁹	1.3 x10 ²²	2.5x10 ²²	3400	2.5x10 ¹⁹	5.06 x10 ²⁰
LM11	„	„	„	„	„	10 ²¹	„	„	„	„	„	„	„
LM11.1	„	„	„	„	„	10 ²³	„	„	„	„	„	„	„
LM11.2	„	„	„	„	„	10 ²²	„	„	„	„	„	„	„
LM12	„	„	„	„	„	2.5x10 ¹⁹	„	„	„	„	„	„	„
LM12.1	„	„	„	„	„	10 ¹⁹	„	„	„	„	„	„	„
LM21	„	„	„	„	„	„	„	„	2.6x10 ²²	5x10 ²²	„	„	„
LM21.1	„	„	„	„	„	„	„	„	4.6x10 ²²	10 ⁻²³	„	„	„
LM22	„	„	„	„	„	„	„	„	6.0 x10 ²¹	10 ⁻²²	„	„	„
LM31	„	„	„	„	„	„	„	10 ²⁰	1.6 x10 ²²	2.5x10 ²²	„	10 ²⁰	2.0 x10 ²¹
LM32	„	„	„	„	„	„	„	10 ¹⁹	1.2 x10 ²²	„	„	10 ¹⁹	2.0 x10 ²⁰
LM33	„	„	„	„	„	„	„	10 ²¹	2.0 x10 ²²	„	„	10 ²¹	1.5 x10 ²²
LM41	„	„	„	„	3100	„	„	2.5x10 ¹⁹	1.3 x10 ²²	„	„	2.5x10 ¹⁹	5.06 x10 ²⁰
LM42	„	„	„	„	3150	„	„	„	„	„	„	„	„
LM43	„	„	„	„	2900	„	„	„	„	„	„	„	„
LM44	„	„	„	„	3000	„	„	„	„	„	„	„	„
LM45	„	„	„	„	2800	„	„	„	„	„	„	„	„

4.3.3.- Resultados

Presentamos aquí una serie de simulaciones que evolucionan durante 30 Ma, con la misma malla y el mismo paso temporal (ver Tabla 4.3 para más detalles). Variamos la viscosidad de la corteza inferior orogénica, del manto litosférico y de la astenosfera para explorar la influencia de esta estratificación de la viscosidad en la migración lateral del punto de delaminación. Variamos la densidad de la corteza inferior orogénica desde valores típicos a valores propios de situaciones orogénicas.

A fin de evaluar la influencia de la naturaleza del material que compone el conducto, así como su anchura, en este trabajo hemos incluido también simulaciones en las que la anchura del conducto varía y una simulación en la que el conducto está formado por material litosférico de baja viscosidad, de forma similar a los modelos de Göğüş y Pysklywec (2008a, figura 4.3), y de menor anchura que los propuestos en los modelos de Schott y Schmeling (1998, figura 4.1).

Para presentar la evolución de los diferentes modelos de la manera más clara posible, mostramos la gráfica de la evolución con el tiempo de la Energía Cinética total del sistema (denominada ‘gráfica de ECt’ –Energía Cinética tiempo- en los sucesivos). Marotta et al. (1998) mostró que las etapas fundamentales en la evolución de un proceso de remoción de la raíz litosférica estaban claramente caracterizadas por la variación de la energía cinética total del sistema. Nosotros mostramos aquí cómo la ‘gráfica del ECt’ puede también caracterizar la evolución del mecanismo de delaminación. Compararemos esta evolución con la obtenida para nuestra modelización del mecanismo de remoción convectiva.

Modelo de Referencia

La figura 4.15 muestra la evolución característica de un proceso de delaminación con migración lateral del punto de delaminación. Este punto es definido aquí como el punto triple de contacto entre la corteza inferior, el manto litosférico y la astenosfera. A fin de poder realizar comparaciones, establecemos éste como nuestro Modelo de Referencia (MR). Este modelo se deja evolucionar durante 60 Ma para permitir el completo desarrollo del proceso. Los parámetros usados están listados en las tablas 4.1 y 4.3, y los perfiles verticales de viscosidad y densidad utilizados se muestran en la figura 4.14.

El mecanismo de delaminación se inicia cuando el material astenosférico asciende a través del conducto y lo ensancha, desplazando la litosfera orogénica engrosada hacia la izquierda. El espacio vaciado por la migración del manto litosférico es rellenado con el ascenso del material astenosférico que alcanza la Moho (figura 4.15b). La migración de la delaminación presenta, por tanto, engrosamiento cortical y litosférico delante del punto de delaminación y adelgazamiento cortical y litosférico tras él. Göğüş y Pysklywec (2008a) también observaron este adelgazamiento/engrosamiento acoplados que, como se ha mostrado en el apartado 4.2, es uno de los rasgos característicos más importantes del mecanismo de delaminación. Esta etapa inicial, que dura unos 10 Ma, se observa en la gráfica del ECT (figura 4.16) como un periodo de baja energía cinética total. Durante este periodo, la velocidad de migración media del punto de delaminación es de 4 mm/a. Calculamos esta velocidad de migración midiendo el desplazamiento desde su posición original del extremo derecho de la corteza inferior a una profundidad de 56 km. Elegimos esta profundidad para determinar la posición del punto de delaminación puesto que es la que corresponde a una distancia mínima entre la corteza inferior y la astenosfera.

4.- Modelización de la delaminación

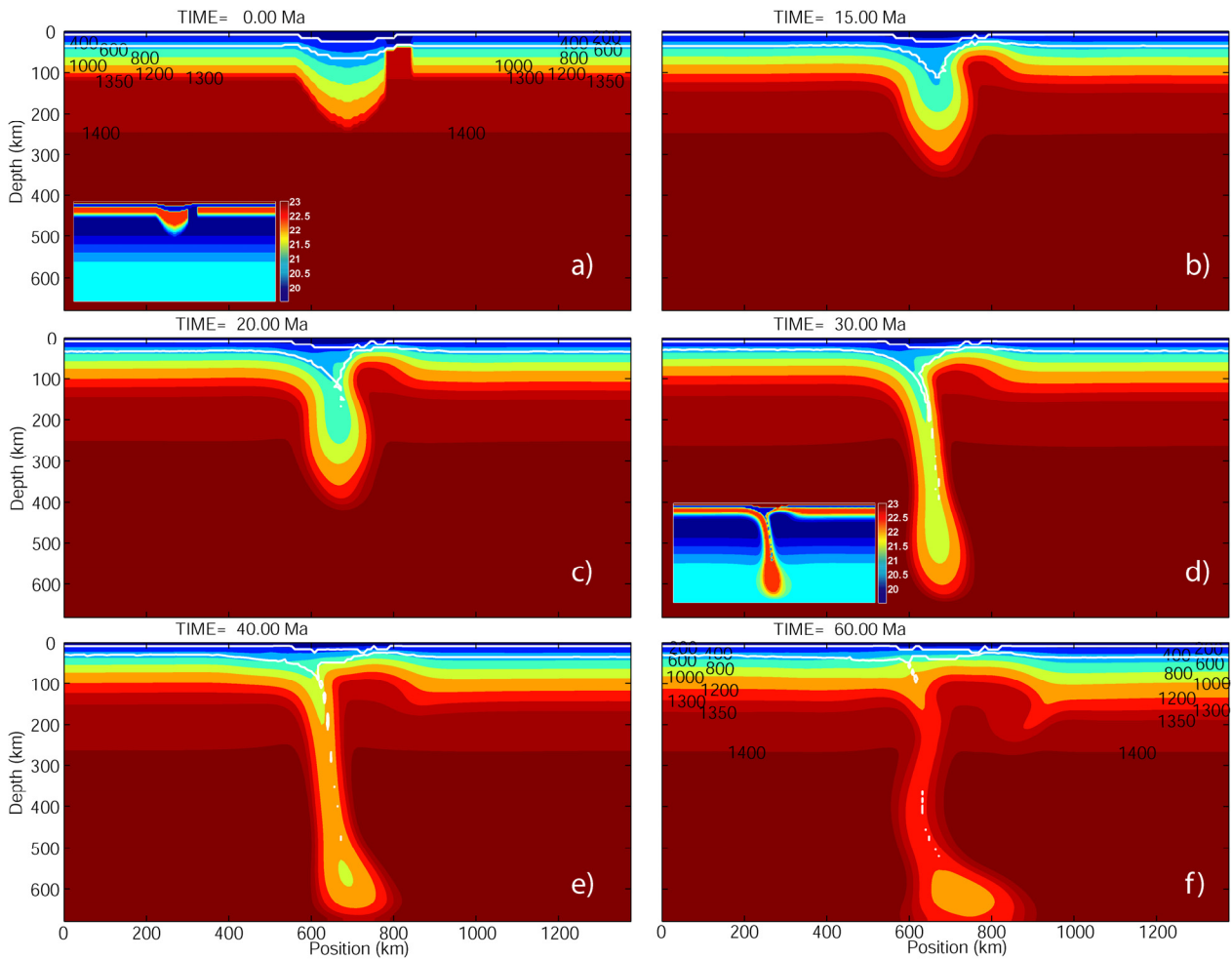


Figura 4.15 Evolución del modelo de Referencia (MR) para el mecanismo de delaminación con 'conducto astenosférico'. Los colores representan la distribución de temperatura, con los valores en °C. Las líneas blancas muestran las bases de la corteza superior e inferior. Las gráficas pequeñas insertadas en las figuras a) y d) muestran la distribución de la viscosidad (Pa s) en escala logarítmica.

Tras 10 Ma de evolución, la energía cinética total comienza a aumentar exponencialmente según el material astenosférico empieza a desgajar el manto litosférico de la corteza. La energía cinética total alcanza su valor máximo después de alrededor de 26 Ma de evolución y luego decrece hacia un valor aproximadamente constante. El incremento exponencial corresponde al desarrollo completo del mecanismo de delaminación y el hundimiento del slab litosférico delaminado en la astenosfera (figura 4.15c, d). El engrosamiento cortical es desplazado hacia la izquierda acompañando la migración lateral del punto de delaminación. El material de la corteza inferior es arrastrado hacia abajo por acoplamiento viscoso con el material litosférico en

hundimiento, y la Moho alcanza profundidades de 100-130 km alrededor de 25-30 Ma. Por otro lado, el adelgazamiento cortical situado tras el punto en migración alcanza un factor máximo de adelgazamiento (profundidad inicial de la Moho dividida por su profundidad actual) de 2.7 alrededor de 22 Ma. La posición de la Moho tras 30 Ma de evolución (figura 4.17) muestra la amplia zona de adelgazamiento de una corteza previamente engrosada y su zona acoplada de engrosamiento, más estrecha, delante del punto de delaminación.

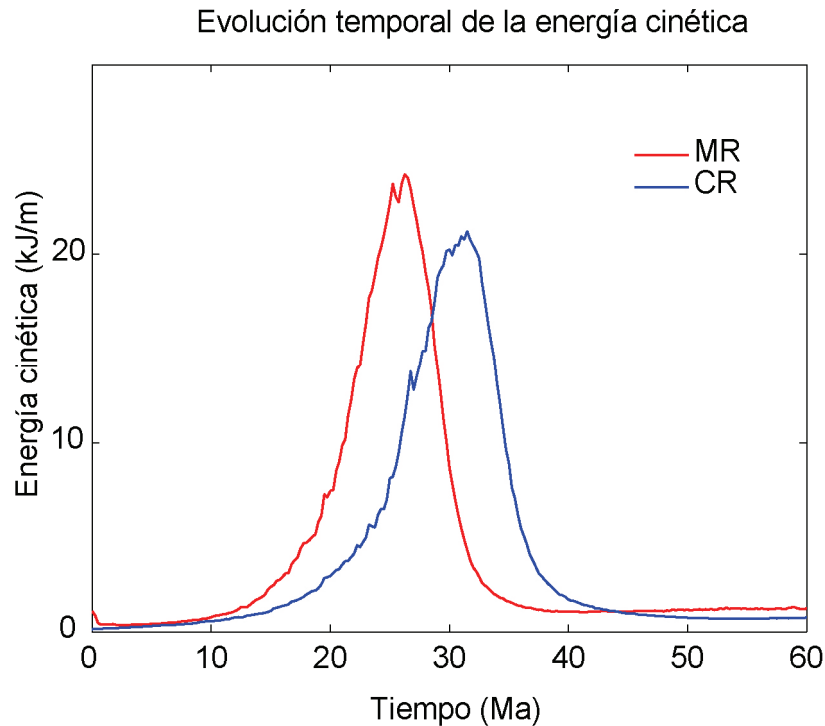


Figura 4.16 Evolución temporal de la energía cinética ('gráfica de ECt') en el estado inicial (línea negra) y tras 30 Ma de evolución del Modelo de Referencia del mecanismo de delaminación (MR, línea roja) y para el mecanismo de remoción convectiva (línea azul).

Desde 10 Ma a 25 Ma, la velocidad media de migración es de 3.7 mm/a, similar a la obtenida en la etapa inicial. La corteza inferior arrastrada va adoptando una forma alargada sobre el material litosférico en hundimiento. Estos resultados concuerdan con los de Morency y Doin (2004), que también obtuvieron que una parte de la corteza inferior es arrastrada por el material litosférico y reciclada en el sistema convectivo del manto. Este reciclaje de corteza inferior dentro de la astenosfera ha sido ya señalado por

diferentes autores (e.g., Kay y Mahlburg Kay, 1993; Schott y Schmeling, 1998; Morency y Doin, 2004; Marotta et al., 2006).

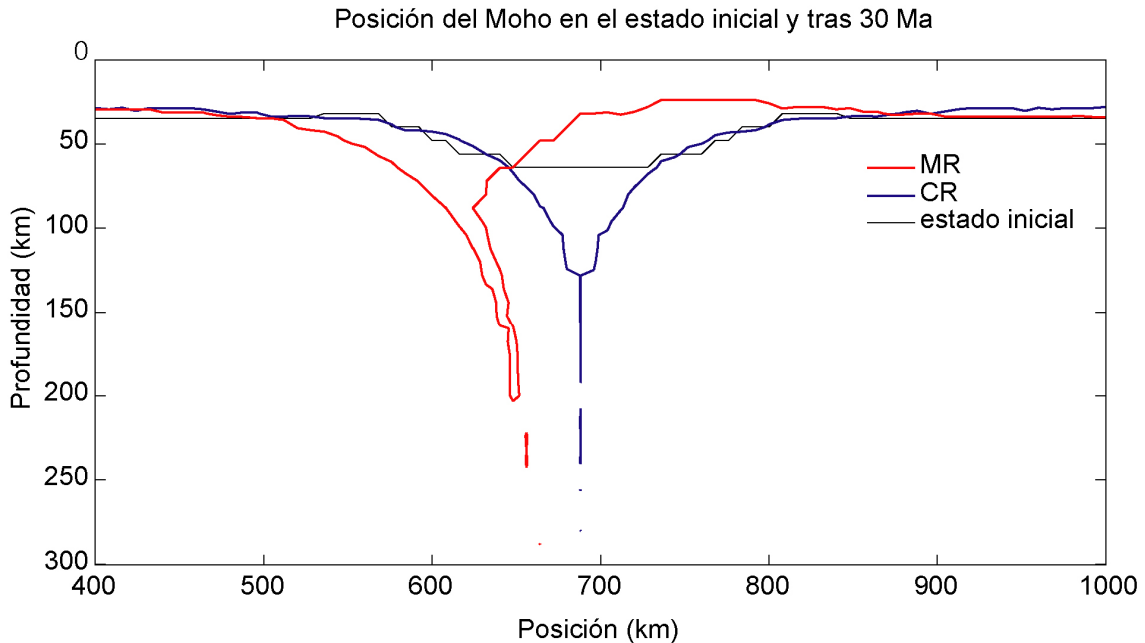


Figura 4.17 Posición de la Moho en el estado inicial (línea negra) y tras 30 Ma de evolución del Modelo de Referencia del mecanismo de delaminación (MR, línea roja) y para el mecanismo de remoción convectiva (línea azul).

El descenso de energía cinética total (figura 4.16) comienza cuando el slab delaminado de manto litosférico alcanza unos 600 km de profundidad y empieza a interactuar con la parte profunda del manto superior, más viscosa. Por lo tanto, el manto litosférico delaminado se dobla y descansa sobre el límite inferior del modelo (el límite entre manto superior e inferior), y el 'cuello' del slab litosférico comienza a adelgazarse por calentamiento conductivo al contacto con el manto circundante (figura 4.15e). La fuerza de arrastre viscoso decrece, por lo que la corteza inferior, más ligera, se retrae y asciende para recuperar el equilibrio dinámico. Este proceso produce, además, poca migración del punto de delaminación. La velocidad media de migración es de 2.4 mm/a de 25 Ma a 35 Ma, pero sube a 4.8 mm/a de 35 Ma a 40 Ma por el mencionado retroceso y ascenso de corteza inferior. El valor constante final de energía cinética total que se alcanza tras 40 Ma de evolución (figura 4.16) indica que el sistema tiende nuevamente al equilibrio dinámico, una vez el exceso de masa del orógeno ha sido

removido. El punto de delaminación conserva prácticamente su misma posición, mientras el material litosférico desgajado se calienta para equilibrarse térmicamente con el manto superior (figura 4.15f). La velocidad media de migración del punto de delaminación es de 1.6 mm/a de 40 Ma a 50 Ma; el punto permanece quieto desde entonces.

Comparamos la evolución de nuestro MR para el proceso de delaminación con un modelo de evolución del proceso clásico de remoción convectiva (figura 4.18). Al igual que hicimos en el apartado anterior, la única diferencia en el estado inicial de nuestros modelos para un proceso y otro es la presencia del ‘conducto de baja viscosidad’. Para comparar con el mecanismo de delaminación, la figura 4.16 muestra la ‘gráfica del ECt’ del mecanismo de remoción convectiva. De acuerdo con la evolución mostrada, el progresivo incremento de energía cinética corresponde con el desarrollo de la inestabilidad gravitatoria producido por la convección local y el hundimiento de la inestabilidad a través del manto superior, concordando con la interpretación de la ‘gráfica del ECt’ que dan Marotta et al (1998). El máximo de energía cinética total se alcanza tras 31.5 Ma de evolución, cuando el manto litosférico descendente comienza a interactuar con la parte más viscosa y profunda del manto superior. El decaimiento de energía cinética tras 31.5 Ma corresponde con el manto litosférico alcanzando y depositándose sobre el límite inferior del modelo. El ‘cuello’ del manto litosférico desgajado se adelgaza por calentamiento conductivo con el manto circundante y el material litosférico se acumula en la base del manto superior. No hay adelgazamiento cortical sino que, por el contrario, la corteza inferior se engrosa justo sobre el manto litosférico descendente, debido al arrastre viscoso (figura 4.18b). Tras 38.5 Ma, la fuerza de empuje ascendente que experimenta la corteza inferior, más ligera, claramente supera la fuerza de arrastre descendente ejercida por el manto litosférico, y el sistema tiende a re-equilibrarse térmica y dinámicamente.

Aunque ambas ‘gráficas de ECt’ para delaminación y remoción convectiva (figura 4.16) tienen forma similar, el mecanismo de delaminación se desarrolla más rápido y alcanza valores de energía cinética más elevados que el mecanismo de remoción convectiva, debido a la mayor velocidad de hundimiento del material litosférico que se alcanza en el

mecanismo de delaminación. Al utilizar la ‘gráfica de Ect’ identificamos las mismas etapas del proceso de remoción convectiva que Marotta et al (1998, 1999), si bien nosotros no obtenemos desprendimiento mecánico del manto litosférico en hundimiento, como ya se discutió en el apartado 4.2.5.

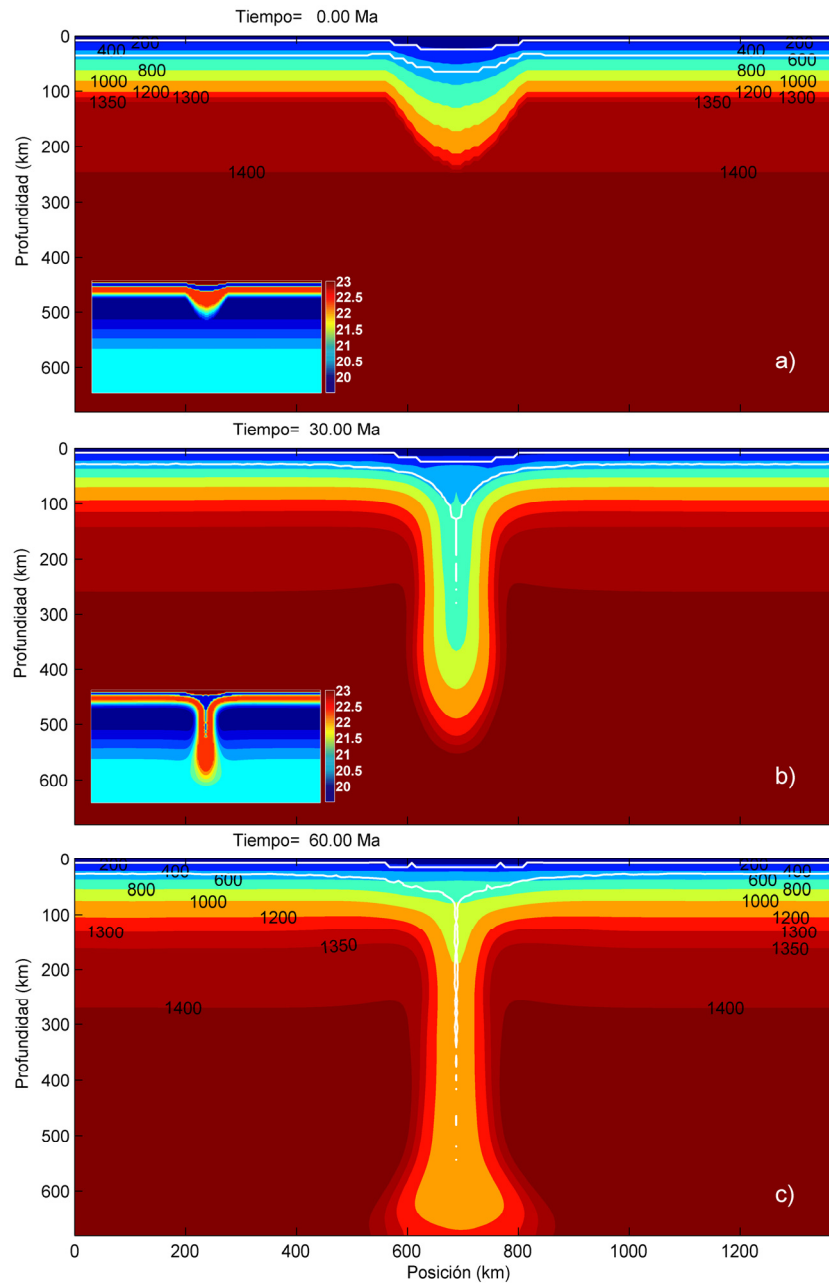


Figura 4.18 Evolución del modelo remoción convectiva. Los colores representan la distribución de temperatura, con los valores en °C. Las líneas blancas muestran las bases de la corteza superior e inferior. Las gráficas pequeñas insertadas en las figuras a) y b) muestran la distribución de la viscosidad (Pa s) en escala logarítmica.

La descripción de la evolución del proceso de delaminación presentada aquí es similar a las evoluciones mostradas por Schott y Schmeling (1998, figura 4.1) y por Morency y Doin (2004, figura 4.2). A diferencia de estos autores, nuestra modelización se centra en los efectos del mecanismo de la delaminación en la corteza y en la caracterización cuantitativa del desplazamiento del punto de delaminación, puesto que consideramos este desplazamiento como un rasgo esencial del proceso de delaminación tal y como fue descrito por Bird (1979). La simulación presentada por Göğüş y Pysklywec (2008a, figura 4.3) es también parecida a nuestra modelización. Su zona de contacto entre la astenosfera y la corteza es más amplia que la obtenida en nuestro modelo, pero es probablemente debido a que, en su modelización, el límite manto litosférico/astenosfera no es térmico sino que incluye un cambio brusco de densidad. Por lo tanto, el manto litosférico en su modelo no se regenera por relajación térmica, como ocurría en nuestro modelo no dependiente de la temperatura en el que también obteníamos una zona de contacto muy ancha (figura 4.8).

Efecto de la estratificación de la viscosidad

Para describir el efecto que la estructura de viscosidad tiene en el proceso de delaminación y su influencia en la migración lateral del punto de delaminación, hemos variado de forma independiente, dentro del rango típico de valores plausibles, la viscosidad de tres capas diferentes: la corteza inferior orogénica, el manto litosférico y la astenosfera. El resto de los parámetros son exactamente los mismos que en el MR (ver Tabla 4.3).

La figura 4.19 muestra el estado final tras 30 Ma de evolución de varios modelos con diferentes valores de viscosidad en la corteza inferior orogénica. La figura 4.22 muestra el desplazamiento acumulado del punto de delaminación a 30 Ma y la figura 4.23 presenta la ‘gráfica de ECt’ de estos modelos. Estudios previos ya han mostrado que una corteza inferior de baja viscosidad es necesaria para desacoplar la corteza del manto litosférico (e.g. Schott y Schmeling, 1998; Jull y Kelemen, 2001; Morency y Doin, 2004). Se ha propuesto que la baja viscosidad podría estar relacionada con la presencia

de eclogita (e.g. Leech 2001; Jull y Kelemen, 2001; Lustrino, 2005). Nosotros variamos la viscosidad de la corteza inferior orogénica entre valores de 10^{19} Pa s y 10^{23} Pa s. Como se esperaba, una alta viscosidad en la corteza inferior inhibe la delaminación, puesto que la corteza inferior ‘rígida’ evita que la astenosfera se expanda lateralmente por la Moho. Por tanto, el conducto se cierra por relajación térmica (figura 4.19a). Esto concuerda con los resultados de Morency y Doin (2004) y de Göğüş y Pysklywec (2008), quienes ya indicaron que valores altos de viscosidad en la corteza inferior podían impedir el desarrollo de la delaminación. Modelos con una corteza inferior muy viscosa, como el modelo LM11.2 (cuya viscosidad en la corteza inferior orogénica es de 10^{22} Pa s, dos órdenes de magnitud más que en nuestro MR) y el modelo LM11.1 (con valores en la viscosidad de 10^{23} Pa s, el mismo valor que en la corteza superior), no presentan delaminación. En estos modelos, la perturbación cae ‘in situ’, con poca migración lateral del punto de delaminación (figura 4.22), similar al mecanismo de remoción convectiva, alcanzando sólo 300 km de profundidad (figura 4.19a) y produciendo ‘gráficas de ECt’ casi planas (figura 4.23a). Por tanto, nosotros también encontramos que la presencia de una capa de baja viscosidad en la corteza es crucial para permitir la propagación lateral de la delaminación.

Puede sorprender el resultado de que valores de viscosidad muy bajos en la corteza inferior causan menos migración del punto de delaminación que nuestro MR (con valores de viscosidad de 10^{20} Pa s), aunque la diferencia (20 km, figura 4.22) es pequeña. En el modelo LM12.1, con una viscosidad diez veces menor que nuestro MR (figura 4.19b), el mecanismo de delaminación está activo, con grandes desplazamientos del punto de delaminación (figura 4.22) y una ‘gráfica de ECt’ muy parecida a la de nuestro MR. En base a estos modelos, nosotros interpretamos que, para estos casos, la corteza inferior es tan blanda que la corteza y el manto litosférico se pueden considerar desacoplados. Este desacoplamiento provoca que las fuerzas verticales de la inestabilidad gravitatoria superen el empuje lateral de la astenosfera, por lo que la perturbación litosférica tiende a caer ‘in situ’, con menor migración, pero reproduciendo el característico patrón de engrosamiento/adelgazamiento (figura 4.19b).

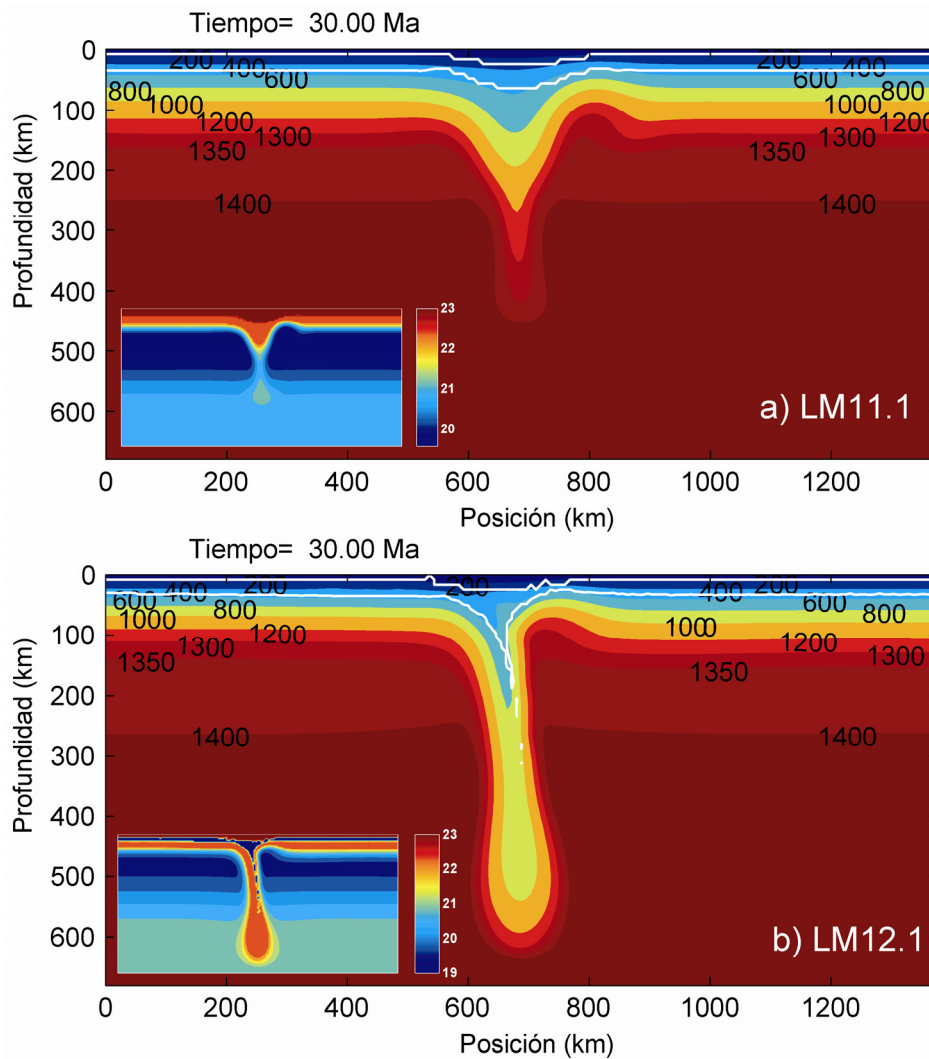


Figura 4.19. Estado final tras 30 Ma de evolución de modelos de delaminación con diferentes valores de viscosidad en la corteza inferior. a) Modelo LM11.1, incremento (con respecto al MR) de la viscosidad de la corteza inferior orogénica; b) Modelo LM12.1, disminución de la viscosidad de la corteza inferior orogénica. Los colores representan la distribución de temperatura, con los valores en °C. Las líneas blancas muestran las bases de la corteza superior e inferior. Las gráficas pequeñas insertadas muestran la distribución de la viscosidad (Pa s) en escala logarítmica.

Reducir el valor máximo impuesto para la viscosidad en el manto (μ_{\max}) refuerza el comportamiento coherente del manto litosférico. Hemos realizado varios modelos con diferentes valores de μ_{\max} dentro del rango de valores plausibles para el manto litosférico. La figura 4.20a muestra que valores elevados de este máximo impiden la propagación de la delaminación. El modelo LM21.1, con un valor máximo de 10^{23} Pa s, mayor que el valor máximo de 2.5×10^{22} Pa s utilizado en nuestro MR, presenta muy poca migración lateral del punto de delaminación (figura 4.22). El conducto se cierra, la

perturbación se hunde ‘in situ’, y las bajas velocidades obtenidas producen una ‘gráfica de ECt’ casi plana (figura 4.23b).

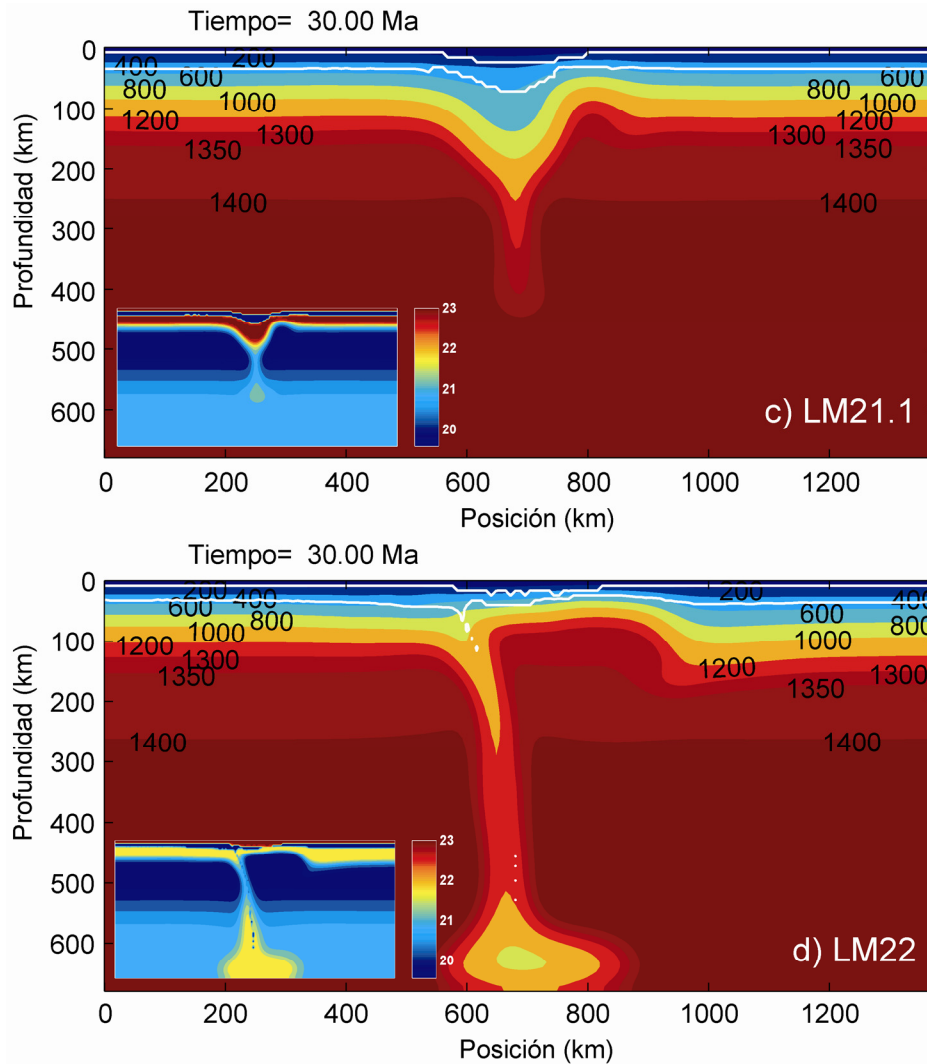


Figura 4.20. Estado final tras 30 Ma de evolución de modelos de delaminación con diferentes valores de viscosidad máxima en el manto litosférico. a) Modelo LM21.1, incremento (con respecto al MR) de μ_{\max} ; b) Modelo LM22, disminución de μ_{\max} . Los colores representan la distribución de temperatura, con los valores en °C. Las líneas blancas muestran las bases de la corteza superior e inferior. Las gráficas pequeñas insertadas muestran la distribución de la viscosidad (Pa s) en escala logarítmica.

Por el contrario, un manto litosférico más móvil, con valores menores para esta viscosidad máxima, es más fácilmente separable de la corteza por la intrusión lateral de astenosfera. Por tanto, permite mayores desplazamientos del punto de delaminación (figura 4.22) y desarrollos de la delaminación más tempranos (figura 4.23b). El modelo LM22, con una μ_{\max} de 10^{22} Pa s alcanza el máximo de energía cinética a 11.5 Ma y su

evolución tras sólo 30 Ma de evolución (figura 4.20b) muestra incluso un desprendimiento del material litosférico en hundimiento similar al estado final de nuestro MR tras 60 Ma de evolución (figura 4.15f). La viscosidad media en el manto litosférico para los modelos LM2x varía entre 4.6×10^{22} Pa s (modelo LM21.1) y 6.0×10^{21} Pa s (modelo LM22). La fuerte diferencia en el resultado obtenido con variaciones tan pequeñas de la viscosidad media muestra que el proceso es muy sensible a la viscosidad. Más aún, este resultado indica que los modelos con mantos litosféricos de viscosidad elevada son incapaces de producir migración lateral y, por tanto, de obtener adelgazamiento cortical y litosférico significativo.

A fin de explorar los efectos de la viscosidad de la astenosfera, variamos la viscosidad de referencia de la ley reológica (μ_0 , ecuación 2.43) para la viscosidad del manto, entre valores de 10^{21} Pa s y 10^{19} Pa s, que corresponden a viscosidades astenosféricas medias de 1.3×10^{22} Pa s y 2.0×10^{20} para los modelos LM33 y LM32, respectivamente. Encontramos que viscosidades elevadas en la astenosfera (modelo LM33) conducen a una evolución del proceso de delaminación que recuerda al proceso de remoción convectiva (figura 4.21a) con muy poco desplazamiento del punto de delaminación (figura 4.22) y ‘gráficas de ECT’ casi planas (figura 4.23c). Al contrario, cuanto más baja es la viscosidad (Modelo LM32, figura 4.21b), más rápido evoluciona el proceso, puesto que el material astenosférico es capaz de expandirse lateralmente por la Moho y desplazar la corteza inferior más fácilmente. Las figuras 4.22 y 4.23c muestran que para valores de la viscosidad de la astenosfera menores que en nuestro MR (modelo LM32) se obtienen mayores desplazamientos del punto de delaminación y, además, el proceso comienza antes.

Si bien todos estos resultados han sido obtenidos considerando una reología lineal, consideramos que los efectos observados no cambiarán cualitativamente con una reología no lineal. De acuerdo con estudios previos, la reología no lineal tiende a localizar la deformación, puesto que la viscosidad disminuye fuertemente al aumentar la velocidad de deformación (e.g. Christensen, 1984; Houseman y Molnar, 1997; Gemmer y Houseman, 2007; Göğüş y Pysklywec, 2008a). Estimamos que esta reducción en la viscosidad ocurrirá principalmente en la corteza inferior, donde las velocidades de

deformación serán mayores. Por tanto, es razonable esperar que la reducción local de la viscosidad incluso favorezca el mecanismo de delaminación.

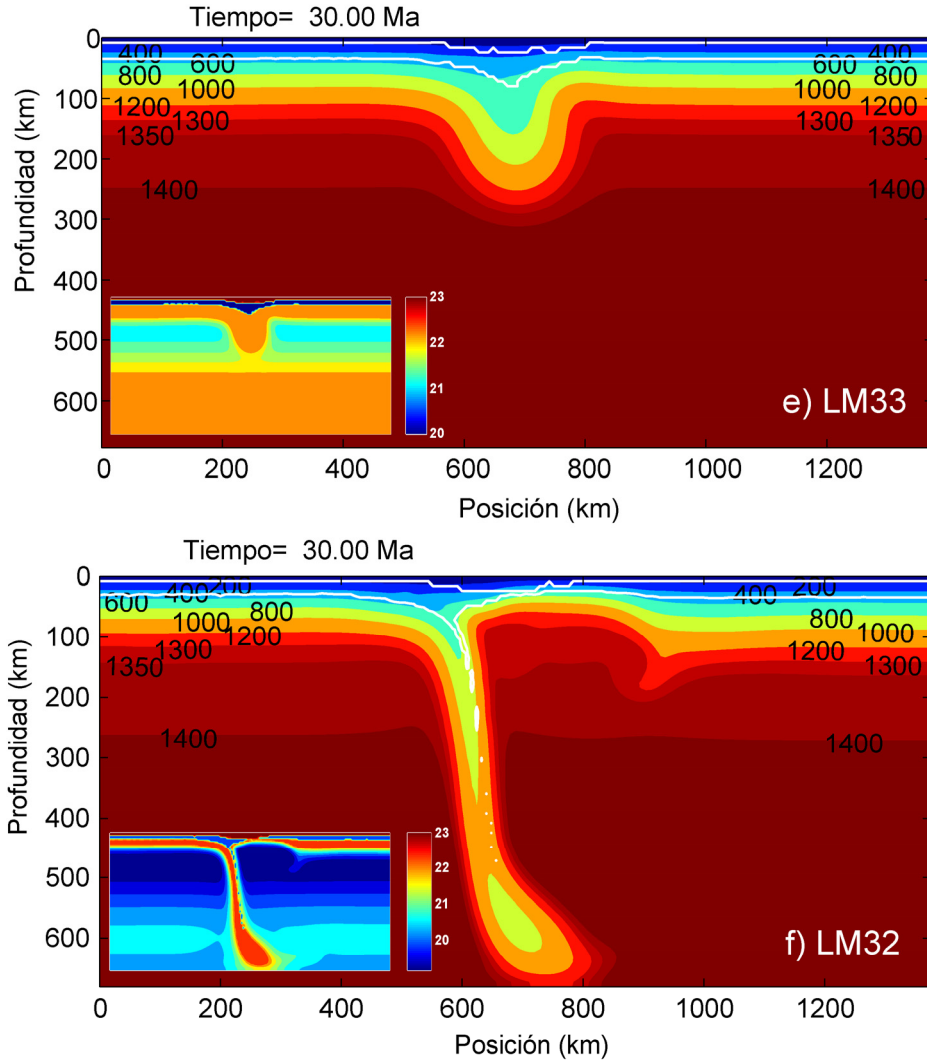


Figura 4.21. Estado final tras 30 Ma de evolución de modelos de delaminación con diferentes valores de viscosidad de referencia en la astenosfera. a) Modelo LM33, incremento (con respecto al MR) de la viscosidad de la astenosfera; b) Modelo LM32, disminución de la viscosidad de la astenosfera. Los colores representan la distribución de temperatura, con los valores en °C. Las líneas blancas muestran las bases de la corteza superior e inferior. Las gráficas pequeñas insertadas muestran la distribución de la viscosidad (Pa s) en escala logarítmica.

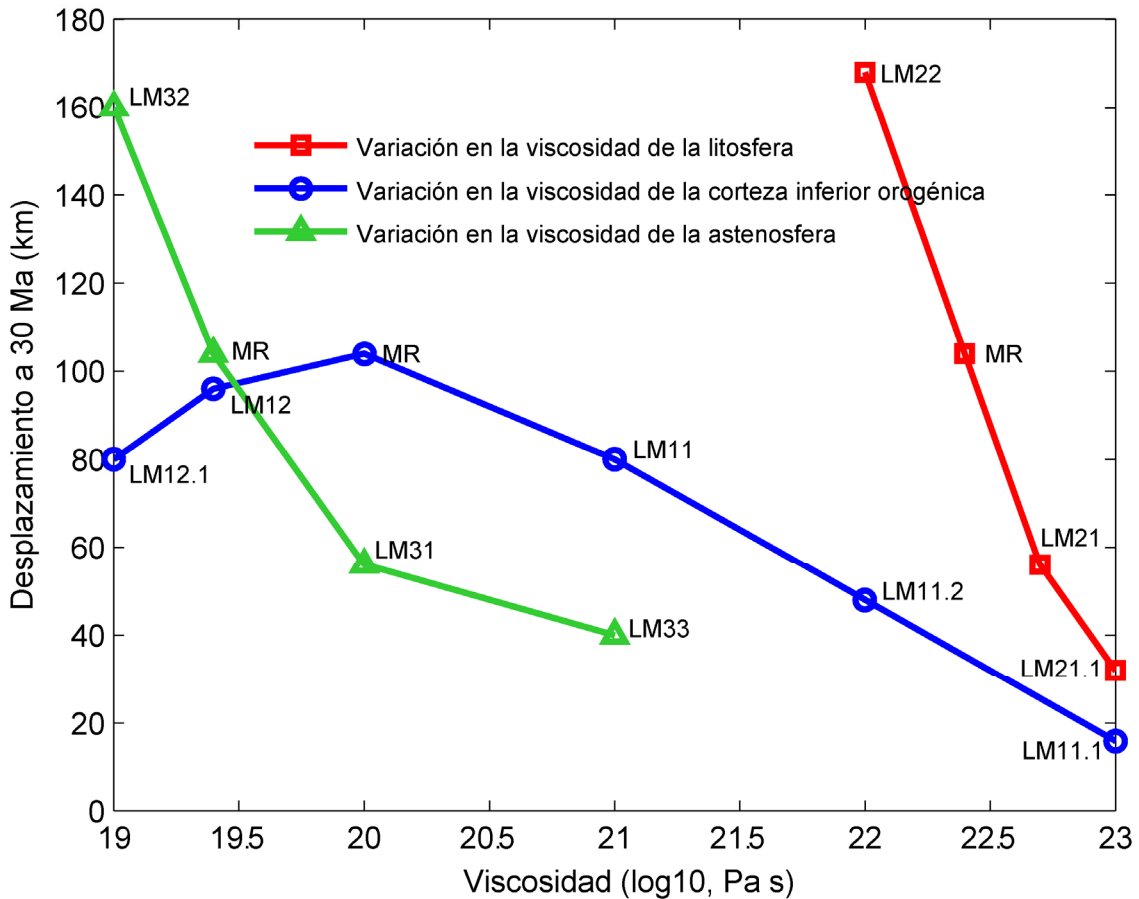


Figura 4.22. Desplazamiento acumulado del punto de delaminación a 30 Ma para diferentes modelos variando la viscosidad del manto litosférico (μ_{\max}), la corteza inferior orogénica (μ_{LC}) y la astenosfera (μ_0). Más detalles de cada modelo, en la tabla 4.13.

A partir de la analogía con la subducción, Bird (1979) sugirió que las velocidades de propagación para la delaminación serían del orden de 5 cm/a. Bird y Baumgardner (1981) estimaron que para slabs con viscosidad de 10^{21} Pa s y longitudes de 100 a 800 km, las velocidades de propagación de delaminación varían entre 0.3 y 8.0 cm/a. Morency y Doin (2004) estiman que las velocidades de propagación varían entre 0.2 y 4 cm/a. Con los valores de viscosidad estudiados aquí, nuestras velocidades de propagación máximas no superan 1 cm/a. Las velocidades máximas se alcanzan en los estadios iniciales del proceso (0-5 Ma) para modelos con bajas viscosidades en el manto litosférico (9.6 mm/a para el modelo LM22) o en la astenosfera (8 mm/a para el modelo LM32). Probablemente, nuestra geometría orogénica acelera la velocidad de hundimiento de la perturbación y reduce la velocidad de migración lateral, debido al exceso de masa de la litosfera engrosada.

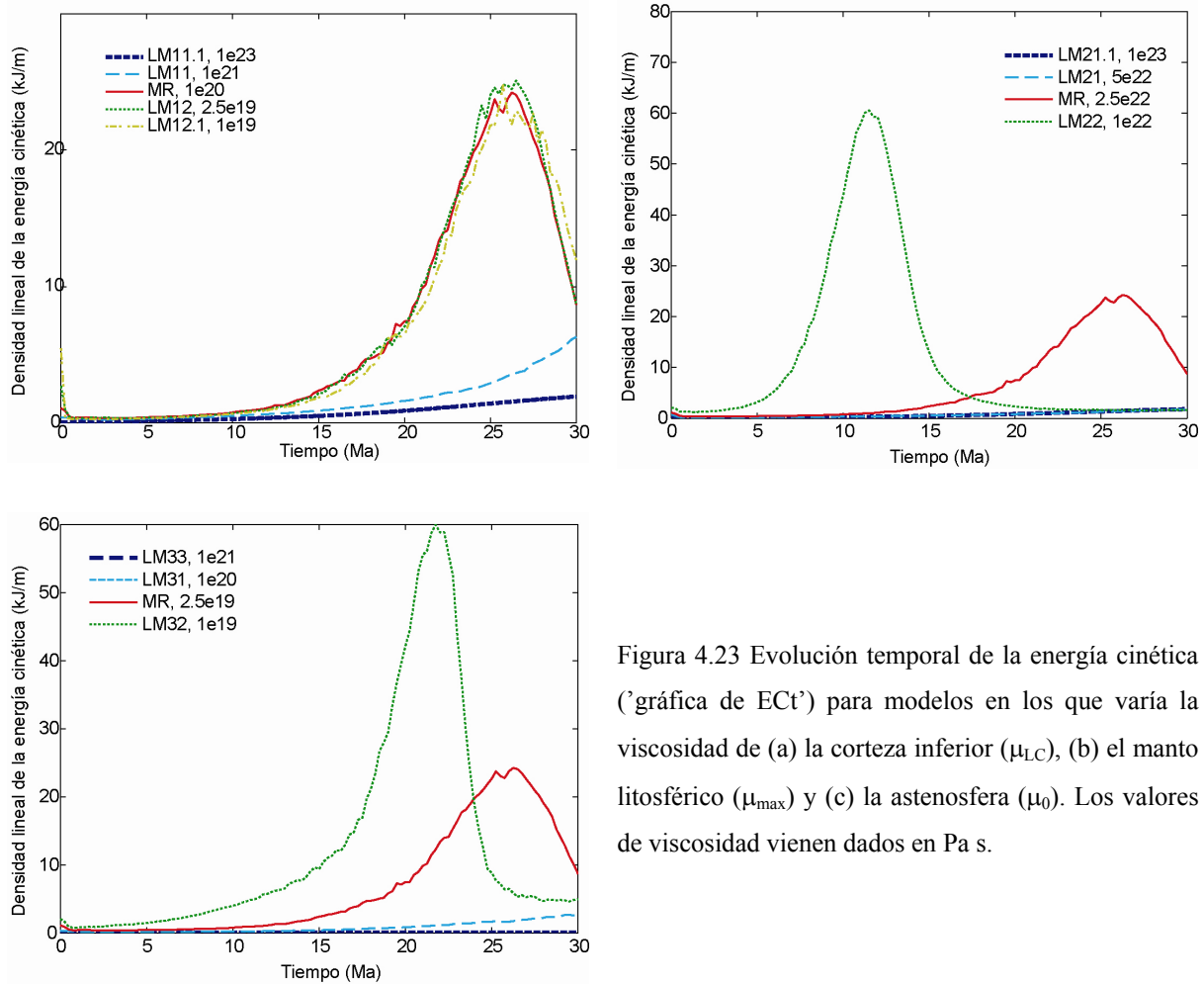


Figura 4.23 Evolución temporal de la energía cinética ('gráfica de ECT') para modelos en los que varía la viscosidad de (a) la corteza inferior (μ_{LC}), (b) el manto litosférico (μ_{max}) y (c) la astenosfera (μ_0). Los valores de viscosidad vienen dados en Pa s.

Efecto de la densidad de la corteza inferior orogénica

Kay y Mahlburg-Kay (1993) sugirieron que la densidad de la corteza inferior jugaba un papel significativo en el mecanismo de delaminación. Sin embargo, Morency y Doin (2004) apuntaron que ellos no observaban que el aumento de la densidad en la corteza inferior favoreciese la delaminación. Nosotros hemos evaluado el efecto de la densidad de la corteza inferior orogénica en la migración lateral del punto de delaminación, pero manteniendo el resto de los parámetros y la geometría como en nuestro MR. Nuestra modelización muestra que la densidad de la corteza inferior en la zona orogénica influye en el desarrollo del mecanismo de delaminación. El modelo LM45 muestra que una corteza orogénica de baja densidad (con el mismo valor que la densidad de la corteza superior) ralentiza el desarrollo del mecanismo (figura 4.24a), pero, al contrario de lo

que ocurría al aumentar la viscosidad, la delaminación ahora no queda inhibida: hay migración lateral de la delaminación, con una amplia zona de litosfera adelgazada tras el punto de delaminación y una zona de engrosamiento cortical y litosférico delante de él. El modelo LM42 ilustra que el mecanismo se desarrolla más rápido para valores elevados de la densidad de la corteza inferior orogénica (figura 4.24b).

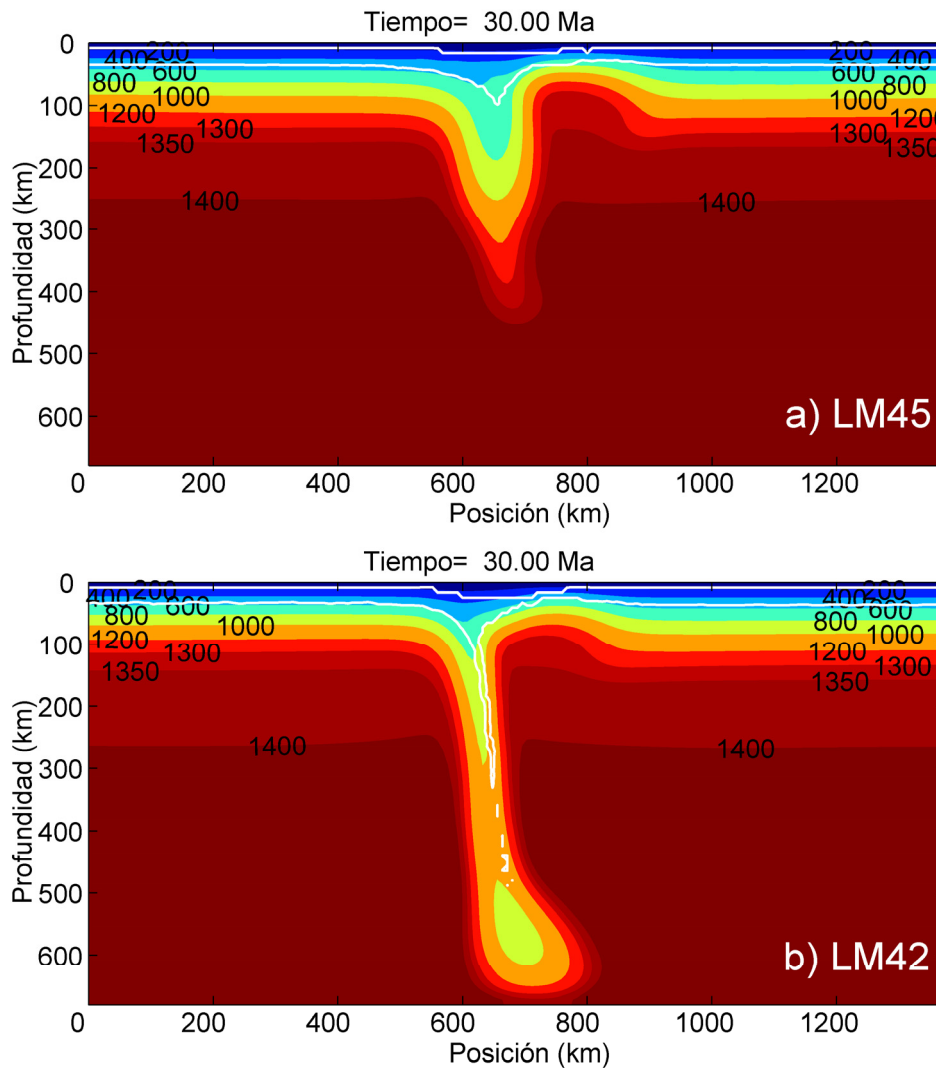


Figura 4.24. Estado final tras 30 Ma de evolución para modelos con (a) densidad de la corteza inferior orogénica de 2800 kg/m^3 (menor que en el MR) y (b) densidad de la corteza inferior orogénica de 3150 kg/m^3 (mayor que en el MR). Los colores representan la distribución de temperatura, con los valores en $^{\circ}\text{C}$. Las líneas blancas muestran las bases de la corteza superior e inferior.

Aunque la influencia de la variación en la densidad de la corteza inferior orogénica sobre la migración lateral del punto de delaminación no es muy grande (una variación máxima de 30 km, figura 4.25a), su influencia sobre la velocidad de desarrollo es clara.

Para bajos valores de la densidad, el proceso se retrasa puesto que la elevada flotabilidad positiva de la corteza contrarresta la fuerza de arrastre viscoso ejercida por el manto litosférico en hundimiento. Las ‘gráficas de ECt’ (figura 4.25b) muestran también este retraso, con valores máximos de energía cinética progresivamente menores según el proceso va siendo frenado. Por el contrario, valores altos de la densidad aceleran el mecanismo, debido al aumento de la masa total de la perturbación.

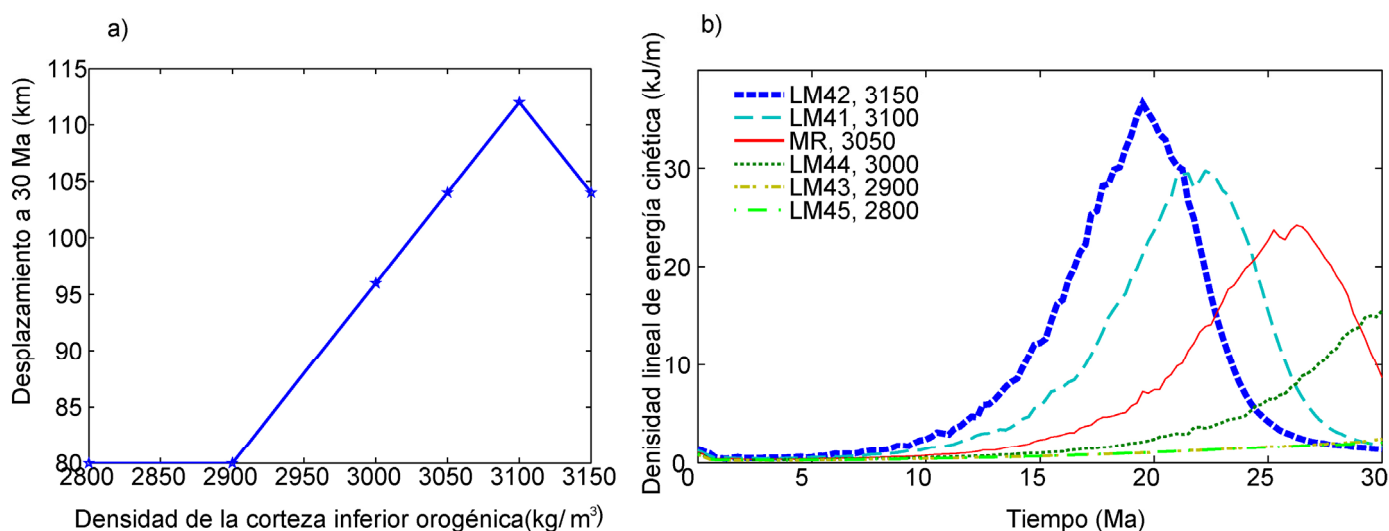


Figura 4.25. (a) Desplazamiento acumulado del punto de delaminación a 30 Ma y (b) evolución temporal de la energía cinética del sistema (‘gráfica de ECt’) para diferentes modelos en los que se varía la densidad de la corteza inferior orogénica.

La densidad de la corteza inferior orogénica también afecta a la posición de la Moho y al patrón de adelgazamiento/engrosamiento cortical. La figura 4.26 presenta varios ejemplos de posición de la Moho tras 30 Ma de evolución para diferentes valores de la densidad de la corteza inferior orogénica. Los modelos con bajas densidades producen zonas más amplias de engrosamiento cortical, pero con menores profundidades de la Moho que los modelos con densidades mayores. Según aumenta la densidad, la forma

que adopta la corteza arrastrada se vuelve más parecida a la geometría alargada de la corteza oceánica esperada en zonas de subducción.

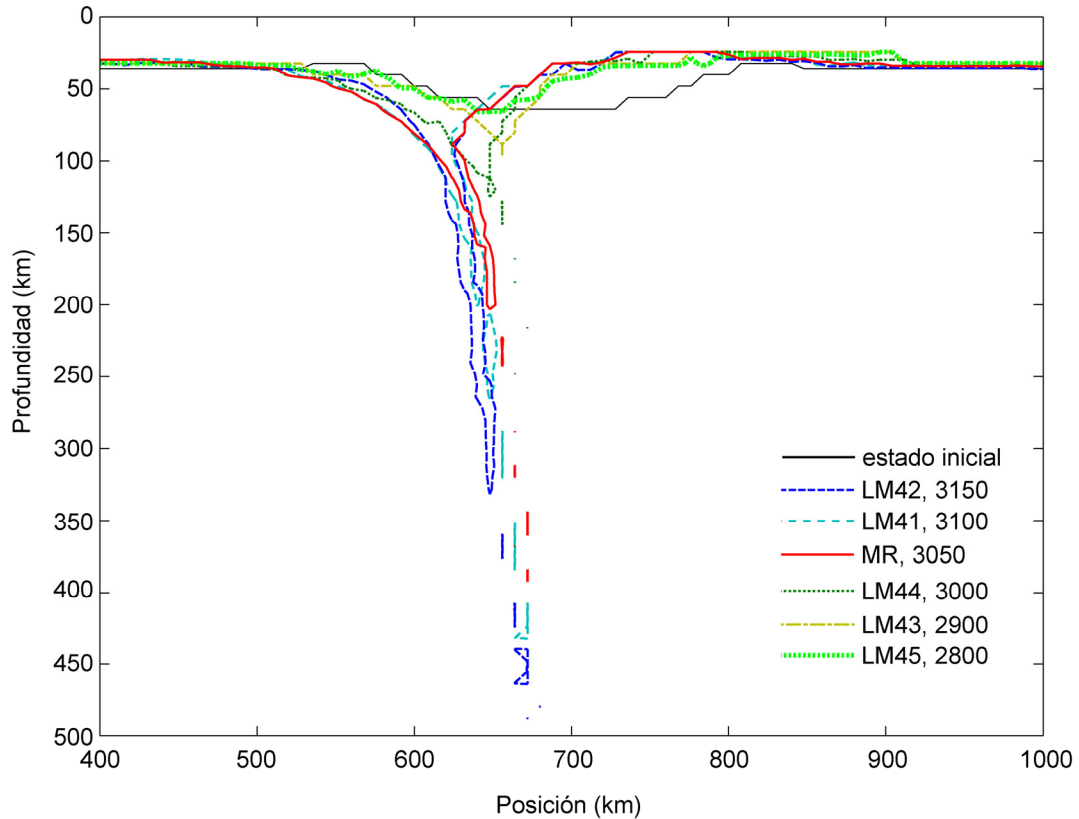


Figura 4.26. Posición de la Moho en el estado inicial (línea negra) y tras 30 Ma de evolución para diferentes modelos con diferente densidad en la corteza inferior orogénica. Los valores de la densidad están dados en kg/m^3 .

Efecto de la geometría y de la naturaleza del conducto

Para explorar el efecto de la geometría del conducto astenosférico, hemos variado su anchura. La figura 4.27 muestra el desplazamiento acumulado tras 30 Ma y las ‘gráficas de ECT’ para diferentes modelos. Aumentar la anchura del conducto respecto a la utilizada en el MR (64 km) tiene poco efecto tanto en el desplazamiento como en el desarrollo de la delaminación, puesto que el material astenosférico ya tenía espacio suficiente para ascender por el conducto y expandirse lateralmente. En cambio, reducir la anchura del conducto ralentiza el mecanismo de delaminación. Para conductos muy

estrechos (alrededor de 50 km o menos, modelos LM72.3 y LM72.4), la relajación térmica cierra el conducto y la evolución ‘in situ’ es muy similar al proceso de remoción convectiva.

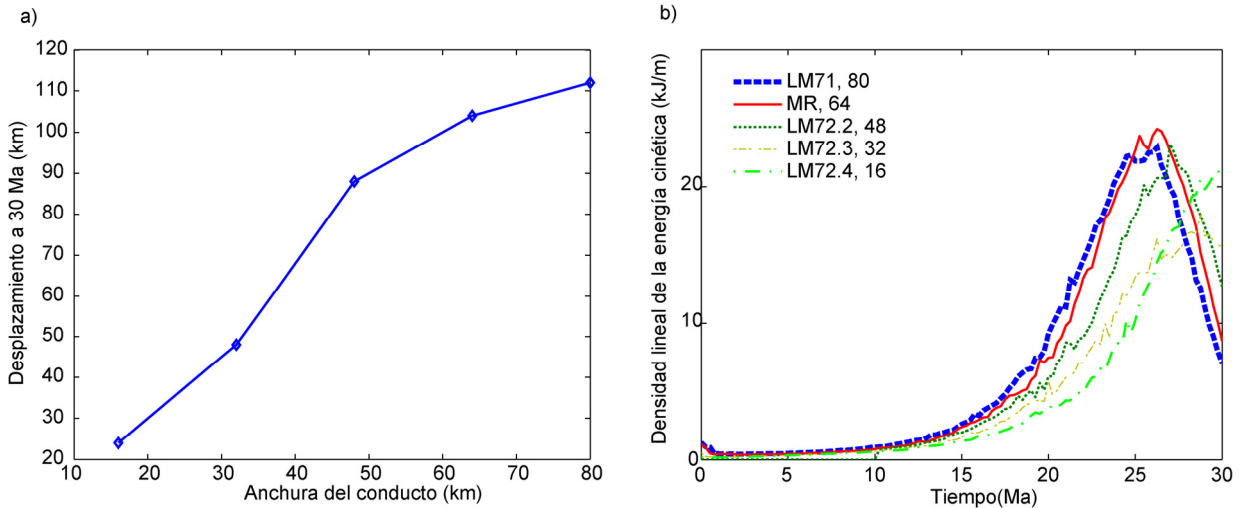


Figura 4.27. (a) Desplazamiento acumulado tras 30 Ma de evolución y (b) evolución temporal de la energía cinética (‘gráfica del ECt’) para conductos con diferentes anchuras, indicadas en km. La anchura del conducto en el Modelo de Referencia es de 64 km.

Respecto a la naturaleza del material que ocupa el conducto, la figura 4.28 muestra la evolución de un modelo en el que el conducto está formado por material litosférico de baja viscosidad. El resto de los parámetros son exactamente los mismos que en el MR. La viscosidad máxima del conducto en este modelo se fija a 10^{20} Pa s. Esta condición produce un ‘conducto litosférico de baja viscosidad’, cuyos valores de viscosidad son iguales a los del manto litosférico en la parte inferior del conducto disminuyendo hasta ser dos órdenes de magnitud menores que en la parte superior del conducto. Sin embargo, el material en el conducto es inicialmente más viscoso que en el caso del ‘conducto astenosférico’ de nuestro MR.

La distribución de temperaturas no muestra ningún conducto en el estado inicial, puesto que la temperatura en el ‘conducto litosférico de baja viscosidad’ es la misma que la del manto litosférico circundante (figura 4.28a). La evolución predicha es cualitativamente

la misma que para nuestro MR, mostrando que el efecto de la naturaleza del conducto es pequeño. Al principio, el conducto es calentado por el ascenso del material astenosférico y tras 6 Ma (figura 4.28b) la distribución térmica recuerda la distribución térmica inicial de nuestro MR. Entonces, se produce una rápida migración lateral del punto de delaminación (figura 4.28c) y la raíz orogénica crece y se hunde, alcanzando la base del manto superior tras sólo 20 Ma de evolución (figura 4.28d). En nuestro MR, este desarrollo es más lento puesto que la astenosfera al contacto con la corteza inferior se enfría y, por tanto, su viscosidad aumenta, creando una delgada ‘barrera’ de alta viscosidad que, en este caso, no aparece debido a la limitación en la viscosidad máxima en el conducto.

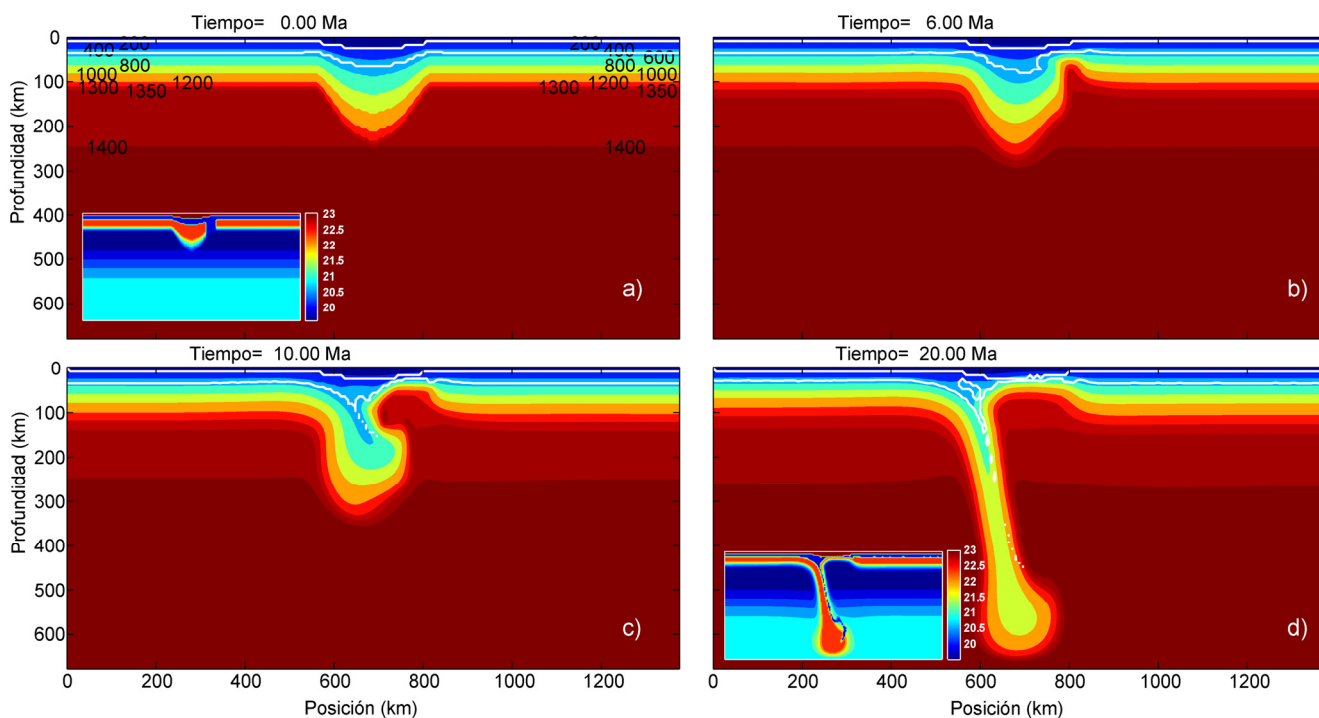


Figura 4.28 Evolución de un proceso de delaminación con ‘conducto litosférico de baja viscosidad’. . Los colores representan la distribución de temperatura, con los valores en °C. Las líneas blancas muestran las bases de la corteza superior e inferior. Las gráficas pequeñas insertadas en las figuras a) y d) muestran la distribución de la viscosidad (Pa s) en escala logarítmica.

Se han propuesto diferentes mecanismos para explicar el ascenso de material astenosférico hasta la base de la corteza. Bird (1979) argumentaba que se producen ocasionalmente fracturas que rompen toda la litosfera cuando los continentes se abren

alrededor de un ‘rifting’. Este autor también sugirió que una “pluma” de material caliente bajo una placa continental podría erosionarla hasta la Moho. Turcotte (1983) proponía que la astenosfera podía ascender a través de una línea volcánica asociada a una zona de subducción. Schott y Schmeling (1998) introdujeron una zona de baja viscosidad de unos 200 km de anchura para facilitar el ascenso de material astenosférico hasta la Moho (figura 4.1). Estos autores proponían que esta zona de baja viscosidad era una secuela de una zona de subducción en la que las reacciones de deshidratación de los minerales del slab habrían liberado agua, creando una zona de manto litosférico hidratado con baja viscosidad por encima del slab subducente. Arcay et al. (2007) desarrollaron una modelización termo-mecánica en 2D de la subducción incluyendo el flujo mantélico en la cuña entre el slab y la placa superior (“mantle wedge flow”), y el efecto debilitador que la presencia de agua ejerce sobre los materiales del manto. Sus resultados mostraban que este debilitamiento puede producir un fuerte adelgazamiento térmico en la placa superior en la zona hidratada.

Nuestros resultados sugieren que el mecanismo de delaminación está probablemente relacionado con procesos de debilitamiento por deshidratación como los propuestos por Schott y Schmeling (1998) o procesos de erosión térmica como los modelados por Arcay et al. (2007), dado que estos procesos crean zonas de viscosidad reducida más amplias que otros procesos propuestos, como líneas volcánicas o fracturas litosféricas.

4.3.4 Conclusiones

En este trabajo hemos mostrado que la migración lateral del punto de delaminación es muy sensible a la viscosidad del manto litosférico y, en menor grado, a la viscosidad de la astenosfera. Un incremento de sólo un orden de magnitud en la viscosidad máxima del manto litosférico (de 10^{22} a 10^{23} Pa s) provoca un cambio de una delaminación bien desarrollada con fuerte desplazamiento del punto de delaminación a la completa inhibición del proceso. El desarrollo del mecanismo de delaminación está también favorecido por la baja viscosidad y alta densidad de la corteza inferior. Ambas

condiciones podrían estar relacionadas con la presencia de eclogita en una corteza inferior orogénica.

La migración del punto de delaminación se acompaña de engrosamiento de la corteza delante del punto en migración y adelgazamiento cortical detrás del punto. El engrosamiento cortical está causado por el arrastre viscoso ejercido por el hundimiento del manto litosférico delaminado. En estas zonas, la Moho puede alcanzar profundidades de más de 100 km. Más aún, el mecanismo de delaminación se muestra muy efectivo para producir un adelgazamiento significativo de corteza previamente engrosada.

Este trabajo resalta como este patrón de engrosamiento/adelgazamiento asociado a la migración de la delaminación es la consecuencia más característica a escala litosférica del mecanismo de delaminación. Estas regiones acopladas de adelgazamiento/engrosamiento no son simétricas: la zona adelgazada es siempre más amplia que la zona engrosada. Según va aumentando la densidad de la corteza inferior orogénica, la corteza arrastrada adopta una forma estrecha y alargada, cada vez más similar a la geometría típica de la corteza en zonas de subducción oceánica.

Aunque la naturaleza del conducto, bien sea formado de material litosférico de baja viscosidad, bien sea formado de material astenosférico, no afecta significativamente al desarrollo de la delaminación, el conducto debe ser suficientemente ancho para permitir un significativo ascenso de material astenosférico. Según estos resultados, procesos de debilitamiento litosférico por deshidratación (Schott y Schmeling, 1998) o procesos de adelgazamiento térmico (Arcay et al., 2007) ocurridos durante previos episodios de subducción son mecanismos plausibles para la formación del ‘conducto de baja viscosidad’, puesto que estos mecanismos crean conductos más anchos que los producidos por líneas volcánicas o fracturas litosféricas.

En este escenario hipotético de subducción, una vez se alcanza la colisión continental, la formación de una raíz orogénica, junto con la presencia del ‘conducto de baja viscosidad’ (creado durante la subducción) crearían una configuración que, de acuerdo a nuestros resultados, puede desencadenar la delaminación continental. Nuestro estudio, por lo tanto, indica una posible relación genética (en su sentido etimológico de origen), entre la delaminación continental y procesos previos de subducción.

5.- Aplicación a zonas concretas

En este apartado pretendemos mostrar la versatilidad y aplicabilidad del código desarrollado. Para ello, evaluaremos cuantitativamente modelos conceptuales que han sido propuestos en la literatura para estas zonas concretas. Por tanto, no nos vamos a centrar en discutir si esos modelos conceptuales son mejores o peores que otros modelos, o si el mecanismo de delaminación es el único de los propuestos que explica los observables en la región específica, sino que queremos mostrar que nuestro código es capaz de reproducir el modelo conceptual propuesto para esa región y comprobar que observaciones de primer orden son compatibles con las predicciones de nuestros modelos.

5.1 Aplicación al mar de Alborán y cordillera Bético-Rifeña

5.1.1 Introducción

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 de África y Eurasia, 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 de espesor

cortical concuerdan con valores obtenidos en estudios de sismica de gran ángulo (e.g. Hatzfeld et al., 1978; Banda, 1988; Banda et al., 1993). Coinciden también 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 (figura 5.1). 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.

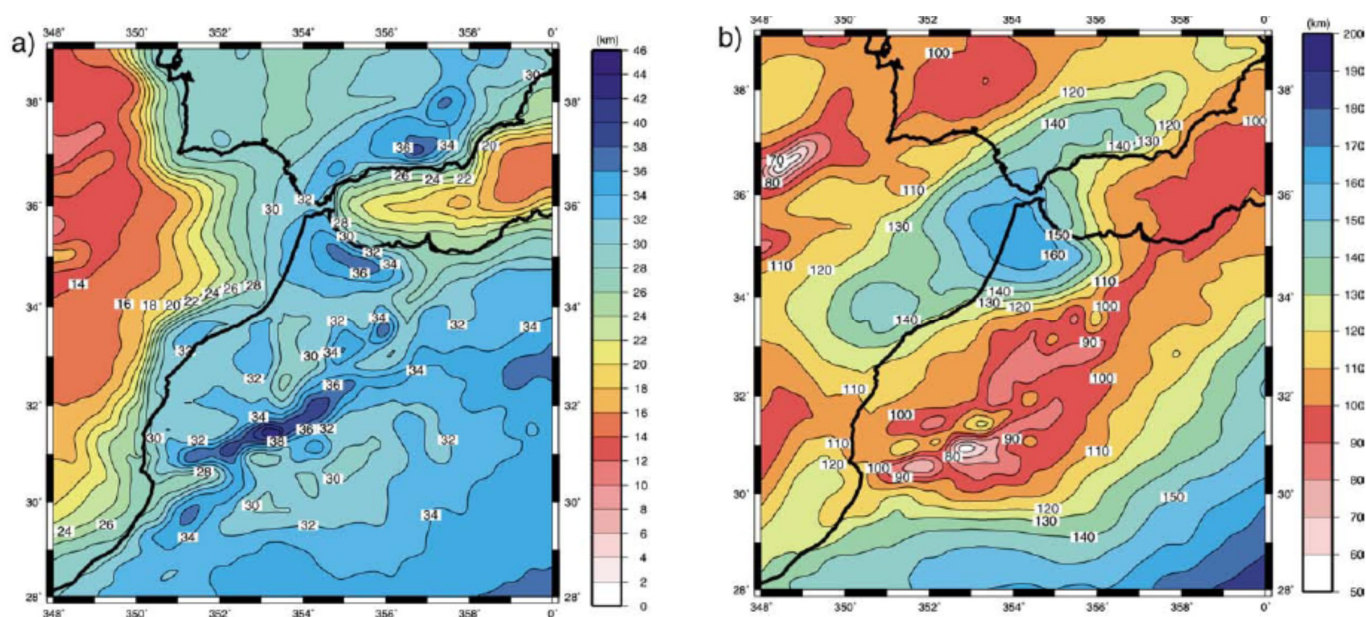


Figura 5.1. Estructura de la litosfera derivada de datos de topografía y anomalía del geoide obtenida por Fullea et al. (2007). a) Mapa de la profundidad de la Moho, con isolíneas cada 2 km. b) Mapa de la profundidad de la base del manto litosférico, contornos cada 10 km.

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 (figura 5.2a). 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). Calvert et al. (2000) propusieron un modelo conceptual de evolución para el Mar de Alborán, modificando un modelo previo de Platt y Vissers (1989), para explicar los resultados de su detallado estudio tomográfico. Este modelo evolutivo se basa en un mecanismo de delaminación de un manto litosférico previamente engrosado por la convergencia entre las placas tectónicas de África y Eurasia (figura 5.2b). 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.

Un tercer conjunto de modelos explican la evolución de esta zona como el resultado de la verticalización y retroceso (“*roll-back*”, figura 5.2c) de un slab que subduce hacia el Este, bien de forma activa (e.g., Gutscher et al., 2002) o inactiva (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 cabalgamientos activos que se extendería hasta las montañas submarinas de La Herradura en el Atlántico oriental (e.g., Royden, 1993).

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 (figura 5.2b; Calvert et al., 2000) como de subducción (Spakman y Wortel, 2004).

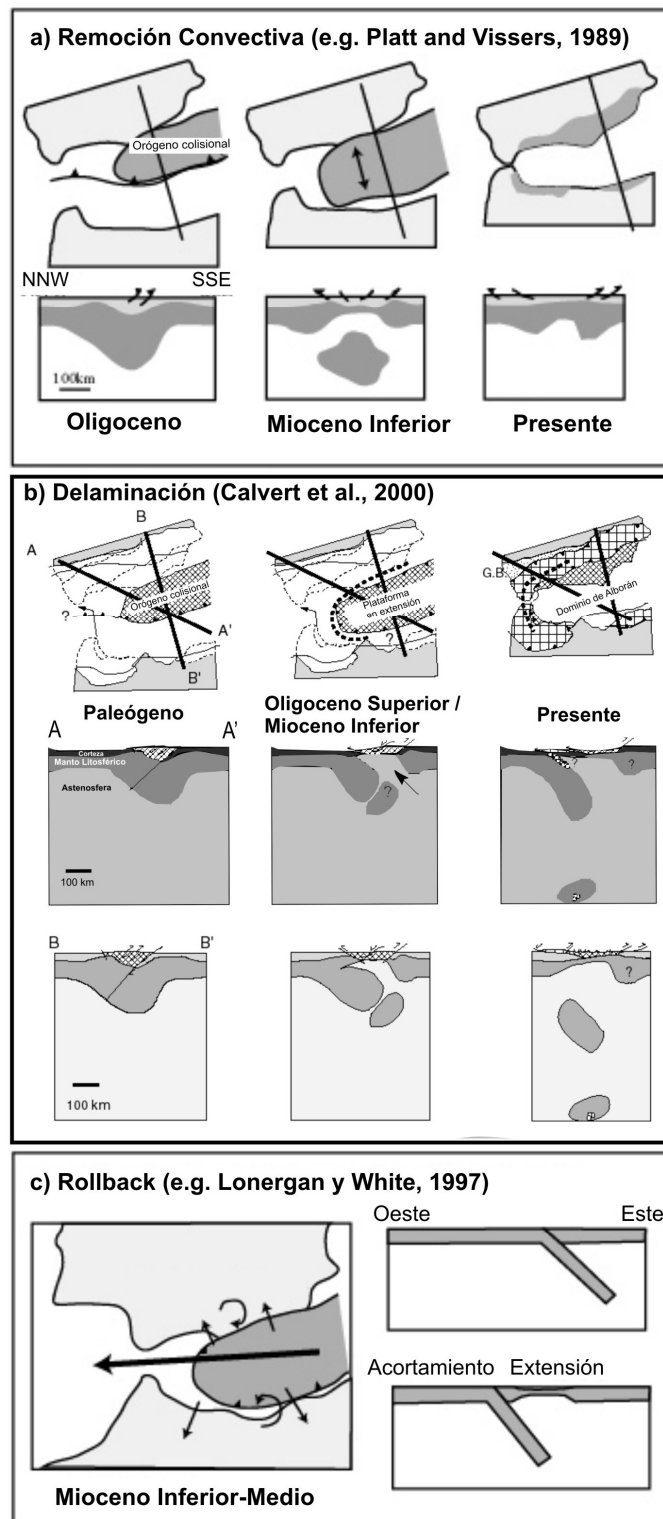


Figura 5.2.- Modelos conceptuales propuestos para la evolución del Mar de Alborán. Ligeramente modificado de Calvert et al. (2000).

Las figura 5.3 y 5.4 muestran diferentes imágenes tomadas del modelo tomográfico global de ondas P de Villaseñor et al. (2003). La figura 5.3a muestra una sección vertical que cruza, de noroeste a sudeste, la Cuenca del Guadalquivir, el Arco de Gibraltar y el Mar de Alborán. Esta sección vertical coincide con la sección AA' que utilizan Calvert et al. (2000) para ilustrar su modelo de delaminación continental (figura 5.2b) y 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, tal y como puede observarse en los cortes horizontales (figura 5.4). La figura 5.3b muestra otra sección vertical en la latitud 36.15 °N, al norte del Estrecho de Gibraltar. Estas imágenes tomográficas son consistentes 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.

En este trabajo hemos aplicado el código numérico TEMESCH para simular la evolución termo-mecánica 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 discutir 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. 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 de tomografía sísmica de la zona, la distribución de sismicidad de profundidad intermedia y el adelgazamiento/engrosamiento de corteza y manto litosférico en diferentes regiones. Incluiremos unos cálculos preliminares de topografía isostática obtenidos a partir de los resultados de nuestro modelo.

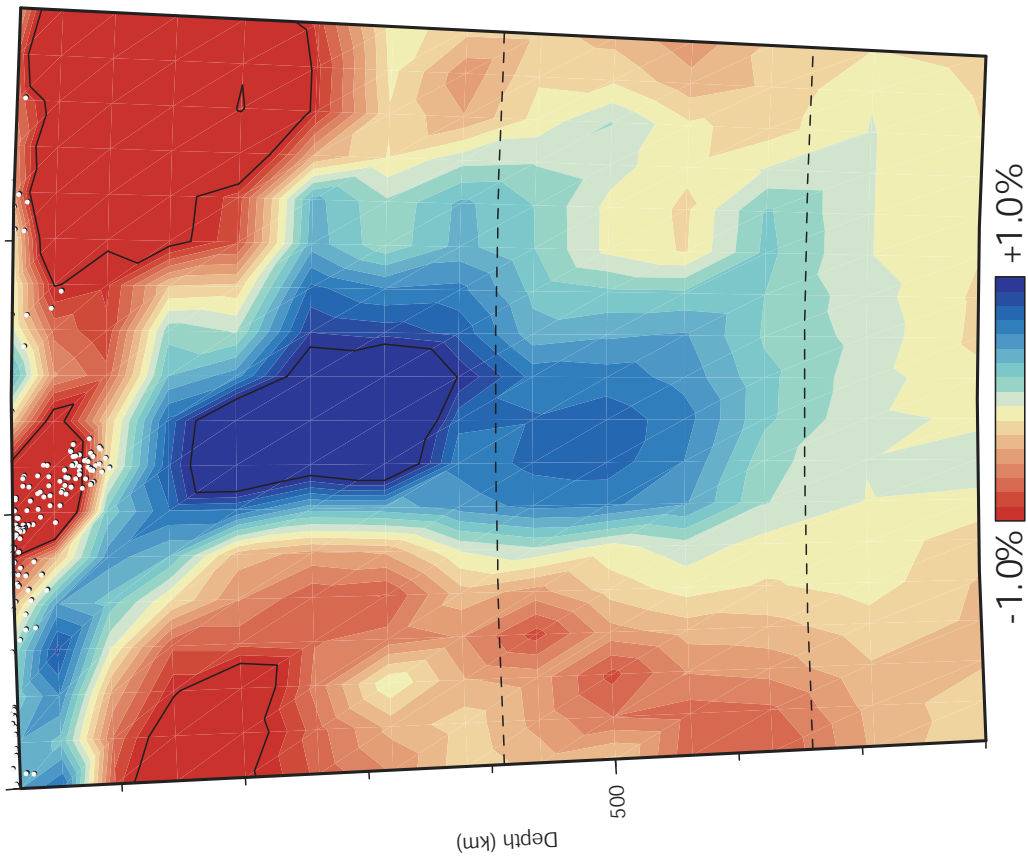
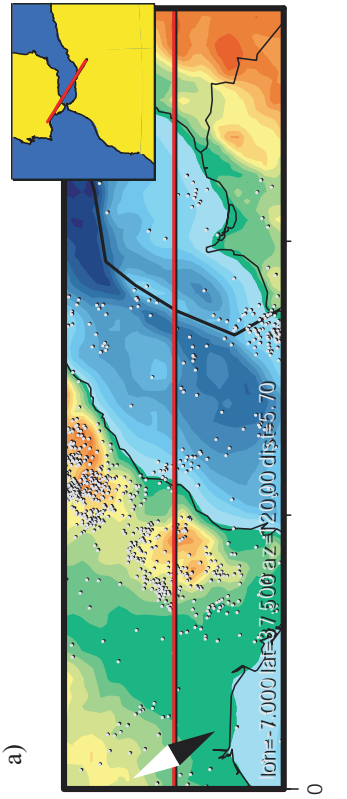
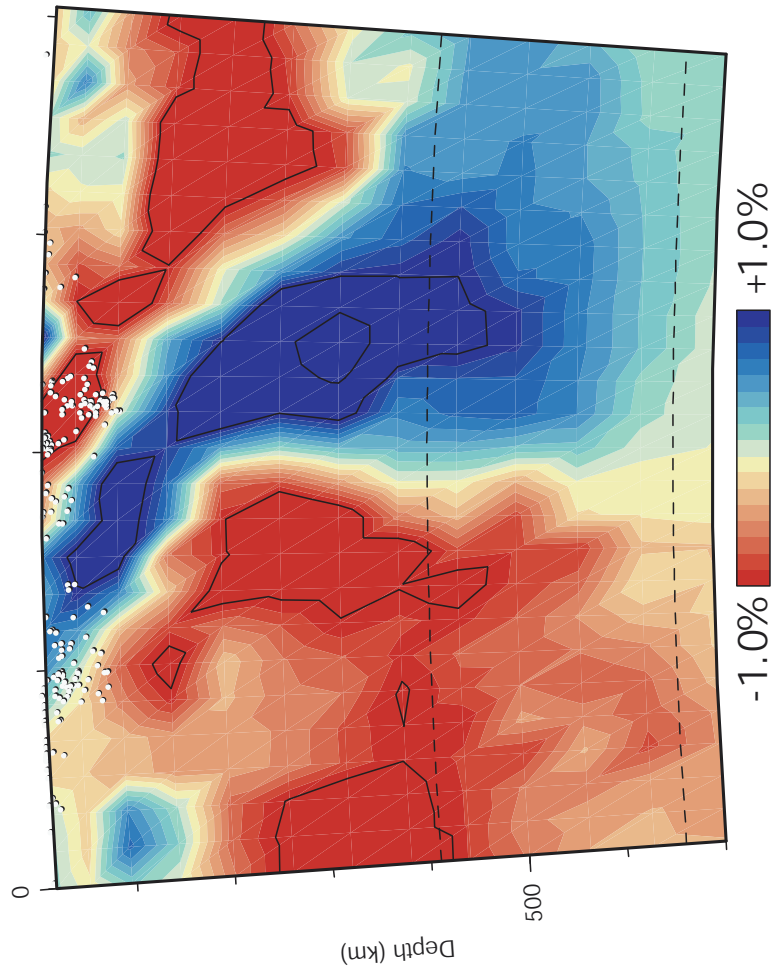
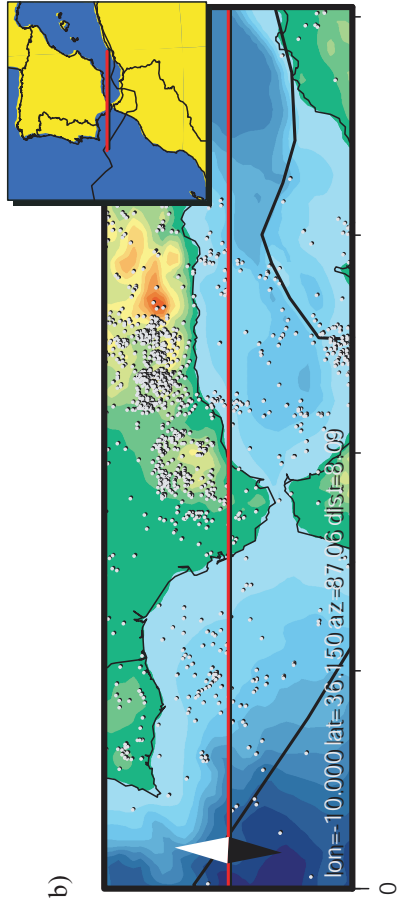


Figura 5.3.- Imágenes tomográficas de Villaseñor et al. (2003), basada en un modelo global de propagación de ondas P. La imagen tomográfica ha sido obtenida usando los tiempos de llegada de terremotos listados en los boletines del "International Seismological Centre" (ISC), reprocesados usando la metodología EHB (Engdahl et al., 1998). El método de inversión es el mismo de Bijwaard et al. (1998), pero con un significativo aumento de datos blancos a la incorporación de tiempos de llegada de terremotos regionales. Los círculos blancos en la imagen sobre la imagen tomográfica de los terremotos ocurridos en una banda de 100 km de ancho centrada en la sección.

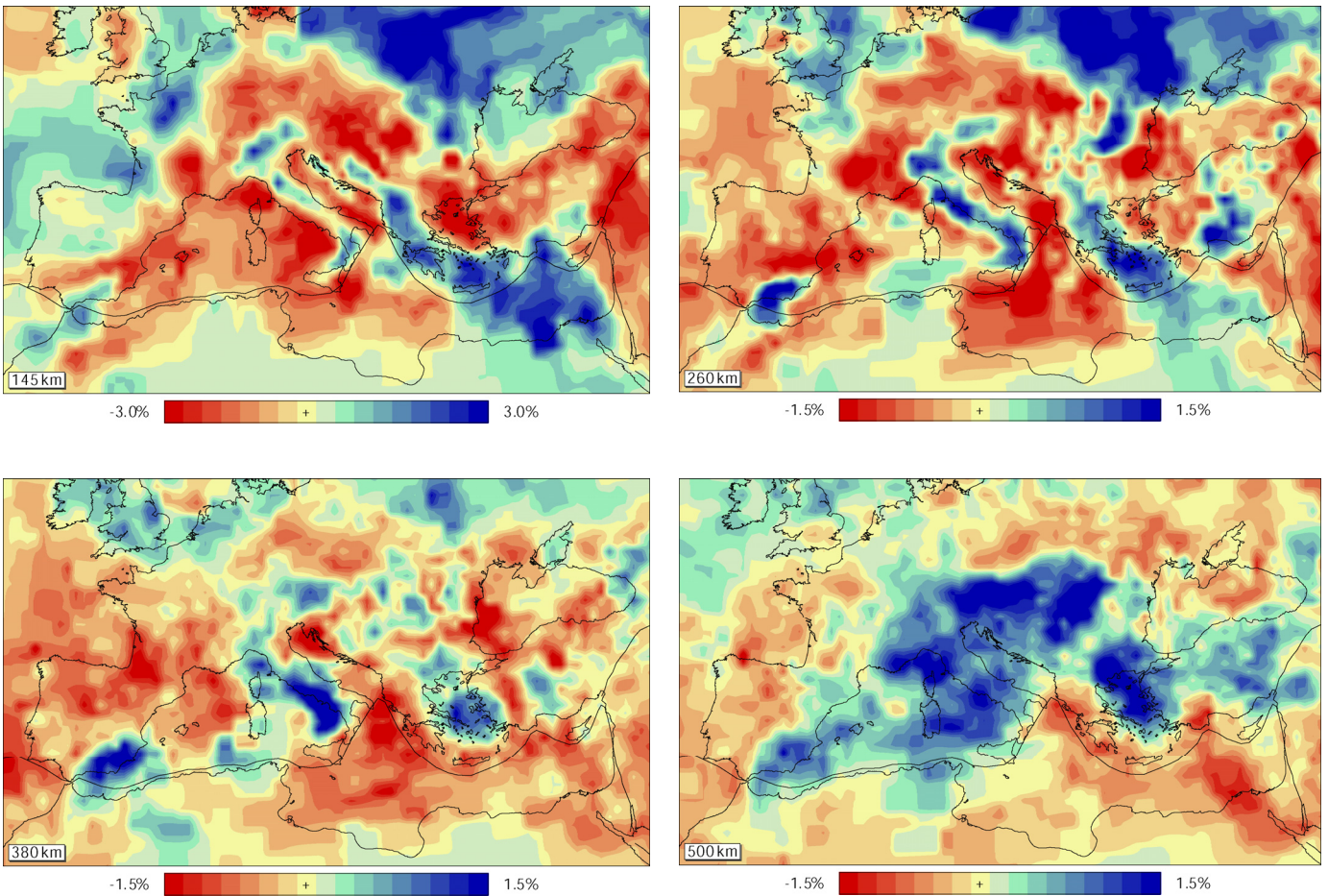


Figura 5.4 Secciones horizontales de anomalías de velocidad de ondas P a profundidades de (a) 145 km, (b) 260 km, (c) 380 km y (d) 500 km. (Villaseñor et al., 2003)

Insistimos en 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 y reproducir modelos conceptuales propuestos para la zona. Para estos procesos geodinámicos, 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.

5.1.2 Estado inicial y descripción del modelo

La descripción del modelo numérico, las condiciones de contorno y el estado inicial, así como los valores de los parámetros utilizados son los mismos que han sido presentados en el apartado 4.2.2 del capítulo anterior. Los espesores iniciales (no perturbados) de la corteza superior (15 km), inferior (22 km) y del manto litosférico (120 km) son modificados según la ecuación (3.61) 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 deducidos de los cálculos térmicos de Platt et al. (1998).

Los valores de los parámetros utilizados en el apartado 4.2.2 fueron escogidos para reproducir la evolución temporal del Mar de Alborán y son compatibles con los valores dados en la modelización litosférica de Torné et al. (2000) y de Fullea et al. (2007). Recordemos que en este modelo, por simplicidad, la corteza inferior no está diferenciada, sino que tiene un único valor de densidad en toda la capa. 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). De esta manera, la densidad cortical media resultante en la zona no perturbada (2950 kg/m^3) dista de cualquiera de los valores deducidos en la región. Sin embargo, hemos realizado pruebas que demuestran que haber utilizado valores de densidad excesivamente elevados en la zona no perturbada no ha afectado significativamente a los resultados, puesto que la evolución del modelo depende fundamentalmente de las características de la zona engrosada.

5.1.3 Discusión de los resultados

Los resultados de las evoluciones presentados en el apartado 4.2.3 permiten estudiar, en términos comparativos, las implicaciones geodinámicas que tienen cada uno de los modelos conceptuales propuestos (remoción convectiva y delaminación) para la evolución desde el Neógeno (últimos 30 Ma) del Mar de Alborán y la cordillera Bético-Rifeña circundante.

De los resultados presentados previamente, se desprende que, con nuestras hipótesis y condiciones, ni en la versión del modelo no dependiente de la temperatura (figura 4.7) ni incluyendo la dependencia con la temperatura de la densidad y la viscosidad (figura 4.9) puede obtener adelgazamiento litosférico ni cortical. Contrariamente al modelo conceptual propuesto (figura 5.2a), no se produce ningún desprendimiento de material litosférico, sino que el material es arrastrado hasta profundidades de unos 350 km.

De hecho, la continuidad que presenta la anomalía de alta velocidad de ondas P a lo largo de todo el manto superior de acuerdo con las imágenes topográficas mostradas (figura 5.3), también indica que la ruptura y desprendimiento de la raíz litosférica que postula el modelo conceptual de remoción convectiva (figura 5.2a; Platt y Vissers, 1989), no ha ocurrido, al menos, en el área del Arco de Gibraltar.

Nuestro primer objetivo es reproducir el modelo conceptual propuesto por Calvert et al. (2000) (figura 5.2b) y se puede ver en los resultados presentados en el capítulo 4 que tanto el modelo con parámetros constantes (figura 4.8) como los modelos térmicamente dependientes (figuras 4.10 y 4.11) reproducen adecuadamente este modelo conceptual. La figura 5.4 muestra de nuevo aquí los estados finales de los modelos dependientes de la temperatura sin considerar el efecto de la transformación olivino-espinela (figura 5.5a) y considerándolo (figura 5.5b)

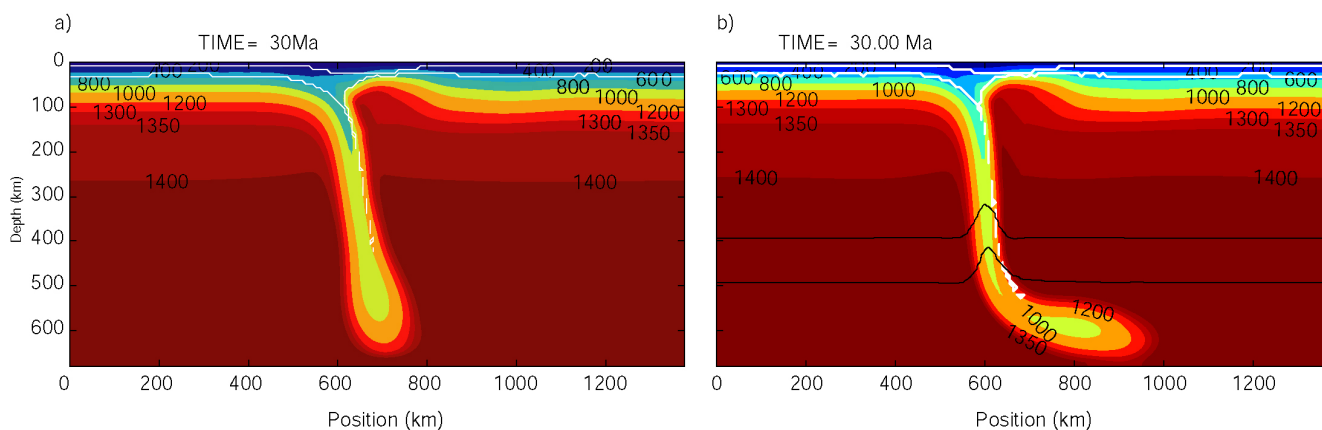


Figura 5.5. Estados finales de los dos modelos con parámetros dependientes de la temperatura presentados en el capítulo 4. Los colores representan la distribución de temperatura, con los valores en °C. Las líneas blancas muestran las bases de la corteza superior e inferior. (a) Sin considerar el efecto de la transformación olivino-espinela. (b) Considerando el efecto de la transformación olivino-espinela. Las líneas negras marcan el inicio (línea superior) y el final (línea inferior) de la zona de transformación de fase.

Tras 30 Ma de evolución, hay un fuerte adelgazamiento litosférico que permite que la astenosfera esté prácticamente en contacto con la corteza inferior, lo que provocaría un aumento de flujo de calor superficial y, posiblemente magmatismo, debido a las altas temperaturas y baja presión de la astenosfera. La corteza está también adelgazada en ciertas zonas, especialmente la corteza inferior, de viscosidad menor. Este adelgazamiento cortical concuerda con numerosos estudios realizados en la zona usando sísmica de refracción y reflexión y de campo potenciales que muestran adelgazamiento de la corteza en la zona de la cuenca de Alborán (Torné et al., 2000; Fullea et al., 2007; ver también referencias en ambos estudios).

Cabe destacar que este modelo permite explicar la coexistencia del adelgazamiento y el engrosamiento. En efecto, adyacente a la zona adelgazada, el modelo muestra un aumento en la profundidad de la Moho provocado por el arrastre viscoso de material de la corteza inferior ejercido por el material litosférico en hundimiento. La Moho puede alcanzar profundidades de hasta 100-150 km, aunque el material cortical arrastrado alcanza profundidades aún mayores. Este material cortical adopta una forma estrecha y alargada similar a la observada en las zonas de subducción oceánica. Es esperable que el material cortical a tan grandes profundidades haya sido afectado por fuertes

deformaciones internas, de forma que podría estar relacionado con la ocurrencia de terremotos de profundidad intermedia (hasta profundidades de 130 km aproximadamente) en la parte occidental del Mar de Alborán. Estos terremotos presentan ejes de tensión aproximadamente verticales (e.g. Bufo et al., 1991; Bufo et al., 1997), lo que es compatible con la flotabilidad negativa del slab delaminado. Además, el material cortical a tan altas profundidades es presumible que haya sufrido metamorfismo de alta presión (e.g. eclogitización) que haya aumentado su densidad respecto a los valores típicos de corteza (véase la discusión en Leech, 2001). 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.

La figura 5.6 muestra las predicciones de topografía isostática. El método utilizado compara la flotabilidad de cada columna de la malla con la flotabilidad de la columna del extremo izquierdo del modelo, tomada como referencia, bajo la hipótesis de isostasia local y siguiendo a Lachenbruch y Morgan (1990). La profundidad del nivel de compensación es la base de nuestro modelo. La presencia de un slab delaminado buzante y el propio peso que ejerce el orógeno hacen que sea claramente preferible un mecanismo regional para el cálculo de la topografía. Tampoco hemos incluido los efectos dinámicos debidos al ascenso de material astenosférico y al hundimiento del slab. Sin embargo, hemos utilizado la hipótesis de isostasia local para obtener una primera estimación del patrón de levantamiento/subsidencia como respuesta a la redistribución de masas resultante del proceso de delaminación. Los resultados muestran que el engrosamiento cortical produce levantamiento topográfico mientras que la subsidencia se sitúa sobre el slab delaminado. El efecto del slab a altas profundidades, es por tanto, significativo.

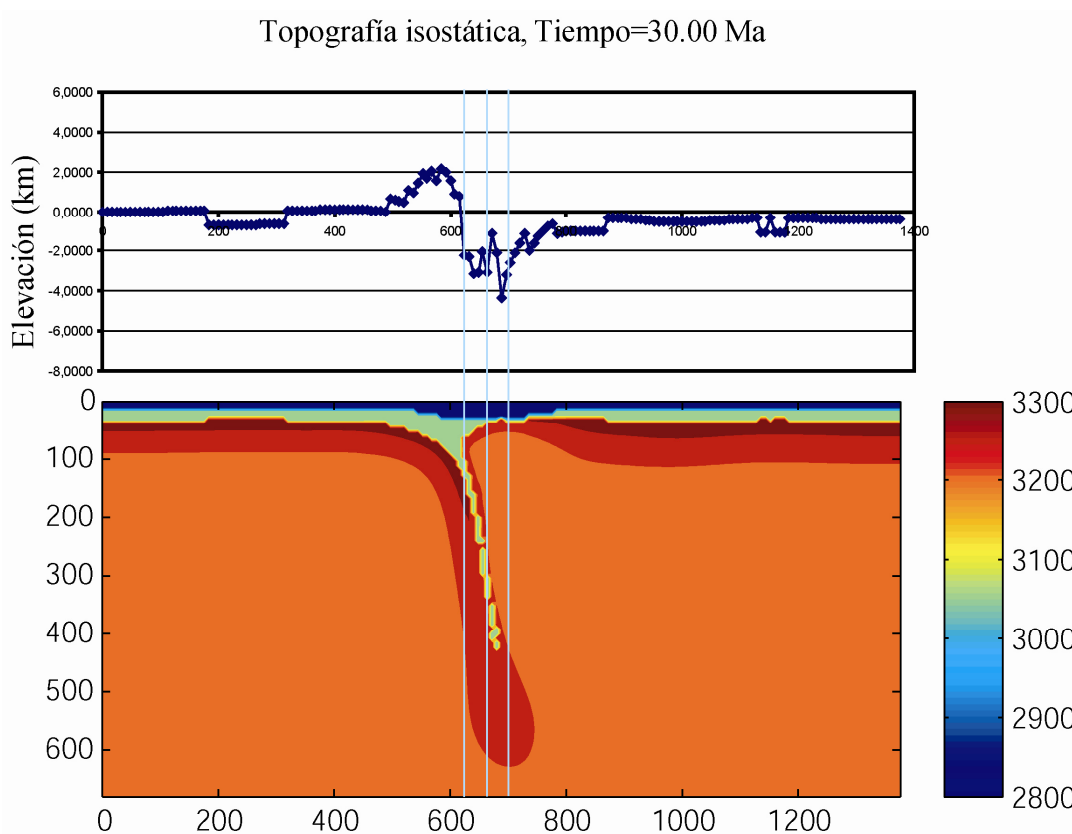


Figura 5.6. Distribución de densidad (en colores, las isóneas de densidad) y topografía isostática para el estado final del modelo. Las líneas azules verticales son líneas auxiliares. Las perturbaciones de pequeña escala en la topografía isostática son debidas a la simplificación por asumir isostasia local

Como se puede constatar, hay una clara similitud entre la estructura del manto superior descrita por las imágenes tomográficas de Villaseñor et al. (2003) (figura 5.3) y la predicha por los modelos de delaminación tras 30 Ma de evolución sin incluir el efecto de la transformación de fase (figura 5.5a), y aún mayor al incluir dichos efectos (figura 5.5b). La anomalía de baja velocidad por encima del slab es consistente con el arrastre de la corteza inferior hasta profundidades de en torno a 100-150 km. 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 la eclogita el candidato más probable.

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. 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 pueden dar lugar a una distribución de velocidades de ondas sísmicas muy similar. Sin embargo, hay una característica que, bajo nuestro punto de vista, claramente contradice la interpretación de subducción oceánica: 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 (figuras 5.3 y estudios de Serrano et al., 1998, y Morales et al., 1999) sino que se localizan en el área de baja velocidad de ondas sísmicas, interpretada por Gutscher et al. (2002) como “cuña” de material astenosférico.

Nuestra modelización físico-numérica se muestra capaz de reproducir satisfactoriamente las principales características del modelo conceptual de delaminación propuesto por Calvert et al. (2000) (figura 5.2b), si bien no obtenemos el desprendimiento del slab que proponen estos autores bajo las Béticas orientales. Además, bajo las hipótesis consideradas (por ejemplo, reología lineal), nuestro modelo para el mecanismo de remoción convectiva no predice el adelgazamiento y desprendimiento del manto litosférico propuesto por Platt y Vissers (1989) (figura 5.2a). En el apartado 4.2.5 ya se discutió sobre la necesidad de introducir reologías débiles *cuasi-frágiles* (Schott y Schmeling, 1998) o viscosidades litosféricas muy bajas (e.g. Gemmer y Houseman, 2007; Göğüş y Pysklywec, 2008a) para producir adelgazamiento litosférico con este mecanismo.

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.

5.1.4 Conclusiones

En este trabajo hemos presentado una aplicación del código TEMESCH, que nos ha 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 del 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 de 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; figura 5.2b) reproduce satisfactoriamente algunas 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 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-espínela muestra

como el aumento de la densidad en el interior del slab acelera el hundimiento del material litosférico de modo significativo (figuras 4.10 y 5.5b).

El modelo predice que la base de la corteza inferior es mecánicamente arrastrada hasta profundidades de unos 150 km por acoplamiento viscoso con el slab de manto litosférico delaminado. El modelo de delaminación también es consistente con la estructura del manto superior que se infiere a partir de las imágenes de tomografía sísmica (figuras 5.3 y 5.4). 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. Nuestra modelización sugiere que, en acuerdo con previos estudios (e.g., Serrano et al., 1998; Morales et al., 1999), esta sismicidad podría estar relacionada con la presencia de corteza continental muy deformada a altas profundidades.

5.2.- Aplicación a Sierra Nevada, California

5.2.1 Introducción

Las montañas de la parte sur de Sierra Nevada, en California, son de las más altas de todo Estados Unidos, con unos 3 km de elevación media. Sin embargo, estudios de sísmica de refracción (Fliedner et al., 2000) o de funciones receptoras (Zandt et al., 2004; Gilbert et al., 2007) muestran que la corteza en esta zona tiene sólo 35-40 km de espesor, contrariamente a lo esperado para soportar la elevada topografía. El estudio de los xenolitos¹ (Ducea y Saleeby, 1996; 1998; Lee et al., 2000; 2001) y de las rocas

¹ En geología, el término xenolito casi exclusivamente se usa para designar las inclusiones en rocas ígneas durante el flujo de magma y la erupción.

volcánicas (Farmer et al., 2002) indica que hace 10-12 Ma bajo Sierra Nevada existía un manto litosférico denso por su elevado contenido en eclogita. Este manto fue removido de esa zona hace 10-3.5 Ma, coincidiendo con un súbito incremento en la topografía de hasta 600 m (Clark et al., 2005). El material removido parece estar hundiéndose en el manto bajo la zona de Great Valley (figura 5.7a) y se relaciona comúnmente con una anomalía de alta velocidad de ondas P situada al oeste de la cordillera, buzando hacia el este, que, según diversos autores (Benz y Zandt, 1993; Jones et al., 1994; Boyd et al., 2004) alcanza 250-300 km de profundidad en el manto (figura 5.7b).

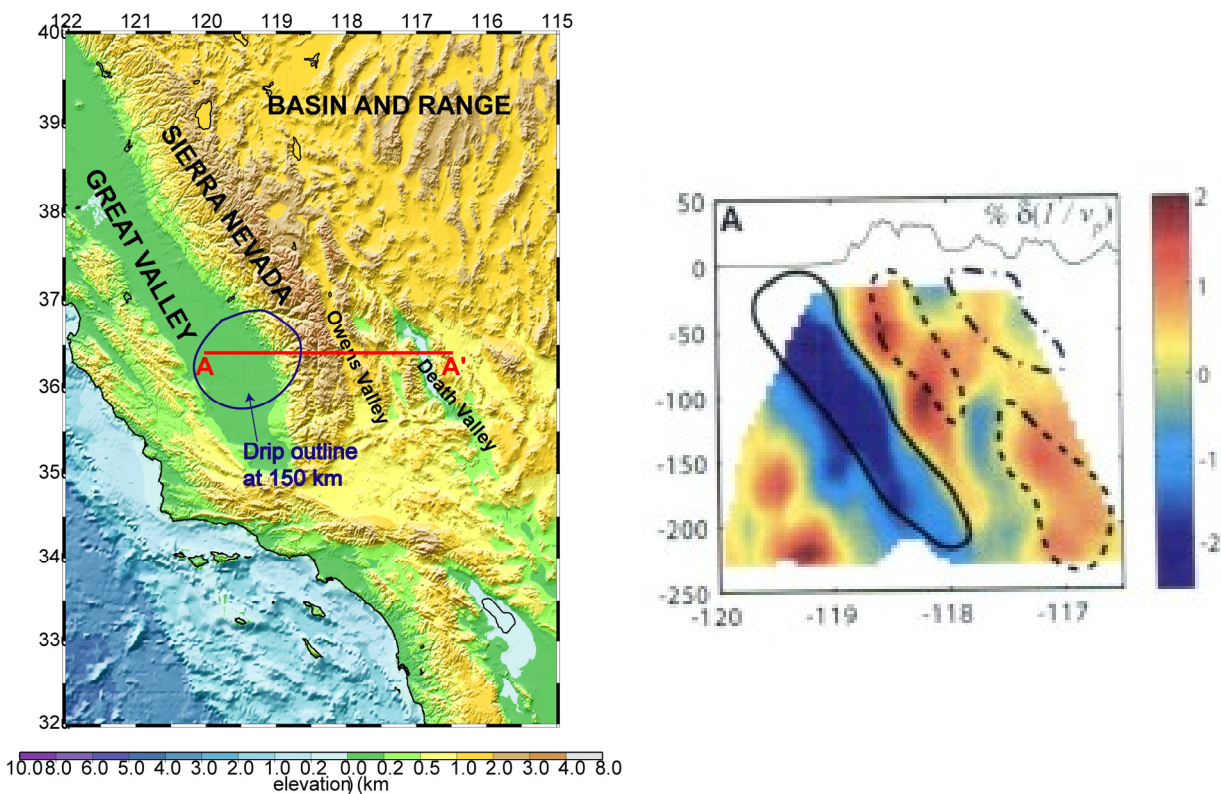


Figura 5.7. (a) Mapa topográfico de la región de estudio. Se ha superpuesto en azul el contorno de la anomalía de alta velocidad de ondas P a 150 km de profundidad. (b) Imagen tomográfica en el perfil vertical AA' mostrando el porcentaje de anomalía en la velocidad de las ondas P. (modificado de Boyd et al., 2004)

Varios estudios numéricos (e.g. Molnar y Jones, 2004; Harig et al., 2008) han explicado la eliminación de manto litosférico por el desarrollo de una inestabilidad de Rayleigh-Taylor. Estos modelos predicen la posibilidad de la formación de dos inestabilidades simétricas que se propagarían una hacia el norte y otra hacia el sur. Estos autores

señalan que las dos anomalías de alta velocidad de ondas P situadas al norte y al sur del Valle Central, al oeste de Sierra Nevada, podrían ser los lugares actuales de hundimiento de material litosférico (ver proceso de formación de doble gota en apartado 1.1, figura 1.2). Sin embargo, los mismos autores señalan que no existe una completa simetría norte-sur en la historia evolutiva de Sierra Nevada, y que el área sobre la anomalía más meridional está bajo subsidencia activa. Esta asimetría dificulta asignar al mismo proceso el origen de ambas anomalías. Además, Boyd et al. (2004) sostienen que el buzamiento hacia el este del cuerpo de alta velocidad mostrado en su tomografía (figura 5.7b) es incompatible con estructuras verticales que predicen los modelos anteriormente mencionados.

Combinando la información geológica disponible con los nuevos datos obtenidos a partir de sismología de funciones receptoras, Zandt et al. (2004) propusieron una secuencia de eventos para la evolución del sur de Sierra Nevada, California, basada en la propagación lateral del hundimiento de una raíz litosférica muy densa debido a la presencia de un batolito cuyo origen podría ser la subducción mesozoica (figura 5.8a). La migración hacia el norte del punto triple de Mendocino retiró el slab, poniendo la raíz litosférica bajo Sierra Nevada en contacto con la astenosfera (figura 5.8b). La raíz litosférica, más densa, comenzó a desestabilizarse por un mecanismo de Rayleigh-Taylor (figura 5.8c). El crecimiento de la inestabilidad produjo una fuerte asimetría en el hundimiento, localizado en la parte oeste de Sierra Nevada, acompañado por ascenso de material astenosférico en la zona este de la Sierra y al oeste de la región de “Basin and Range” (figura 5.8d). Aunque estos autores denominan su modelo conceptual como de inestabilidad de Rayleigh-Taylor con fuerte flujo asimétrico, el modelo que proponen comparte importantes características con la delaminación: la migración lateral del engrosamiento cortical y el fuerte adelgazamiento litosférico de una zona previamente engrosada. Además, el modelo conceptual propuesto por Zandt et al. (2004) considera la presencia de manto litosférico debilitado por la deshidratación del material cortical subducido previamente que, como se ha presentado ya en esta memoria de tesis, puede actuar de desencadenante de la delaminación. Göğüş y Pysklywec (2008a) también señalan que las observaciones de Zandt et al. (2004) podrían ser consistentes con un mecanismo de delaminación de manto litosférico.

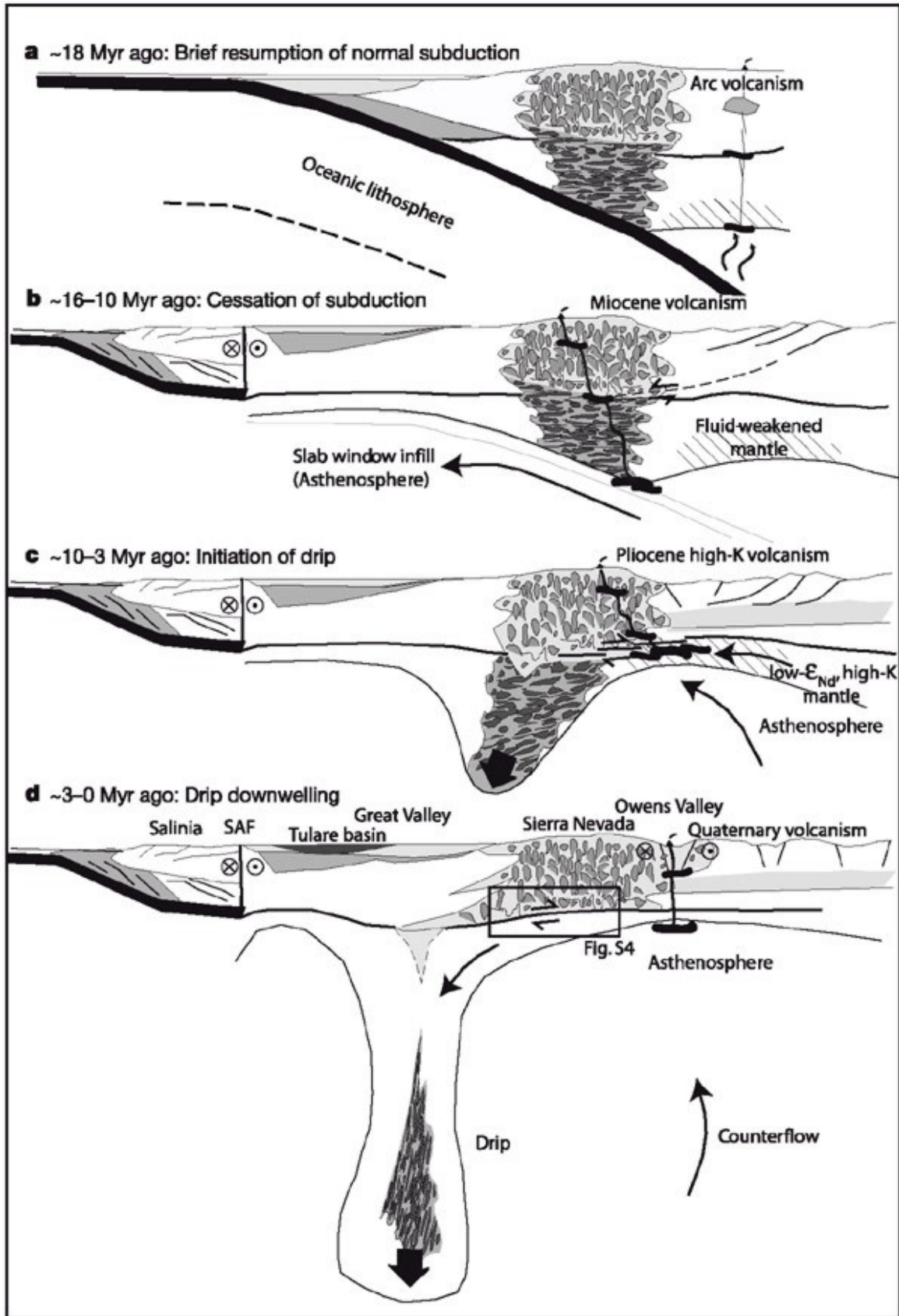


Figura 5.8 Secuencia de evolución propuesta por Zandt et al. (2004) para la zona de Sierra Nevada.

Le Pourhiet et al. (2006) también rechazaron la hipótesis de la remoción convectiva o inestabilidad de Rayleigh-Taylor, basándose en modelos numéricos que indicaban que la evolución de la inestabilidad Rayleigh-Taylor sería demasiado lenta como para explicar las observaciones en la zona. El modelo de delaminación propuesto por estos autores (figura 5.9) se desencadena por una inestabilidad de pequeña escala que induce una convección localizada favorecida por la extensión impuesta en el margen izquierdo de su modelo. La convección de pequeña escala erosiona térmicamente el manto litosférico creando así el necesario ‘conducto de baja viscosidad’. Según su interpretación de los resultados, el manto litosférico delamina debido a la propagación de la astenosfera por la Moho, formando, tras 22 Ma de evolución, un cuerpo alargado de alta densidad buzando hacia el este bajo Sierra Nevada occidental y el Great Valley.

Cabe destacar que la evolución interpretada por Le Pourhiet et al. (2006) en base a sus resultados difiere significativamente de la secuencia evolutiva propuesta por Zandt et al. (2004) En este estudio pretendemos realizar una evaluación cuantitativa del modelo conceptual propuesto por Zandt et al. (2004) para la evolución de esta región comparando nuestras predicciones con los observables disponibles. Para ello utilizaremos el código TEMESCH. Esta aplicación difiere sustancialmente de la realizada a la evolución del Mar de Alborán en el apartado anterior, lo que permitirá también mostrar la versatilidad del código numérico. El estado inicial del que partimos es muy diferente al utilizado en la evolución del Mar de Alborán, ya que el hundimiento de material litosférico viene reforzado no por un fuerte engrosamiento de la litosfera sino por la presencia de un material de alta densidad como es el batolito. El ascenso del material astenosférico se produce a través de lo que en el apartado 4.2 se ha denominado un ‘conducto litosférico de baja viscosidad’. Presentaremos la caracterización cinemática del proceso a partir de los gráficos de evolución de la energía cinética total del sistema con el tiempo (gráficas de ECT) mostradas en el apartado anterior, e incluiremos resultados de topografía isostática calculados a partir de nuestro modelo.

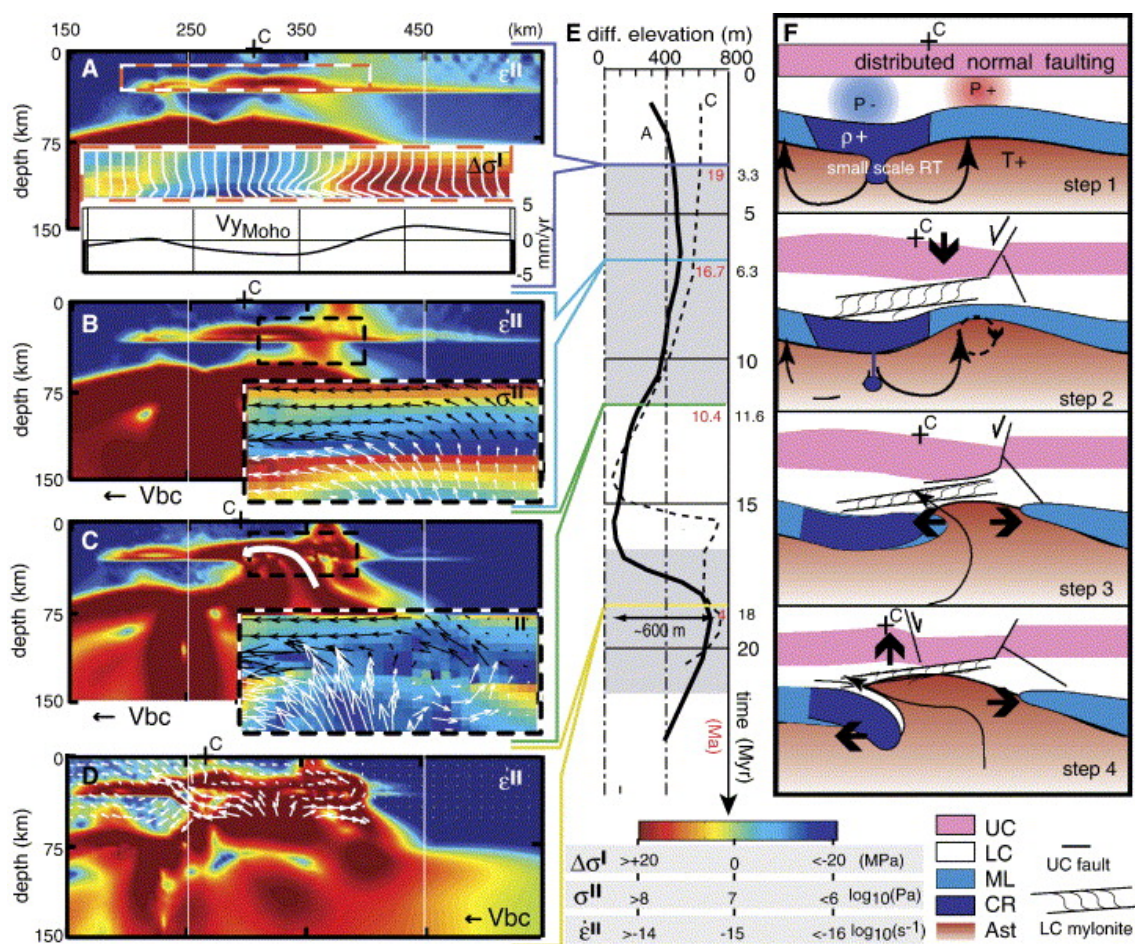


Figura 5.9. Modelo de evolución para el sur de Sierra Nevada propuesto por Le Pourhiet et al. (2006). (A-D) Se muestra, con diferentes colores, los resultados de su modelo numérico para la distribución del segundo invariante del tensor velocidad de deformación para momentos de tiempo marcados sobre (E). (E) representa la posición con el tiempo del punto C indicado en las figuras con dos modelos diferentes. La línea negra corresponde al modelo mostrado en las figuras (A-E). (F) Esquema interpretativo de lo que se muestra en las figuras (A-D). UC, LC, ML, CR y Ast se refieren respectivamente a la corteza superior, inferior, manto litosférico, raíz cortical (batolito) y astenosfera. (LePourhiet et al., 2006)

5.2.2 Estado inicial y descripción del modelo

El código TEMESCH que utilizamos para resolver las ecuaciones de conservación de la masa, del momento y de la energía que rigen este proceso geodinámico ha sido extensamente presentado en los capítulos previos de esta tesis, así como las condiciones de contorno que se utilizan.

Los modelos presentados en este apartado utilizan una malla euleriana con 121 x 80 nodos en las direcciones x- y z-, un paso espacial de 5 km, y un paso temporal de 0.1 Ma, que permite cumplir el criterio CFL en toda la evolución. La malla lagrangiana tiene tres veces más marcadores que nodos en cada dirección. El dominio del modelo (figura 5.10) es suficientemente grande para evitar efectos de borde e incluye seis materiales diferentes: corteza superior, corteza inferior, manto litosférico, batolito, manto litosférico hidratado y astenosfera.

El estado inicial que consideramos en este estudio simula las condiciones existentes en la región sur de Sierra Nevada hace aproximadamente 10-15 Ma (figura 5.7b), antes del inicio de la remoción de manto litosférico, siguiendo la secuencia propuesta por Zandt et al. (2004). Nuestra sección está orientada este-oeste, al igual que la sección genérica mostrada por estos autores. El estado inicial descrito es diferente del propuesto por Le Pourhiet et al. (2006), cuyo espesor litosférico es homogéneo excepto por una perturbación semicircular que representa el batolito, y no incluye manto litosférico hidratado. Estos autores, además, imponen una extensión al modelo fijando una velocidad constante de 5 mm/a en el margen izquierdo de su modelo. Nuestro estado inicial es más parecido al estado inicial propuesto por Göğüş y Pysklywec (2008a, figura 4.3) en su estudio genérico de la delaminación, aunque estos autores utilizan un manto litosférico de espesor uniforme e insertan un canal de baja viscosidad que, en cierta medida, ejerce la misma función que nuestra corteza inferior.

Siguiendo a Le Pourhiet et al. (2006), la estructura propuesta corresponde a una litosfera propia de una cuenca de antearco a la izquierda del modelo (oeste geográfico, bajo el 'Great Valley') y a una litosfera continental a la derecha del modelo (este geográfico, región del 'Basin and Range'). La base de la corteza alcanza una profundidad de 30 km bajo el Great Valley y 35 km (20 km de corteza superior y 15 km de corteza inferior) en la parte oriental. El manto litosférico inicial tiene 65 km de profundidad en la parte occidental y 90 km de profundidad en la parte oriental. En la parte central se sitúa el batolito, de 70 km de anchura, más denso que el manto litosférico, y, a su derecha, una

zona de 100 km de anchura de manto litosférico de baja viscosidad debilitado por procesos de deshidratación asociados a la subducción previa mesozoica. Estos espesores son valores aproximados basados en la propuesta de Zandt et al. (2004, figura 5.7b). Los valores de densidad y viscosidad en cada región se presentan en la Tabla 5.1.

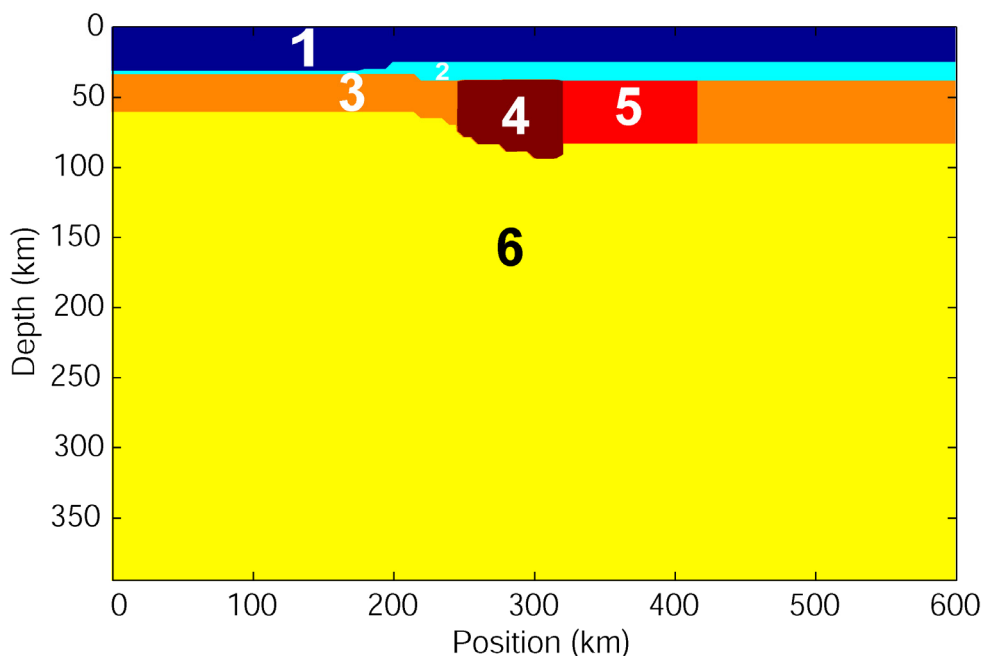


Figura 5.10 Configuración inicial y dominio del modelo.

Tabla 5.1. Valores de las variables utilizados en cada región del modelo.

		Densidad (kg m^{-3})	Viscosidad (Pa s)
1	Corteza superior	2800	10^{23}
2	Corteza inferior	2950	10^{20}
3	Manto litosférico	$3400(1-\alpha T)$	$\mu_{\text{ref}} = 2.5 \cdot 10^{19}$ $\mu_{\text{max}} = 2.5 \cdot 10^{22}$
4	Batolito	$3500(1-\alpha T)$	$\mu_{\text{ref}} = 2.5 \cdot 10^{19}$ $\mu_{\text{max}} = 2.5 \cdot 10^{22}$
5	Manto litosférico hidratado	$3400(1-\alpha T)$	$\mu_{\text{ref}} = 2.5 \cdot 10^{19}$ $\mu_{\text{max}} = 10^{20}$
6	Astenosfera	$3400(1-\alpha T)$	$\mu_{\text{ref}} = 2.5 \cdot 10^{19}$ $\mu_{\text{max}} = 2.5 \cdot 10^{22}$

Consideramos que la densidad y la viscosidad de la corteza son valores constantes, pero en el resto de materiales son dependientes de la temperatura, siguiendo las ecuaciones mostradas en el capítulo 2: una ley dependiente del material y la temperatura para la densidad (ecuación 2.42) y una ley newtoniana exponencial dependiente del material y la temperatura para la viscosidad (ecuación 2.43). El límite entre el manto litosférico y la astenosfera es sólo térmico, sin diferencia composicional entre ambos. Como en los modelos anteriores, para reforzar el comportamiento de capa coherente del manto litosférico hemos incluido una limitación en la viscosidad de la litosfera: los valores máximo y mínimo permitidos son de 2.5×10^{22} Pa s y 10^{17} Pa s respectivamente, excepto en el manto litosférico hidratado, donde la viscosidad no puede superar los 10^{20} Pa s. Dado que la profundidad máxima del modelo es 395 km, la transformación del olivino en espinela no está incluida en este modelo. La Tabla 5.2 muestra los valores del resto de parámetros utilizados en el modelo.

Tabla 5.2: Parámetros fijos utilizados en el modelo

Símbolo	Significado	Valor
g	Aceleración de la gravedad	9.8 m s^{-2}
c_p	Calor específico	$1.3 \times 10^3 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$
α	Coefficiente de expansión térmica	$3.7 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$
k	Conductividad térmica	$3.2 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$
	Extensión horizontal	600 km
	Extensión vertical	395 km
Q_b	Flujo de calor basal	1.3 mW m^{-2}
b	Parámetro de la Ley de Rüpke	15
H_p	Producción radiogénica de calor	$8 \times 10^{-7} \text{ W m}^{-3}$
T_0	Temperatura en la base de la litosfera	1300 °C

5.2.3 Resultados y discusión

La evolución del modelo propuesto se muestra en la figura 5.11. Al principio, en sólo 5 Ma, el material astenosférico, más caliente y, por tanto, menos denso, asciende por el ‘conducto’ de litosfera de baja viscosidad, reemplazando el material litosférico hidratado y propagándose hacia la izquierda, empujando a la litosfera que arrastra consigo parte del material cortical. Este resultado concuerda con los presentados previamente (apartado 4.2.3) de que una región de baja viscosidad en el manto litosférico puede actuar como ‘conducto’ desencadenante de la delaminación continental. Simultáneamente a este proceso, el exceso de masa del batolito hace que éste comience a hundirse, basculando sobre su extremo superior izquierdo. Esta situación coincide con un máximo de energía cinética total del sistema claramente mostrado en la gráfica de ECt (figura 5.12).

El estado alcanzado por nuestro modelo tras 5 Ma de evolución es comparable con el estado propuesto por Le Pourhiet et al. (2006) tras 22 Ma de evolución (figura 5.9) En nuestro modelo, la baja viscosidad del manto litosférico hidratado permite el ascenso del material astenosférico desencadenando la delaminación. Tanto en nuestro modelo como en el de Le Pourhiet et al. (2006) se puede apreciar la propagación lateral del material astenosférico por la Moho, permitida por la baja viscosidad de la corteza inferior.

Posteriormente (10 Ma, figura 5.11), la propagación lateral de la delaminación alcanza el máximo permitido al agotarse la corteza inferior, que juega el papel de canal de baja viscosidad. Esta fase se caracteriza por un proceso de disminución de la energía cinética total del sistema (figura 5.12). El batolito, denso, se hunde en el manto, arrastrando consigo material litosférico y cortical, formando un slab que buza hacia el este y alcanza 200 km de profundidad. Este slab litosférico concuerda con la anomalía de alta velocidad de ondas P detectada en la zona (figura 5.7b) y con la imagen obtenida por funciones receptoras de Gilbert et al. (2007). La forma de ‘V’ y los 50 km profundidad

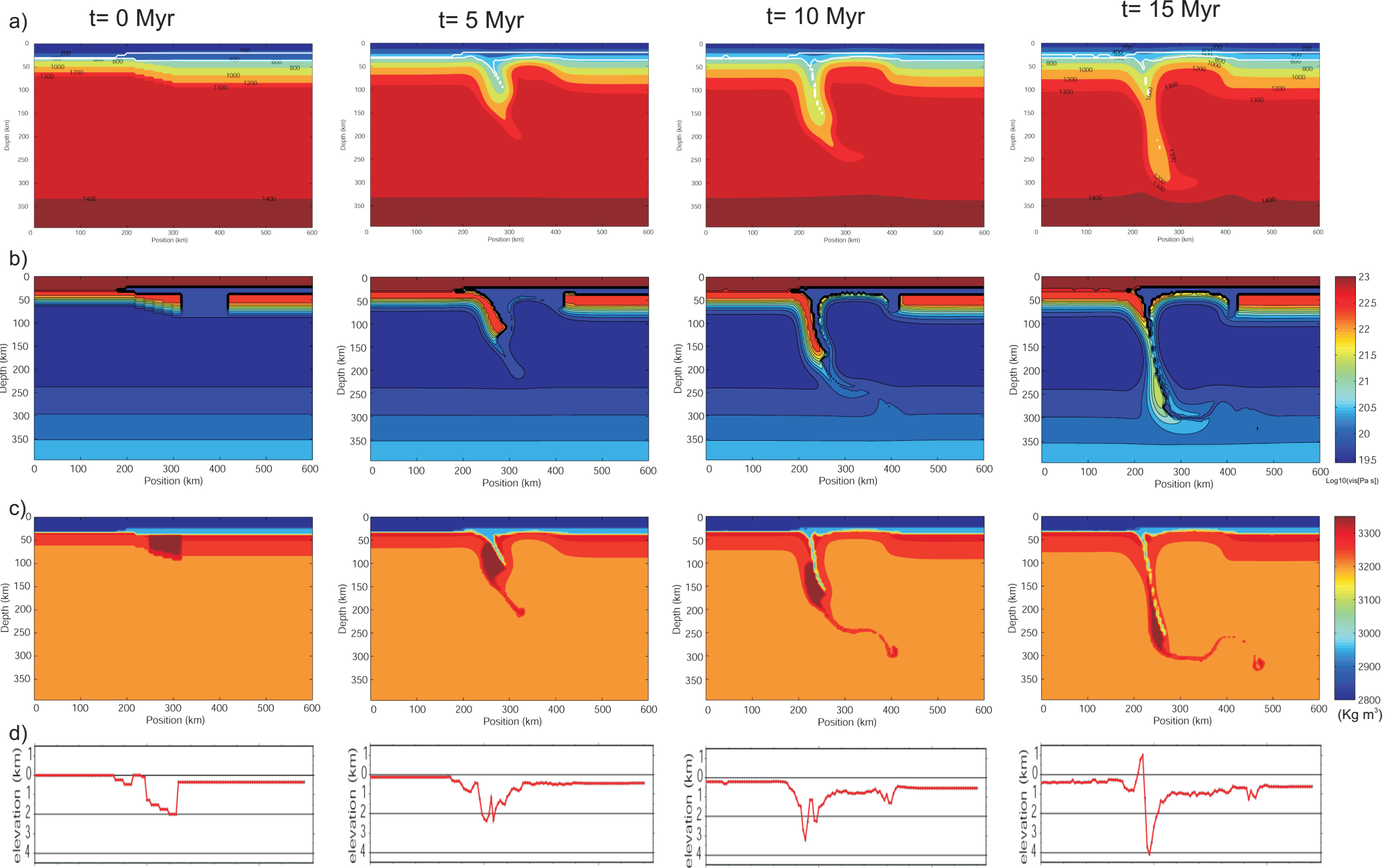


Figura 5.11. (a) Evolución predicha por nuestro modelo para la temperatura. Los colores marcan las isothermas (en °C). Las líneas blancas indican la base de la corteza superior e inferior. (b) Evolución para la viscosidad. Los colores marcan los valores del logaritmo de la viscosidad (en Pa s). (c) Evolución predicha para la densidad. Los colores marcan las isolíneas de densidad (en kg/m^3). (d) Evolución predicha para la elevación de la superficie, calculada bajo la hipótesis de isostasia local.

que nuestro modelo predice para la Moho arrastrada por el hundimiento del material litosférico, es consistente con la forma y profundidad de la Moho observada por Zandt et al. (2004). Existe adelgazamiento cortical y litosférico en una región de la litosfera de unos 150 km de anchura. Esta distribución de engrosamiento/adelgazamiento cortical concuerda con los resultados presentados en el apartado 4.2.3, que señalaban la presencia de este patrón como uno de los rasgos más característicos del proceso de delaminación continental.

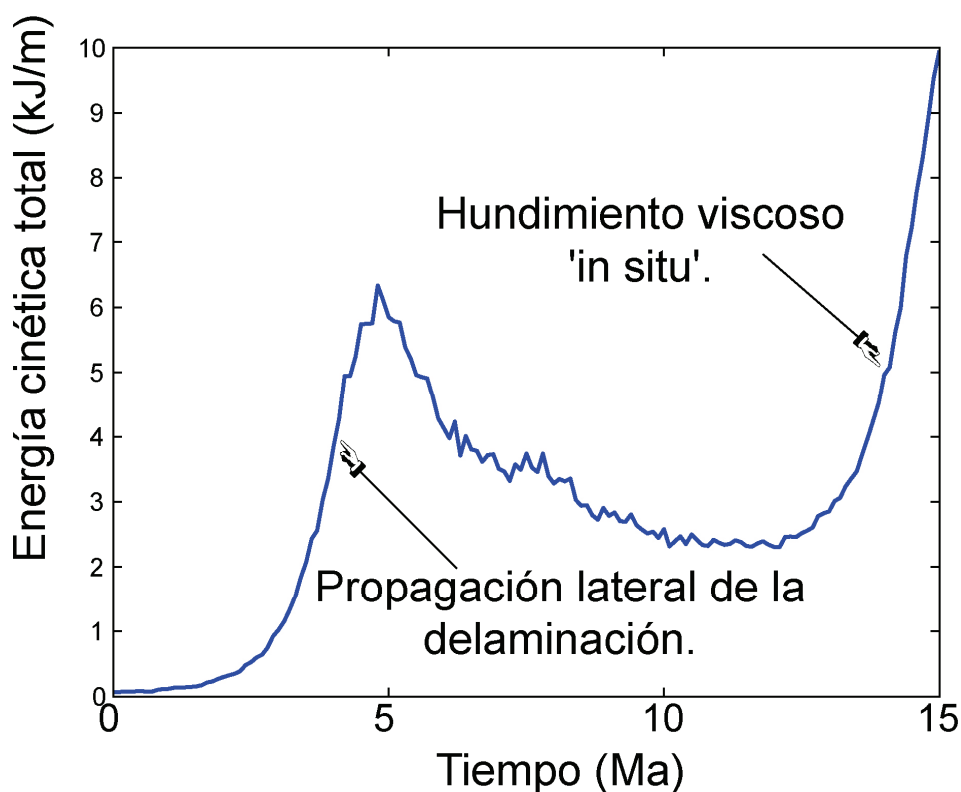


Figura 5.12. Gráfico de ECT de nuestro modelo.

A partir de los 12 Ma de evolución el sistema vuelve a acelerarse, como puede verse en el gráfico de ECt (figura 5.12). Esta segunda fase de aceleración corresponde con los últimos pasos de la evolución, en la que el material litosférico se hunde ‘in situ’, alcanzando los 300 km de profundidad, manteniendo un buzamiento hacia el este. Apenas hay cambios en la estructura cortical respecto al estadio anterior, ni en la forma ni en la profundidad predichas para la Moho.

Los estados tras 10 o 15 Ma son muy similares al estado final de la secuencia evolutiva propuesta por Zandt et al. (2004) Podemos afirmar que nuestro modelo reproduce adecuadamente las características de primer orden de la secuencia de evolución propuesta por estos autores y, además, reproduce el buzamiento hacia el este de la anomalía de alta velocidad de ondas P observado en la imagen tomográfica (figura 5.7b), demostrando que, contrariamente a lo sugerido por Boyd et al. (2004), el desarrollo de una inestabilidad gravitacional también puede resultar en estructuras inclinadas, siempre que exista migración lateral de la perturbación.

La figura 5.11d muestra la topografía para cada momento temporal mostrado, obtenida asumiendo isostasia local con el método ya discutido previamente. Puede observarse como el batolito produce una fuerte subsidencia local que se desplaza hacia el oeste siguiendo la posición del batolito ultramáfico empujado por la propagación lateral de la delaminación. La figura 5.13 muestra la topografía isostática diferencial para cada momento temporal mostrado, calculada como la diferencia entre la topografía isostática en ese momento y la inicial. La región de Sierra Nevada, determinada por la posición inicial del batolito, experimenta un rápido levantamiento debido al reemplazamiento de la densa raíz ultramáfica (densa) por material astenosférico más ligero. Este levantamiento es muy brusco en el este de la Sierra y más gradual hacia el oeste, según se va propagando la inestabilidad.

Cabe destacar que el patrón de subsidencia/elevación es justamente el contrario al predicho para Alborán (figura 5.6). El reemplazamiento del batolito denso por

astenosfera ligera produce una fuerte elevación que supera el efecto del adelgazamiento cortical. Por el contrario, la alta densidad del batolito hundiéndose bajo el Great Valley produce subsidencia de esta zona superando el efecto del engrosamiento cortical.

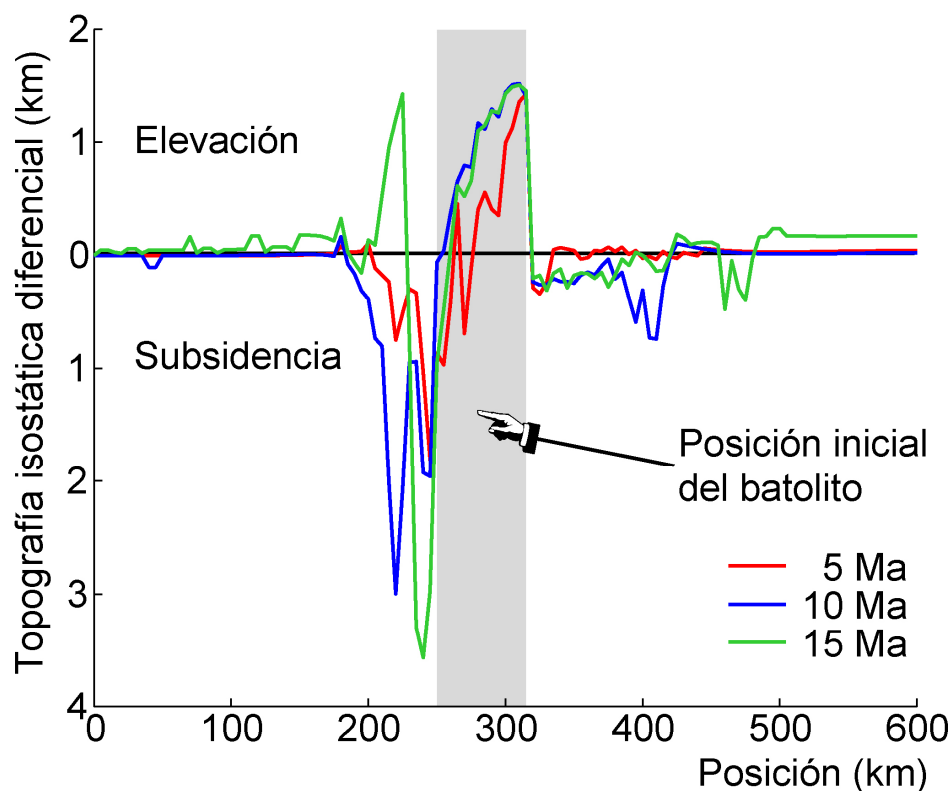


Figura 5.13 Resultados de topografía isostática diferencial transcurridos diferentes tiempos de evolución. Las perturbaciones de pequeña escala son debidas a la simplificación por asumir isostasia local. La banda gris muestra la posición inicial del batolito.

Un aspecto importante de esta evolución asimétrica es la predicción de una fuerte cizalla en la corteza inferior y en la parte superior del manto litosférico debida al fuerte movimiento horizontal hacia el oeste del material astenosférico (figura 5.14). Esta cizalla es consistente con las observaciones de anisotropía sísmica obtenidas por Zandt et al. (2004) para la base de la corteza y que estos mismos autores relacionan con una zona de cizalla entre la corteza y el slab litosférico en hundimiento (marcado con un recuadro en la figura 5.8d)

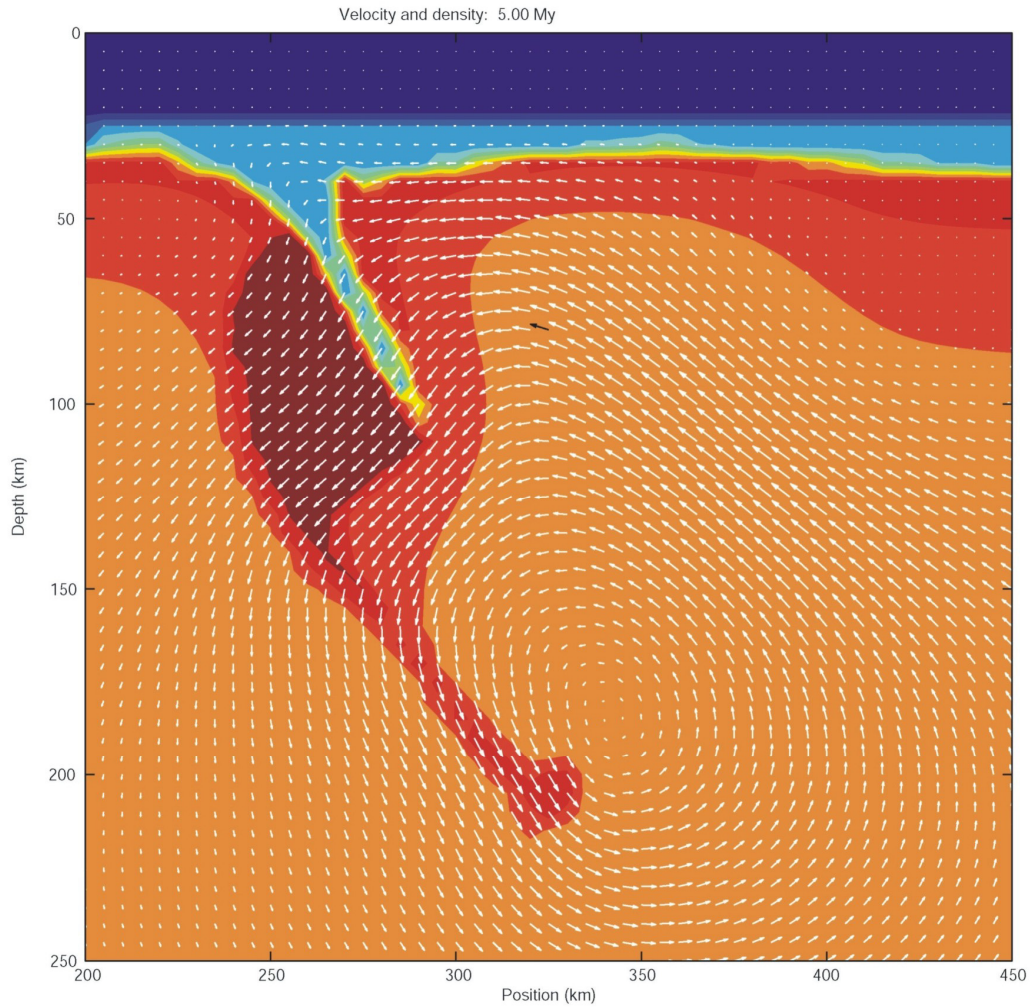


Figura 5.14 Vista ampliada de la distribución de densidad tras 5 Ma de evolución. Los colores representan las isólinas de densidad en la misma escala que en la figura 5.6. Las flechas representan la velocidad de movimiento del material, con el tamaño proporcional a su módulo. Como referencia, la flecha en color negro corresponde a 3.2 cm/a.

5.2.4 Conclusiones

En este trabajo hemos pretendido evaluar cuantitativamente con una modelización termo-mecánica la secuencia de eventos propuesta conceptualmente por Zandt et al. (2004) para explicar la evolución de Sierra Nevada en los últimos 10-15 Ma en la que el manto litosférico parece haber sido fuertemente adelgazado. Si bien el modelo conceptual se representaba como un mecanismo inestabilidad de Rayleigh-Taylor con

migración lateral de la inestabilidad y fuerte flujo asimétrico, las características del modelo y de la zona parecían ser más fácilmente explicables a través de un mecanismo de delaminación. Los resultados obtenidos muestran que nuestro modelo de delaminación con migración lateral del punto de delaminación es capaz de reproducir la secuencia evolutiva propuesta por Zandt et al. (2004). Además, también reproduce el buzamiento hacia el este del cuerpo de alta velocidad de ondas P observado en la imagen tomográfica presentada por Boyd et al. (2004, figura 5.7b).

Nuestro modelo proporciona un mecanismo capaz de explicar la rápida desaparición de manto litosférico atestiguada por los xenolitos y el vulcanismo. Los resultados obtenidos establecen que la súbita elevación de la cordillera de Sierra Nevada está producida por el ascenso de material astenosférico que, expandiéndose lateralmente, provoca la delaminación del manto litosférico y el adelgazamiento cortical. Nuestros modelos concuerdan con los obtenidos por Le Pourhiet et al. (2006) para la misma zona, si bien el mecanismo desencadenante del proceso es diferente y los tiempos de evolución necesarios son superiores en el modelo de estos autores que en el nuestro.

La pronunciada cizalla obtenida entre la corteza inferior y el manto litosférico adelgazado proporciona una explicación de la presencia de anisotropía sísmica observada cerca de la Moho.

Parte II:
MODELOS MECÁNICOS VISCO-PLÁSTICOS

6.- The ‘anisotropic plasticity’

Summary in Spanish.

En esta segunda parte de la memoria de tesis introducimos una nueva metodología para reproducir simultáneamente el comportamiento frágil y dúctil. La metodología utiliza una viscosidad anisótropa y la idea básica es simular la ruptura plástica a lo largo de planos de cizalla reduciendo la viscosidad de cizalla en la dirección de la deformación (θ) y manteniendo constante la viscosidad normal. La dirección θ se calcula en función del ángulo interno de fricción (φ). Esta nueva metodología, que hemos llamado “plasticidad anisótropa”, requiere una formulación teórica y numérica más sencilla y es menos exigente computacionalmente que otras metodologías previas. Hemos implementado esta metodología en una nueva subrutina para el código numérico FDCON (Schmeling y Marquart, 1991).

Hemos modelizado la formación de zonas de cizalla localizada durante la compresión como un test preliminar para nuestro código. Según nuestros resultados, la localización de la deformación es posible sin incluir mecanismos de debilitamiento (*strain softening*) como sí hacen los estudios previos (e.g. Moresi et al., 2007; Lemiale et al., 2008). Obtenemos una formación máxima de bandas de cizalla para un ángulo de fricción de 60° y no reproducimos formación de bandas para ángulos de 0° . Los ángulos de falla obtenidos parecen concordar con el ángulo teórico de Arthur, en consonancia con los estudios más recientes (e.g. Popov y Sobolev, 2008). Al ser esta metodología fuertemente no lineal, controlamos la convergencia numérica y la estabilidad del sistema con tres indicadores diferentes. Los resultados muestran que los modelos convergen, con oscilaciones muy pequeñas entre un estado y otro.

Queda mucho trabajo por desarrollar hasta poder realizar modelos de delaminación con esta metodología, empezando por incluir la evolución con el tiempo, pero los resultados preliminares son prometedores. Esperamos que el desarrollo de esta metodología nos permita modelizar procesos litosféricos controlados por la interacción entre la litosfera y el manto subyacente como es el caso de la delaminación.

6.1 Introduction

6.1.1.- Delamination as a visco-plastic process

A strong philosophical division has traditionally existed on the modeling of large-scale lithospheric deformation of the Earth in both oceanic basins and continental areas between those authors who considered that the dominant strain is located in faults, with scarcely deforming interfault blocks (e.g. Bird and Kong, 1994; Zhong and Gurnis, 1996) and those authors who considered that lithospheric deformation in faults can be averaged within a continuum description more in tune with the underlying driving forces (e.g. England et al., 1985; Moresi and Solomatov, 1998). Both approaches are still active because each of them captures something important, but different, about the lithospheric behavior. The second one captures the large-scale deformation but does lack important detail in the surface strain field associated with the largest faults. On the contrary, the first approach captures this fine detail, but the results are very sensitive to the accuracy on prior knowledge of the fault's distribution and their dips.

From the point of view of the geodynamics, both approaches use different phenomenological mechanisms to model the lithospheric rocks deformation. By representing the lithospheric deformation as the deformation of a continuum medium, the second approach models the lithospheric behavior as a viscous fluid. The viscous approach is the one we have followed in the previous chapters of this dissertation, as long as, as was stated in Chapter 2, delamination is a process clearly dominated by the viscous behavior of the mantle. References of models using this viscous approach can be found all along previous chapters. On the contrary, the second approach, by requiring the localization of lithospheric deformation on defined bands, proposes that the lithospheric behavior is more properly modeled as a visco-plastic fluid. As was mentioned in Chapter 2, in geodynamics, plasticity refers to the mechanism capable to simulate the brittle failure in a self-consistent way, as well as the fluid behavior after the failure. Plastic behavior manifests itself in the formation of narrow shear zones interpreted as faults (Figure 6.1). There is a long tradition of modeling plasticity using

methods derived from solid mechanics (e.g. Poliakov et al., 1993; Lavier et al., 2000). A difficulty to overcome with this kind of modeling is that when small-scale processes are parameterized in a larger-scale law the resulting model is usually non-linear, anisotropic and strongly history dependent (Moresi et al., 2007b)

Both phenomenological mechanisms explain part of the lithospheric behavior. The lithosphere is a region of large compositional heterogeneity, with large temperature and rheology variations. Considering only the effect of thermal variation, near surface, where temperatures are less than approximately 600°C, viscous deformation is inhibited, which leads to buildup of elastic stresses during deformation, until the rock fails by brittle failure (Watts et al., 1980). This brittle behavior can be simulated with plasticity and it characterizes crustal deformation. On the other hand, at high temperatures the rock may accommodate high deformation rates through the viscous behavior without excessive stress accumulation. This viscous flow regime is typical of the mantle. Between these two end-members, the lithospheric mantle can present both behaviors.

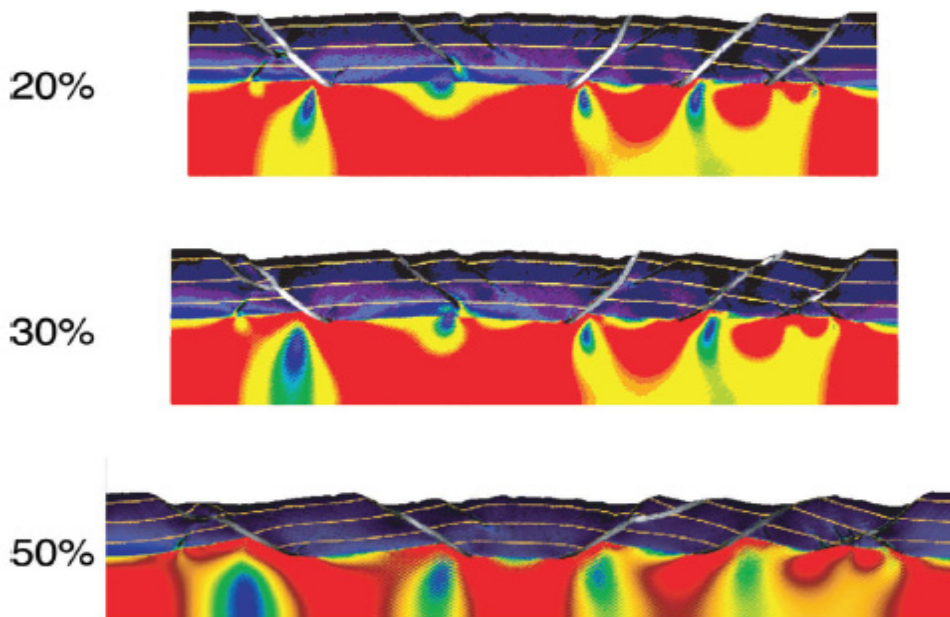


Figure 6.1. Shear zones interpreted as faults arising after several extension percentage (Moresi et al., 2007a)

In this context, a major challenge in geodynamics is to understand the thermal and mechanical coupling between the brittle part of the lithosphere and the ductile upper

mantle. Continental delamination is a geodynamic process suitable for the study of this mechanical and thermal coupling. Delamination is a process governed by the interaction of crust, lithospheric mantle and the underlying mantle, clearly comprising ductile as well as brittle behavior. Therefore, a more complete delamination model will lead us to a better characterization of this process.

6.1.2.- Previous studies including visco-plasticity

Previous authors have tried to model the interaction between the brittle and ductile regime in a simplified way, considering constant viscosity (e.g. Harder, 1991) or separating the computational domain into a solid-mechanic domain to model the brittle behavior and a fluid-dynamic domain to model the viscous behavior (Regenauer-Lieb et al., 2001; Funicello et al., 2003; Morra et al., 2004). However, the transition from solid-like behavior to fluid-like behavior in the lithosphere must be gradual and controlled by changing temperature, pressure and many other parameters, since there is no obvious material interface across which it would be possible to couple a specialized solid-mechanics numerical code to a specialized fluid dynamics numerical code.

A large number of studies, with different methodologies, have been published trying to bridge this gap by simultaneously incorporating the brittle behavior of the upper part of the lithosphere and the viscous deformation of the mantle (e.g. Melosh, 1978; Poliakov et al., 1993; Braun and Sambridge, 1994; Fullsack, 1995; Zhong and Gurnis, 1996; Schmalholz et al., 2001; Moresi et al., 2001, 2003; Babeyko et al., 2002; Gerya and Yuen, 2003b, 2007; Mühlhaus and Regenauer-Lieb, 2005; Moresi et al., 2007a,b; Popov and Sobolev, 2008; Lev and Hager, 2008; Lemiale et al., 2008).

Recent results are very promising, as they predict qualitative realistic geologic structures, both in extensional as well as compressional lithospheric frameworks (e.g. Buiter et al., 2006; Moresi et al., 2007a; Popov and Sobolev, 2008; Lemiale et al., 2008). However, there are still many open questions. In particular, it is still unclear if it is possible to quantitatively predict the initiation of localization into shear bands and the

post-localization behavior. The reliability of the prediction of location, orientation and instant of appearance of shear bands is also unclear. In other words, the question of how to correlate these simulations with observed geological features is still under debate.

In this sense, a recent study (Buitter et al., 2006) has compared several numerical codes. These authors show that, in spite of the qualitatively similar results obtained, the level of variability is rather significant, particularly regarding the characteristics of the predicted shear bands (figure 6.2). Since this study is not intended to be a benchmark, this variability can be partly attributed to differences in geometric and numerical assumptions (e.g. resolution, aspect ratio, time steps, numerical methods, boundary conditions, etc.). However, the different methodologies used for simulating the plasticity behavior and localize the deformation are also of great importance in order to explain such a variability. Moreover, these methods require a high resolution in the grid, which makes them really computationally demanding in terms of storage needs. Due to this reason, all the applications of these models have been performed for problems including just a small part of the asthenosphere. In addition, recent results (Lemiale et al., 2008) show that the presence of a viscous layer underneath the viscoplastic layer causes the localization to be less pronounced.

Localization and shear banding have been also studied by introducing an anisotropic viscosity. The anisotropic viscosity of Earth materials has been a very specialized area, with few papers on this topic. Laboratory experiments in olivine and peridotites (e.g. Durham and Goetze, 1977; Bai and Kholstedt, 1992; Wendt et al., 1998) showed that strain rate was strongly dependent on the orientation of the sample to the applied stresses. Honda (1986) calculated the long-wavelength constitutive relations for a transversely isotropic material (the simplest form of anisotropy, a layered material) and concluded that these materials can be characterized by two viscosities: a normal viscosity (η_N), associated with principal stresses normal to the easy-shear planes, and a shear viscosity (η_S), associated with shearing parallel to the easy-shear planes. Christensen (1987) elaborated the constitutive equation for an anisotropic 2D incompressible flow, with a three-component viscosity tensor. This author showed the

important effect of including anisotropic viscosity on postglacial rebound and thermal convection.

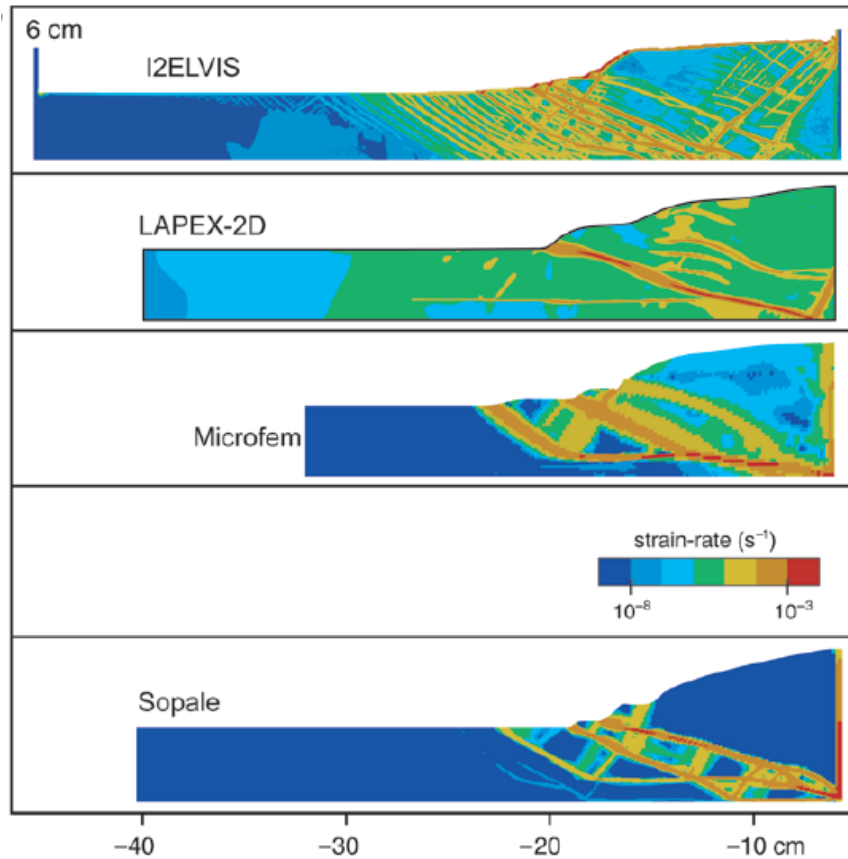


Figure 6.2. Comparison of predicted shear bands simulating inverse faults, obtained with different numerical codes. (Buiter et al., 2006)

A research group led by Moresi and Mühlhaus (Moresi et al., 2001; 2002; 2003; 2007b; Mühlhaus et al., 2002a,b; 2004) has been working in an efficient algorithm for including an anisotropic viscosity that evolves with the flow in geodynamics. This group has studied the problem of shear band formation (e.g. Moresi et al., 2007a) and the angle of these bands (e.g. Moresi et al., 2007a, Lemiale et al., 2008). The shear band angle is an example of the difficulties in dealing with anisotropic viscosity. Recent results regarding this angle (Lemiale et al., 2008) seem to contradict former results obtained with the same numerical code (Moresi et al., 2007a), and none of them agree with the angle obtained with other codes (e.g. Mancktelow, 2006; Popov and Sobolev, 2008). More work is thus required to better understand the effects of “numerical details”

(resolution, setup, types of elements) as well as of the different ways of dealing with the rheology on the orientation of shear bands (Kaus et al., 2008).

6.1.3.- Objectives

This second part of the thesis is dedicated to introduce a new methodology based on the modeling of plasticity by means of an anisotropic viscosity. The basic ideas under this new methodology were developed during a six-month stage at the Goethe University at Frankfurt am Main, in collaboration with Prof. Dr. Harro Schmeling. Since then, we have been investigated in this field, checking the capability of this methodology in modeling the visco-plastic behavior in geodynamic problems.

The first objective of this chapter is to introduce and implement this new ‘anisotropic plasticity’ methodology. Compared with previous studies, the methodology formulation presented here requires an easier theoretical and numerical formulation and is less computationally demanding. This allows us to take into account the interaction between the whole lithosphere and upper mantle in our simulations.

As a second objective, we aim at showing the possibilities of this formulation with a collection of preliminary results. The convergence and stability of the models are particularly controlled. We inspect the possibility of the formation of zones of localized shear (shear bands) during compression, comparing the angles for these bands obtained in this study with previous works. We also explore the influence of several parameters of our code on the shear banding development. Some general conclusions regarding this new methodology are summarized at the end of the chapter.

6.2.- Methodology

6.2.1.- Different approaches to incorporate plasticity

The main methodological challenge of the present work consists on introducing an anisotropic tensor viscosity in 2D algorithms capable to simulate visco-plastic processes. Different methodologies have been used in previous studies. The most extended method (e.g. Kaus and Podladchikov, 2006; Gerya and Yuen, 2007; Popov and Sobolev, 2008, Moresi et al., 2002; 2003; 2007a,b) is based on adding a term in the Maxwell decomposition of the total deviatoric strain rate to model plastic behavior. In all these models, the set of global equations to be solved is equivalent to that of an incompressible viscous flow, the viscosity being replaced by an effective viscosity determined to satisfy the imposed yielding constraints. If the considered failure criterion (commonly Coulomb and Drucker-Prager) is satisfied (the behavior is plastic), the viscosity must be reduced following specific equations.

Moresi et al., (2002, 2003) correct the isotropic part of the constitutive law to include anisotropic viscosity by means of a fourth order tensor (Mühlhaus et al., 2002a,b) in which the orientation vector of the ‘director’ N_i is taken into account. The ‘directors’ are vectors associated to particles pointing normal to the easy-glide plane or layer, thus defining the directions associated with η_N (normal to the easy-glide plane) and η_S (parallel to the easy-glide plane). In each time step of the calculation the ‘directors’ are advected, rotated by the flow, and, in return, determine the viscosity structure for the next time step (Mühlhaus et al., 2004; see an explanation of this model in Lev and Hager, 2008; Moresi et al., 2007b; and references in both papers). In this case, effective viscosity is reduced using an iterative process to take into account the interaction between individual locations. Given the strong non-linearity in the system, Moresi et al. (2007a) warned that the convergence of this iteration is not guaranteed, although, in practice, localization patterns are established within a few iterations, according to these authors. Lemiale et al (2008) used this method to study shear banding and they found no convergence in the first two steps, so they set to truncate after 25 iterations. Once the

shear bands were fully developed, non linear solution was reached below tolerance within a few iterations (Figure 6.3).

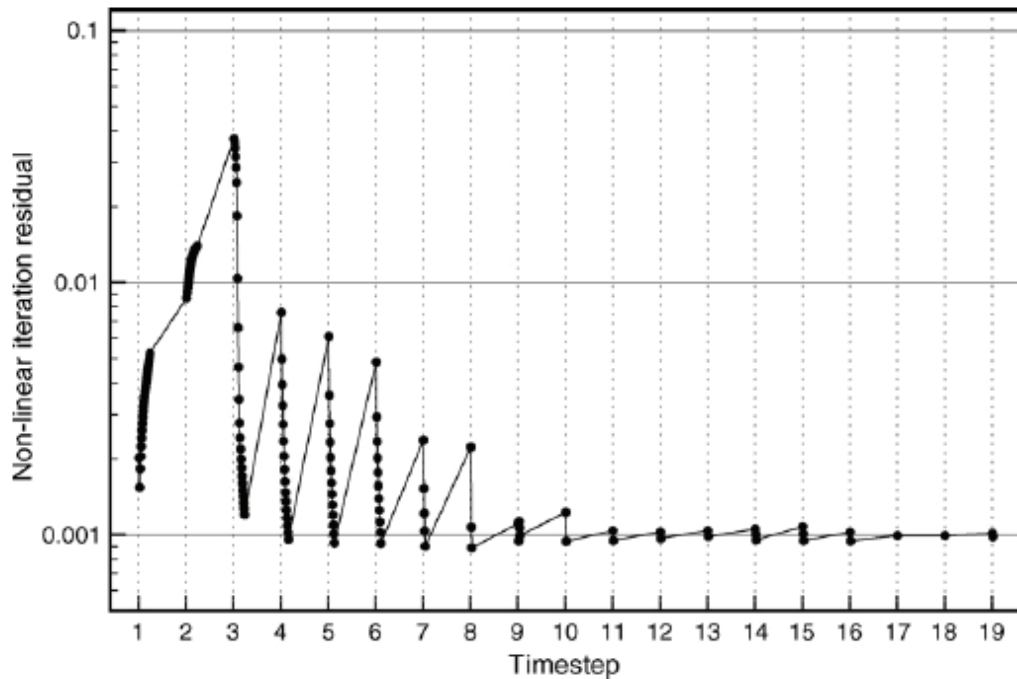


Figure 6.3. Convergence graph for one of the models presented by Lemiale et al. (2008). The tolerance of the non linear solver is set to 0.001 but is also set to truncate after 25 iterations. Truncation is observed in the first timesteps, but stops once the shear bands are locked in place.

The truncation after a pre-defined number of iterations in the first two timesteps introduces arbitrariness difficult to justify. The influence of reducing or increasing this maximum number of allowed iterations has not been explored so the effect of advancing to the next timestep without having reached convergence remains unclear.

6.2.2.- Description of the method

Our methodology is rather different from most previous studies. We include an anisotropic viscosity but, instead of introducing a correction in the isotropic constitutive law, we use directly the anisotropic constitutive law obtained by Christensen (1987).

A first step in our methodology consists in introducing a new 2D constitutive law for incompressible fluids in the moment conservation equation:

$$\begin{pmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{xz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \eta_{xxxx} & \eta_{xxxz} \\ \eta_{xzzx} & \eta_{xzzz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \dot{\epsilon}_{xx} \\ \dot{\epsilon}_{xz} \end{pmatrix} \quad (6.1)$$

where σ , η and $\dot{\epsilon}$ are stress, viscosity tensor, and strain rate tensor, respectively. By rotation of the coordinate system into a principal direction of the viscosity tensor, it can be transformed into diagonal form. The principal viscosities are the normal viscosity (η_N) and shear viscosity (η_S). The tensor components in xz-system are obtained according to the transformation rules of fourth-rank tensors (Christensen, 1987):

$$\begin{aligned} \eta_{xzzz} &= \eta_N \sin^2 2\theta + \eta_S \cos^2 2\theta = \eta_1 \\ \eta_{xxxx} &= \eta_N \cos^2 2\theta + \eta_S \sin^2 2\theta = \eta_2 \\ \eta_{xxxz} &= (\eta_N - \eta_S) \cos 2\theta \sin 2\theta = \eta_3 \end{aligned} \quad (6.2)$$

where θ is the angle of the plasticity deformation with respect to the x-axis. At the present stage of the development of the methodology, the normal viscosity is considered constant for each material and the shear viscosity is computed as the minimum between the normal viscosity and the yield viscosity (η_Y):

$$\eta_S = \min(\eta_Y, \eta_N) \quad (6.3)$$

The yield viscosity depends on the strain rate through the law:

$$\eta_y = \frac{\tau_{crit}}{2\dot{\epsilon}_{II}} \quad (6.4)$$

where τ_{crit} is the maximum bearable shear stress and is set to be constant, and $\dot{\epsilon}_{II}$ is the second invariant of the strain rate, computed as

$$e_{II}^2 = \frac{1}{2}(e_{xx}^2 + e_{zz}^2 + 2e_{xz}^2) \quad (6.5)$$

From (6.3) and (6.4) it can be inferred that the yield viscosity effectively reduces the shear viscosity when:

$$\dot{e}_{II} > \dot{e}_{II-critical} = \frac{\tau_{crit}}{2\eta_N} \quad (6.6)$$

If \dot{e}_{II} is higher than $\dot{e}_{II-critical}$, the shear viscosity computed with (6.3) becomes lower than the normal viscosity, and the anisotropic viscosity decreases in the direction given by the angle θ . If \dot{e}_{II} is lower than the critical value, the yield viscosity is hardly effective on the shear viscosity, so the behavior is ductile. This means that, being the viscosity constant, τ_{crit} acts as a threshold value: in those nodes where the second invariant of the strain rate is high enough, the (anisotropic) weakening effect due to the yield viscosity appears; in those nodes where \dot{e}_{II} is low, the material behaves in a ductile way. Besides, this also means that (6.3) acts as a “failure criterion” in the sense that it discriminates whether the node behaves in a ductile or brittle way.

A second step in the methodology is to compute the angle used in the equations (6.2). The θ angle is defined by Christensen (1987) as “the angle of the principal direction of the viscosity tensor to the x-axis of a Cartesian coordinate system”, that means, in an arbitrary coordinate system, θ is the angle between x-axis and the direction of η_S viscosity (i.e. the weakest direction for shearing, the direction of failure). We can relate θ to the principal direction of stress β , by using the friction angle (φ). The half of the friction angle is the angle between the direction of maximum shear stress and the direction of failure. In order to compute the θ angle in our model we compute the principal stress direction of maximum compression β . This direction β is rotated an angle γ given by:

$$\gamma = \frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2} \quad (6.7)$$

to get the θ angle. The rotation is made following the sense of the shear, given by the local vorticity at each node: if the vorticity at the node is positive, the rotation is made clockwise; if the vorticity at the node is negative, an anticlockwise rotation of γ angle is applied.

The explanation of this rotation is as follows: when stresses are applied to a material, two possible equally probable directions of plastic deformation failure can develop (a and b in figure 6.4), at both sides of the principal stress direction. The direction of deformation finally preferred will be the one more closely aligned with the sense of the shear. As figure 6.4 shows, our criterion based on the vorticity is a simple and intuitive solution. The obtained direction of deformation gives us the angle θ

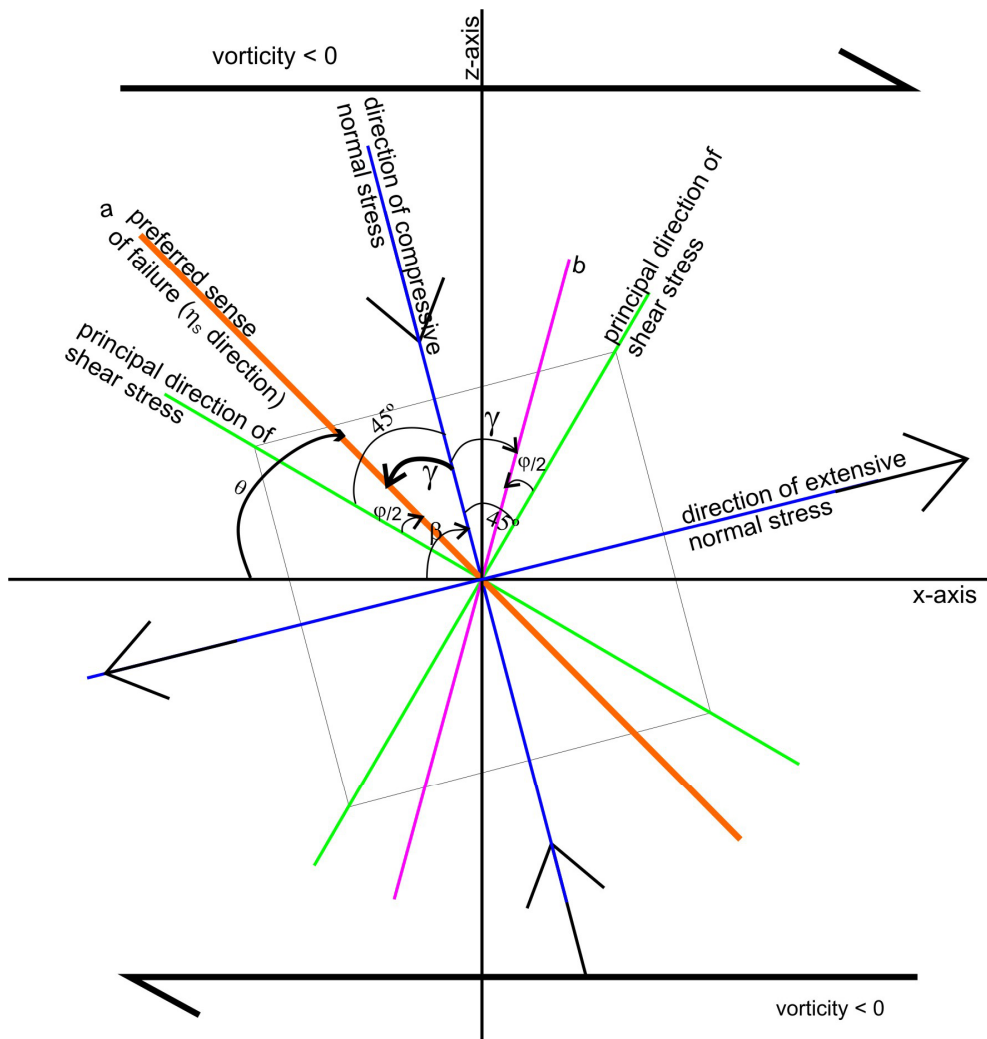


Figure 6.4: Failure (orange and pink), principal shear stresses (green) and principal normal stresses (blue) directions. See details in text.

For a given friction angle φ , the angle of the deformation direction with respect to the principal stress direction is always constant. The angle θ , however, changes with the node, because the principal stress direction also changes. Therefore, in other words, due to the weakening effect of the yield viscosity, the viscosity decreases in a direction which forms a constant angle different from zero with respect to the principal stress direction at each node.

Summarizing, we do not follow any ‘directors’ to define the directions associated with η_N and η_S , which is extremely high demanding in terms of storage requirements, but we use a direction-dependent weakened anisotropic viscosity to simulate the plastic yielding along shear-planes whose direction is rotated a fixed γ angle from the principal stress direction. This formulation is an instantaneous plasticity formulation, and we do not include strain softening or other damage rheology mechanisms.

6.2.3.- Numerical implementation

Etani2 routine

We have implemented this method in the FDCON code developed by Prof. Dr. H. Schmeling. The code FDCON is a finite difference code where mass conservation and momentum equations are rewritten as the Navier-Stokes equation in terms of the stream function and variable viscosity (e.g. Schmeling and Marquart, 1991). The finite difference formulation of the Navier-Stokes equation results in a symmetric system of linear equations, which is directly solved by Cholesky decomposition. The advection equation is solved by a marker approach (e.g. Weinberg and Schmeling, 1992). The region is filled completely with markers which carry the information of composition. The markers are advanced following the velocity field by a 4th order Runge-Kutta scheme, combined with a predictor–corrector step.

The fundamentals of codes FDCON and TEMESCH are rather similar: both solve the mass conservation and momentum equations using a finite difference scheme in terms of the stream function with variable viscosity and both codes use the marker approach for dealing with the composition information. However, the reason why FDCON code

is now used for this second part of the thesis is that FDCON was modified to include a solver for the motion equation of a fluid with an anisotropic viscosity with three components (H. Schmeling, Pers. Comm.). At an early stage T. Mittal participated in this modification (Mittal, 2007, unpublished material). Anisotropic viscosity has not been included in TEMESCH yet.

We have developed a new FDCON routine, called *etani2*, to compute the three components of the anisotropic viscosity. At each node, starting from the velocity distribution, *etani2* computes the strain rate $\dot{\epsilon}_{II}$ (equation (6.5)), the yield viscosity η_Y (6.4), the shear viscosity η_S (6.3) and, with all those data, it computes the angle θ according to the sense of the shear given by the vorticity as it has been described previously. Then, using the system of equations (6.2), it computes the three components of the viscosity η_1 , η_2 and η_3 . This process is repeated iteratively for every velocity distribution to take into account the interaction between individual locations that fail and redistribute the stress throughout the system (figure 6.5). In our case, this interaction is accounted for by using the viscosity computed at the end of each iteration to compute the stress distribution at the beginning of the next iteration.

Looking for numerical stability, we have also included the possibility of using under-relaxation in the iterative computation of different parameters. In any event, an appropriate use of the under-relaxation can reduce the number of iterations needed to achieve convergence and, therefore, enhances stability (e.g. Anderson, 1995). Under-relaxation means that a variable A at iteration n is computed as a combination of the value at iteration n and the value at the previous iteration:

$$A^{n'} = f_u * A^{n-1} + (1 - f_u) * A^n \quad (6.8)$$

where f_u is the under-relaxation factor comprised between 0 and 1. For the results presented here, under-relaxation has been just applied to η_S .

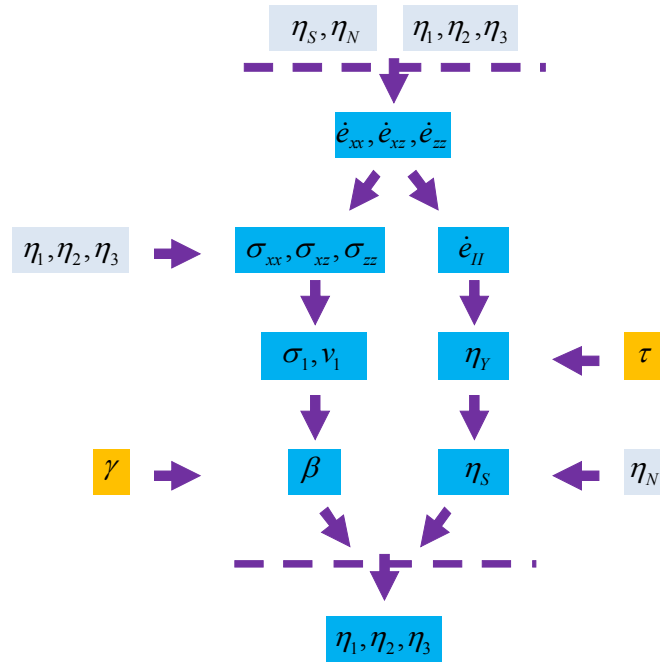


Figure 6.5: Schematic description of the *etani2* routine. Light blue boxes point out results coming from previous iteration. Orange boxes indicate input parameters.

Additional routines

FDCON is able to solve the motion equation for a fluid with an anisotropic viscosity with three components. However, to simulate a convergence process we need to take control of the markers in order to fulfill the mass continuity equation.

In a fixed-dimension model subjected to convergence with a non-deformable grid, we need to control that the number of markers going outwards at the bottom is the same as the number of markers going inwards at the side due to the convergence. This is performed by the routines *solmkbt-solmkri*. These routines transport the marker going outwards at the bottom and assign it a right side position with the same value of the stream function. Therefore, the number of markers remains constant, and the mass conservation is guaranteed.

Another problem we had to face is that, currently, the FDCON algorithm used to solve for the anisotropic viscosity requires no-slip boundary conditions. To reduce the effect of this boundary condition, we have applied a 10-node width frame of isotropic viscosity. We have not detected any problem related to this frame, although future developments of FDCON algorithm should include the possibility of using different boundary conditions without this *ad hoc* frame.

6.3.- Results

6.3.1.- Description of the setup

As it has been previously stated, delamination seems to be a suitable candidate to study the effects of visco-plastic rheology. However, the new ‘anisotropic plasticity’ methodology developed and presented here is not still prepared to produce complete models for delamination comparable to the models obtained with TEMESCH for the viscous rheology. Nevertheless, we present in this part of the thesis the preliminary results we have obtained with this methodology for simpler setups.

Several authors (e.g. Buitter et al., 2006; Moresi and Mühlhaus, 2006; Moresi et al., 2007a; Popov and Sobolev, 2008) have modeled the formation of zones of localized shear (shear bands) during compression as a test for their codes (Figure 6.2). We intend to do the same: we present here some different models checking the capability of the *etani2* routine to produce shear banding. We analyze the influence of several parameters on the shear banding development, measuring the angles of the bands, since this angle seems to be rather controversial (Kaus et al., 2008). Taking into account the warning about the low convergence of an anisotropic-viscosity-based methodology (Moresi et al., 2007a; Lemialle et al., 2008), we control the numerical convergence of the model with several ‘indicators’ which will be discussed later.

We have applied the code to a three layered initial state (figure 6.6) of 750 km depth and 1500 km width. From bottom to top, the layers mimic an asthenosphere with

$\eta_N=1e20$ Pa s and density (ρ) equals to 3200 kg/m³, a more competent lithosphere two orders of magnitude more viscous ($\eta_N=1e22$ Pa s) and denser ($\rho=3300$ kg/m³), and a topmost layer with $\rho=0$ kg/m³ and $\eta_N=1e20$ Pa s which allows the lithosphere to deform and it mimics a free lithosphere surface (Schmeling et al., 2008). This topmost layer can be considered as a very viscous air or a light sedimentary layer. The lithosphere includes the visco-plastic behavior and the asthenosphere is only viscous. For the sake of simplicity, the normal viscosity and density are assumed to be constant, and there is no temperature dependence on any variable of the model.

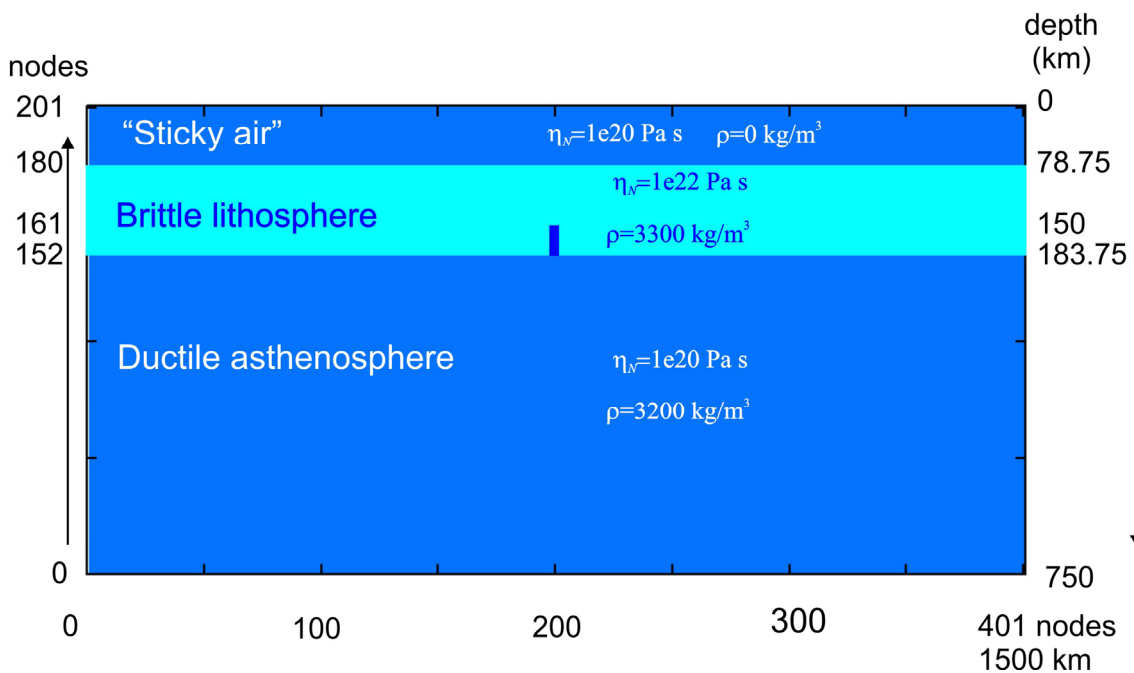


Figure 6.6. Initial setup considered in this chapter.

Moresi and Mühlhaus (2006) and Moresi *et al.* (2007a) state the need of introducing ‘a narrow notch of material in the brittle layer (replaced by material of the lower layer) to provide an initial stress concentrations which encourages shear band formation’. Their ‘narrow notch’ seems to be as long as the third part of the lithosphere. We have also included this notch to concentrate the strain. Our notch is as long as the third part of our lithosphere and only one column of nodes wide. The notch is filled with low viscosity lithospheric material, thus with the same viscosity than the asthenosphere, but with visco-plastic behavior. We have confirmed with our modeling that no structures form if we do not introduce this notch.

The model is subjected to a strong convergence from the right side at 10 cm/a, constant along the whole right boundary. The average strain rate in the lithosphere is $2 \times 10^{-15} \text{ s}^{-1}$, so the maximum shear stress is about $4 \times 10^7 \text{ Pa}$ (following equation (6.4)). We show non-dimensional values. The dimensionalization rule for the strain rate is:

$$\dot{\epsilon}_{II} = \dot{\epsilon}_{II}^{(\text{dim})} \frac{h^2}{k} \quad (6.9)$$

where h is the scaling height (vertical dimension of the model, 750 km), and k is the thermal diffusivity (a value of $10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ was used).

We have used 201x401 nodes, and 640.000 markers. The z-axis is directed upwards and the x-axis rightwards. The spatial step is 3.75 km/node. The *etani2* routine is iterated a fixed number of 100 iterations, with no temporal advance. There are several ‘indicators’ we have used to check the convergence of the solution along the iterations: the root mean square of the velocity (v-rms), the root mean square of the second invariant of the stress (sii-rms), and the root mean square of the second invariant of the strain rate (eii-rms). We present results of all these ‘indicators’ for each model.

6.3.2.- Influence of the friction angle (φ)

Two sets of runs were performed to check the effect of the γ -rotation to get the θ angle and the effect of the θ angle itself. τ_{crit} was fixed to be $1.5 \times 10^7 \text{ Pa}$ to allow for brittle behavior of the lithosphere.

In the first set, the vorticity criterion was not applied: the θ angle is fixed at each run and is kept constant throughout the iterations, so $\theta = \varphi/2$. No under-relaxation is included for this setup. The strain rate distributions for these results after 100 internal iterations (no time advance) are shown in Figure 6.7. Shear bands forms starting from the notch, growing towards the surface with the iterations, until a stable final stage is reached.

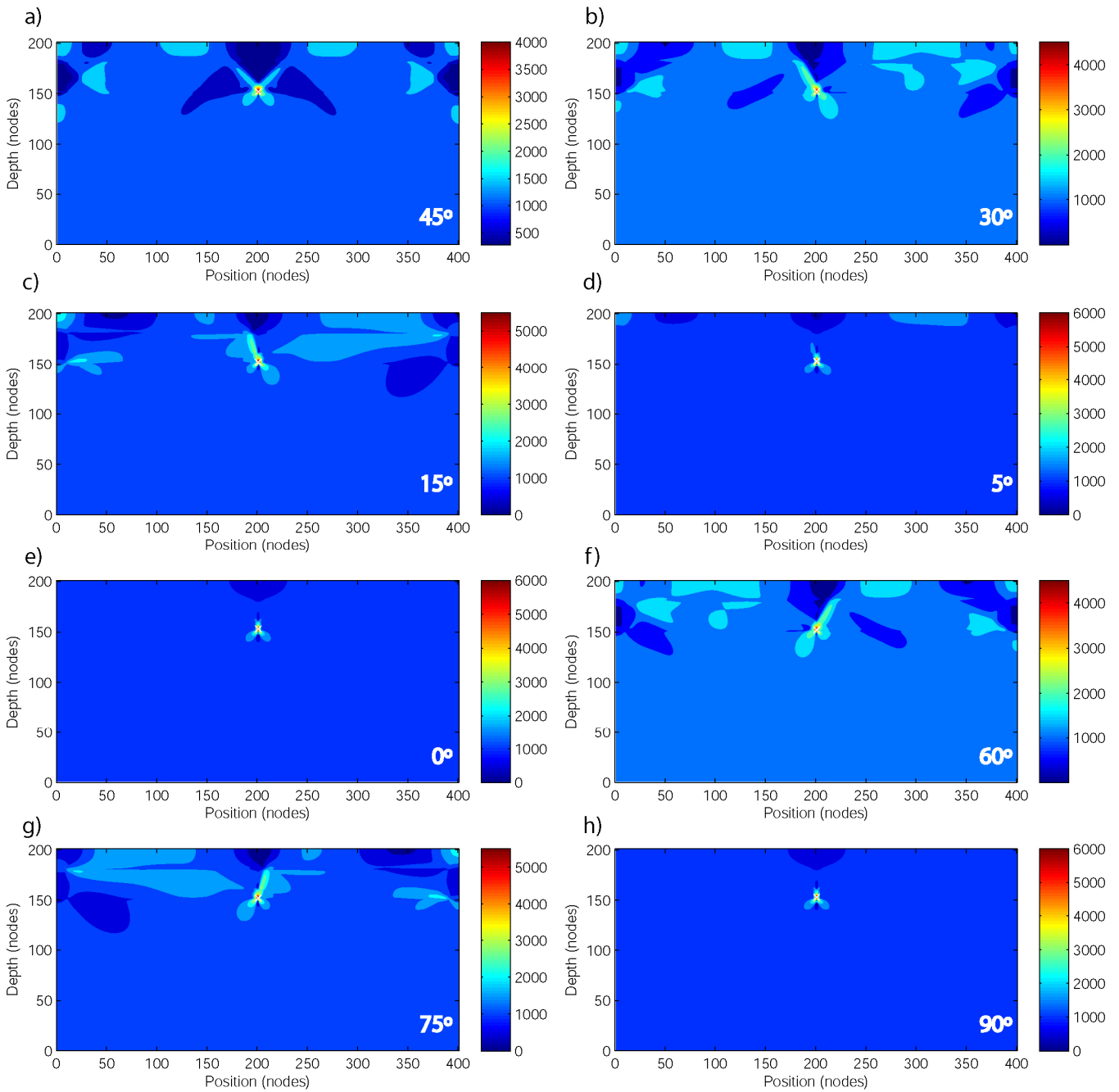


Figure 6.7. Strain rate distributions (non dimensional values) for models with forced θ angle of 45° (a), 30° (b), 15° (c), 5° (d), 0° (e), 60° (f), 75° (g) 90° (h), after 100 internal iterations (no time advance). The strain rate is drawn at fixed non-dimensional values from 0 to 6000, with a step of 500.

Table 6.1 shows the obtained angle of the formed shear bands, measured with respect to the vertical direction for each model. It was directly measured from the distribution of strain rate at iterations 99 and 100. For $\theta=45^\circ$, two conjugated shear bands forms, at 45° with the vertical direction, following the two equiprobable weak directions (θ and

$\theta+90^\circ$). For a fixed θ angle lower than 45° (Figure 6.7b-d) only one shear band appears, the branch farthest from the convergent boundary, forming an angle similar to the prescribed θ angle, measured counterclockwise with respect to the vertical direction (Table 6.1). Small angles (like $\theta=5^\circ$, Figure 6.7d) produce rather diffuse bands. For a fixed θ angle higher than 45° (Figure 6.7 f, g), the active branch is the complementary one, that closest to the convergent boundary, forming an angle with the horizontal direction similar to the prescribed θ angle (Table 6.1), measured clockwise. For $\theta=0^\circ$, 90° (Figure 6.7 e, h respectively) the strain is localized only inside the notch, with no noticeable band forming.

Table 6.1. Runs with prescribed θ angle and measured angle with respect to the z-axis

Model	θ	Measured angle
3.0a	45°	44°
3.0b	30°	30°
3.0c	15°	20°
3.0d	5°	12°
3.0e	0°	-
3.0f	60°	30°
3.0g	75°	20°
3.0h	90°	-

The ‘indicators’ of convergence are shown in Figure 6.8. V-rms, eii-rms and sii-rms reach a stable setup along the iterations: the lower the θ angle, the later the stability is reached. The results are coincident for complementary angles.

This first set of runs shows that we can produce shear bandings by using θ angles lower than 45° , since higher values produce equivalent results. Furthermore, these results demonstrate that the weakening on the anisotropic viscosity is able to simulate the plastic yielding along shear-planes whose direction matches an imposed friction angle.

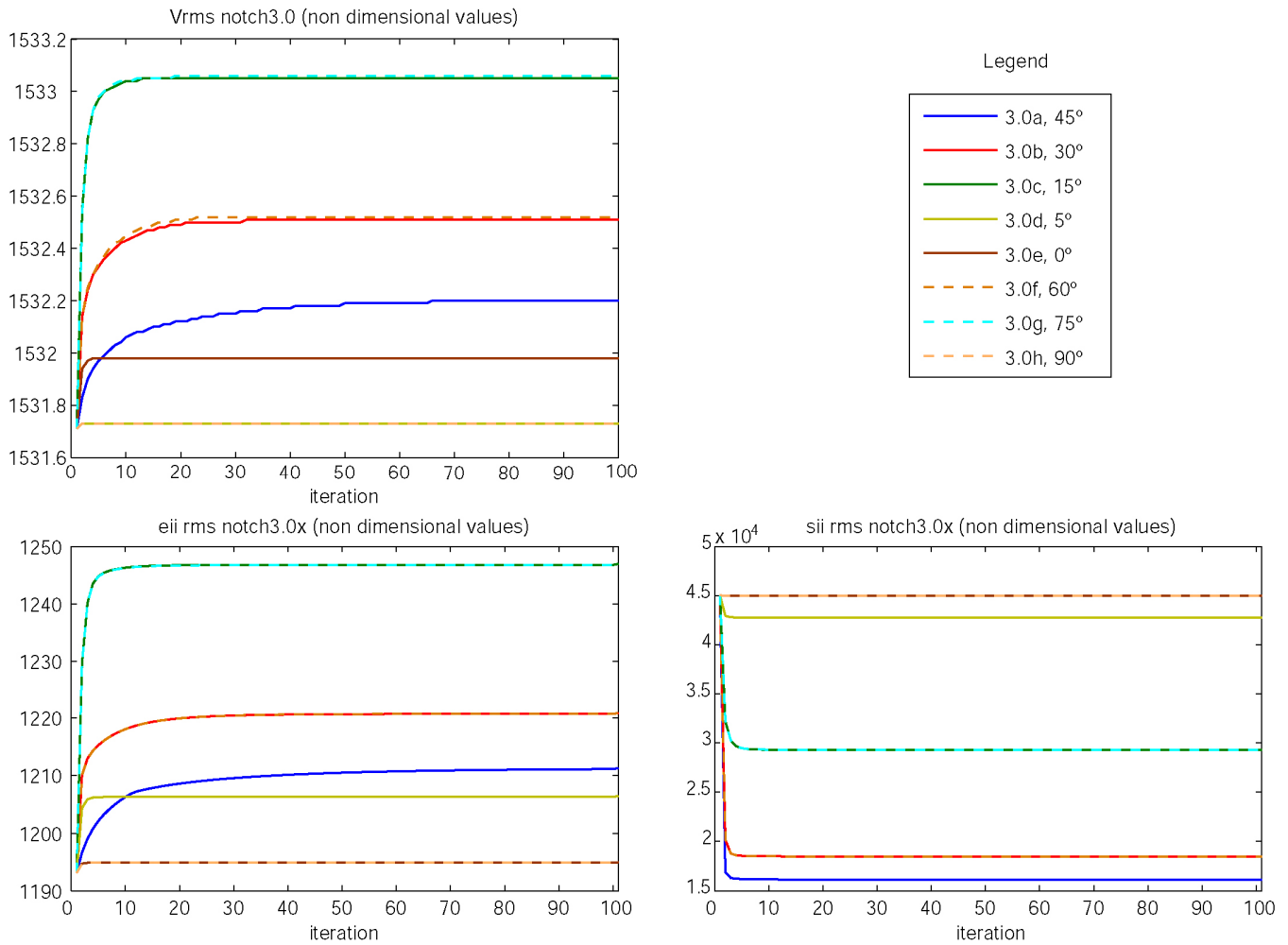


Figure 6.8. ‘Convergence indicators’ for models with forced θ angle.

In the second set of runs presented here, the θ angle is now computed according to the methodology previously described, including the γ -rotation according to the vorticity criterion. We vary the friction angle (ϕ) to check the influence of this parameter. An under-relaxation factor of 0.95 is applied here. Figure 6.9 shows the strain rate distributions after 100 internal iterations for the results obtained varying $\phi/2$ from 30° to 0° . As in the previous set, shear bands formation starts from the notch and grows towards the surface with the iterations, until a stable final stage is reached. Independently from the notch, some other faults initiate near the surface and grow towards the base of the viscoplastic lithosphere, and other faults initiate near the boundaries at the base of the brittle layer and grow towards the surface. The clearest structures are obtained for $\phi/2=30^\circ$ (Figure 6.9a). Differently from previous models with prescribed θ angle, two conjugate shear bands form in all models, although for

lower values of the friction angle (Figure 6.9c,d) shear bands are less clearly defined. Surprisingly, for $\varphi/2=0$ our plasticity model does not produce shear planes in the direction of maximum shear, contrary to other studies (e.g. Moresi et al., 2007a) Apparently they do not develop when larger deformation (next time step, not shown) are used, so it seems that strain softening as included by other studies seems to be more important for shear band formation than anisotropic plasticity.

We have measured the angles of the formed shear bands with the vertical direction from the distribution of strain rate at iteration 99 and 100 and compared them with theoretical predicted angles. For a pressure-sensitive material with friction angle φ and dilatation angle ψ , different models predict the following angles for the shear band (e.g. Popov and Sobolev, 2008):

$$\begin{aligned} \alpha &= 45^\circ + \frac{\varphi}{2} && (\text{Coulomb, 1773}) \\ \alpha &= 45^\circ + \frac{\psi}{2} && (\text{Roscoe, 1970}) \\ \alpha &= 45^\circ + \frac{\varphi + \psi}{4} && (\text{Arthur et al., 1977}) \end{aligned} \tag{6.10}$$

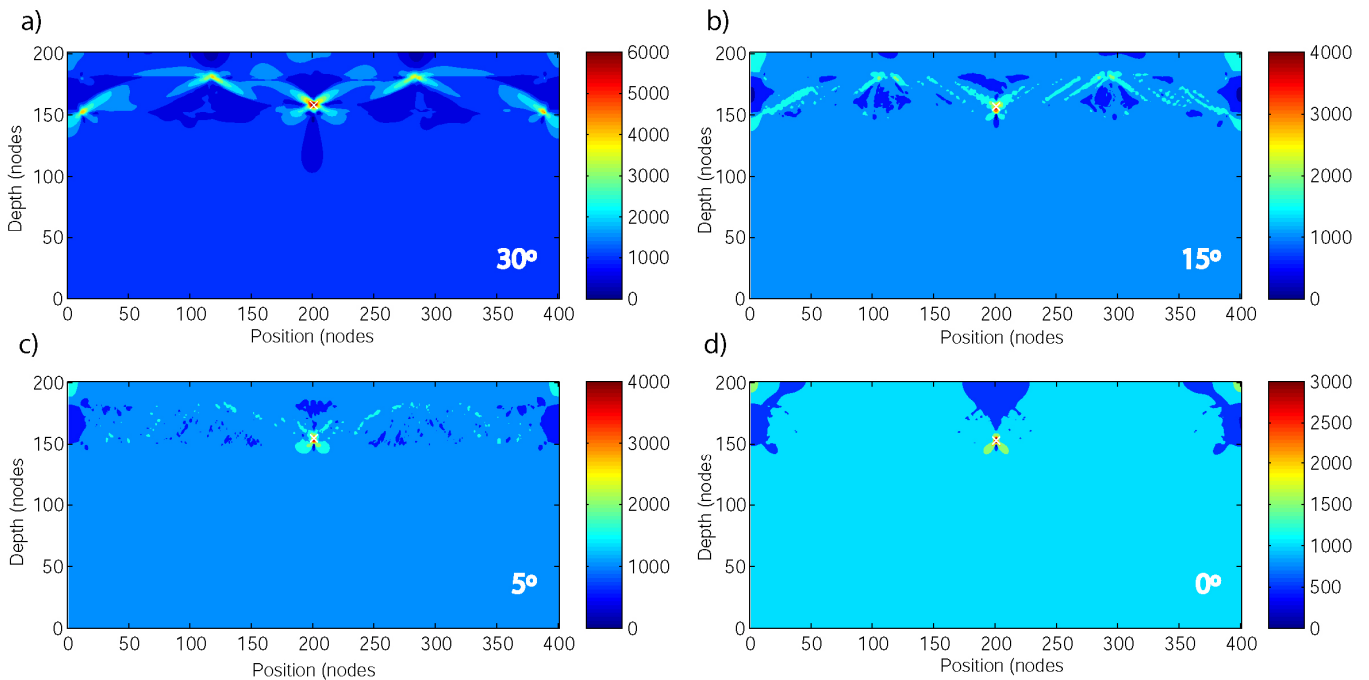


Figure 6.9. Strain rate distributions (non dimensional values) for models with $\varphi/2=30^\circ$ (a), $\varphi/2=15^\circ$ (b), $\varphi/2=5^\circ$ (c) and $\varphi/2=0^\circ$ (d) after 100 internal iterations (no time advance). The strain rate is drawn at fixed non-dimensional values from 0 to 6000, with a step of 500.

Recent results (Lemiale et al., 2008) indicate a preference for the Coulomb angle, as long as sufficiently large resolutions are employed. Other groups have reported some preference for the Arthur angle (e.g. Mancktelow, 2006; Popov and Sobolev, 2008). As can be seen in Table 6.2, our results indicate a preference for the Arthur angle, although the relative error increases dramatically for zero friction angle. As we are assuming incompressibility, the dilatation angle is zero.

Table 6.2. Models with different φ angle, theoretical and obtained angles.

Model	$\varphi/2$	Measured angle ¹	Coulomb angle	Rel. error	Arthur angle	Rel. error
3.2a	30°	61°	75°	20%	60.0°	1.7%
3.2b	15°	56°	60°	7%	52.5°	6.4%
3.2c	5°	48°	50°	4%	47.5°	1.0%
3.0d	0°	31°	45°	37%	45.0°	37.0%

¹ With respect to the vertical direction

The convergence ‘indicators’ for these models are not as stable as before (Figure 6.10). Still, there is a tendency to stability with the iterations. There are small oscillations between the result at one iteration and at the next one. However, after 50 iterations, the oscillations are less than 0.01% for v-rms, less than 0.05% for eii-rms and less than 1.5% for sii-rms.

In conclusion, with this two sets of models we have shown that the ‘anisotropic plasticity’ methodology, based on the weakening of the anisotropic viscosity for a self-computed direction depending on the internal friction angle, is able to simulate the plastic yielding along shear-planes. There is a clear dependence of the shear-band angle with respect to the internal friction angle, and the shear-planes inclination seems to match the Arthur angle. For small internal friction angles, shear bands are less defined.

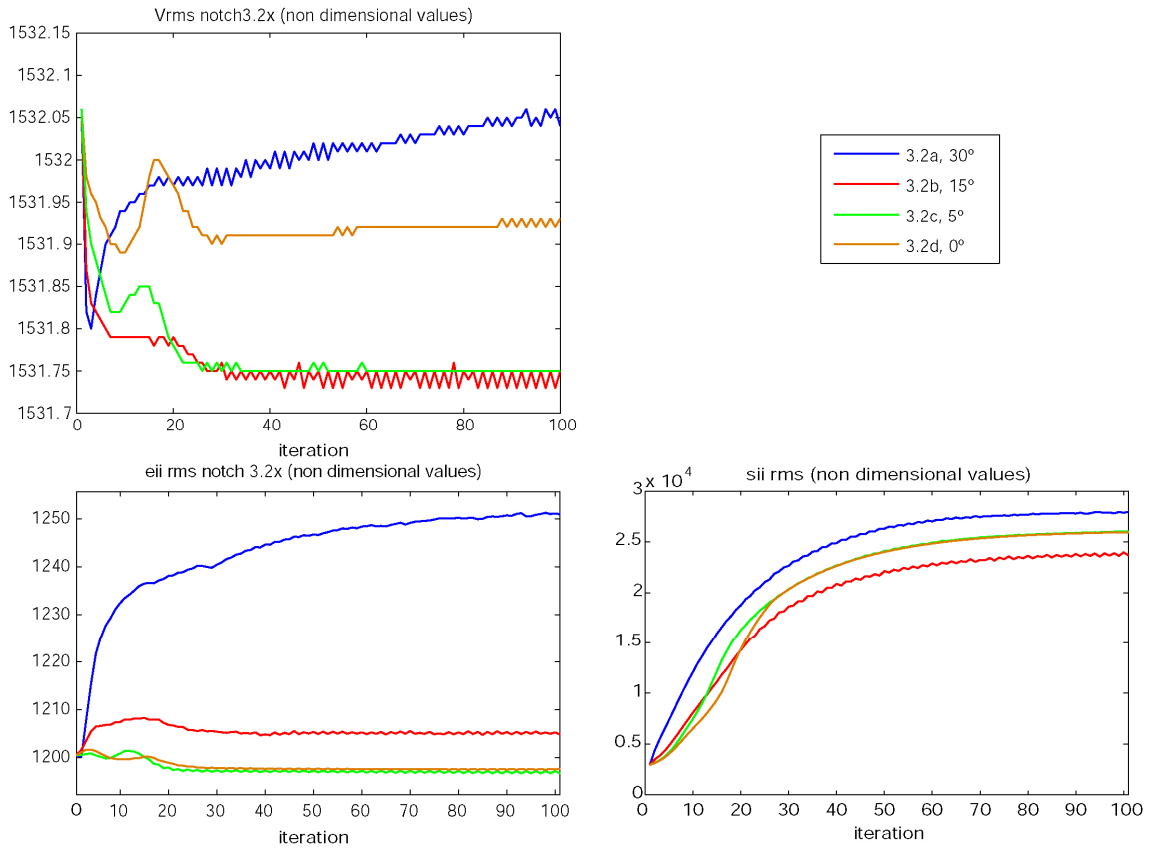


Figure 6.10. ‘Convergence indicators’ for models with $\varphi/2$ varying from 30° to 0° .

6.3.3 Influence of the maximum bearable shear stress (τ_{crit})

Next set of results explores the influence of the maximum bearable shear stress (τ) on the development of the shear bands varying the τ_{crit} value from 1.5×10^8 Pa to 9×10^6 Pa. As it has been previously explained, the average strain rate in the lithosphere is 2×10^{-15} s $^{-1}$, so the maximum shear stress is about 4×10^7 Pa. An under-relaxation factor of 0.95 and $\varphi/2=30^\circ$ were used. These values were not chosen for their physical signification but because they produce clearly defined shear bands. The other parameters were as presented previously.

Figure 6.11 shows the strain rate distribution after 100 iterations for 5 different models obtained varying the τ_{crit} parameter. For values of τ_{crit} higher than the maximum shear stress (Figure 6.11a, b), the strain rate is localized inside the notch, where the low viscosity produces lower maximum shear stress (look at equation (6.4)). The emergent

shear band structures are clearly defined for $\tau_{crit} = 1.5 \times 10^7$ Pa (Figure 6.11c). As the value of τ_{crit} is reduced, the brittle behavior of the lithosphere is enhanced and the weakening affects extended regions, increasing the length of the strain localization regions, which tend to connect each other (Figure 6.11d).

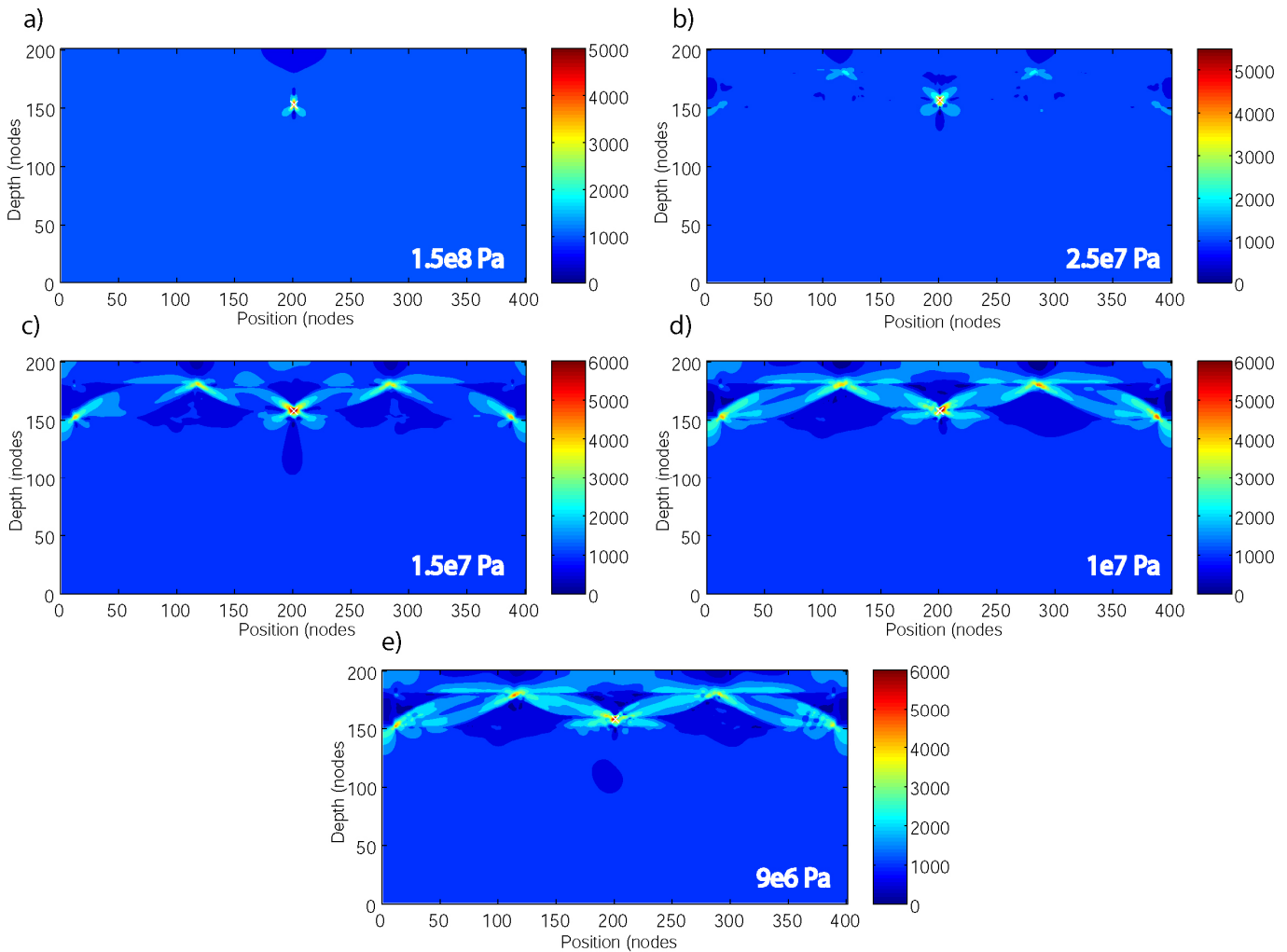


Figure 6.11. Strain rate distributions (non dimensional values) for models with τ_{crit} parameter of 1.5×10^8 Pa (a), 2.5×10^7 Pa (b), 1.5×10^7 Pa (c), 1×10^7 Pa (d), and 9×10^6 Pa (e) after 100 internal iterations (no time advance). The strain rate is drawn at fixed non-dimensional values from 0 to 6000, with a step of 500.

According to the results shown in Figure 6.12, the ‘convergence indicators’ we are using to control the convergence smoothly tend to stable values when no (or small) shear bands appear but shows oscillations when the strain localization is active. After more than 50 iterations, the run has achieved its final stable configuration, and the oscillations are less than 0.01% for v-rms, less than 0.1% for eii-rms and less than 1.5%

for sii-rms. The highest values for the oscillations are always achieved for the lowest value of τ_{crit} .

In conclusion, as it was expected, it has been shown that shear bands only form when the yield stress effectively reduces the shear viscosity, and this only happens when $\dot{\epsilon}_{II}$ exceeds a critical value linearly dependent on the τ_{crit} parameter (equation (6.6)). For this reason, the τ_{crit} parameter can be named as the ‘maximum bearable shear stress’. However, the local normal viscosity value also affects the strain rate at the node. Since our preliminary models are performed with constant normal viscosity, this effect has not been tested. More work should be done in this point.

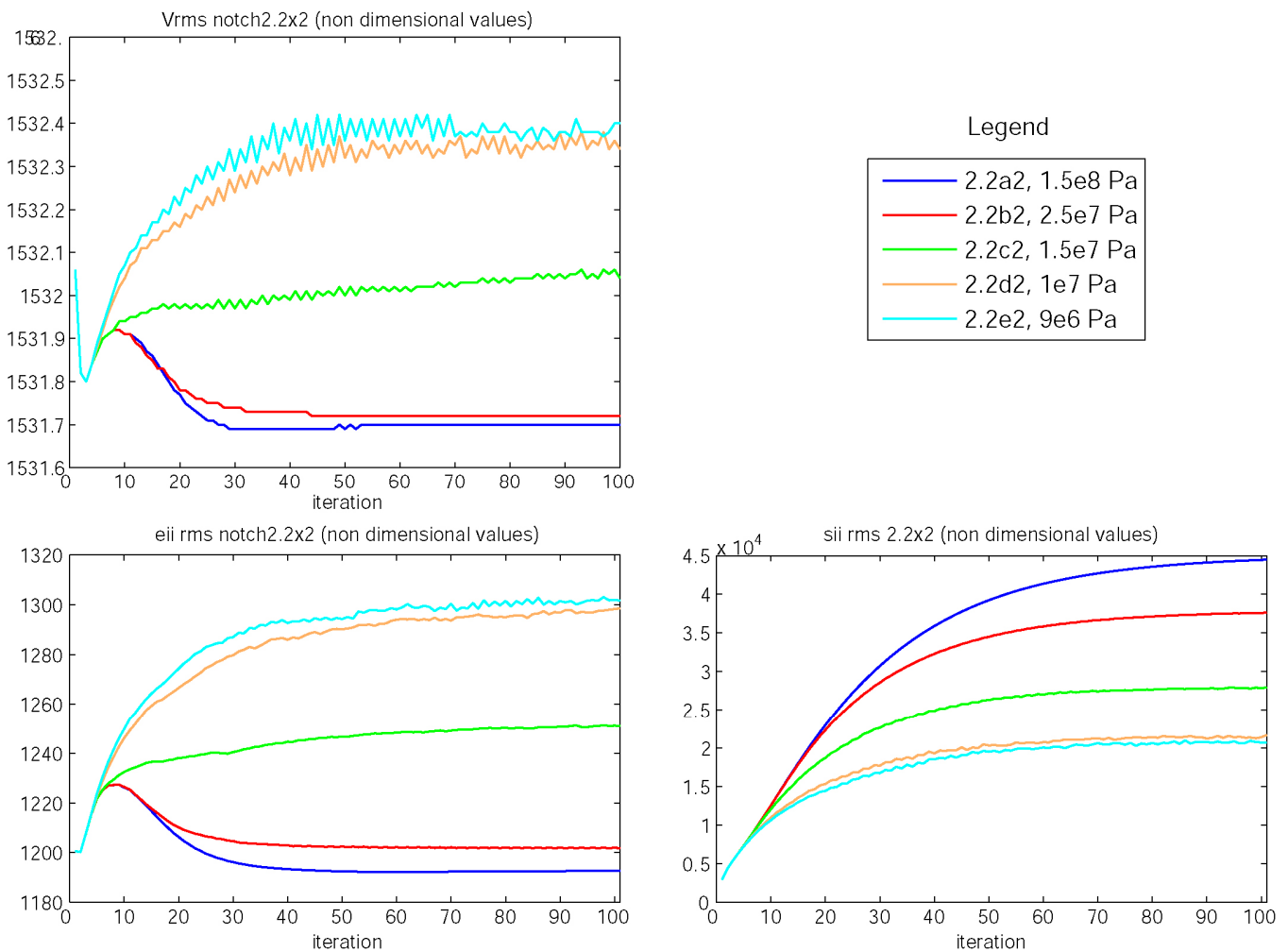


Figure 6.12. ‘Convergence indicators’ for models with τ_{crit} parameter ranging from 1.5×10^8 Pa to 9×10^6 Pa.

6.3.4 Influence of the under-relaxation factor

Previous models have been computed with an under-relaxation factor of 0.95. In this set of results we inspect the effect of the under-relaxation on the development of shear bands and the stability of the process. We vary the under-relaxation factor from 0 to 0.99. As in previous models, τ_{crit} was fixed to be 1.5×10^7 Pa to allow for a brittle behavior of the lithosphere and $\varphi/2=30^\circ$.

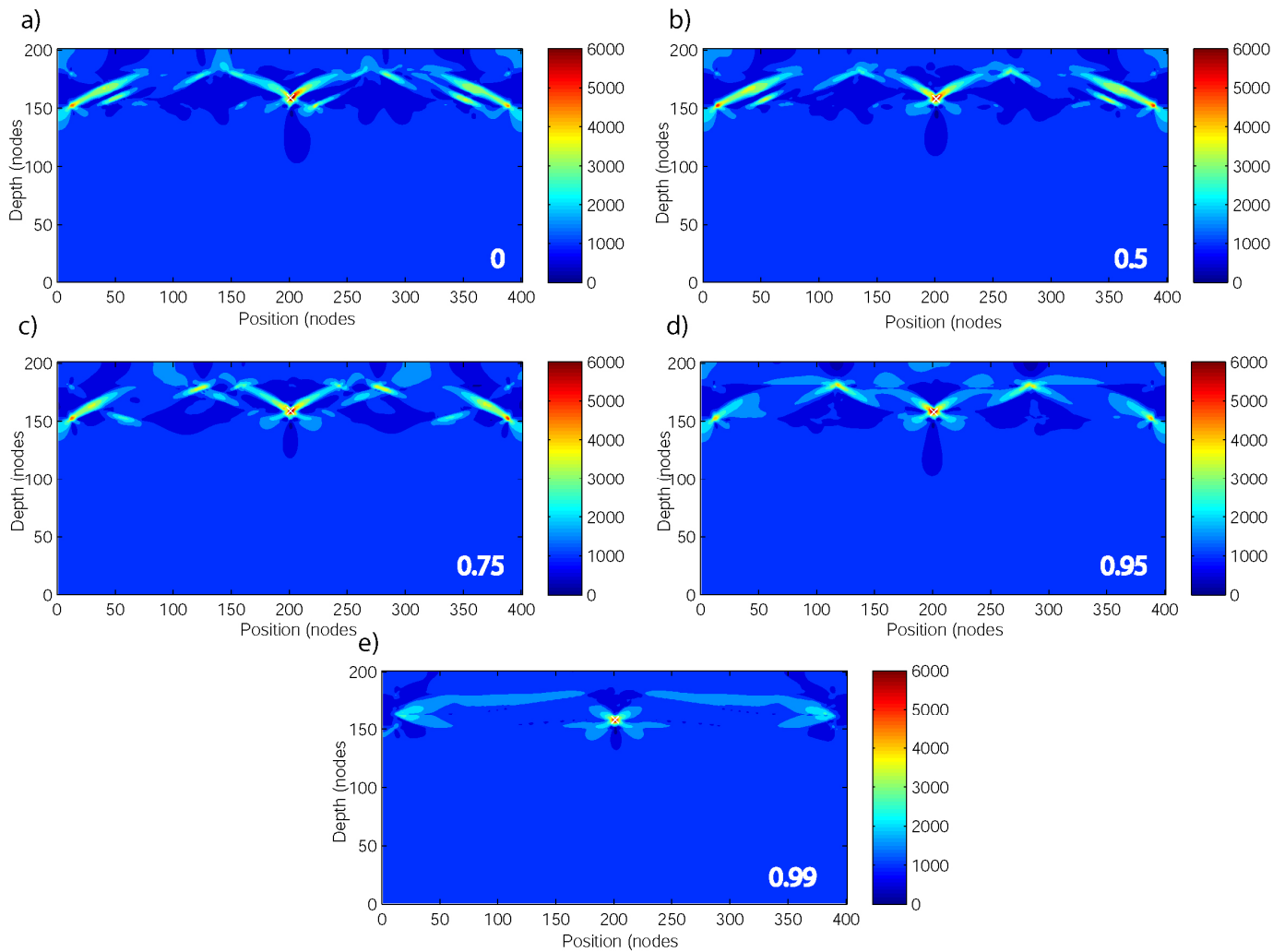


Figure 6.13. Strain rate distributions (non dimensional values) for models with under-relaxation factor of 0 (a), 0.5 (b), 0.75 (c), 0.95 (d), and 0.99 (e) after 100 internal iterations (no time advance). The strain rate is drawn at fixed non-dimensional values from 0 to 6000, with a step of 500.

After 100 iterations, results for the strain rate distribution for 5 different models are shown in Figure 6.13. Although they are qualitatively similar, there are noticeable differences. As the under-relaxation factor increases, the number of secondary shear bands is reduced, particularly near the boundaries. At the top of the lithosphere there are two conjugated shear bands growing from top to bottom, located at nodes placed at 150 and 275 in the horizontal dimension. With increasing under-relaxation factor, the vertex at around 150 node moves slightly towards the left, and the vertex at around 275 node moves slightly towards the right. The most stable structures are present in all models but in the last one, with a very strong under-relaxation factor of 0.99.

The ‘convergence indicators’ for this set of runs (Figure 6.14) show that increasing the under-relaxation clearly smoothes the oscillations on the three ‘indicators’. The last model with 0.99 under-relaxation factor allows only 1% change from one iteration to the next one, so it is still far from convergence solution, as can be seen in the ‘convergence indicators’. Taking aside the last model, the ‘indicators’ show strong changes in the first iterations, but after 50 iterations, oscillations are less than 0.005% for v -rms, less than 0.5% for eii -rms and less than 1.5% for the sii -rms. The highest oscillations are obtained with the lowest under-relaxation factor.

The comparison of the ‘convergence indicators’ for a model without under-relaxation ($f_u=0$, Figure 6.15a-f) and for a model with strong under-relaxation ($f_u=0.95$, Figure 6.15 g-l) shows a smoothing effect and an improvement of the stability. We can compare the strain rate distribution for both models at different iteration to show how that stability is reached.

Model without under-relaxation develops shear bands near the lateral boundaries very early (Figure 6.15, b), although the maximum value of the strain rate is achieved inside the notch (marked with a white ‘x’). These symmetric bands seem to grow and split into two each one (Figure 6.15d), and the internal branch of these split bands seems to move towards the center of the model. Around iteration 30, a pair of conjugated shear bands grows from the notch, being the right one slightly more pronounced. Around iteration 50 (Figure 6.15e), both bands starting at the notch are similarly extended, and one of

them is alternatively more pronounced. This oscillation has a period of around 5-10 iteration. In contrast, in model with strong under-relaxation ($f_u=0.95$) the final structures are clearly identified as early as in iteration 10 (Figure 6.15i), and they do not change throughout the iterations (Figure 6.15k,l).

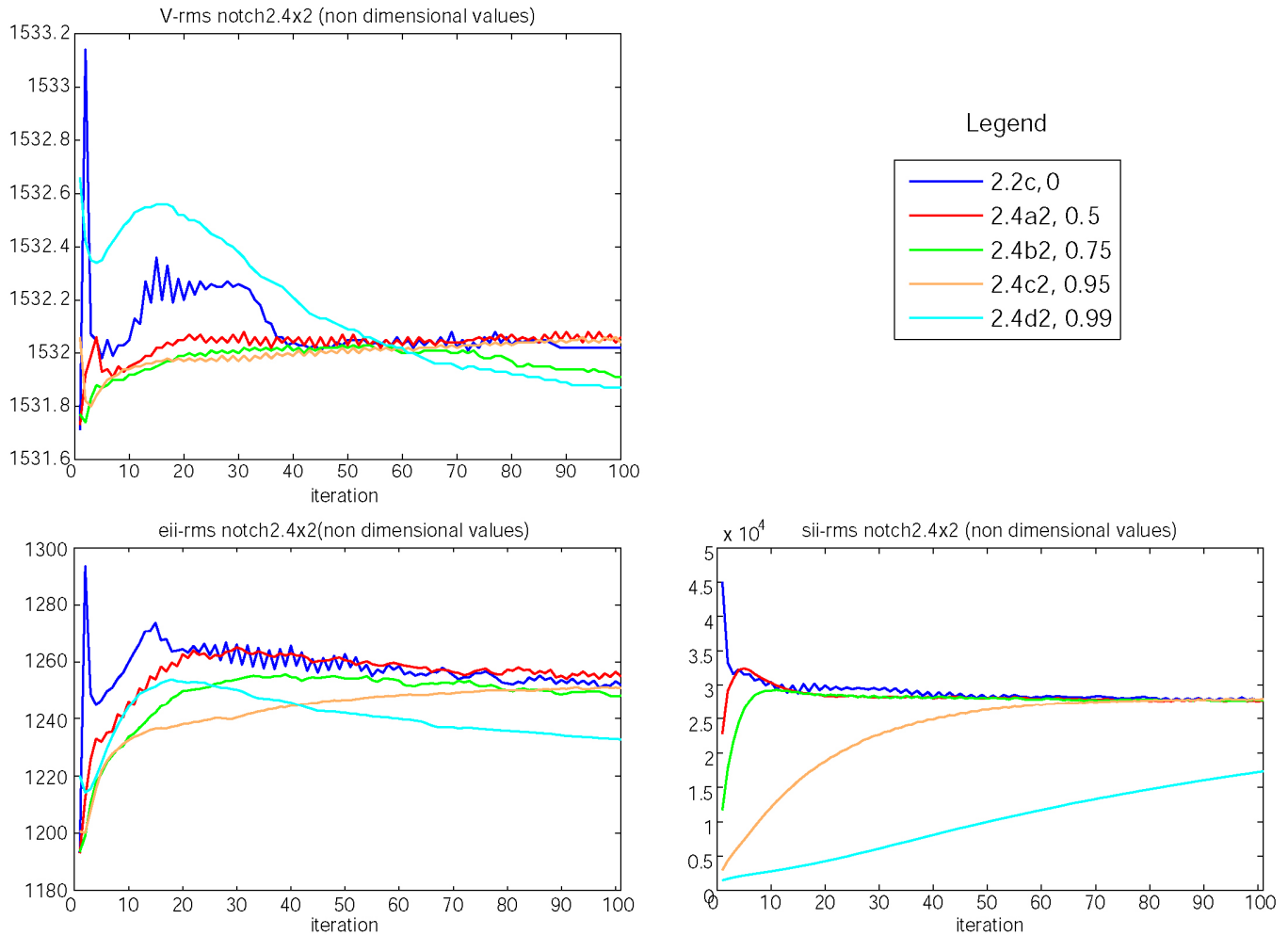


Figure 6.14. ‘Convergence indicators’ for models with under-relaxation factor ranging from 0 to 0.99.

Summarizing, these results point out that, due to the non-linear behavior of the system, a strong under-relaxation factor must be used to guarantee the stability of the emergent structures and to avoid oscillations. Schmeling (2000), in his study of partial melting, segregation and solidification processes in the mantle, also reported the use of strong under-relaxation. However, even without under-relaxation, the strain localization is reproduced. Previous studies on anisotropic viscosity did not report the use of under-relaxation so, as far as we know, there are no other related works to compare with.

6.- The 'anisotropic plasticity'

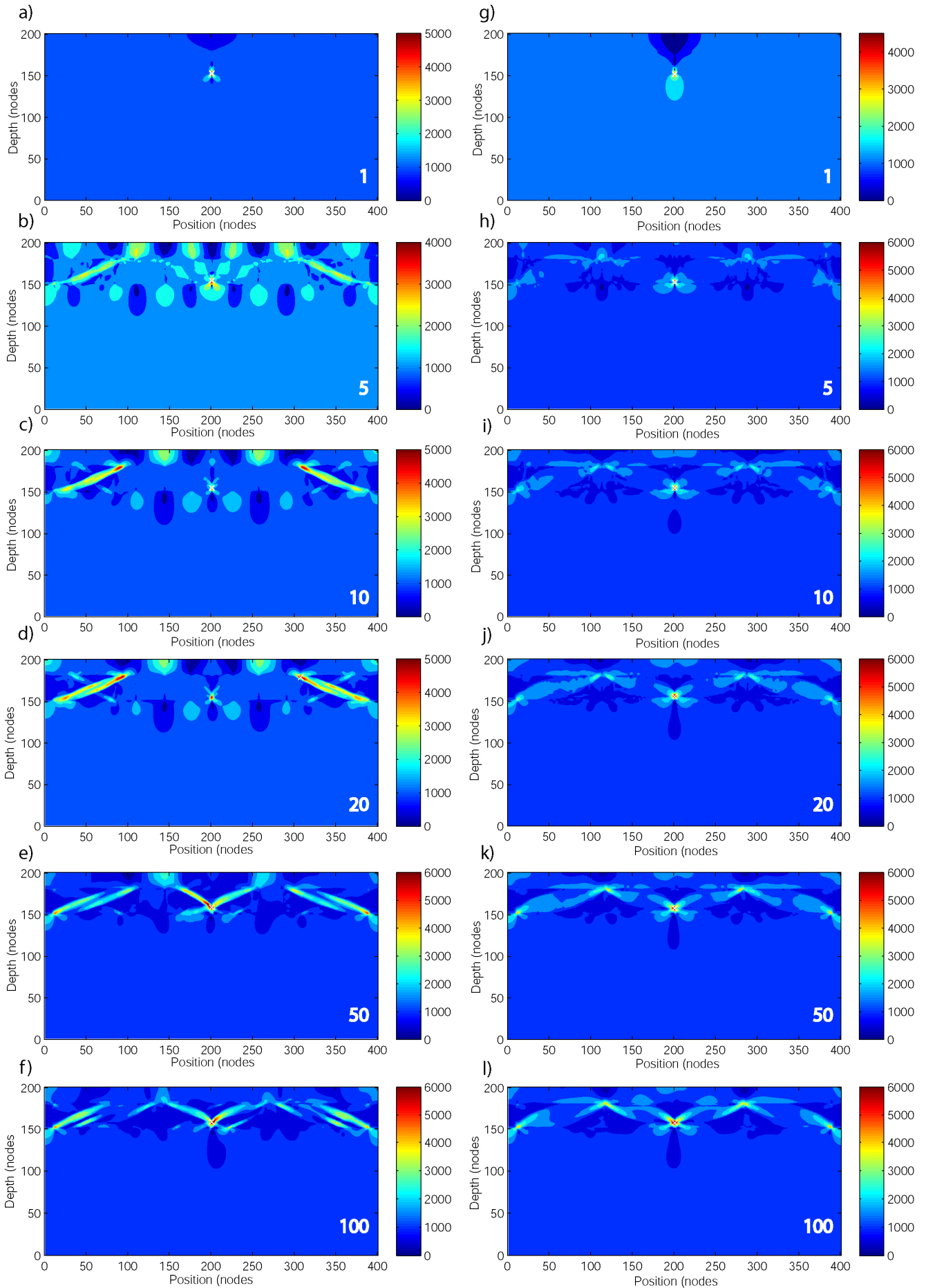


Figure 6.15. Strain rate distributions (non dimensional values) for two compared models: without under-relaxation (a-f); with under-relaxation factor of 0.95 (g-l). White numbers are the number of the iteration. The strain rate is drawn at fixed non-dimensional values from 0 to 6000, with a step of 500.

6.4. Conclusions

In this second part of this thesis a new methodology is introduced to model the mechanical coupling between the brittle part of the lithosphere and the ductile upper mantle. This new ‘anisotropic plasticity’ methodology requires an easier theoretical and numerical formulation and is computationally less demanding than previous approaches. For this reason, we can include the whole lithosphere and upper mantle in our simulations, taking into account the interactions between them.

The methodology presented here is able to simulate the plastic yielding along shear-planes by reducing the shear viscosity in the failure direction. The angle of the shear-planes is computed depending on the internal friction angle using a vorticity-based criterion to choose the preferred direction of plastic failure. Strain localization is obtained without strain softening (damage rheology) as included in previous studies (e.g. Moresi et al., 2007a; Popov and Sobolev, 2008). As no shear band formation is obtained for a frictional angle of 0, it is likely that for these angles strain softening is the important mechanism. The obtained angle for the shear bands seems to match the Arthur angle in agreement with recent studies (e.g. Mancktelow, 2006; Popov and Sobolev, 2008).

Many visco-plastic models include a yield stress and reduce the isotropic viscosity as the yield stress is reached. They usually obtain shear band angles of 45° with respect to the maximum compression (i.e. $\varphi/2 = 0$; e.g. Lemiale et al., 2008). Shear localization has been shown here also to occur if only the shear viscosity is reduced and the normal viscosity remains constant. We observe maximum shear band formation for $\varphi/2 = 30^\circ$ and no shear band formation for $\varphi/2 = 0$

In our modeling, the strain localization bands only appear when the yield stress effectively reduces the shear viscosity. The parameter shown here to control this effect is the τ_{crit} parameter; for this reason is called ‘maximum bearable shear stress’. However, since our preliminary models are performed with constant normal viscosity, the effect of the local normal viscosity at the node is not tested. Further developments of the methodology should include the viscosity variation.

The under-relaxation has been shown to be of high importance for the shear bands structure to achieve stability. As was remarked by previous authors (e.g. Moresi et al, 2007a; Lemiale et al., 2008), the strong non-linearity of the system does not guarantee the convergence. Here three ‘convergence indicators’ have been used to control the convergence and stability of the system at each run. Under-relaxation has been shown to smooth the oscillations and enhance the stability of the emergent structures.

More work must be done until our methodology can be applied to natural laboratories, like including the time-evolution, but the preliminary results presented here are, in our opinion, really promising. We hope that future development of this methodology will allow to model lithospheric processes controlled by interaction between lithosphere and underlying mantle as in the case of continental delamination.

CONCLUSIONES Y TRABAJO FUTURO

Conclusions and Future work

Continental lithosphere delamination mechanism remains poorly studied in spite of having been proposed for a wide range of zones. The very few physical models that have been developed make that basic aspects of the delamination process remain poorly understood. The work carried out along this PhD allows us to improve our knowledge about the delamination mechanism by means of applying our own developed algorithms to reproduce the mechanism. To avoid common ambiguities in literature, we have defined delamination as a process fulfilling two conditions originally proposed by Peter Bird (1979): 1) asthenosphere must be in direct contact with crust and 2) the delamination point, where the lithosphere peels off the crust, migrates laterally.

Similarly to the few existent models, we have adopted a viscous approach for the study of delamination, and we have shown that this mechanism is mainly governed by the fluid behavior. However, during the development and implementation of the numerical code we have adopted some decisions that may be reconsidered in future, to improve the efficiency of the code. Particularly, the interpolation methods or the displacement of the markers algorithm could be optimized to reduce the CPU time of simulations. New storage and assembly methods for the system matrix could optimize the computing time. The adaptation of the numerical code for running in clusters or as a parallel code may improve the resolution as well as the computing time. Time step could be automatically computed to fulfill the CFL criterion and ensure the stability of the code, also allowing the time step to vary according to the numerical needs.

The developed numerical code has allowed a quantitative and comparative study of the delamination mechanism and the convective removal method, another viscous-governed mechanism often proposed for the same areas as delamination mechanism. The comparative study has allowed us to state that, whereas the convective removal has serious difficulty to reproduce significant crustal and lithospheric thinning, this thinning is intrinsic to the delamination mechanism. The lithospheric thinning puts the

asthenosphere in contact to the crust, probably causing topographic uplift, increased surface heat flow, extension and magmatism.

The thinning caused by continental delamination is always accompanied by crustal thickening due to the viscous drag exerted by the delaminated lithosphere. The delamination point -defined as the triple point of contact among crust, lithospheric mantle and asthenosphere-, separates the region of thickening (in front of the point) and the region of thinning (at the back of the point). The delamination point migration is driven by the push of intruding asthenospheric material, which replaces the lithospheric material, and by the gravitational pull down of the delaminated lithospheric material. The crust dragged by the sinking lithosphere adopts a vertically elongated shape, similar to the typical crust geometry in oceanic subduction zones. This migrating pattern of thinning/thickening is one of the most characteristic consequences, on a lithospheric scale, of the delamination mechanism.

Another distinctive feature of the delamination mechanism is the need of a weak zone which breaks the symmetry of the initial state. This weak zone could be an 'asthenospheric conduit', as was originally proposed by Bird (1979), or a 'low viscosity lithospheric conduit', as it has been recently proposed. Our results show that both types of 'low viscosity conduits' can trigger the delamination as long as the conduit is wide enough to allow for the rising of asthenospheric material. The origin of both types of 'conduits' can be linked to previous subduction episodes, which likely caused fluid weakening of the lithospheric mantle in the overriding plate.

In this study we have shown that the formation of an orogenic root due to the continental collision, added to the inherited 'low viscosity conduit', can eventually trigger continental delamination. These results point out that delamination can be a post-subduction mechanism, able to dismount a continental collision orogen.

Concerning the application of our code to specific zones we have not intended to state delamination is the process that fully (or better) explains the geodynamic evolution of these regions. Our modelling assumes 2D flow, whereas the studied regions, specially the Alboran Sea present an evolution with clearly 3D features that must be taken into account. However, for the studied zones previous studies have proposed different conceptual models based on the delamination mechanism. We have quantitatively evaluated those conceptual models, checking their applicability to the zone. The delamination mechanism allows us to explain some first order features of the studied regions. Nevertheless, it is clear that 3D models are needed to better understand the geodynamic evolution of these regions. We plan to take advantage of recent advances on computing resources to tackle the challenge of 3D modelling of delamination.

The application of our numerical code to the two studied regions has allowed us to check the delamination evolution starting from two completely different initial setups, showing the versatility of the code. In the Alboran Sea region, the initial setup inspired by the conceptual model proposed by Calvert et al., (2000) is based on an orogenic situation with a lithospheric root. In the Sierra Nevada Mountains, California, the initial setup inspired by the conceptual model proposed by Zandt et al., (2004) is based on a post-subduction situation with a mass excess due to the presence of an ultramafic batholith. Our code has been shown to be versatile and able to reproduce both conceptual models, with results compatible with present-day observables and with the inferred structure of the lithosphere in both regions.

We have presented the isostatic topography inferred from our results for both regions. The differential topography computed for the Alboran region, shows that the crustal thickening produces topographic uplift and the subsidence is placed above the crustal thinning area. It means that the effect of the crustal thinning on the topography overcomes the effect of uplift related to the asthenospheric upwelling. On the contrary, the differential topography computed for the Sierra Nevada region shows the opposite pattern: the replacement of the dense ultramafic root by light asthenospheric material produces a rapid uplift, whereas the region of the Great Valley experiences subsidence

because the negative buoyancy of the delaminated slab overcomes the effect of the crustal thickening.

We have realized that the presence of magmatism and the topography are very important observables in the study of delamination. The occurrence and amount of partial melting can be estimated from temperature distribution. The topography has been computed using the simplistic assumption of local isostasy, whereas the high topography and mantle slabs are likely to be regionally compensated. Future developments of our code will include the computation of the amount of partial melting and topography in a self-consistent way. Future code improvements will also incorporate recent advances about the mantle density dependence on composition (e.g. Afonso et al., 2008), instead of assuming only a temperature dependence. This composition dependence can significantly modify the buoyancy forces, thus modifying the isostatic response, as well as the overall evolution.

Continental delamination, by putting into contact materials with different failure behavior, is a suitable framework to study and model the coupling of the brittle and ductile regimes. Preliminary results obtained with the new methodology for modeling strain localization, developed in collaboration with prof. Dr. Harro Schmeling, has been shown to be very promising, as it is suitable to reproduce the formation of narrow shear bands interpreted as faults. The parametric study carried out shows that the strong non-linearity of the methodology implies serious difficulties to achieve convergence, but proper values of under-relaxation noticeably improve the stability of the emergent structures. The development and improvement of the presented new methodology is inscribed in a very innovative research field and it might join to a whole new avenue of lithospheric dynamics modeling, which incorporates brittle processes in a viscous approach.

REFERENCIAS Y ANEXOS

Referencias

- Afonso, J. C., G. Ranally and M. Fernández (2005), Thermal expansivity and elastic properties of the lithospheric mantle: results from mineral physics of composites, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 149, 279-306.
- Afonso, J. C., M. Fernández, G. Ranalli, W. L. Griffin and J. A. D. Connolly (2008), Integrated geophysical-petrological modeling of the lithosphere and sublithospheric upper mantle: Methodology and applications, *Geochemical, Geophysics and Geosystems*, 9, Q05008, doi:10.1029/2007GC001834.
- Akaogi M., E. Ito and L. Navrotsky (1989), Olivine-modified spinel-spinel transitions in the system $Mg_2SiO_4-Fe_2SiO_4$: calorimetric measurements, thermochemical calculation and geophysical application, *Journal of Geophysical Research*, 94, 15671-15685.
- Akaogi, M., E. Ito and L. Navrotsky 1989, Olivine-modified spinel-spinel transitions in the system $Mg_2SiO_4-Fe_2SiO_4$: calorimetric measurements, thermochemical calculation and geophysical application, *Journal of Geophysical Research*, 94, 15671-15685.
- Akimoto, S. I. and H. Fujisawa (1968), Olivine-spinel solid solution equilibria in the system $Mg_2SiO_4-Fe_2SiO_4$, *Geophysical Research Letters*, 23, 3567-3570.
- Anderson, J. D. (1995), *Computational fluid dynamics*. McGraw Hill, Inc.
- Andrews, E.R. and M.I. Billen (2007), Rheologic controls on the dynamics of slab detachment, *Tectonophysics*, doi:10.1016/j.tecto.2007.09.004.
- Andrews, E.R. and M.I. Billen, (2007), Rheologic controls on the dynamics of slab detachment, *Tectonophysics*, doi:10.1016/j.tecto.2007.09.004.
- Arcay, E., E. Tric and M.-P. Doin (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.
- Arnold, J, W.R. Jacoby, H. Schmeling and B. Schott (2001), Continental collision and the dynamic and thermal evolution of the Variscan orogenic crustal root – numerical models, *Journal of Geodynamics*, 31, 273-291.
- Arthur, J.R.F., T. Dunstan, Q.A.J. Al-Ani and A. Assadi (1977), Plastic deformation and failure of granular media, *Geotechnique*, 27, 53–74.
- Babeyko, A.Yu., S.V. Sobolev, R.B. Trumbull, O. Oncken and L.L. Lavier (2002),

- Numerical models of crustal scale convection and partial melting beneath the Altiplano-Puna plateau, *Earth and Planetary Science Letters*, 199, 373–388.
- Bai, Q. and D.L. Kohlstedt (1992), High-temperature creep of olivine single crystals, 2. dislocation structures, *Tectonophysics*, 206, 1-29, DOI: 10.1016/0040-1951(92)90365-D.
- Banda E., J. Gallart, V. Garciadueñas, J.J. Dañobeitia and J. Makris (1993), Lateral variation of the crust in the Iberian Peninsula: New evidence from the Betic Cordillera, *Tectonophysics*, 221, 1, 53-66.
- Banda, E. (1988), Crustal parameters in the Iberian Peninsula, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 51, 1-3, 222-225.
- Beaumont, C., P. Fullsack and J. Hamilton (1994), Styles of crustal deformation caused by subduction of the underlying lithosphere, *Tectonophysics*, 232, 119-132.
- Benz, H.M. and G. Zandt (1993), Teleseismic tomography: Lithospheric structure of the San Andreas Fault system in northern and central California, in *Seismic Tomography: Theory and Practice*, pp. 440–465, eds Iyer, H.M. & Hirahara, K., Chapman and Hall, New York.
- Bernal, J. D. (1936), Hypothesis on the 20° discontinuity, *Observatory*, 59, 268.
- Bijwaard, H., W. Spakman and E.R. Engdahl (1998), Closing the gap between regional and global travel time tomography, *Journal of Geophysical Research*, 103, 30055-30078.
- Bird, P and X. Kong, (1994), Computer simulations of California tectonics confirm very low strength of major faults, *Geological Society of America Bulletin*, 106, 159-174.
- Bird, P. (1978), Initiation of intracontinental subduction in the Himalaya. of *Geophysical Research*, 83, 4975-4987.
- Bird, P. (1979), Continental delamination and the Colorado Plateau, *Journal of Geophysical Research*, 84, 7561-7571.
- Bird, P. and J. Baumgardner (1981), Steady propagation of delamination events, *Journal of Geophysical Research*, 86, 4891-4903.
- Blanco, M.J. and W. Spakman (1993), The P-wave velocity structure of the mantle below the Iberian Peninsula: evidence for subducted lithosphere below southern Spain, *Tectonophysics*, 221, 13-34.
- Boussinesq, J. (1903), *Théorie analytique de la chaleur mise en harmonie avec la*

- thermodynamique et avec la théorie de la lumière, Volume II. Gauthier-Villars, Paris.
- Boyd, O. S., C. H. Jones and A. F. Sheehan (2004), Foundering Lithosphere Imaged Beneath the Southern Sierra Nevada, California, US, *Science*, 305, 660-662.
- Braun., J. and M. Sambridge (1994), Dynamical Lagrangian Remeshing (DLR): A new algorithm for solving large strain deformation problems and its application to fault-propagation folding, *Earth and Planetary Science Letters*, 124, 211-220.
- Buck, W.R. and M.N. Toksöz (1983), Thermal effects of continental collisions: Thickening a variable viscosity lithosphere, *Tectonophysics*, 100, 53-69.
- Buform, E., A. Udias and R. Madariaga (1991), Intermediate and deep earthquakes in Spain, *Pure and Applied Geophysics*, 136, 375-393.
- Buform, E., P. Coca, A. Udias and C. Lasa (1997), Source mechanism of intermediate and deep earthquakes in southern Spain, *Journal of Seismology*, 1, 113-130.
- Buiter, S.J.H., A. Babeyko, S. Ellis, T.V. Gerya, B.J.P. Kaus, A. Kellner, G. Schreurs and Y. Yamada (2006), The Numerical Sandbox: Comparison of Model Results for a Shortening and an Extension Experiment, From Buiter, S.J.H. and Schreurs, G. (eds), 2006, *Analogue and Numerical Modelling of Crustal-Scale Processes*, Geological Society, London, Special Publication 253, 29-64.
- Calvert, A., E. Sandvol, D. Seber, M. Barazangi, S. Roecker, T. Mourabit, F. Vidal, G. Alguacil and N. Jabour (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.
- Carnahan, B., H. A. Luther and J. O. Wilkes (1979), *Calculo numérico. Métodos and aplicaciones*. Ed. Rueda.
- Channel, J.E.T. and J.C. Mareschal (1989), Delamination and asymmetric lithospheric thickening in the development of the Thyrrhenian Rift, in *Alpine Tectonics*, eds Coward, M.P., Dietrich, D. & Park, R.G., *Geol. Soc. Lond. Spec. Publ.*, 45, 285–300.
- Christensen, U. R. (1984), Convection with pressure- and temperature- dependent non-Newtonian rheology, *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society*, 77, 343-384.
- Christensen, U. R. (1987), Some geodynamical effects of anisotropic viscosity,

- Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society, 91, 711-736.
- Clark, M.K., G. Maheo, J. Saleeby and K.A. Farley (2005), The nonequilibrium landscape of the southern Sierra Nevada, California, *GSA Today*, 15, 4-10.
- Comas, M. C., V. García-Dueñas and M. J. Jurado (1992), Neogene tectonic evolution of the Alboran Basin from MCS data, *Geo-Marine Letters*, 12, 157-164
- Comas, M. C., V. García-Dueñas and M. J. Jurado (1992), Neogene tectonic evolution of the Alboran Basin from MCS data, *Geo-Marine Letters*, 12, 157-164.
- Conrad, C.P. and P. Molnar (1997), The growth of Rayleigh–Taylor-type instabilities in the lithosphere for various rheological and density structures, *Geophysical Journal International*, 129, 95-112.
- Conrad, C. P. and M. Gurnis (2003), Seismic tomography, surface uplift and the breakup of Gondwanaland: Integrating mantle convection backwards in time, *Geochemical, Geophysics and Geosystems*, 4(3), 1031, doi:10.1029/2001GC000299, 2003.
- Conrad, C.P. and C. Lithgow-Bertelloni (2006), Influence of continental roots and asthenosphere on plate-mantle coupling, *Geophysical Research Letters*, 33, L05312, doi:10.1029/2005GL025621.
- Conrad, C.P., M. D. Behn and P. G. Silver (2007), Global mantle flow and the development of seismic anisotropy: Differences between the oceanic and continental upper mantle, *Journal of Geophysical Research*, 112, B07317, doi:10.1029/2006JB004608.
- Cordier, P. and D.C. Rubie (2001), Plastic deformation of minerals under extreme pressure using a multi-anvil apparatus. *Materials Science and Engineering A* 309-310, 38-43.
- Coulomb, C.A. (1773), Test on the applications of the rules of maxima and minima to some problems of statics related to architecture, *Academie Royale des Sciences: Histoire et Memoires de Mathematique et de Physique*, 7, 343-382 (in French).
- Couvy, H., D.J. Frost, F. Heidelbach, K. Nyilas, T. Ungár, S. Mackwell and P. Cordier (2004), Shear deformation experiments of forsterite at 11 GPa – 1400 8C in the multianvil apparatus, *European Journal of Mineralogy*; December 2004; v. 16; no. 6; p. 877-889; DOI: 10.1127/0935-1221/2004/0016-0877.
- Deuss, A. and J. H. Woodhouse (2004), The nature of the Lehmann discontinuity from its seismological Clapeyron slope, *Earth and Planetary Science Letters*, 225,

295-304.

- Docherty, C. and E. Banda (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.
- Ducea, M.N. and J.B. Saleeby (1996), Buoyancy sources for a large, unrooted mountain range, the Sierra Nevada, California: Evidence from xenolith thermobarometry, *Journal of Geophysical Research*, 101, 8229–8244.
- Ducea, M. N. and J. B. Saleeby (1998), A case for delamination of the deep batholithic crust beneath the Sierra Nevada, *International Geology Review*, 40 (1), 78-93.
- Duggen, S., K. Hoernle, P. van den Bogaard, L. Rüpke and J. Phipps-Morgan (2003), Deep roots of the Messinian salinity crisis, *Nature*, 422, 602-606.
- Duggen, S., K. Hoernle, P. van den Bogaard and C. Harris (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., K. Hoernle, P. van den Bogaard and D. Garbe-Schönberg (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, 6, 1155–1201, doi: 10.1093/petrology/egi013.
- Duggen, S., K. Hoernle, P. van den Bogaard and D. Garbe-Schönberg (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, 6, 1155–1201, doi: 10.1093/petrology/egi013.
- Durham, W.B. and C. Goetze (1977), Plastic-flow of oriented single-crystals of olivine 1. Mechanical Data, *Journal of Geophysical Research*, 82, 5737-5753.
- Engdahl, E.R., R. van der Hilst and R.P. Buland (1998), Global teleseismic earthquake relocation with improved travel times and procedures for depth determination, *Bulletin of the Seismological Society of America*, 88, 3295-3314.
- England, P, G. Houseman and L. Sonder (1985), Length scales for continental deformation in convergent, divergent and strike-slip environments - analytical and approximate solutions for a thin viscous sheet model, *Journal of*

- Geophysical Research, 90, 3551-3557.
- England, P.C. and G. A. Houseman (1989), Extension during continental convergence, with application to the Tibetan Plateau, *Journal of Geophysical Research*, 94, 17561-17579.
- Enns, A., T. W. Becker and H. Schmeling (2005), The dynamics of subduction and trench migration for viscosity stratification. *Geophysical Journal International*, 120, 2, 761-775.
- Estabrook, C. H. (2004), Seismic constraints on mechanisms of deep earthquake rupture, *Journal of Geophysical Research*, 109, b02306, doi:10.1029/2003jb002449.
- Fadil, A., P. Vernant, S. McClusky, R. Reilinger, F. Gomez, D. Ben Sari, T. Mourabit, K. Feigl and M. Barazangi (2006), Active tectonics of the western Mediterranean: Geodetic evidence for rollback of a delaminated subcontinental lithospheric slab beneath the Rif Mountains, Morocco, *Geology*, 34, 529-532.
- Farmer, G. L., A.F. Glazne and C. Manley (2002), Did lithospheric delamination trigger late Cenozoic potassic volcanism in the Sierra Nevada, California?, *Geological Society of America Bulletin*, 114, 754-768.
- Fleitout, L. and C. Froidevaux (1982), Tectonics and topography for a lithosphere containing density heterogeneities, *Tectonics*, 1, 21-56.
- Flidner, M., S. L. Klemperer and N. I. Christensen (2000), Three-dimensional seismic model of the Sierra Nevada arc, California and its implications for crustal and uppermantle composition, *Journal of Geophysical Research*, 105, 10899-10921.
- Fullea, J., M. Fernández, H. Zeyen and J. Vergés (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.
- 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. P.h.D, Univ. Barcelona, 240 p.
- Fullsack, P. (1995), An arbitrary Lagrangian-Eulerian formulation for creeping flows and its application in tectonic models, *Geophysical Journal International*, 120, 1-23.
- Funiciello, F., G. Morra, K. Regenauer-Lieb and D. Giardini (2003), Dynamics of

- retreating slabs: 1. Insights from two-dimensional numerical experiments, *Journal of Geophysical Research-Solid Earth*, 108(B4), art. no.-2206.
- García-Dueñas, V., J. C. Balanya and J. M. Martínez-Martínez (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. and G. A. Houseman (2007), Convergence and extension driven by lithospheric gravitational instability: evolution of the Alpine–Carpathian–Pannonian system, *Geophysical Journal International*, 168, 1276-1290.
- Gerya, T. V. and D. A. Yuen (2003a), Rayleigh-Taylor instabilities from hydration and melting propel ‘cold plumes’ at subduction zones, *Earth and Planetary Science Letters*, 212, 47-62.
- Gerya, T. V. and D. A. Yuen (2003b), Characteristics-based marker-in-cell method with conservative finite-differences schemes for modeling geological flows with strongly variable transport properties, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 140, 293–318.
- Gerya, T., D. A. Yuen and W. V. Maresch (2004), Thermomechanical modelling of slab detachment, *Earth and Planetary Science Letters*, 226, 101-116.
- Gerya, T. V. and D. A. Yuen (2007), Robust characteristics method for modelling multiphase visco-elasto-plastic thermo-mechanical problems, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 163, 83–105.
- Gilbert H., C. Jones, T. J. Owens and G. Zandt (2007), Imaging Sierra Nevada lithosphere sinking, *Eos Transactions. AGU*, 88(21), 225-229.
- Göğüş, O. H. and R. N. Pysklywec (2008a), Near-surface diagnostics of dripping or delaminating lithosphere, *Journal of Geophysical Research*, 113, B11404, doi:10.1029/2007JB005123.
- Göğüş, O. H. and R. N. Pysklywec (2008b), Mantle lithosphere delamination driving plateau uplift and synconvergent extension in eastern Anatolia, *Geology*, 36, 9, 723–726, doi: 10.1130/G24982A.1.
- Green, H. W. (1994), Solving the paradox of Deep Earthquakes. *Scientific American*, 271 (3), 64-71.
- Green, H.W., T.E. Young, D. Walker and C.H. Scholz (1990), Anticrack-associated faulting at very high pressure in natural olivine, *Nature*, 348, 720-722.
- Green, H. W. (2003), Tiny triggers deep down, *Nature*, 424, 893-894.

- Guillot S., E. Garzanti, D. Baratoux, D. Marquer, G. Maheo and J. de Sigoyer (2003), Reconstructing the total shortening history of the NW Himalaya, *Geochemistry Geophysics Geosystems*, 4, art. num. 1064.
- Gutscher, M.-A., J. Malod, J.-P. Rehault, I. Contrucci, F. Klingelhoefer, L. Mendes-Victor and W. Spakman. (2002), Evidence for active subduction beneath Gibraltar, *Geology*, 30, 12, 1071-1074.
- Harder, H. (1991), Numerical-simulation of thermal-convection with maxwellian viscoelasticity, *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 39(1), 67–88.
- Harig, C., P. Molnar and G. A. Houseman (2008), Rayleigh-Taylor instability under a shear stress free top boundary condition and its relevance to removal of mantle lithosphere from beneath the Sierra Nevada, *Tectonics*, 27, art. num. TC6019.
- Harlow, F. and J. Welsh (1965), Numerical calculation of time-dependant viscous incompressible flow of fluid with free surface, *Physics of Fluids*, 8, 2182–2189.
- Hatzfeld, D. and The Working Group for Deep Seismic Sounding (1978), Crustal seismic profiles in the Alboran Sea-Preliminary results, *Pure and Applied Geophysics*, 116, 167– 180.
- Honda, S. (1986), Strong anisotropic flow in a finely layered asthenosphere, *Geophysical Research Letters*, 13, 1454–1457.
- Houseman, G., D. Mackenzie and P. Molnar (1981), Convective instability of a thickened boundary layer and its relevance for the thermal evolution of continental belts, *Journal of Geophysical Research*, 86, B7, 6115-6132.
- Houseman, G. and P. Molnar (1997), Gravitational (Rayleigh–Taylor) instability of a layer with non-linear viscosity and convective thinning of continental lithosphere, *Geophysical Journal International*, 128, 125–150.
- Houseman G., E. Neil and M. Kohler (2000), Lithospheric instability beneath the Transverse Ranges of California, *Journal of Geophysical Research*, 105, B7, 16237-16250.
- Houseman, G. and P. Molnar (2001), Mechanisms of lithospheric rejuvenation associated with continental orogeny. In *Continental Reactivation and Reworking*, Eds. Miller, J.A., Holdsworth, R.E., Buick, I.S., and Hand, M., Geological Society, London, Special Publications, 184, 13-38.
- Houston, 2007, Earthquakes Seismology: Deep Earthquakes, *Treatise on Geophysics* 4, 321-350.

- Ita, J. and S.D. King (1994), Sensitivity 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.
- Jiang, G., D. Zhao and G. Zhang (2008), Seismic evidence for a metastable olivine wedge in the subducting Pacific slab under Japan Sea, *Earth and Planetary Science Letters*, 270, 300–307.
- Jiménez-Munt I., M. Fernández, J. Vergés and J.P. Platt (2008), Lithosphere structure underneath the Tibetan Plateau inferred from elevation, gravity and geoid anomalies, *Earth and Planetary Science Letters*, 267, 276-289.
- Jones, C.H., G.L. Farmer and J. Unruh (2004), Tectonics of Pliocene removal of lithosphere of the Sierra Nevada, California, *Geological Society of America Bulletin*, 116, 11-12, 1408-1422.
- Jull, M. and P. B. Kelemen (2001), On the conditions for lower crustal convective instability, *Journal of Geophysical Research*, 106(B4), 6423–6446.
- Kaneshima S., T. Okamoto and H. Takenaka (2007), Evidence for a metastable olivine wedge inside the subducted Mariana slab, *Earth and Planetary Science Letters*, 258, 219–227.
- Karato, S. (1992), On the Lehmann discontinuity, *Geophysical Research Letters*, 19, 2255-2258.
- Karato, S. (1993), Importance of anelasticity in the interpretation of seismic tomography, *Geophysical Research Letters*, 20, 15, 1623-1626.
- Karato, S. (1995), Effects of water on seismic-wave velocities in the upper-mantle, *Proceedings of the Japan Academy*, 71, 2, 61-66.
- Karato, S. H. (2008), *Deformation of Earth Materials*, ed. Cambridge University Press.
- Katsura, T. and E. Ito (1989), The system Mg_2SiO_4 - Fe_2SiO_4 at high pressures and temperatures: precise determination of stabilities of olivine, modified spinel and spinel, *Journal of Geophysical Research*, 76, 2542-2561.
- Kaus, B.J.P. and Y.Y. Podladchikov (2006), Initiation of localized shear zones in viscoelastoplastic rocks, *Journal of Geophysical Research*, 111, B04412, doi:10.1029/2005JB003652.
- Kaus, B., T. Gerya and D. Schmid (2008), Recent advances in computational geodynamics: Theory, numerics and applications Preface, *Physics of the Earth*

- and Planetary Interiors, 171, 1-4, 2-6.
- Kay R. W. and S. Mahlburg Kay (1993), Delamination and delamination magmatism, *Tectonophysics*, 219, 177-189.
- Kirby, S. H. (1983), Rheology of the lithosphere, *Reviews of Geophysics*, 21, 6, 1458-1487.
- Kirby, S. H., W.B. Durham and L.A. Stern (1991), Mantle phase changes and deep-earthquake faulting in subducting lithosphere, *Science*, 252, 216-225.
- Kirby, S. H., S. Stein, E. Okal and D.C. Rubie (1996), Metastable mantle phase transformations and deep earthquakes in subducting oceanic lithosphere, *Review of Geophysics*, 34, 261-306.
- Knapp, J. H., C. C. Knapp, V. Raileanu, L. Matenco, V. Mocanu and C. Dinu (2005), Crustal constraints on the origin of mantle seismicity in the Vrancea Zone, Romania: The case for active continental lithospheric delamination, *Tectonophysics*, 410, 311-323.
- Kreutzmann, A., H. Schmeling, A. Junge, T. Ruedas, G. Marquart and I. Th. Bjarnason (2004), Temperature and melting of a ridge-centred plume with application to Iceland. Part II: Predictions for electromagnetic and seismic observables, *Geophysical Journal International*, 159, 1097–1111 doi:10.1111/j.1365-246X.2004.02397.x.
- Lachenbruch, A. and P. Morgan (1990), Continental extension, magmatism and elevation; formal relations and rules of thumb, *Tectonophysics*, 174, 39–62.
- Lavier, L.L., W. Buck and A. Poliakov (2000), Factors controlling normal fault offset in an ideal brittle layer, *Journal of Geophysical Research*, 105, B10, 23431-23442.
- Le Pourhiet, L., M. Gurnis and J. Saleeby (2006), Mantle instability beneath the Sierra Nevada Mountains in California and Death Valley extension, *Earth and Planetary Science Letters* 251, 104–119.
- Lee, C.-T., Q.-Z. Yin, R. L. Rudnick, J. T. Chesley and S. B. Jacobsen (2000), Re-Os isotopic evidence for pre-Miocene delamination of lithospheric mantle beneath the Sierra Nevada, California, *Science*, 289, 1912–1916.
- Lee, C., R. L. Rudnick and G. H. Brimhall Jr. (2001), Deep lithospheric dynamics beneath the Sierra Nevada during the Mesozoic and Cenozoic as inferred from xenolith petrology, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 2 (12),

doi:10.1029/2001GC000152.

- Leech, M.L. (2001), Arrested orogenic development: eclogitization, delamination and tectonic collapse, *Earth and Planetary Science Letters*, 185, 149-159.
- Lemiale, V., H.-B. Mühlhaus, L. Moresi and J. Stafford (2008), Shear banding analysis of plastic models formulated for incompressible viscous flows, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 171, 1-4, 177-186.
- Lenardic, A. and W. M. Kaula (1995), More thoughts on convergent crustal plateau formation and mantle dynamics with regard to Tibet, *Journal of Geophysical Research*, 100 (B8), 15,193–15,203.
- Lev, E. and B. H. Hager (2008), Rayleigh-Taylor instabilities with anisotropic lithospheric viscosity, *Geophysical Journal International*, 173, 3, 806-814.
- Li, L., P. Raterron, D. Weidner and J. Chen (2003), Olivine flow mechanisms at 8 Gpa, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 138, 113–129.
- Li, L., P. Raterron, D. Weidner, J. Chen, J. and M.T. Vaughan (2004). Stress measurements of deforming olivine at high pressure, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 143–144, 357–367.
- Lliboutry, L. A. (1997), *Very slow flows of solids*. Martinus Nijhoff Publishers.
- Lonergan, L. and N. White (1997), Origin of the Betic-Rif mountain belt, *Tectonics*, 16, 504– 522.
- Lowrie, W. (2007), *Fundamentals of Geophysics, Second Edition*, Cambridge University Press, UK.
- Lustrino, M. (2005), How the delamination and detachment of lower crust can influence basaltic magmatism, *Earth-Science Reviews*, 72, 21–38.
- Mainprice, D.A.T., H. Couvy, P. Cordier and D.J. Frost (2005), Pressure sensitivity of olivine slip systems and seismic anisotropy of Earth's upper mantle, *Nature*, 433, doi:10.1038/nature03266
- Mancktelow, N.S. (2006), How ductile are ductile shear zones?, *Geology*, 34, 345–348, doi:10.1130/G22260.1.
- Manea, V. and M. Gurnis (2007), Subduction zone evolution and low viscosity wedges and channels, *Earth and Planetary Science Letters*, 264, 22-45.
- Marotta, A. M., M. Fernández and R. Sabadini (1998), Mantle unrooting in collisional settings, *Tectonophysics*, 296, 31– 46.
- Marotta, A. M., M. Fernández and R. Sabadini (1999), The onset of extension during

- lithospheric shortening: a two-dimensional thermomechanical model for lithospheric unrooting, *Geophysical Journal International*, 139, 98-114.
- Marotta, A. M., E. Spelta and C. Rizzetto, (2006), Gravity signature of crustal subduction inferred from numerical modelling, *Geophys. J. Int.*, 166, 923–938, doi: 10.1111/j.1365-246X.2006.03058.x
- Marquart G. and H. Schmeling (2004), A dynamic model for the Iceland Plume and the North Atlantic based on tomography and gravity data, *Geophysical Journal International*, 159, 40-52.
- Marton, F.C., C.R. Bina, S. Stein and D.C. Rubie (1999), Effects of slab mineralogy on subduction rates, *Geophysical Research Letters*, 26, 119-122.
- Melosh, H.J. (1978), Dynamic support of the outer rise, *Geophysical Research Letters*, 5, 321–324.
- Mézcua, J. and J. Rueda (1997), Seismological evidence for a delamination process in the lithosphere under the Alboran Sea, *Geophysical Journal International*, 129, F1–F8.
- Molinario M., H. Zeyen and X. Laurencin (2005), Lithospheric structure beneath the south-eastern Zagros Mountains, Iran: recent slab break-off?, *Terra Nova*, 17, 1–6, doi: 10.1111/j.1365-3121.2004.00575.x.
- Molnar, P., G. Houseman and C. P. Conrad (1998), Rayleigh–Taylor instability and convective thinning of mechanically thickened lithosphere: effects of non-linear viscosity decreasing exponentially with depth and of horizontal shortening of the layer, *Geophysical Journal International*, 133, 568–584.
- Molnar, P. and G. Houseman (2004), The effects of buoyant crust on the gravitational instability of thickened mantle lithosphere at zones of intracontinental convergence, *Geophysical Journal International*, 158, 1134-1150.
- Molnar, P. and C.H. Jones (2004), A test of laboratory based rheological parameters of olivine from an analysis of late Cenozoic convective removal of mantle lithosphere beneath the Sierra Nevada, California, USA, *Geophysical Journal International*, 156, 3, 555-564.
- Morales, J., I. Serrano, A. Jabaloy, J. Galindo-Zaldivar, D. Zhao, F. Torcal, F. Vidal and F.González-Lodeiro (1999), Active continental subduction beneath the Betic Cordillera and Alboran Sea, *Geology*, 27, 735–738.
- Morency, C., M.-P. Doin and C. Dumoulin (2002), Convective destabilization of a

- thickened continental lithosphere, *Earth and Planetary Science Letters*, 202, 303-320.
- Morency, C. and M.-P. Doin (2004), Numerical simulations of the mantle lithosphere delamination, *Journal of Geophysical Research*, 109: B03410, doi: 10.1029/2003JB002414.
- Moresi, L. and V. Solomatov (1998), Mantle convection with a brittle lithosphere: thoughts on the global tectonic styles of the Earth and Venus, *Geophysical Journal International*, 133(3), 669–682.
- Moresi, L., H.B. Muhlhaus and F. Dufour (2001), Viscoelastic formulation for modelling of plate tectonics. In: Muhlhaus, H.-B., Dyskin, A., Pasternak, E. (Eds.), *Bifurcation and Localization in Soils and Rocks*. Balkema, Rotterdam, pp. 337–344.
- Moresi, L., F. Dufour and H. Muhlhaus (2002), Mantle convection modeling with viscoelastic/brittle lithosphere: numerical methodology and plate tectonic modeling, *Pure and Applied Geophysics*, 159(9), 2335–2356.
- Moresi, L., F. Dufour and H.B. Muhlhaus (2003), A Lagrangian integration point finite element method for large deformation modeling of viscoelastic geomaterials, *Journal of Computational Physics*, 184, 476–497.
- Moresi, L. and H.B. Mühlhaus (2006), Anisotropic viscous models of large-deformation Mohr-Coulomb failure, *Philosophical Magazine*, Vol 86, Nos 21-22, 3287-3305.
- Moresi, L., H.-B. Mühlhaus, V. Lemiale and D. May (2007a), Incompressible viscous formulations for deformation and yielding of the lithosphere, *Geological Society London, Special Publications*, 282, 457-472, DOI: 10.1144/SP282.19.
- Moresi, L., S. Quenette, V. Lemiale, C. Meriaux, B. Appelbe and H.-B. Muhlhaus (2007b), Computational approaches to studying non-linear dynamics of the crust and mantle, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 163, 1-4, 69-82.
- Morton, K. W. and D. F. Mayers (1994), *Numerical Solution of partial differential equations*. Cambridge University Press.
- Mosenfelder, J. L., F. C. Marton, C. R. Ross II, L. Kerschhofer and D. C. Rubie (2001), Experimental constraints on the depth of olivine metastability in subducting lithosphere, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 127, 165–180.
- Mugnier, J. L. and P. Huyghe (2006), Ganges basin geometry records a pre-15 Ma

- isostatic rebound of Himalaya, *Geology*, 34, 445-448.
- Muhlhaus H.-B., L. Moresi, B. Hobbs and F. Dufour (2002a), Large amplitude folding in finely layered viscoelastic rock structures *Pure and Applied Geophysics*, 159, 10, 2311-2333.
- Muhlhaus H.-B., F. Dufour, L. Moresi and B. Hobbs (2002b), A director theory for visco-elastic folding instabilities in multilayered rock, *International Journal of Solids and Structures*, 39, 13-14, 3675-3691.
- Mühlhaus, H.-B., L. Moresi and M. Cada (2004), Emergent anisotropy and flow alignment in viscous rock, *Pure and Applied Geophysics*, 161, 2451–2463.
- Muhlhaus, H.-B. and K. Regenauer-Lieb (2005), Towards a self-consistent plate mantle model that includes elasticity: simple benchmarks and application to basic modes of convection, *Geophysical Journal International*, 163 (2), 788–800.
- Negredo, A. M., J.L. Valera and E. Carminati (2004), TEMSPOL: a MATLAB thermal model for deep subduction zones including major phase transformations, *Computers and Geosciences*, 30, 249–258.
- Nettles. M. and A. M. Dziewonski (2008), Radially anisotropic shear-velocity structure of the upper mantle globally and beneath North America, *Journal of Geophysical Research*, 113, doi: 10.1029/2006JB004819.
- O'Neill, C., L. Moresi, D. Muller, R. Albert and F. Dufour (2006), Ellipsis 3D: a particle-in-cell finite-element hybrid code for modelling mantle convection and lithospheric deformation, *Computers & Geosciences*, 32, 1769–1779.
- Platt, J. P. and R. L. M. Vissers (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. and P.C. England (1993), Convective removal of lithosphere beneath mountain belts: thermal and mechanical consequences, *American Journal of Science*, 293, 307–336.
- Platt, J.P., J-I. Soto, M.J. Whitehouse, A.J. Hurford and S.P. Kelley (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.
- Poliakov, A.N.B., P. Cundall, Y. Podladchikov and V. Lyakhovsky (1993), An explicit inertial method for the simulation of viscoelastic flow: an evaluation of elastic

- effects on diapiric flow in two and three layer models. In: Stone, D.B., Runcorn, S.K. (Eds.), *Flow and Creep in the Solar System: Observations, Modeling and Theory*. Kluwer, Holland, pp. 175–195.
- Popov, A.A. and S.V. Sobolev (2007), SLIM3D: A tool for three-dimensional thermomechanical modeling of lithospheric deformation with elasto-viscoplastic rheology, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, doi:10.1016/j.pepi.2008.03.007.
- Ranalli, G. and D.C. Murphy (1987), Rheological stratification of the lithosphere, *Tectonophysics*, 132, 281-295.
- Ranalli, G. (1995), *Rheology of the Earth*. Chapman and Hall, London, Second Edition 413 pp..
- Regenauer-Lieb, K., D. Yuen, D. and J. Branlund (2001), The initiation of subduction: criticality by addition of water?, *Science*, 294, 578–580.
- Roscoe, K.H. (1970), The influence of strains in soil mechanics, 10th Rankine Lecture, *Geotechnique*, 20, 129–170
- 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.
- Ruedas, T., H. Schmeling, G. Marquart, A. Kreutzmann and A. Junge (2004), Temperature and melting of a ridge-centred plume with application to Iceland. Part I: Dynamics and crust production, *Geophysical Journal International*, 158, 2, 729-743.
- Rüpke, L. H., J. Phipps- Morgan, M. Hort and J. A. D. Connolly (2004), Serpentine and the subduction zone water cycle, *Earth and Planetary Science Letters*, 223, 17-34.
- Saleeby, J. and Z. Foster (2004), Topographic response to mantle lithosphere removal in the southern Sierra Nevada region, California, *Geology*, 32, 3, 245-248.
- Sandwell, D. T. (1987), Biharmonic Spline Interpolation of GEOS-3 and SEASAT Altimeter Data, *Geophysical Research Letters*, 2, 139-142.
- Schmalholz, S.M., Y.Y. Podladchikov and D.W. Schmid (2001), A spectral/finite difference method for simulating large deformations of heterogeneous, viscoelastic materials, *Geophysical Journal International*, 145, 199–208.

- Schmeling, H., (1987), On the interaction between small- and large-scale convection and postglacial rebound flow in a power-law mantle, *Earth and Planetary Science Letters*, 84, 254-262, DOI: 10.1016/0012-821X(87)90090-2.
- 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. and G. Marquart (1991), The influence of second-scale convection on the thickness on continental lithosphere and crust, *Tectonophysics*, 189, 281–306.
- Schmeling, H. and G. Y. Bussod (1996), Variable viscosity convection and partial melting in the continental asthenosphere, *Journal of Geophysical Research*, 101, 5411-5423.
- Schmeling, H., R. Monz and D.C. Rubi (1999), The influence of olivine metastability on the dynamics of subduction. *Earth and Planetary Science Letters*, 165, 55-66.
- Schmeling, H., (2000), Partial melting and melt segregation in a convecting mantle. In: *Physics and Chemistry of Partially Molten Rocks*, eds. N. Bagdassarov, D. Laporte, and A.B. Thompson, Kluwer Academic Publ., Dordrecht, pp. 141-178.
- Schmeling, H., A. Babeyko, A. Enns, C. Faccenna, F. Funiciello, T. Gerya, G. Golabek, S. Grigull, B. Kaus, G. Morra and J. van Hunen (2008), A benchmark comparison of spontaneous subduction models – towards a free surface, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 171, 198-223.
- Schott, B. and H. Schmeling (1998), Delamination and detachment of a lithospheric root, *Tectonophysics*, 296, 225-247.
- Schott, B., D. A. Yuen and H. Schmeling (1999), Viscous heating in heterogeneous media as applied to the thermal interaction between the crust and mantle, *Geophysical Research Letters*, 26, 4, 513-516.
- Schott, B., D. A. Yuen and H. Schmeling (2000a), The diversity of tectonics from fluid-dynamical modeling of the lithosphere-mantle system, *Tectonophysics*, 322, 35-51.
- Schott, B., D. A. Yuen and H. Schmeling (2000b), The significance of shear heating in continental delamination, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 18, 273-290.

- Schubert, G., D. L. Turcotte and P. Olson (2001), *Mantle convection in the Earth and Planets*. Cambridge University Press.
- Schutt, D. L. and C. E. Lesher (2006), Effects of melt depletion on the density and seismic velocity of garnet and spinel lherzolite, *Journal of Geophysical Research*, 111, doi: 10.1029/2003JB002950.
- Seber, D., M. Barazangi, A. Ibenbrahim and A. Demnati (1996), Geophysical evidence for lithospheric delamination beneath the Alboran Sea and Rif-Betic mountains, *Nature*, 379, 785–790.
- Serrano I., J. Morales, D. Zhao, F. Torcal and F. Vidal, (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, 21, 4031-4034.
- Slezkin, A. (1955), *Dynamics of viscous incompressible fluid* (in Russian). Gostekhizdat, Moscow.
- Spakman, W. and R. Wortel (2004), A tomographic view on western Mediterranean geodynamics. In: *The TRANSMED atlas. The Mediterranean region from crust to mantle* (Cavazza, W., F. Roure, W. Spakman, G. Stampfli and Ziegler, P., Eds.). Springer, 31-52.
- Spiegel, E.A. and G. Veronis (1960), On the Boussinesq approximation for a compressible fluid, *Astrophysical Journal*, 131, 442-447.
- Stein, C.A. and S. A. Stein (1992), A model for the global variation in oceanic depth and heat flow with lithospheric age, *Nature*, 359, 123-129.
- Tackley, P.J. and S. Xie (2003), STAG3D: a code for modeling thermo-chemical multiphase convection in Earth's mantle. In: *Bathe, K.J. (Ed.), Proceedings of the Second MIT Conference on Computational Fluid and Solid Mechanics*. Elsevier B.V., Amsterdam, pp. 1524–1527.
- Tilmann, F., J. Ni and INDEPTH III Seismic Team (2003), Seismic Imaging of the Downwelling Indian Lithosphere Beneath Central Tibet. *Science* 300 (5624), 1424. doi: 10.1126/science.1082777.
- Torné, M., M. Fernández, M.C. Comas and J.I. Soto (2000), Lithospheric structure beneath the Alboran Basin: results from 3D Gravity modeling and tectonic relevance, *Journal of Geophysical Research*, 105, B2, 3209-3228.
- Tritton, D. J. (1988), *Physical fluid dynamics*. Oxford Clarendon Press, Oxford Science

- Publications, 519 p.
- Turcotte, D.L. and G. Schubert, G. (2002), *Geodynamics*. Second Edition, 456 pp., Cambridge University Press, Cambridge, UK.
- Turcotte, L. (1983), Mechanisms of crustal deformation. *Journal of the Geological Society of London*, 140, 701-724.
- Valera, J. L., A. M. Negrodo and A. Villaseñor (2008), Asymmetric delamination and convective removal numerical modeling: Comparison with evolutionary models for the Alboran Sea region, *Pure and Applied Geophysics*, 165, 1683–1706, doi:10.1007/s00024-008-0395-8.
- Van der Meulen, M. J., J. E. Meulenkamp and M. J. R. Wortel (1998), Lateral shift of Apenninic foredeep depocenters reflecting detachment of subducted lithosphere, *Earth and Planetary Science Letters*, 154, 203-219.
- Villaseñor, A., W. Spakman and E.R. Engdahl (2003), Influence of regional travel times in global tomographic models, *Geophysical Research Abstracts* vol. 5, EAE03-A-08614, EGS-AGU-EUG Joint Assembly, April 6-11, 2003, Nice, France.
- Von Blaceknburg, F. and J. H. Davies (1995), Slab breakoff: a model for syncollisional magmatism and tectonics in the Alps, *Tectonics*, 14, 120-131.
- Watts, A.B., J.H. Bodine and M.S. Steckler (1980), Observations of flexure and the state of stress in the oceanic lithosphere, *Journal of Geophysical Research*, 85(B11), 6369–6376.
- Wegener, A. (1966), *The Origin of Continents and Oceans*. John Biram, translator. Mineola, New York: Dover Publications.
- Weinberg, R. F. and H. Schmeling (1992), Polydiapirs: Multiwave length gravity structures, *Journal of Structural Geology*, 14, 425-436.
- Wendt, A.S., D. Mainprice, E. Rutter and R. Wirth (1998), A joint study of experimental deformation and experimentally induced microstructures of pretextured peridotites, *Journal of Geophysical Research*, 103, 18205–18222.
- Wiens, D. A. (2001), Seismological constraints on the mechanism of deep earthquakes: temperature dependence of deep earthquake source properties, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 127, 145–163.
- Willet, S. D. and C. Beaumont (1994), Subduction of Asian lithosphere mantle beneath Tibet inferred from models of continental collision, *Nature*, 369, 642-645.

- Wortel, M. J. R. and W. Spakman (1992), Structure and dynamics of subducted lithosphere in the Mediterranean region, *Proc. Kon. Ned. Akad. v. Wetensch.*, 95, 325-347.
- Yoshioka, S and M. Wortel (1995), 3-Dimensional numerical modeling of detachment of subducted lithosphere, *Journal of Geophysical Research*, 100, B10, 20223-20244.
- Zandt G., H. Gilbert, T.J., Owens, M. Ducea, J. Saleeby and C.H. Jones (2004), Active foundering of a continental arc root beneath the southern Sierra Nevada in California, *Nature*, 431, 41-46.
- Zeck, H.P. (1996), Betic-Rif orogeny: subduction of Mesozoic Tethys lithosphere under eastward drifting Iberia, slab detachment shortly before 22 Ma and subsequent uplift and extensional tectonics, *Tectonophysics*, 254, 1-16.
- Zhong, S.J. and M. Gurnis (1996), Interaction of weak faults and non-newtonian rheology produces plate tectonics in a 3D model of mantle flow, *Nature*, 383, 6597, 245-247.
- Zlotnik, S. (2008), Numerical modeling of transient multiphase thermo-mechanical problems: application to the oceanic lithosphere, P.h.D, Univ. Barcelona, 183 pp.

Summary in English

Rejuvenation of continental lithosphere is a long-standing research topic, still poorly understood. Mantle lithosphere removal has been inferred from several observations, mainly an anomalously high surface heat flow, regional uplift, change of stress field toward extension, and the presence of cold slabs in the upper mantle and igneous activity in continental areas far from present subduction zones.

Several mechanisms have been proposed to explain this lithospheric mantle removal, which can be approximately classified (e.g. Houseman et al., 2001) in three groups: subduction and detachment of lithospheric mantle, convective removal and continental delamination. The first and second mechanisms assume that, after the detachment of the lithospheric material, an area of thinned lithosphere develops. However, according to recent studies this thinning does not appear. Only including weak rheologies it is convective removal mechanism able to reproduce lithospheric thinning. In contrast, lithospheric thinning is inherent to the delamination mechanism proposed by Bird (1979). This mechanism explains that given a 'low viscosity conduit' able to connect the asthenosphere and the lower crust, the asthenospheric material rises and laterally expands along the Moho, and the lithospheric mantle peels off the crust and sinks into the asthenosphere due to the buoyancy contrast.

During last years, the continental delamination mechanism has been proposed for a wide number of geological areas but, in spite of this, the very few physical models that have been developed make that basic aspects of the delamination process remain poorly studied. Schott and Schmeling (1998) modeled the delamination mechanism starting from an orogenic initial state and studied the conditions for the delamination to occur. Morency and Doin (2004) presented a thorough study where they investigated by means of thermo-mechanical numerical simulations the conditions for the initiation and propagation of continental delamination. Very recently, Göğüş and Pysklywec (2008a) presented a comparison between near surface observables resulting from a model representative of delamination and from models of convective removal.

In this PhD we use numerical modeling to study the continental delamination mechanism with lateral migration of the delamination point (the point where lithospheric mantle peels off the crust) and direct contact between the asthenosphere and the crust. We have developed a numerical thermo-mechanical code adopting a viscous approach to model and characterize the continental delamination mechanism. We have applied the numerical code to two natural laboratories: the Alboran Sea and the southern Sierra Nevada Mountains in California. The application of the code to zones with different initial geometries shows the versatility of the code and allows us to quantitatively evaluate some conceptual models proposed for the evolution of these zones. Our purpose is not to explain in detail the evolution of such zones, but test if our modeling can reproduce the proposed conceptual models.

Due to the strong interaction among different materials from crust, lithospheric mantle and asthenosphere, continental delamination is a geodynamic process suitable for the study of the thermal and mechanical coupling between the brittle and ductile behavior of these materials. The second part of this PhD Dissertation presents a new methodology to simultaneously reproduce the brittle and ductile behavior and to model the formation of shear bands (faults). This methodology was developed during my six-month stage in the Goethe University, in Frankfurt am Main, under the supervision of Prof. Dr. Harro Schmelling.

Delamination mechanism is the consequence of the buoyancy forces acting on the upper and lower crust, lithospheric mantle and asthenosphere. Therefore, in a viscous approach, the physical process is governed by the coupled conservation equations of mass, momentum and energy. We have assumed two-dimensional flow, neglected inertial forces and applied the Extended Boussinesq Approximation (EBA) to obtain our final equations. We have applied a Finite Difference Scheme and implemented those discretized equations in a numerical code written in MATLAB language. Different validation tests have been performed, including an application to a problem with analytical solution.

Our numerical modeling and characterization of continental delamination has been made comparing results obtained with mechanical (T-independent) and thermo-mechanical (T-dependent) models for delamination and for convective removal, a

previously widely studied mechanism. We have also analyzed the influence of the stratification of viscosity, the consequences of varying the lower crust density, and explored the effect of the geometry and the material filling the ‘low viscosity conduit’.

Our results show that, in contrast with the conceptual models but in agreement with previous studies, convective removal does not produce significant crustal or mantle lithosphere thinning or detachment of the sinking lithospheric root. On the contrary, lithospheric thinning is inherent to the continental delamination, linked to a strong lateral migration of the delaminated slab. Lateral migration is shown here to be very sensitive to the lithospheric mantle viscosity and, to a lesser degree, to asthenosphere viscosity. An increase of only one order of magnitude in the maximum viscosity of the lithospheric mantle (from 10^{22} to 10^{23} Pa s) causes a change from a well-developed delamination with large displacement of delamination point to a complete inhibition of this process. Development of the delamination mechanism is also favored by low viscosity and high density lower crust. Both conditions might be related to the presence of eclogite in an orogenic lower crust.

The migration of the delamination point is accompanied by crustal thickening in front of the migrating point and crustal thinning at the back. Crustal thickening is caused by the viscous drag exerted by the sinking lithospheric mantle, and the Moho can reach depths over 100 km. Moreover, the delamination mechanism has been shown here to be very effective to produce significant thinning of a previously thickened crust. This study highlights that this migrating pattern of crustal thickening/thinning is the most characteristic consequence of the delamination mechanism on a lithospheric scale. This crustal thinning/thickening is mainly accommodated by the less viscous lower crust. As orogenic lower crust density increases, the dragged crust adopts a vertically elongated shape, increasingly similar to the typical crust geometry in oceanic subduction zones.

The presence of the ‘low viscosity conduit’ through the lithospheric mantle has been shown to be crucial to reproduce the delamination process. It triggers delamination by allowing the hotter and less dense asthenospheric material to replace the colder and denser lithospheric material. Although the nature of the conduit, either formed of low viscosity lithospheric mantle or asthenospheric material, does not significantly affect the development of the mechanism, the conduit should be wide enough to allow significant

asthenospheric upwelling. According to these results, lithospheric weakening by dehydration processes (Schott and Schmeling, 1998) or thermal thinning processes (Arcay et al., 2007) during previous subduction episodes are plausible mechanisms for the formation of ‘low viscosity conduits’, since they provide wider conduits than other proposed processes, as volcanic lines or lithospheric cracks.

Regarding the application to the Alboran Sea, this numerical modeling successfully reproduces the main features of the conceptual model proposed by Calvert et al. (2000). The lower crust, despite of its low density, is predicted to sink down to depths of 100-150 km. The presence of deep lower crust has been previously related to a seismic low velocity zone in which the occurrence of intermediate-depth seismicity is located.

We have applied our code to reproduce the conceptual model proposed by Zandt et al. (2004) for the evolution of Sierra Nevada, California. The initial setup is very different to the Alboran Sea case, proving the versatility of the numerical code. Dehydration processes related to previous oceanic subduction provide a plausible explanation for the origin of the ‘low viscosity conduit’ in this region. The modeling reproduces the conceptual model and the east-dipping high velocity body imaged in tomographic studies. Observed sudden uplift, seismic anisotropy and magmatism are also compatible with our predictions.

3D models and non-linear rheology would help to better understand the geodynamic evolution of these regions. Dynamic topography is to be included, as well as partial melting and lateral variations in asthenospheric density (Afonso et al., 2008). These improvements remain as future work.

In the second part of this PhD Dissertation we introduce a new methodology to simultaneously reproduce the brittle and ductile behavior. The methodology is based on an anisotropic viscosity and the basic idea is to simulate the plastic yielding along shear-planes by reducing the shear viscosity in the failure direction, computed depending on the internal friction angle. This new ‘anisotropic plasticity’ methodology requires an easier theoretical and numerical formulation and is computationally less demanding than previous approaches. For this reason, we can include the whole lithosphere and upper mantle in our simulations, taking into account the interactions

between them. We have implemented this method in a new subroutine for the FDCON code (e.g. Schmeling and Marquart, 1991).

We have modeled the formation of zones of localized shear (shear bands) during compression as a preliminary test for the code. According to our results, strain localization is possible without strain softening (damage rheology) as included in previous studies (e.g. Moresi et al., 2007; Lemiale et al., 2008). Most previous viscoplastic models include a yield stress and reduce the isotropic viscosity as the yield stress is reached. These studies obtained shear band angles of 45° for a frictional angle of 0° . Our results show that shear localization also occurs if only the shear viscosity is reduced and the normal viscosity is kept constant. We observe maximum shear band formation for a frictional angle of 60° and no shear band formation for frictional angle of zero. It is likely that for low angles strain softening is the important mechanism. The obtained angle for the shear bands seems to match the Arthur angle, in agreement with very recent studies (e.g. Popov and Sobolev, 2008).

As this is a strongly non-linear methodology, we control the numerical convergence and stability of the system at each with three ‘convergence indicators’. After 100 iterations, oscillations from one iteration and the next one are found to be less than 0.01%.

More work must be done until this ‘anisotropic plasticity’ methodology can be applied to natural laboratories, like including time-evolution, but the preliminary results presented here are, in our opinion, really promising. We hope that future development of this methodology will allow us to model lithospheric processes controlled by interaction between lithosphere and underlying mantle, as in the case of continental delamination.

CONTENIDO DEL CD:

- **Artículos publicados o en revisión**
 - **Programas desarrollados**
- **Videos ilustrativos de las ejecuciones mostradas en la memoria.**

